

## МОДУЛЯЦИЯ НАКАЧКИ В ЛИНЕЙНЫХ И КОЛЬЦЕВЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ С БОЛЬШИМ УРОВНЕМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

М. Н. Бурнашев

Теоретическое рассмотрение модулированного газового лазера (ГЛ) с большим уровнем возбуждения проводилось в работе [1]. Наряду с другими вопросами в ней рассчитывалась глубина модуляции интенсивности ГЛ при модуляции относительного возбуждения  $\chi = N/N_T$ . Представляется полезным провести расчеты нелинейных сдвигов постоянных составляющих выходных параметров при модуляции возбуждения, используя метод усреднения, примененный в [2]. Кроме того, представляет интерес определение аналогичных характеристик для кольцевого газового лазера (КГЛ).

Рассматривается одномодовый режим работы ГЛ с одноизотопной активной средой. Используя результаты полуклассической теории линейного ГЛ без ограничений на амплитуду поля, в приближении некогерентного взаимодействия можно получить из [3] следующие уравнения для поля в резонаторе:

$$\frac{d}{dt} I(t) = 2I(t) (\Delta\nu_p/2) [-1 + \chi S^{(0)}(I, \xi, \eta)], \quad (1)$$

$$\nu(t) - \Omega = -(\Delta\nu_p/2) \chi C^{(0)}(I, \xi, \eta), \quad (2)$$

где

$$C^{(0)} - jS^{(0)} = [2Z_i(0)]^{-1} \{ [(b-1) - j(b+1)] (\eta/\nu) Z_i(u, \nu) - [(b+1) - j(b-1)] (\xi/\nu) Z_r(u, \nu) \}, \quad (3)$$

$u + j\nu = x$  — один из корней ( $u, \nu \geq 0$ ) уравнения

$$\Phi(x) = [\eta^2 + (\xi - x)^2][\eta^2 + (\xi + x)^2] + I(\eta^2 + \xi^2 + x^2) = 0. \quad (4)$$

$b = [1 + L(x) \Gamma]^{-1}$ ,  $j$  — мнимая единица, остальные обозначения соответствуют работе [4].

В уравнениях (1), (2) вводим гармоническое возмущение возбуждения с глубиной модуляции  $\delta\chi/\chi$  и, проводя расчеты аналогично работе [2], получаем выражения для нелинейных сдвигов интенсивности и частоты ГЛ  $\Delta I$  и  $\Delta\nu$

$$\Delta I = 0.5 (\chi S^{(1)})^{-2} [1 + (\omega_m/\omega_0)^2]^{-1} [(S^{(2)}/S^{(1)}) - \chi S^{(1)}] (\delta\chi/\chi)^2, \quad (5)$$

$$\Delta\nu = 0.5 [\Delta\nu_p/2 \chi S^{(1)2}] [1 + (\omega_m/\omega_0)^2]^{-1} [C^{(1)} (S^{(2)}/S^{(1)}) - C^{(2)}] (\delta\chi/\chi)^2, \quad (6)$$

где граничная частота модуляции

$$\omega_0 = \Delta\nu_p \chi I S^{(1)}, \quad (7)$$

$$C^{(n)} - jS^{(n)} = \frac{(-1)^n}{n} \frac{\partial^n}{\partial I^n} (C^{(0)} - jS^{(0)}). \quad (8)$$

Результаты численных расчетов приведены на рис. 1 и 2. При заданных  $\chi, \xi, \eta$  численными методами решалось уравнение (1) при  $I = \text{const}$  относительно интенсивности поля в резонаторе. По (5) и (6) определялась зависимость нелинейных сдвигов  $\Delta I$  и  $\Delta\nu$  от расстройки резонатора при следующих значениях параметров:  $\Delta\nu_p/2 = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\delta\chi/\chi = 10^{-2}$ ,  $\omega_m = 0$ . На рис. 2 приведены графики зависимости граничной частоты модуляции  $\omega_0$  от расстройки резонатора. Для сравнения при  $\chi = 1.1$  приведена зависимость, рассчитанная по теории возмущений [2].

