Литература

[1] D. R. Childs. JQSRT, *4*, 283, 1964.
[2] J. F. M. Aaarts, C. I. M. Beenakker, F. J. De Heer. Physica, *53*, 32, 1971.
[3] R. A. Vroom, F. J. De Heer. J. Chem. Phys., *50*, 573, 1969.
[4] И. В. Сушанин, В. И. Король, С. М. Кишко. Тез. докл. V Всесоюзн. конф. по физике электронных и атомных столкновений, стр. 46. Ужгород, 1972.
[5] H. A. Bethe. Ann. Phys., *5*, 325, 1930.
[6] W. F. Miller, R. L. Platzman. Proc. Phys. Soc., *70A*, 299, 1957.

Поступило в Редакцию 18 июня 1973 г.

УДК 621.373 : 535

НЕСИНХРОНИЗОВАННЫЙ ДВУХМОДОВЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ В КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

В. А. Соколов и *Э. Е. Фрадкин*

В данной работе рассматривается кольцевой оптический лазер, в котором возбуждены две ортогональные линейно поляризованные моды. Активной средой является газовая смесь с равноизотопным составом. Пусть одна мода поляризована по направлению X (направление электрического вектора), другая — по Y, Z и $-Z$ — направления распространения бегущих волн. Тогда расщепление резонаторных частот встречных волн каждой моды, вызванное внесением невзаимного элемента (Δ) и вращением (Ω), имеет вид

$$\left.\begin{aligned} \Delta\nu_x &= \nu_{xz} - \nu_{x-z} = \Omega - \Delta, \\ \Delta\nu_y &= \nu_{yz} - \nu_{y-z} = \Omega + \Delta. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Четырехволновым синхронизованным режимом генерации (ЧСРГ) мы называем такой режим генерации, когда

$$\left.\begin{aligned} \omega_{xy} &= \Delta\omega_x - \Delta\omega_y = 0, \\ \nu_{xy}^2 &= (\Delta\nu_x - \Delta\nu_y)^2 \approx \Delta\nu^2_{\text{захв.}}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

где $\Delta\omega_p = \omega_{pz} - \omega_{p-z}$ — расщепление частот встречных волн моды $p\,(p = x, y)$ [2].

Четырехволновым несинхронизованным режимом генерации (ЧНРГ) будем называть такой режим генерации, когда

$$\left.\begin{aligned} \omega_{xy} &= \Delta\omega_x - \Delta\omega_y \neq 0, \\ \nu_{xy}^2 &= (\Delta\nu_x - \Delta\nu_y)^2 \gg \Delta\nu^2_{\text{захв.}}. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

В случае (3) система амплитудных и фазовых (частотных) уравнений, усредненная за время наблюдения $T \gg (1/\gamma_{ab};\ 1/\omega_{xy})$ [2], выглядит следующим образом [$p \neq p' = (x, y)$]:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dI_p^+}{dt} &= I_p^+ (2\alpha_p - \beta_p I_p^+ - \chi_{pp'} I_{p'}^+), \\ \frac{dI_p^-}{dt} &= 2\alpha_p I_p^- - 2\left(\Delta\alpha_p + \frac{\mathfrak{M}_p}{\Delta\nu_p}\right) I_p^+ - 2\beta_p I_p^+ I_p^- - \chi_{pp'}\,(I_{p'}^+ I_p^- + I_p^+ I_{p'}^-), \\ \Delta\omega_p &= \Delta\nu_p + \Delta\sigma_p + \frac{2\mathfrak{R}_p}{\Delta\nu_p} + \lambda_{pp'} I_{p'}^-, \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

