

УДК 621.373.826

## ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ В РЕЗОНАТОРЕ ФАБРИ—ПЕРО

Г. П. ДЖОТЯН, А. Л. МИНАСЯН  
НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 14 ноября 1982 г.)

Проведено теоретическое исследование процесса вынужденного комбинационного рассеяния в резонаторе Фабри—Перо. Показана возможность мультистабильного поведения и существования гистерезиса в зависимости интенсивности выходной стоксовой компоненты от ее интенсивности на входе в среду.

В последние годы такие явления как мультистабильность, в частности, бистабильность, пульсации интенсивности, ограничение интенсивности прошедшего луча, происходящие в нелинейных резонаторах Фабри—Перо, вызывают большой интерес ввиду широких возможностей их практического применения для создания оптических переключателей, ограничителей интенсивности, оптических транзисторов и др. Исследования таких режимов ведутся в резонаторах с различными видами нелинейности среды. Так, в [1, 2] теоретически и экспериментально исследована работа резонатора, заполненного средой с керровской нелинейностью. В этом случае влияние нелинейности среды приводит к тому, что собственная частота возбуждаемой моды приобретает поправку, пропорциональную интенсивности колебаний, что, в свою очередь, по аналогии с известными свойствами нелинейных колебаний [3], ведет к появлению бистабильности и гистерезисному характеру зависимости интенсивности выходного излучения от входного.

В случае резонатора с насыщающимся поглотителем бистабильность, гистерезис, ограничение интенсивности по резонирующей волне были предсказаны в [4] и [5] при рассмотрении работы однорезонаторного параметрического генератора света с учетом эффектов насыщения и экспериментально осуществлены в [6, 7] в парах натрия и рубине. В работе [8] рассмотрены различные виды нелинейности среды, заполняющей резонатор (керровская, насыщение в среде двухуровневых частиц, рамановская, мандельштам-бриллюэновская и квадратичная нелинейности), для которых получены уравнения, описывающие динамику световых колебаний в резонаторе. Теоретический анализ в этой работе проведен на основе разложения электрического поля в резонаторе по его невозмущенным модам и представления координатной части в виде поля стоячей волны. В рамках развитой теории в [8] установлено существование бистабильности и гистерезиса в зависимости интенсивности стоксовой компоненты от интенсивности возбуждающего излучения в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в резонаторе, заполненном комбинационно-активной

средой, когда зеркала резонатора обладают хорошим отражением как на основной, так и на первой стоксовой частоте. Однако такое представление поля в резонаторе допустимо при не слишком больших интенсивностях падающего излучения, при коэффициентах отражения зеркал резонатора, близких к единице, и при малых величинах усиления, когда за время одного прохода резонатора интенсивности волн не меняются существенным образом.

В настоящей работе рассматривается установившийся процесс ВКР в резонаторе Фабри—Перо, заполненном однородной средой с рамановской нелинейностью и показателем преломления  $n_2$ , без каких-либо ограничений на величину усиления стоксовой волны и коэффициенты отражения зеркал. Волны накачки и стоксовой компоненты распространяются вдоль оси  $z$  резонатора, при этом стоксова компонента является собственной модой резонатора, а накачка свободно проходит через него. Напряженности  $E_{c, n}(z, t)$  и  $H_{c, n}(z, t)$  электрической и магнитной компонент полей стоксовой волны и накачки в резонаторе представим в следующем виде:

$$E_{c, n}(z, t) = e_{c, n}(z) \exp \{i(k_{c, n} z - \omega_{c, n} t)\},$$

$$H_{c, n}(z, t) = h_{c, n}(z) \exp \{i(k_{c, n} z - \omega_{c, n} t)\},$$

где  $\omega_n = \omega_c + \omega_0 + \varepsilon$ ,  $\varepsilon$  — расстройка двухфотонного комбинационного резонанса от частоты комбинационно-активного перехода  $\omega_0$ .

С учетом истощения накачки процесс ВКР в резонаторе описывается следующей системой укороченных уравнений для комплексных амплитуд  $h$  и  $e$ :

$$\frac{d}{dz} e_n = -\gamma_n (|e_c^+|^2 + |e_c^-|^2) e_n,$$

$$\frac{d}{dz} e_c^\pm = \pm \gamma_c |e_n|^2 e_c^\pm,$$

$$h_{c, n} = i \frac{c}{\omega_{c, n}} \frac{d}{dz} e_{c, n}, \quad (1)$$

где  $e_c^+$ ,  $e_c^-$  — амплитуды стоксовых волн, распространяющихся соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси  $z$ ,  $\gamma_c$ ,  $\gamma_n$  — коэффициенты нелинейной связи.

Из системы уравнений (1) для интенсивностей волн  $I_n = |e_n|^2$  и  $I_c^\pm = |e_c^\pm|^2$  получаются уравнения

$$\frac{d}{dz} I_n = -g'_n I_n (I_c^+ + I_c^-),$$

$$\frac{d}{dz} I_c^\pm = \pm g_c I_n I_c^\pm, \quad (2)$$

где  $g'_{c, n} = 2 \operatorname{Re} \gamma_{c, n}$ .