Анализ модуляции возбуждения в КГЛ проводился в рамках вышеуказанных приближений, линейная связь волн через рассеяние на зеркалах

не учитывалась [7]. Из [1, 5, 6] можно получить уравнения для поля в КГЛ в следующем виде:

$$\frac{d}{dt} I(t) = 2I(t) (\Delta\nu_p/2) [-1 + zS^{(0)}] + 2i(t) (\Delta\nu_p/2) [-(\Delta Q/Q) + z\Delta S^{(0)}], \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} i(t) = 2I(t) (\Delta\nu_p/2) [-(\Delta Q/Q) + z\Delta S^{(0)}] + 2i(t) (\Delta\nu_p/2) [-1 + zS^{(0)}], \quad (10)$$

$$\nu_{12}(t) = \Delta\Omega - z (\Delta\nu_p/2) \Delta C^{(0)}. \quad (11)$$

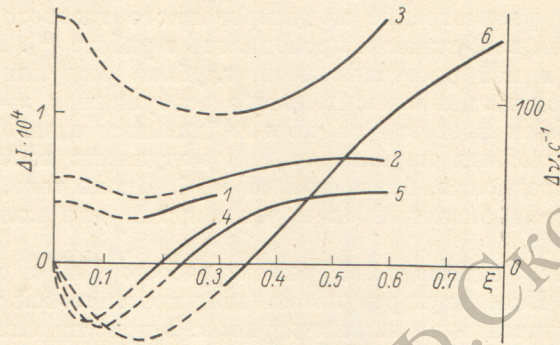


Рис. 1. Зависимость  $\Delta I$  и  $\Delta\nu$  от расстройки резонатора.

Кривые 1-3 —  $\Delta I$ , 4-6 —  $\Delta\nu$  для  $z=1.1, 1.5, 4.0$ . Штриховые линии — область малой точности теории.

Здесь  $2I = I_2 + I_1$ ;  $2i = I_2 - I_1$ ;  $\Delta Q/Q$  — относительная разность добротностей резонатора для встречных волн;

$$\begin{aligned} \Delta C^{(0)} - j\Delta S^{(0)} &\equiv C_{\xi}^{(0)} \Delta\xi + C_i^{(0)} 2i - j(S_{\xi}^{(0)} \Delta\xi + S_i^{(0)} 2i) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi} Z_i(0)} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-x^2) \left\{ \frac{s(x) + 2x^2}{\Phi(x)} - \frac{4x^2 s(x) (s(x) - j2\eta\xi + 2\eta^2 I)}{\Phi^2(x)} \right\} \Delta\xi + \\ &\quad + \frac{8x^2 \eta^2 \xi s(x)}{\Phi^2(x)} 2i \Big\} dx, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $s(x) = -\xi^2 + \eta^2 + x^2 + j2\eta\xi$ ,  $\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1$ .

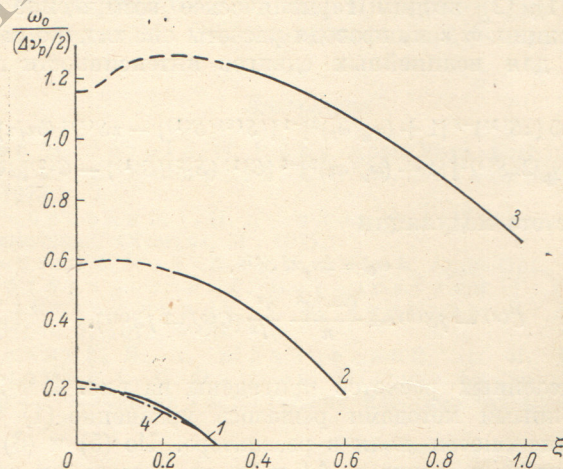


Рис. 2. Зависимость граничной частоты модуляции от расстройки резонатора.

Кривые 1-3 —  $z=1.1, 1.5, 4.0$ . Кривая 4 — расчет по теории возмущений для  $z=1.1$ .