где γ_{ab} — однородная полуширина линии, $\alpha_p = (1/2)\,(\alpha_{pz} + \alpha_{p-z})$, $\Delta\alpha_p = (1/2)\,(\alpha_{pz} - \alpha_{p-z})$, $\Delta\sigma_p = \sigma_{pz} - \sigma_{p-z}$. α_{pz}, σ_{pz}, β_p, $\chi_{pp'}$, $\lambda_{pp'}$ — коэффициенты линейных взаимодействий бегущих волн. $(r_{pz} r_{p-z}) = \mathfrak{R}_p + i\mathfrak{M}_p$, r_{pz} — коэффициенты обратного рассеяния волны, распространяющейся в направлении z, моды $p = (x, y)$ во встречную волну той же моды, I_p^+ и I_p^- — соответственно сумма и разность квазиинтенсивностей нормальных колебаний (см. работу [2]). Введение нормальных колебаний существенно упрощает исследование задачи о четырехволновой (двухмодовой) генерации при наличии обратного рассеяния встречных волн каждой моды [1]. Система (4) написана в приближении $\eta^2 = (\gamma_{ab}/ku)^2 \ll 1$.

Стационарные значения I_p^+ и I_p^- из (4) имеют вид

$$\left.\begin{aligned} I_p^+ &= \frac{2\alpha_p\beta_{p'} - 2\alpha_{p'}\chi_{pp'}}{\beta_p\beta_{p'} - \chi_{pp'}\chi_{p'p}}, \\ I_p^- &= \frac{2\left(\Delta\alpha_p + \dfrac{\mathfrak{M}_p}{\Delta\nu_p}\right)\beta_{p'} - 2\left(\Delta\alpha_{p'} + \dfrac{\mathfrak{M}_{p'}}{\Delta\nu_{p'}}\right)\chi_{pp'}}{\beta_p\beta_{p'} - \chi_{pp'}\chi_{p'p}}, \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

где

$$\Delta\alpha_p = \delta\omega_p\left[\frac{\Delta Q_p}{Q_p} + \frac{\Delta\nu_p}{ku}\left(\frac{\omega_p - \omega_0}{ku}\right)\right], \qquad \omega_p = \frac{1}{2}(\omega_{pz} + \omega_{p-z}), \qquad \frac{\Delta Q_p}{Q_p} = \frac{Q_{pz} - Q_{p-z}}{Q_{pz} + Q_{p-z}}.$$

Исследуя систему (4) на устойчивость относительно малых возмущений, получим, что ЧНРГ устойчив при ограничении снизу на межмодовое расстояние $(\omega_x - \omega_y)$ практически во всей области двухмодовой генерации

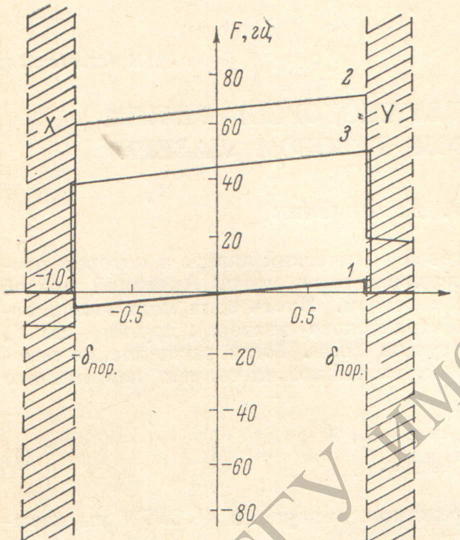


График величины F в зависимости от положения мод в контуре усиления δ.

Цифрой *1* обозначен случай (7а), цифрой *2* — (7б), цифрой *3* — (7в).

$$\left.\begin{aligned} (\omega_x - \omega_y)^2 &> \frac{1}{8} f_0 \gamma_{ab}^2, \\ f_0 &= \left(\left[m^2 + 16\left(\frac{2k_2}{k_1} - 1\right)\varkappa^2\right]^{1/2} - m\right), \\ m &= \varkappa^2 + \frac{2k_2}{k_1}\varkappa + 4\left(1 - \frac{k_2}{k_1}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

где $\varkappa = \gamma/\gamma_{ab}$, $[(1/\gamma_a) \approx (1/\gamma_b) \equiv (1/\gamma)]$ — времена жизни рабочих уровней «a» и «b», k_1 и k_2 — суммы произведений $3j$-символов Вигнера, зависящие от полных моментов атома j_a и j_b на уровнях «a» и «b».

