

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.373.826.038.823

### ОСОБЕННОСТИ УСТАНОВЛЕНИЯ ДВУХМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ В CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРЕ

*Д. С. Бакаев, В. М. Ермаченко, В. Н. Петровский, Е. Д. Проценко,  
А. Н. Рурукин, Р. А. Шананин*

В [1] сообщалось о реализации двухмодового режима работы CO<sub>2</sub>-лазера при ортогональных поляризациях мод. При общей схожести поведения амплитудных и частотных характеристик мод в зависимости от параметров лазера в случае генерации CO<sub>2</sub>- и Не-Не-лазеров здесь был обнаружен новый эффект. При перестройке частоты CO<sub>2</sub>-лазера вблизи границы возникновения двухмодовой генерации в узкой области наблюдалась осцилляторная зависимость интенсивностей мод от их положения на контуре линии усиления.

В данной работе показано, что обнаруженные в CO<sub>2</sub>-лазере осцилляции в интенсивностях мод связаны с инерционными свойствами активной среды, т. е. с тем, что в отличие от Не-Не-лазеров в CO<sub>2</sub>-лазерах населенность рабочих уровней не успевает следить за изменениями амплитуды электромагнитного поля в резонаторе. Поэтому населенность, а следовательно, и поляризация среды зависят не только от значения поля в данный момент времени, но и от его значений в предыдущие моменты времени.

В пренебрежении эффектом инерционности двухмодовый режим генерации описывается уравнениями Лэмба [2]:

$$\dot{E}_k(t) = E_k(t)[\alpha_k - \beta_k E_k^2(t) - \theta_{kl} E_l^2(t)] \quad (k, l = 1, 2; k \neq l). \quad (1)$$

Здесь  $E_k$  — амплитуда напряженности поля моды  $k$ ,  $\alpha_k$  — коэффициент линейного усиления среды с учетом потерь для моды  $k$ ,  $\beta_k$  и  $\theta_{kl}$  — коэффициенты собственного и перекрестного насыщения усиления для моды  $k$ .

В пределе неоднородно уширенной линии, который в дальнейшем использовался при расчетах [1], коэффициенты  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  и  $\theta_{kl}$  с точностью до постоянных множителей имеют следующий вид [2]:

$$\alpha_k \sim \eta \exp[-(\omega_{k0}/ku)^2] - 1, \quad \beta_k \sim 1 + \gamma^2/(\gamma^2 + \omega_{k0}^2),$$

$$\theta_{kl} \sim \frac{4\gamma^2}{4\gamma^2 + \omega_{kl}^2} + \frac{4\gamma^2}{4\gamma^2 + (\omega_{k0} + \omega_{l0})^2},$$

где  $\eta$  — повышение усиления над потерями,  $\omega_{k0}, \omega_{l0}$  — отстройки мод от центра линии усиления,  $\gamma$ ,  $ku$  — соответственно однородная и неоднородная полуширины спектральной линии лазерного перехода,  $\omega_0$  — межмодовое расстояние.

Существенным является то, что при получении (1) релаксация среды предполагается достаточно быстрой, так что поляризация среды в любой момент времени зависит от значения поля только в этот же момент времени. Это означает выполнение неравенств

$$\gamma > \omega_0/Q, \quad \gamma_{m,n} > \omega_0/Q, \quad (2)$$

где  $\gamma_{m,n}$  — ширина рабочих уровней,  $\omega_0$  — центральная частота линии усиления,  $Q$  — добротность резонатора.

Величины  $\gamma_{m,n}$  и  $\gamma$  характеризуют скорости затухания населенностей рабочих уровней и когерентности между ними, т. е. поляризации среды, а  $\omega_0/Q$  определяет скорость затухания поля в резонаторе. В случае выполнения неравенств (2) при решении уравнений для элементов матрицы плотности для нахождения поляризации среды амплитуда поля можно считать постоянной. Для Не-Не-лазеров такое допущение оправдано. В случае же CO<sub>2</sub>-лазеров первое из неравенств (2) по-прежнему выполняется,  $\gamma > \omega_0/Q$ , в то же время вместо второго имеет место обратное неравенство  $\gamma_{m,n} < \omega_0/Q$ . Поэтому при расчете зависимости населенности рабочих уровней от поля необходимо учитывать инерционность среды, т. е. то, что поле может изменяться быстрее, чем населенность.

Вследствие этого нелинейная часть поляризации среды будет зависеть не только от значения поля в рассматриваемый момент времени, но и от его значений в

предыдущие моменты. В результате вместо дифференциальных уравнений (1) для медленно меняющихся амплитуд возникают интегродифференциальные уравнения типа

$$\begin{aligned} \dot{E}_k(t) = E_k(t) [\alpha_k - \beta_k \gamma_m \int_0^t d\tau E_k^2(t-\tau) \exp(-\gamma_m \tau) - \\ - \theta_k \gamma_m \int_0^t d\tau E_k^2(t-\tau) \exp(-\gamma_m \tau)]; \end{aligned} \quad (3)$$

при написании которых для простоты положено  $\gamma_m = \gamma_n$ .