Интегрирование (2) дает следующее выражение для интенсивности накачки:

$$I_n(z) = \frac{1}{g_c'} \left\{ \frac{C_2 C_3 (C_1 - C_3) \exp(-C_3 z)}{C_1 + C_3 + (C_3 - C_1) \exp(-C_3 z)} + \frac{C_2 C_3 \exp(-C_3 z)}{C_2 \exp(-C_3 z) - 1} \right\},$$

где

$$C_1 = g_c' I_{n0} + g_n' (I_{c0}^+ - I_{c0}^-),$$

$$C_2 = \frac{C_1 + C_3 - 2 g_n' I_{c0}^+}{C_1 - C_3 - 2 g_n' I_{c0}^-},$$

$$C_3 = C_1^2 + 4 g_n'^2 I_{c0}^+ I_{c0}^-,$$

$$I_{n0} = I_n(z=0), \quad I_{c0}^\pm = I_c^\pm(z=0).$$

С учетом этих выражений из системы уравнений (1) для амплитуд  $e_c^\pm(z)$  получаем

$$e_c^\pm(z) = e_c^\pm(z=0) \left[ \frac{(C_3 - C_1) \exp(-C_3 z) + C_1 + C_3}{2 g_n' I_{c0}^+ (1 - C_2 \exp(-C_3 z))} \right]^{\pm 1} \times \\ \times \exp \left\{ \pm i \frac{g_c''}{g_c'} \ln \left[ \frac{(C_3 - C_1) \exp(-C_3 z) + C_1 + C_3}{2 g_n' I_{c0}^+ (1 - C_2 \exp(-C_3 z))} \right] \right\},$$

где  $g_c'' = 2 \ln \gamma_c$ .

(3)

Граничные условия рассматриваемой задачи представляют собой условия непрерывности тангенциальной составляющей напряженностей электрической и магнитной компонент электромагнитного поля на границах раздела  $z=0$  и  $z=L$  комбинационно-активной среды и линейной среды с показателем преломления  $n_1$ . С учетом (3) и граничных условий для комплексных амплитуд  $d_{ij}$  (см. рис. 1) находим

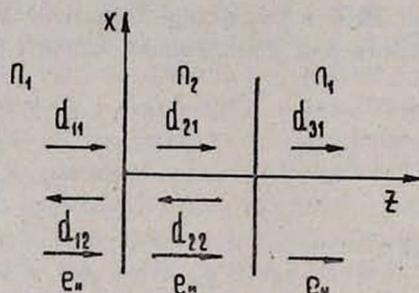


Рис. 1. Схема распространения волн в резонаторе.

$$d_{21}(L) = d_{21}(0) \exp(\alpha + ik_2 L),$$

(4)

$$d_{31}(L) = d_{11}(0) \frac{4 n_1 n_2 \exp(\alpha + ik_2 L)}{(n_1 + n_2)^2 - (n_1 - n_2)^2 \exp(2\alpha + 2ik_2 L)},$$

$$d_{12}(0) = d_{11}(0) \frac{2 n_1 [(n_1 + n_2) + (n_2 - n_1) \exp(2\alpha + 2ik_2 L)]}{(n_1 + n_2)^2 - (n_1 - n_2)^2 \exp(2\alpha + 2ik_2 L)},$$

(5)

где

$$\exp(\alpha) = \frac{(C_3 - C_1) C_2 \exp(-C_3 L) + C_1 + C_3}{2 g_n' I_{c0}^+ (1 - C_2 \exp(-C_3 L))} \times$$

$$\times \exp \left\{ i \frac{g_c''}{g_c'} \frac{(C_3 - C_1) C_2 \exp(-C_3 L) + C_1 + C_3}{2 g_n' I_{c0}^+ (1 - C_2 \exp(-C_3 L))} \right\}.$$

(6)

С учетом того, что стоксова компонента является собственной модой резонатора, для интенсивностей  $|d_{31}|^2$  и  $|d_{11}|^2$  из (6) получаем

$$|d_{11}|^2 = \frac{|d_{31}|^2}{16 n_1^2 n_2^2} \left\{ (n_1 + n_2)^2 f^{-2} + (n_1 - n_2)^2 f^2 - 2(n_1^2 - n_2^2)^2 \cos\left(\frac{g_c}{g_0} \ln f^2\right) \right\}, \quad (7)$$

где  $f$  определяется уравнением

$$|d_{31}|^2 = \frac{4I_{н0} n_2^2 f^2}{(f-1)[(n_1 + n_2)^2 + (n_1 - n_2)^2 f^2]}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) вместе определяют искомую зависимость выходной интенсивности стоксовой волны  $|d_{31}|^2$  от ее интенсивности  $|d_{11}|^2$  на входе в резонатор. Отметим, что формула (7) аналогична ранее полученным выражениям для нелинейных резонаторов, в которых имеет место бистабильность и гистерезис.