В случае $|j_a - j_b| = 0$, $2k_2/k_1 > 1$ и нет ограничения снизу на межмодовое расстояние $(\omega_x - \omega_y)$. При $|j_a - j_b| = 1$, $2k_r/k_1 > 1$ [см. (7)]

$$\frac{2k_2}{k_1} = \frac{6j^2 + 12j + 5}{4j^2 + 8j + 5} > 1 \qquad (7)$$

$$\frac{2k_2}{k_1} \equiv K(j, j+1) = K(j+1, j)$$

и ограничение (6) работает.

Построим «сигнал биений» $\omega = (1/2) \times (\Delta\omega_x + \Delta\omega_y)$ в зависимости от положения мод в контуре усиления $\delta = (\omega_x + \omega_y - 2\omega_0)/(\omega_x - \omega_y)$ (ω_0 — центр суммарного контура усиления) при следующих значениях лазерных параметров:

$$\left.\begin{aligned} |\omega_x - \omega_y| &= 150 \text{ (Мгц)}, & j_a &= 1, \quad j_b = 2, \\ \delta\omega_p &= 1 \text{ (Мгц)}, & \gamma_a &\approx \gamma_b \equiv \gamma = 20 \text{ (Мгц)}, \\ \gamma_{ab} &= 100 \text{ (Мгц)}, & ku &= 1000 \text{ (Мгц)}, \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

и трех случаях

$$1)\quad \left.\begin{aligned} \mathfrak{N}_p &= \mathfrak{M}_p = 0, \\ \frac{\Delta Q_p}{Q_p} &= 0, \\ \Delta &= 20 \text{ (кгц)}, \\ \Omega &= 0, \\ p &= (x, y); \end{aligned}\right\} \quad (7а) \qquad\qquad 2)\quad \left.\begin{aligned} \mathfrak{M}_x &= \mathfrak{M}_y = 0, \\ \mathfrak{N}_x &= 90 \cdot 10^4 \text{ (гц)}^2, \\ \mathfrak{N}_y &= 220 \cdot 10^4 \text{ (гц)}^2, \\ \frac{\Delta Q_x}{Q_x} &= -\frac{\Delta Q_y}{Q_y} = 0.5 \cdot 10^{-4}, \\ \Delta &= 100 \text{ (кгц)}, \\ \Omega &= 10 \text{ (кгц)}; \end{aligned}\right\} \quad (7б)$$

$$(3)\quad \left.\begin{aligned} \mathfrak{N}_p &= 0, & \frac{\Delta Q_x}{Q_x} &= 0.5 \cdot 10^{-4}, \\ \mathfrak{M}_p &= 0, & & \\ \Delta &= 20 \text{ (кгц)}, & \frac{\Delta Q_y}{Q_y} &= -0.3 \cdot 10^{-4}, \\ \Omega &= 0, & p &= (x, y). \end{aligned}\right\} \qquad (7в)$$

На рисунке вместо ω по оси ординат отложена величина $F=\omega-\Omega-\sigma$, где $\sigma = (1/2)(\Delta\sigma_x+\Delta\sigma_y)$; в заштрихованных областях генерируют либо мода X, либо Y; $\delta_{\text{пор.}}$ — граница области существования двухмодового режима генерации; $-1<\delta<1$.

Литература

[1] В. А. Веткин, А. М. Хромых. Опт. и спектр., *29*, 765, 1970.
[2] В. А. Соколов, Э. Е. Фрадкин. ЖТФ, *43*, 2367, 1973.

Поступило в Редакцию 25 июня 1973 г.

