

УДК 621.373 : 519

РАЗНОСТЬ ЧАСТОТ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. А. Тиунов и Э. Е. Фрадкин

Получены скалярные уравнения одномодовой генерации эллиптически поляризованных встречных волн в кольцевом газовом лазере в слабом продольном магнитном поле. На основании этих уравнений получено выражение для разности частот генерации встречных волн в практически важном случае, когда их поляризации мало отличаются друг от друга и близки к линейным. Формула анализируется для одно- и двух-изотопного состава генерирующего газа.

Пусть резонатор кольцевого газового лазера (КГЛ) обладает произвольной поляризационной анизотропией и не содержит невязанных элементов. На активную среду наложим слабое продольное магнитное поле, в котором зеемановское расщепление каждого из рабочих уровней много меньше доплеровской ширины линии

$$|\Omega| \equiv \left| \frac{\mu_0 g H}{k u} \right| \ll 1, \quad (1)$$

где μ_0 — магнетон Бора, g — факторы Ланде, предполагаемые одинаковыми для верхнего и нижнего рабочих уровней, H — напряженность магнитного поля.

В таком резонаторе в каждом из встречных направлений ($n=r, l$) имеется два ($k=1, 2$) собственных состояния поляризации бегущей волны. При этом потери частоты и вектора поляризации всех четырех бегущих волн, вообще говоря, различны [1, 2].

Рассмотрим генерацию в КГЛ в присутствии магнитного поля, наложенного на активную среду, предполагая, что усиление α выше потерь только для одного, наиболее добротного типа колебаний в каждом направлении

$$\alpha_n^{(1)} |_{\text{пор.}} < \alpha < \alpha_n^{(2)} |_{\text{пор.}} \quad (n=r, l). \quad (2)$$

Векторное уравнение одномодовой генерации в круговой (с циркулярно поляризованными ортами) системе координат, общей для двух встречных направлений, можно записать в виде уравнения на собственные значения

$$\hat{Q}_n e_n \equiv (\hat{\Phi}_n + \hat{H}_n) e_n = \alpha e_n \quad (n=r, l). \quad (3)$$

где $\hat{\Phi}_n$ — комплексная матрица потерь резонатора с усиливающей средой и магнитным полем. Ее собственные значения $\Phi_n^{(k)}$ ($k=1, 2$) определяют частоты и потери собственных колебаний резонатора, а собственными векторами являются собственные состояния поляризации поля в резонаторе $a_n^{(k)}$. В круговой системе координат матрица $\hat{\Phi}_n$ может быть представлена через свои собственные значения и через круговые компоненты собственных векторов (такое представление приведено в [2]). \hat{H}_n — матрица нелинейной поляризуемости среды. Ее выражение через коэффициенты нелинейного взаимодействия приведено в [2], а коэффициенты не-

линейного взаимодействия круговых поляризаций в магнитном поле даны в [3, 4].

Собственное значение $\hat{\mu}_n$ матрицы \hat{Q}_n представим в виде

$$\tilde{\mu}_n = \Phi_{0n}^{(1)} + \mu_n = i(\nu - \omega_n), \quad (4)$$

где μ_n — добавка к наиболее добротному собственному значению $\Phi_{0n}^{(1)}$ за счет влияния генерации, ω_n — частота генерации волны в направлении n , $\nu = (1/2)(\nu_1 + \nu_2)$ — средняя частота двух собственных поляризаций резонатора в отсутствие активной среды и магнитного поля («пустого» резонатора).

Вектор поляризации генерирующей волны e_n запишем в виде

$$e_n = q_n^{(1)} + b_{1n}q_n^{(1)} + b_{2n}q_n^{(2)}, \quad (5)$$

где b_{kn} — коэффициенты нелинейной деформации наиболее добротной поляризации.

Предположим, что резонатор на пороге генерации обладает достаточно большой амплитудной или фазовой анизотропией, так что выполняется условие малости нелинейной деформации

$$|\Phi_{0n}^{(1)} - \Phi_{0n}^{(2)}| \gg \Delta\alpha = \alpha - \alpha_n^{(1)}|_{\text{пор.}} \quad (6)$$

При выполнении (6) коэффициенты b_{kn} в (5) являются малыми величинами, имеющими порядок превышения $\Delta\alpha$.

В предположениях (1), (6) и в третьем порядке по лазерному полю из (3) нетрудно получить комплексные скалярные уравнения генерации

$$\left. \begin{aligned} \mu_n &= B_n + B_m I_n + B_{m'} I_{n'} \\ b_{2n} &= T_n + T_m I_n + T_{m'} I_{n'} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

($n, n' = r, l; n \neq n'$).

Первое из уравнений (7) определяет интенсивности и частоты встречных волн, второе — нелинейную деформацию добротной резонаторной поляризации $q_n^{(1)}$ за счет предпороговой волны (b_{1n} определяется из условия нормировки $|e_n|^2 = 1$). Коэффициенты B, T в (7) зависят от анизотропии пустого резонатора, его собственных векторов и от магнитного поля (здесь не приводятся ввиду их громоздкости).