В стационарном случае ( $\dot{E}_k = 0$ ) система (3) сводится к (1) при  $\gamma_m t \gg 1$ . Система (3) решалась численно с учетом сканирования частоты. Типичные расчетные зависимости  $E_k^2(\omega_{k0})$  представлены на рис. 1 и получены для  $\eta = 1,5$ ,  $\omega_{12} = 6$  МГц,  $\omega_0/Q = 15$  МГц,  $f = 8 \cdot 10^4$  МГц/с,  $p = 22$  Тор (f — скорость перестройки мод по контуру линии усиления, p — давление активной среды). Из рисунка видно, что на участке «*аб*» реализуется генерация первой моды, на «*бв*» — работают совместно две моды и на «*вг*» — генерирует вторая мода.

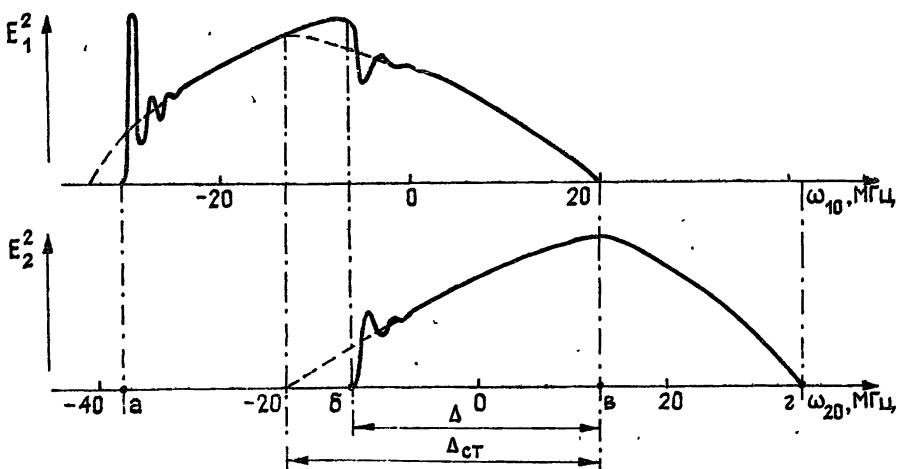


Рис. 1.

По мере продвижения мод по контуру линии усиления сначала развивается одномодовая генерация первой моды (точка «*а*» на рис. 1) и после нескольких осцилляций устанавливается стационарный одномодовый режим. Двухмодовая генерация также начинается с осцилляций в интенсивностях обеих мод (точка «*б*» на рис. 1), причем эти пульсации коррелированы: максимум в интенсивности возникающей второй моды соответствует минимуму интенсивности первой моды. Диапазон осцилляций составляет незначительную часть всей области двухмодовой генерации  $\Delta$ , и после затухания пульсаций интенсивности мод изменяются по закону, отвечающему стационарному двухмодовому режиму. Отметим, что инерционность среды приводит не только к осцилляциям, но и к сокращению области двухмодовой генерации  $\Delta$  по сравнению с ее значением  $\Delta_{ст}$  в случае стационарного режима.

Проведенные расчеты показали, что при увеличении скорости сканирования величина области  $\Delta$  уменьшается и изменяются амплитуда и период осцилляций.

Экспериментальная установка состояла из исследуемого CO<sub>2</sub>-лазера, работающего в режиме генерации двух линейно и ортогонально поляризованных мод [1] и регистрирующей аппаратуры. Перестройка мод в пределах линии усиления осуществлялась с помощью пьезокерамики, к которой было приклесено одно из зеркал резонатора. Для селекции колебательно-вращательных переходов использовался внутренний эталон Фабри — Перо из GaAs. Экспериментальная установка позволяла регистрировать закон изменения интенсивности каждой из мод при их сканировании по контуру линии усиления, а также контролировать частоту межмодовых биений.

Экспериментальные исследования показали, что во всем диапазоне изменения рабочих параметров установки:  $\eta = 1,1 \div 1,3$ ,  $p = 15 \div 30$  Тор,  $\omega_{12} = 2 \div 40$  МГц,  $f = 5 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^4$  МГц/с осцилляции в зависимостях  $E_k^2(\omega_{k0})$  существуют только в начальной стадии возникновения генерации (одномодовой или двухмодовой). По мере увеличения  $\omega_{k0}$  осцилляции затухают и поведение  $E_k^2(\omega_{k0})$  соответствует стационарному режиму.

