УДК 621.375.9 : 535

# КОНКУРЕНЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ГАЗОВОМ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Э. Е. Фрадкин* и *Л. М. Хаютин*

Получены условия устойчивости двухволновых режимов генерации для одномодового кольцевого газового лазера в продольном магнитном поле. Рассмотрение проводилось при произвольных полных моментах рабочих уровней $j_a$ и $j_b$ в приближении «слабого поля» для случая неоднородного уширения. Исследованы случаи I и II генерации двух встречных волн одинакового (I) и различного (II) «происхождения». Показано, что в случае I введением соответствующего магнитного поля можно получить как двухволновой, так и одноволновой режимы генерации. В случае II нелинейное взаимодействие зависит от значений $j_a$ и $j_b$ и не зависит от магнитного поля.

Рассмотрим газовый квантовый генератор бегущей волны (КГБВ), который в отсутствие магнитного поля работает в режиме двух встречных волн

$$\mathbf{E}(z,\ t) = \mathbf{E}_n(t) \exp - i[\omega_n t - kz] + \mathbf{E}_m(t) \exp - i[\omega_m t + kz] + \text{к. с.},$$

где $\mathbf{E}_r(t)$ $(r = n,\ m)$ — комплексный вектор, являющийся медленно меняющейся функцией времени; $k = \frac{2\pi q}{L}$, $L$ — длина кольцевого резонатора, $q$ — большое целое число.

Если такой КГБВ поместить в постоянное магнитное поле, направленное по оси трубки $z$, то в общем случае в нем могут генерировать четыре волны с круговыми поляризациями.[1]

Рассмотрим два случая, когда в резонаторе предусмотрена дискриминация по поляризациям.

I. Дискриминация такова, что КГБВ генерирует на двух встречных волнах $E_{ns}$ и $E_{ms}$ ($s = +1$ или $-1$) различной круговой поляризации, но одного «происхождения» (переходы, дающие вклад в $E_{ns}$ и $E_{ms}$, начинаются и оканчиваются на одних и тех же зеемановских подуровнях верхнего $a$ и нижнего $b$ состояний).

II. Дискриминация такова, что генерация происходит на двух встречных волнах $E_{ns}$ и $E_{m-s}$ ($s = +1$ или $-1$) одинаковой круговой поляризации, но различного «происхождения».[2]

Делая обычные для полуклассического рассмотрения приближения [1, 2], можно в каждом из указанных двух случаев получить систему из двух уравнений для интенсивностей $I_{rs} = |E_{rs}|^2$ с точностью до второго порядка по $I_{rs}$.

---

[1] Появление КГБВ с малой анизотропией направлений плоскости поляризации [3, 4] дает возможность осуществить генерацию на волнах с круговыми поляризациями.

[2] Дискриминация некоторых волн создается при помощи частотной селекции. В случае I разность резонаторных частот волн, соответствующих разным $\sigma$-переходам, достигается введением в одно из плеч кольцевого резонатора ячейки Фарадея. В случае II разность резонаторных частот волн различной круговой поляризации достигается введением в одно из плеч кольцевого резонатора кварцевой пластинки, вырезанной перпендикулярно к оптической оси кристалла.

Эти уравнения можно записать следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dI_{ns}}{dt} &= 2I_{ns}\,(\alpha_{ns} - \beta_{sns}I_{ns} - \theta_{nsms'}\,I_{ms'}), \\ \frac{dI_{ms'}}{dt} &= 2I_{ms'}\,(\alpha_{ms'} - \beta_{ms'ms'}I_{ms'} - \theta_{ms'ns}I_{ns}), \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где в случае I $s = s' = +1$ или $-1$; в случае II $s = -s' = +1$ или $-1$. Коэффициенты в (1) определяются такими величинами, как $\eta = \frac{\gamma_{ab}}{ku}$, где $\gamma_{ab} = \frac{1}{2}(\gamma_a + \gamma_b)$, $\gamma_a$, $\gamma_b$ — ширины уровней $a$ и $b$, $2\sqrt{\ln 2}ku$ — допплеровская ширина; расстройка

$$f_{rr'} = \frac{\omega_r + \omega_{r'} - 2\omega_0}{2\gamma_{ab}}\ (r,\ r' = n,\ m)$$

($\omega_0$ — частота атомного перехода в отсутствие магнитного поля); частотное расстояние между соседними зеемановскими подуровнями $\Omega$; полные моменты $j_a$ и $j_b$; добротности резонатора для волн с различными круговыми поляризациями; дипольный момент рабочего перехода; накачка.

Система уравнений (1) имеет следующее двухволновое решение:

$$I_{rs} = \frac{\alpha_{rs}}{\beta_{rsrs}}\,\frac{(1 - C_{rs}^{r's'})}{(1 - C_{rsr's'})}, \tag{2}$$

где

$$C_{rs}^{r's'} = \frac{\alpha_{r's'}\theta_{rsr's'}}{\alpha_{rs}\beta_{r's'r's'}},$$

$$C_{rsr's'} = C_{r's'rs} = \frac{\theta_{rsr's'}\theta_{r's'rs}}{\beta_{rsrs}\beta_{r's'r's'}}.$$

Условие устойчивости решения (2) относительно малых возмущений [3]

$$C_{rsr's'} < 1. \tag{3}$$

Условие существования решения (2) ($I_{rs} > 0$) $C_{rs}^{r's'} < 1$.