В практически важном случае, когда собственные поляризации встречных волн пустого резонатора мало отличаются друг от друга и близки к линейным, из (7) имеем с точностью до членов, линейных по $\tilde{Q} = \mu_0 g H / \gamma_{ab}$

$$\Delta\omega \equiv \omega_r - \omega_l = \Delta\omega_0 + \Delta\omega_1, \quad \Delta\omega_1 = \tilde{Q} (a_1 \Delta\xi + a_2 \Delta\psi). \quad (8)$$

Здесь $\Delta\omega_0$ — нелинейная разность частот в нулевом магнитном поле [2]. $\Delta\xi, \Delta\psi$ — разность эллиптичностей и азимутов собственных поляризаций встречных волн пустого резонатора ($|\Delta\xi| \ll 1; |\Delta\psi| \ll 1$).

В одноизотопной активной среде ($\tau_0 = \gamma_{ab}/ku \ll 1$)

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= -\alpha^4 \tau_0 (\tau_0 + 2\tau_{01}) - \Delta_2 2\alpha_0 \left(A_0' \frac{K_2}{f} + A_1' \frac{K_1 - 1}{f} + A_0'' \frac{2K_0 - 1}{2} \right), \\ a_2 &= \alpha^2 \tau_0 f \left(2\tau_0 - \frac{\tau_0}{f^2} \right) - \Delta_2 \alpha_0 \left[\frac{1}{f} \left(K_4 + \frac{3K_2 + 1}{2} \frac{1}{1 + f^2} \right) + A_0'' \frac{K_2}{f} - A_1' \frac{2K_0 - 1}{2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Здесь $f = (\omega_r + \omega_l - 2\omega_0)/2\gamma_{ab}$ — расстройка средней частоты генерирующих встречных волн относительно центра линии ω_0

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{2(K'\gamma_b + K''\gamma_a)}{\gamma_a + \gamma_b}, \quad K_2 = \frac{2(K'\gamma_a + K''\gamma_b)}{\gamma_a + \gamma_b}, \quad K_3 = \frac{4(K'\gamma_a^2 + K''\gamma_b^2)}{(\gamma_a + \gamma_b)^2}, \\ K_4 &= \alpha(2K_2 + 3K_3) - K_0 \left(\frac{2\gamma_{ab}}{\gamma_a + \gamma_b} - 1 \right), \quad \alpha = \frac{\gamma_{ab}(\gamma_a + \gamma_b)}{2\gamma_a\gamma_b}, \\ K_0 &= K' + K'' = \frac{K_1 + K_2}{2}, \end{aligned}$$

¹ Здесь мы ограничимся формулой для разности частот встречных волн. Интенсивности и деформации поляризаций будут обсуждены позднее. Формула (8) легко может быть обобщена на случай магнитных полей, удовлетворяющих (1).

$$a_0 = \frac{4(1+f^2)}{(1+2K_0)(2+f^2)}, \quad \sigma_0 = -\frac{2}{\sqrt{\pi}},$$

K' , K'' — функции угловых моментов j генерирующих уровней [5]. Для перехода $(j_b - j_a) = 1$ $K' = 0.23$, $K'' = 0.01$. Коэффициенты A_0 и A_1 определяют вклад в $\Delta\omega_1$ за счет предпорогового изменения в магнитном поле собственных поляризаций пустого резонатора

$$A_1 = A'_1 + iA''_1 = -\frac{\alpha\eta_0\lambda}{2}(2\delta_0\eta_0f + i\sigma_0), \quad A_0 = A'_0 + iA''_0 = \alpha\eta_0\lambda(2\delta_0\eta_0\bar{f} + i\sigma_0),$$

$\delta_0 = 1$, $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/(\lambda_1 - \lambda_2)$, λ_k — собственные значения матрицы Джонса пустого резонатора [2]

$$\lambda_k = |\lambda_k| \exp\left[(-1)^{k+1} \frac{L}{c} \frac{\nu_2 - \nu_1}{2}\right] \quad (k = 1, 2)$$

(L — оптическая длина резонатора, c — скорость света в вакууме) $\bar{f} = (\nu_1 + \nu_2 - 2\nu_0)/2\gamma_{ab}$ — расстройка средней резонаторной частоты двух однонаправленных поляризаций. В 50% смеси изотопов ($\eta_0 = \gamma_{ab}/ku \ll 1$)