Численное решение уравнений (7), (8) дает зависимость выходной интенсивности стоксовой волны от ее входной интенсивности, нормированных на постоянную интенсивность накачки  $I_{н0}$  на входе в резонатор (см. рис. 2). Из этого рисунка следует, что с увеличением  $|d_{11}|^2$  в некоторой точке 1 происходит скачкообразный рост  $|d_{31}|^2$ , аналогичное поведение  $|d_{31}|^2$  имеет место в точках 2, 3. С дальнейшим ростом входной интенсивности происходит монотонный рост выходной —  $|d_{31}|^2$ , так как, что видно из (6), при этом  $f \rightarrow 1$ , следовательно, осциллирующая часть в (5) также стремится к постоянной величине, и формула (5) переходит в формулу Френеля для линейного резонатора. Монотонное уменьшение  $|d_{11}|^2$  приводит к скачкообразному уменьшению  $|d_{31}|^2$  в точках 3, 2 и 1. В расчетах в качестве комбинационно-активного вещества принят бензол, для которого

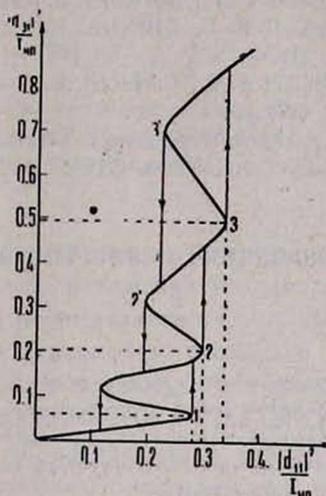


Рис. 2. Зависимость выходной интенсивности стоксовой волны от ее входной интенсивности, нормированных на входную интенсивность накачки.

$$\omega_0 = 9,9 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, \quad \frac{g_c}{I_n} = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1} \cdot \text{МВ}^{-1}, \quad \frac{g_c}{I_n} = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1} \cdot \text{МВ}^{-1}.$$

Таким образом, установлено, что в резонаторе Фабри—Перо с рамановской нелинейностью имеют место мультистабильность и гистерезисный характер зависимости интенсивности стоксовой компоненты на выходе из резонатора от ее интенсивности на входе. Полученный эффект обусловлен наличием частотной расстройки в двухфотонного комбинационного резонанса. Существование расстройки приводит к обусловленной ВКР нелинейной добавке в показателе преломления стоксовой волны. Эта добавка определяется интенсивностью накачки внутри резонатора, которая, в свою очередь, зависит от интенсивности стоксовой волны. Таким образом, при  $\epsilon \neq 0$  резонатор Фабри—Перо, заполненный комбинационно-активной средой, может быть рассмотрен как аналог обычного нелинейного резонатора Фабри—Перо [1, 2, 8] (см. также [7]).

Следует отметить, что рассмотренный в настоящей работе эффект отсутствовал в более ранних работах по ВКР в резонаторе (см., например, [9]), где рассматривался случай точного резонанса ( $\varepsilon = 0$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Felber F. S., Marburger J. H. Appl. Phys. Lett., 28, 731 (1976).
2. Okuda M., Togota M., Onaka K. Opt. Commun., 19, 138 (1976).
3. Бозолобов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Изд. Наука, М., 1974.
4. McCall S. L. Phys. Rev., A9, 1515 (1974).
5. Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Квантовая электроника, 4, 2338 (1977).
6. McCall S. L., Gibbs H. M., Venkatesan T. N. C. J. Opt. Soc. Amer., 65, 1184 (1976).
7. McCall S. L., Gibbs H. M., Venkatesan T. N. C. J. Opt. Soc. Amer., 36, 1135 (1976).
8. Луговой В. Н. Квантовая электроника, 6, 2053 (1979).
9. Грасюк А. Э. В сб. ФИАН АН СССР «Лазеры и их применение», т. 76, М., 1974.

#### ՄԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄ ՖԱԲՐԻ-ՊԵՐՈՅԻ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՈՒՄ

Դ. Պ. ԶՈՏՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում ներկայացված է Ֆաբրի-Պերոյի ոչ գծային ռեզոնատորում ստիպողական կոմբինացիոն ցրման վերլուծությունը: Ստացված լուծումների թվային անալիզից հետևում է, որ կոմբինացիոն-ակտիվ միջավայր պարունակող ոչ գծային ռեզոնատորում տեղի ունի Ստոքսի կոմպոնենտի ելքային ինտենսիվության բազմակայունություն և հիստերեզիսային կախում նրա մուտքային կոմպոնենտից:

#### STIMULATED RAMAN SCATTERING IN FABRY-PEROT RESONATOR

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

The stimulated Raman scattering in a stationary nonlinear Fabry-Perot resonator with Raman nonlinearity has been theoretically studied. It followed from the analysis of obtained solutions, that in such a resonator the multistability of the output intensity of the Stokes wave and its hysteresis-type dependence on the input intensity took place.