Вводим модуляцию возбуждения в (9), (10), (11) и, проводя расчеты, аналогичные [2, 7], получим нелинейные сдвиги разности интенсивностей встречных волн  $\Delta i$  и частоты биений  $\Delta\nu_{12}$  в КГЛ

$$\Delta i = [(z/I) - 1 - (zS^{(1)}/2IS_i^{(0)})] \delta i \delta I \cos(\varphi_i - \varphi_I) + [1 + (S^{(0)}/2IS_i^{(0)})] \delta z \delta i \cos \varphi_i, \quad (13)$$

$$\Delta v_{12} = - (z\Delta v_p/4) \{2C_i^{(0)} \delta i (\delta z/z) \cos \varphi_i + 2C_i^{(1)} \delta i \delta I \cos(\varphi_i - \varphi_I) - \Delta C^{(1)} [2\Delta I + \delta I (\delta z/z) \cos \varphi_I] + 4C_i^{(0)} \Delta i + \Delta C^{(2)} \delta I^2\}, \quad (14)$$

где параметры  $C_{\xi, i}^{(n)}$  и  $S_{\xi, i}^{(n)}$  определяются по (8),  $\delta I$  и  $\delta i$  — глубины модуляции средней интенсивности и разности интенсивностей,  $\varphi_I$  и  $\varphi_i$  — соответствующие сдвиги фаз модуляции этих характеристик КГЛ относительно модуляции возбуждения, а  $\Delta I$  определяется (5).

В заключение отметим, что нелинейные сдвиги выходных параметров газовых лазеров нужно определять только в рамках теории сильного поля (или теории возмущений более высокого, чем третьего порядка по полю), так как они определяются вторыми производными от поляризуемости по полю.

Автор благодарит В. Е. Привалова и Ю. В. Филатова за интерес к работе и полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] Л. А. Мельников. Автореф. канд. дисс., СГУ, Саратов, 1978.
- [2] М. Н. Бурнашев, В. Е. Привалов. Опт. и спектр., 44, 325, 1978.
- [3] S. Stenholm, W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., 181A, 618, 1969.
- [4] W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.
- [5] Сб. под ред. Ю. Л. Климантовича «Волновые и флуктуационные процессы в лазерах». «Наука», М., 1976.
- [6] Я. И. Ханин. Динамика квантовых генераторов. «Сов. радио», М., 1975.
- [7] М. Н. Бурнашев, В. Е. Привалов. Квант. электрон., 3, 2355, 1976.

Поступило в Редакцию 7 октября 1979 г.

УДК 535.373.2 : 548.0

### МЕХАНИЗМ ПЕРЕДАЧИ ВОЗБУЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛА АКТИВАТОРНЫМ ЦЕНТРАМ В LiF-TiO<sub>2</sub>

А. И. Непомнящих и Е. А. Раджабов

Известно несколько способов передачи энергии, поглощенной кристаллом, центру свечения [1, 2]. Для выяснения конкретного механизма передачи нами использовалась температурная зависимость активаторного свечения кристаллов LiF-TiO<sub>2</sub> в рентгенолюминесценции (РЛ). В спектрах РЛ этих кристаллов наблюдается интенсивное активаторное свечение 3.0 эВ (рис. 1).

Одним из возможных механизмов передачи является резонансная передача или реабсорбция энергии экситона центру свечения. Необходимым условием резонансной передачи является перекрытие полос экситонного свечения и возбуждения активатора. Для кристалла KJ-Eu, в котором резонансная передача очень эффективна, температурные зависимости экситонного и активаторного свечения при возбуждении в экситонной полосе совпадают [1]. Для кристаллов LiF-TiO<sub>2</sub> имеется небольшое перекрытие полос возбуждения активатора и свечения экситонов (рис. 1), поэтому можно ожидать, что некоторая доля энергии экситонов может передаваться активаторным центрам. Однако температурные зависимости экситонного и активаторного свечения под рентгеновским возбуждением не совпадают (рис. 2). При этом следует учесть, что в области активаторного свечения при этих температурах растет длинновол-