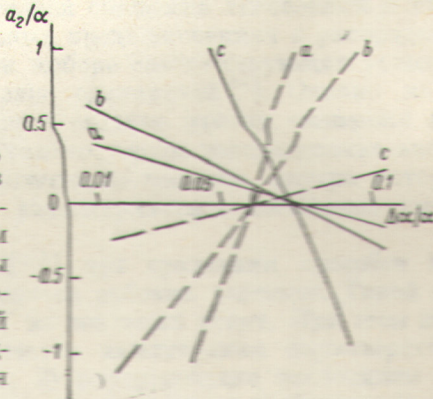
$$\begin{aligned} a_1 = & -\alpha^4\eta_0\sigma_0 - \Delta\alpha \frac{8}{1+2K_0} \left\{ A_0'' \frac{2K_0 - 1}{2} - \right. \\ & \left. - \left(\frac{2\gamma_{ab}}{\Delta\omega_{\text{из.}}} \right)^2 (1+2y^2) f [A_0' K_2 + A_1' (K_1 - 1)] \right\}, \\ a_2 = & \alpha 2\eta_0 f \left[2\eta_0 (1-2y^2) + \sigma_0 \left(\frac{2\gamma_{ab}}{\Delta\omega_{\text{из.}}} \right)^2 (1+4y^2 - 4y^4) \right] - \\ & - \Delta\alpha \frac{4}{1+2K_0} \left\{ A_1' \frac{1-2K_0}{2} - \left(\frac{2\gamma_{ab}}{\Delta\omega_{\text{из.}}} \right)^2 [f(1+4y^2 - 4y^4)(K_4 - 3K_8) + \right. \\ & \left. + A_0' \left(K_2 + \frac{K_0}{\alpha} y^2 \right) + A_0'' K_2 f (1+2y^2) \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $y = \Delta\omega_{\text{из.}}/2ku$, $\Delta\omega_{\text{из.}}$ — изотопический сдвиг ($\Delta\omega_{\text{из.}} \sim ku$), $\omega_0 = \frac{1}{2}(\omega_{0I} + \omega_{0II})$ — центр суммарного контура усиления,

$$\sigma_0 = -\frac{2-4yF(y)}{\sqrt{\pi} \exp(-y^2)}, \quad F(y) = \exp(-y^2) \int_0^y \exp(t^2) dt, \quad \delta_0 = 1 - 2y^2.$$

Коэффициенты A_0 и A_1 для 50% смеси получаются из прежних формул подстановкой соответствующих выражений для σ_0 и δ_0 (для линии 1.15 мкм в He—Ne лазере $y \approx 0.27$, $\sigma_0 = -1.05$, $\delta_0 = 0.86$). Как видно из (8)–(10), зависящая от магнитного поля разность частот $\Delta\omega_1$ состоит из двух слагаемых.

Одно из них связано с различием эллиптичностей встречных волн $\Delta\xi$; другое, связанное с различием азимутов $\Delta\psi$, является нечетной функцией расстройки и при $f \rightarrow 0$ растет в чистом изотопе и убывает в 50% смеси. Члены в (9), (10), пропорциональные усилению α , связаны с изменением линейной поляризуемости и дисперсии среды вследствие известного явления раздвижения σ_+ и σ_- контуров усиления в продольном магнитном поле. Это изменение оказывается различным для встречных волн вследствие различия их поляризаций. Члены, пропорциональные превышению $\Delta\alpha$, связаны с изменением нелинейной поляризуемости и дисперсии среды вследствие раздвижения σ_- и σ_+ контуров и с разрушением герцевской когерентности в магнитном поле. Их вклад существенно зависит от анизотропии резонатора. На рисунке приведена зависимость коэффициента a_2 формулы (8) от относительного превышения $\Delta\alpha/\alpha$ в случае генерации линии 1.15 мкм в трехзеркальном резонаторе



(периметр 0.75 м) при наличии амплитудной анизотропии (давление 2 тора). Здесь семейство сплошных линий соответствует чистому изотопу, а штриховые — 50% смеси. Разные кривые каждого семейства соответствуют различным значениям расстройки f (всюду выбрано $f > 0$; для $f < 0$ следует учесть $a_2(-f) = -a_2(f)$). Из рисунка видно, что в чистом изотопе a_2 убывает с ростом превышения, тогда как в 50% смеси — возрастает. Отметим, что влияние величины амплитудной анизотропии сказывается очень незначительно и практически не изменяет вид кривых. (На рисунке для штриховых линий масштаб по оси ординат увеличен в 50 раз. Для линий a расстройка $f=1$, для линий b $f=0.5$, для линий c $f=0.1$).

Литература

- [1] В. Я. Молчанов, Г. В. Скороцкий. Квантовая электроника, 4, 3, 1971.
- [2] В. А. Зборовский, Э. Е. Фрадкин. ЖЭТФ, 66, 1219, 1974.
- [3] В. А. Соколов, Л. М. Хаятин. ЖТФ, 44, 922, 1974.
- [4] В. А. Соколов. Квантовая электроника, 2, 1433, 1975.
- [5] Э. Е. Фрадкин, Л. М. Хаятин. ЖЭТФ, 59, 1634, 1970.

Поступило в Редакцию 26 июля 1977 г.