УДК 535.34 : 621.373 : 535.01

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ДЛЯ СЛУЧАЯ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Т. Я. Попова

1. При резонансном взаимодействии сильного поля с газом атомов или молекул представляет интерес случай, когда один из уровней является основным (или близким к основному). В большинстве работ рассматривались переходы между возбужденными состояниями, при этом пренебрегалось радиационной вероятностью перехода и эффекты сильного поля определялись параметром насыщения $\varkappa$

$$\varkappa=\frac{|G|^2}{\Gamma}\left(\frac{1}{\gamma_m}+\frac{1}{\gamma_n}\right). \tag{1}$$

Здесь γ_m и γ_n — обратные времена жизни верхнего и нижнего уровней соответственно; Γ — полуширина линии ($\Gamma=(\gamma_m+\gamma_n)/2+\nu_{\text{ст.}}$, $\nu_{\text{ст.}}$ — частота столкновений, $G = d_{mn}E/2\hbar$, d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода, $m\to n$ резонансного сильному полю с амплитудой E.

В выражении (1) переход к случаю основного состояния невозможен, так как при $\gamma_n\to 0$ $\varkappa$ обращается в бесконечность. Поэтому необходимо учесть радиационную вероятность перехода γ_0.

Параметр насыщения с учетом γ_0 приведен в нашей работе [1]

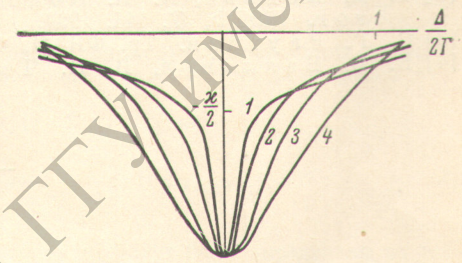
$$\varkappa=\frac{|G|^2}{\Gamma}\left(\frac{1}{\gamma_m}+\frac{1}{\gamma_n}-\frac{\gamma_0}{\gamma_m\gamma_n}\right). \tag{2}$$

Для перехода к случаю резонансной флуоресценции нужно положить в (2) $\gamma_n\to 0$ и $\gamma_m\to\gamma_0$, что дает

$$\varkappa=\frac{2|G|^2}{\Gamma\gamma_0}, \tag{3}$$

где

$$\Gamma=(\gamma_0/2)+\nu_{\text{ст.}}.$$



Форма линии поглощения слабого поля в присутствии сильного, распространяющегося в том же направлении (в доплеровском пределе).

Кривые *1*÷*4* соответствуют значениям $\beta = \gamma_0/2\Gamma$: 0.1, 0.2, 0.5, 1.

В работах [1, 2] исследовались особенности в спектрах испускания и поглощения газов, помещенных в сильное электромагнитное поле, связанные со следующими явлениями: образованием неравновесного распределения по скоростям, расщеплением уровней в сильном поле, нелинейными интерференционными эффектами. Представляет интерес проследить эти особенности для случая резонансной флуоресценции.

В настоящем сообщении мы рассмотрим лишь коэффициент поглощения слабой бегущей волны частоты ω_μ в присутствии сильной частоты ω, распространяющейся в том же направлении. (Для случая $\gamma_0\ll\gamma_m, \gamma_n$ эта задача рассматривалась в [3, 4]).

2. В резонансном приближении система уравнений для элементов матрицы плотности имеет вид

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}+\gamma_0\right)\rho_{mm}=i\left[\left(Ge^{-i\omega t}+G_\mu e^{-i\omega_\mu t}\right)e^{ikz}+\text{к. с.}\right](\rho^*_{mn}-\rho_{mn}),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}\right)\rho_{nn}=-i\left[\left(Ge^{-i\omega t}+G_\mu e^{-i\omega_\mu t}\right)e^{ikz}+\text{к. с.}\right]\times\\
&\qquad\times(\rho^*_{mn}-\rho_{mn})+\gamma_0\rho_{mm},\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}+i\omega+\Gamma\right)\rho_{mn}=i\left[\left(Ge^{-i\omega t}+G_\mu e^{-i\omega_\mu t}\right)e^{ikz}+\text{к. с.}\right)\right]\times\\
&\qquad\times(\rho_{mm}-\rho_{nn}).
\end{aligned}\right\} \tag{4}$$