На рис. 2 представлены типичные экспериментальные зависимости  $E_1^2(\omega_{10})$  для  $\omega_{12} = 12$  МГц,  $\eta = 1,3$ ,  $p = 25$  Тор в области возникновения двухмодовой генерации при различных скоростях сканирования  $f$  (кривая «*а*» отвечает  $f = 8 \cdot 10^3$  МГц/с, «*б*» —  $f = 2,5 \cdot 10^4$  МГц/с, «*в*» —  $f = 8 \cdot 10^4$  МГц/с). Видно, что с ростом  $f$  граница воз-

ийникновения двухмодовой генерации удаляется от центра линий усиления, увеличиваются амплитуда и квазипериод осцилляций.

Исследования закона поведения  $E_k^2(\omega_0)$  для разных  $\omega_{12}$  при различных скоростях сканирования также показали:

1) с ростом скорости сканирования для каждого межмодового расстояния область двухмодовой генерации уменьшается,

2) с ростом межмодового расстояния при постоянной скорости сканирования увеличивается амплитуда пульсаций и уменьшается их период,

3) для всех межмодовых расстояний период осцилляций в области возникновения двухмодовой генерации больше, чем в области возникновения одномодовой генерации.

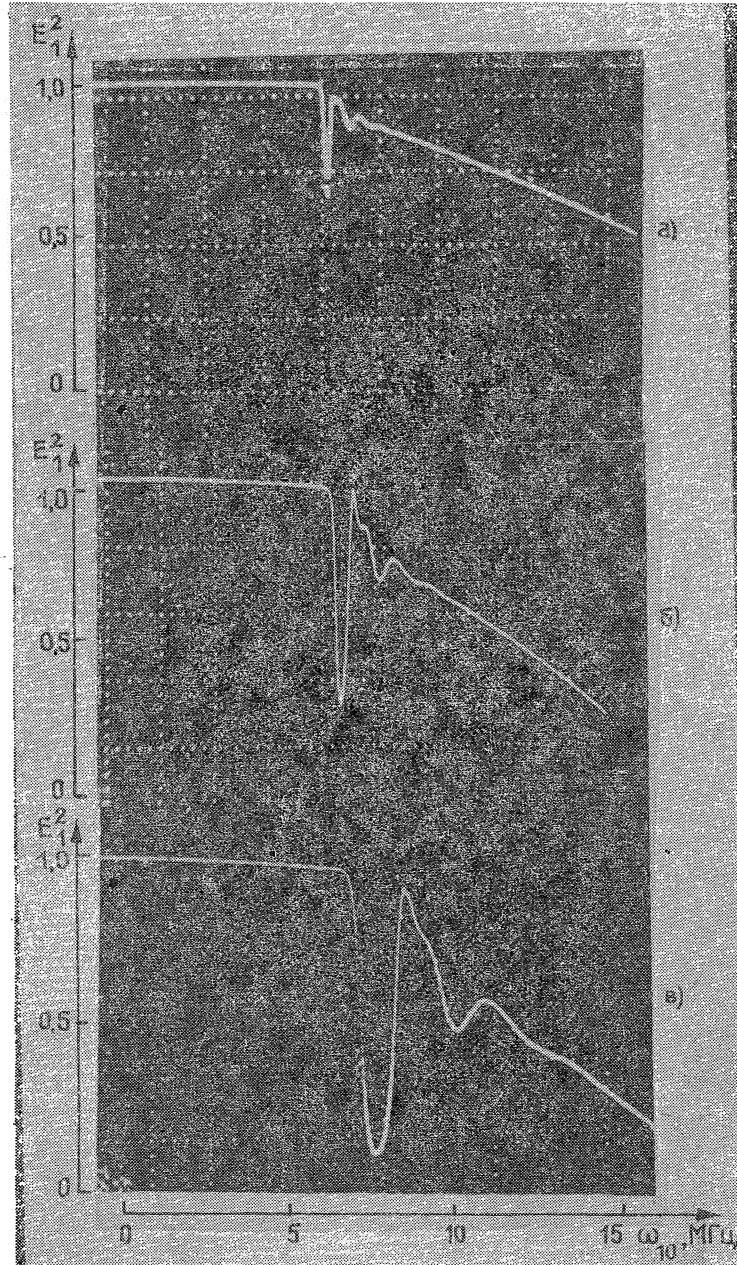


Рис. 2.

Таким образом, проведенные исследования выявили основные особенности установления двухмодовой генерации CO<sub>2</sub>-лазера. Это позволит более целенаправленно выбирать режим работы такого лазера при различных применениях его в физических исследованиях и практических приложениях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ермаченко В. М., Петровский В. Н., Проценко Е. Д., Рурукин А. Н., Шананин Р. А. — Квантовая электроника, 1985, 12, № 3, с. 571.
2. Lamb W. E. — Phys. Rev. A, 1964, 134, № 6, p. 1429.

Московский инженерно-физический  
институт

Поступила в редакцию  
4 ноября 1985 г.

УДК 537.622.3

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПАРАМАГНИТНОЙ СРЕДЕ

*И. В. Бачин, Д. В. Красовицкий*

Одним из основных типов нелинейных волн в материальных средах являются уединенные импульсы — солитоны [1]. Решения такого типа получены в нелинейной плазме [2], нелинейной оптике [3, 4], а также в других нелинейных резонансных средах. В настоящей работе показана принципиальная возможность распространения электромагнитных солитонов в парамагнитных (мазерных [5]) средах. На основе решения самосогласованной системы классических уравнений Блоха для магнитного момента среды  $M$  [5] и волнового уравнения для магнитного поля излучения  $B$  получены два типа солитонных волн огибающей, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля  $B_0$ . Солитоны первого типа возникают в результате взаимной компенсации эффектов нелинейности и дисперсии (ср. с [2]) и проявляются в условиях малой нелинейности, а волны второго типа аналогичны динамическим солитонам в оптике [3, 4] и характеризуются интенсивным обменом энергией волнами со средой и появлением инверсной заселенности уровней в максимуме поля [4].

Для достаточно коротких электромагнитных импульсов  $\Delta t \ll T_1, T_2$  ( $T_1$  и  $T_2$  — характерные времена релаксации парамагнитной среды) в декартовой системе координат с осью  $z$  вдоль  $B_0$  для волны круговой поляризации

$$B_x + iB_y = B(t, z)e^{i\Phi}, \quad M_x + iM_y = M(t, z)e^{i\Phi}, \quad \Phi = \omega t - kz \quad (1)$$

самосогласованная система уравнений для медленно изменяющихся амплитуд  $B(t, z)$  и  $M(t, z)$  имеет вид

$$i\nu \frac{\partial a}{\partial \tau} + \delta a = a_z b, \quad a_z = (1 - |a|^2)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 b}{\partial \tau^2} - 2i \left( n \frac{\partial b}{\partial \xi} + \frac{\partial b}{\partial \tau} \right) + (1 - n^2) b = q \left( \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} - 2i \ln \frac{\partial a}{\partial \xi} - n^2 a \right),$$

где введены следующие безразмерные переменные:

$$b = \frac{B}{B_0}, \quad a = \frac{M}{M_0}, \quad a_z = \frac{M_z}{M_0}, \quad \nu = \frac{\omega}{\Omega}, \quad \delta = 1 - \nu,$$

$$q = 4\pi M_0 \Omega^{-1}, \quad \Omega = \frac{eB_0}{2mc}, \quad \xi = \frac{\omega z}{c}, \quad \tau = \omega t, \quad n = \frac{ck}{\omega},$$

$M_0 = |M|$  является интегралом движения.

Если считать выполненным неравенство

$$|a|^2 \ll 1, \quad \frac{\partial a}{\partial \tau} \ll \delta a, \quad (3)$$

то приближенное решение первого уравнения (2) можно представить в виде

$$a = \frac{b}{\delta} - i \frac{\nu}{\delta^2} \frac{\partial b}{\partial \tau} - \frac{\nu^2}{\delta^3} \frac{\partial^2 b}{\partial \tau^2} - \frac{|b|^2}{2\delta^3} b. \quad (4)$$

После подстановки (4) во второе уравнение (2) получаем нелинейное параболическое уравнение для комплексной амплитуды поля [6]:

$$-\frac{k\beta_g'}{2n} \frac{\partial^2 b}{\partial \xi^2} + i\beta_g \frac{\partial b}{\partial \xi} + i \frac{\partial b}{\partial \tau} + ab - \gamma |b|^2 b = 0, \quad \beta_g = \frac{v_g}{c} = n \left( 1 - \frac{q}{\delta} \right) \left( 1 + \frac{qn^2}{2\delta^2} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$$\beta_g' = \beta_g \left[ 1 - \beta_g^2 - \frac{q}{\delta} \left( 1 + \beta_g \frac{\nu n}{\delta} \right)^2 \right] \left( 1 - \frac{q}{\delta} \right)^{-1},$$

$$\alpha = - \left[ 1 - n^2 \left( 1 - \frac{q}{\delta} \right) \right] \left( 2 + \frac{qn^2 \nu}{\delta^2} \right)^{-1}, \quad \gamma = - \frac{qn^2}{2\delta^3} \left( 2 + \frac{qn^2 \nu}{\delta^2} \right)^{-1}, \quad \beta_g' = \frac{d\beta_g}{dk}.$$