1. Генерируют две встречных волны $E_{ns}$ и $E_{ms}$ различной круговой поляризации, но одного «происхождения». Тогда

$$C_{rsr's} = \frac{1}{\left[1 + \left(f_{rr'} - \frac{s\Omega}{\gamma_{ab}}\right)^2\right]^2} + \frac{4\eta^2}{S}\,\frac{1}{\left[1 + \left(f_{rr'} - \frac{s\Omega}{\gamma_{ab}}\right)^2\right]} \tag{4}$$

$$(r,\ r' = n,\ m;\ r \neq r';\ s = +1 \text{ или } -1),$$

где

$$S = \frac{1}{\chi_a} + \frac{1}{\chi_b};\quad \chi_a = \frac{\gamma_a}{\gamma_{ab}};\quad \chi_b = \frac{\gamma_b}{\gamma_{ab}}.$$

Расчеты проводились с точностью до членов порядка $\eta^2$ в приближении неоднородного уширения ($\eta \ll 1$) и близости частот генерации $\omega_r$ к центру линии атомного перехода в магнитном поле $\omega_{0s}$ ($\omega_{0s} = \omega_0 + s\Omega$)

$$\left|\frac{\omega_r - \omega_{0s}}{ku}\right| \ll 1\quad (r = n,\ m;\ s = +1 \text{ или } -1).$$

Параметр взаимодействия зависит от расстройки $f_{rr'}$ и от величины зеемановского расщепления $\Omega$ (и, следовательно, от магнитного поля).

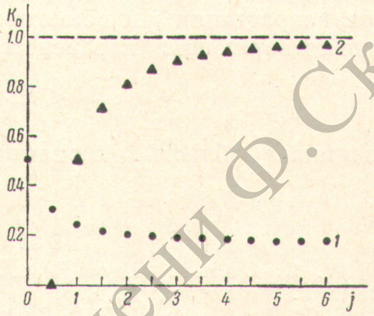
[3] При $C_{rsr's'} > 1$ устойчив один из двух возможных одноволновых режимов.

Зависимость $C_{rsr's}$ от магнитного поля объясняется одинаковым для обеих волн сдвигом на $s\Omega$ частоты атомного перехода. При этом расстояние между центрами провалов Беннета [5] равно $2\left(f_{rr'}-\frac{s\Omega}{\gamma_{ab}}\right)$. Так как взаимодействуют волны одинакового «происхождения», то $C_{rsr's}$ не зависит от схемы уровней ($j_a$ и $j_b$), $C_{rsr's}$ максимален при $f_{rr'}=\frac{s\Omega}{\gamma_{ab}}$

$$C^{\max}_{rsr's}=1+\frac{4\eta^2}{S}>1. \qquad (5)$$

При условии (5) генерация обеих волн происходит на одних и тех же атомах (провалы Беннета сливаются). Условие устойчивости (3) приводит к следующему неравенству:

$$\left(f_{rr'}-\frac{s\Omega}{\gamma_{ab}}\right)^2>\frac{2\eta^2}{S}. \qquad (6)$$




С точностью до замены $\omega_{0s}=\omega_0+s\Omega$ на $\omega_0$ условие (6) совпадает с условием устойчивости двухволнового режима генерации для КГБВ с выделенной плоскостью поляризации в отсутствие магнитного поля [2]. Однако зависимость центра контура усиления $\omega_{0s}$ от магнитного поля приводит к тому, что при любом значении расстройки $f_{rr'}$ введением соответствующего магнитного поля может получить как двухволновой ($C_{rsr's}<1$), так и одноволновой ($C_{rsr's}>1$) режимы генерации.

2. Генерируют две встречные волны $E_{ns}$ и $E_{m-s}$ одинаковой круговой поляризации, но различного «происхождения». Тогда

$$C_{rsr'-s}=\frac{K_1^2}{(1+f_{rr'}^2)^2}+\frac{4\eta^2}{S}\frac{K_0K_1}{1+f_{rr'}^2} \qquad (7)$$

$$(r,\ r'=n,\ m;\ r\neq r';\ s=+1 \text{ или } -1),$$

где

$$K_0(j_a,\ j_b)=K'(j_a,\ j_b)+K''(j_a,\ j_b),$$

$$K_1(j_a,\ j_b;\ \chi_a,\ \chi_b)=K'(j_a,\ j_b)\chi_b+K''(j_a,\ j_b)\chi_a,$$

$$K'(j,\ j+1)=K''(j+1,\ j)=\frac{(2j+5)(j+2)}{4(6j^2+12j+5)},$$

$$K''(j,\ j+1)=K'(j+1,\ j)=\frac{j(2j-1)}{4(6j^2+12j+5)},$$

$$K'(j,\ j)=K''(j,\ j)=\frac{(2j-1)(2j+3)}{4(2j^2+2j+1)}.$$

Для переходов $j\to j\pm1$ $K_1(j_a,\ j_b;\ \chi_a,\ \chi_b)$ близко к $K_0(j_a,\ j_b)$ и при $\gamma_a=\gamma_b$ $K_1(j_a,\ j_b)=K_0(j_a,\ j_b)$. Для переходов $j\to j$ $K_1(j,\ j)$ не зависит от $\chi_a$ и $\chi_b$ и $K_1(j,\ j)=K_0(j,\ j)=2K'(j,\ j)$.

Параметр взаимодействия определяется схемой генерирующих уровней ($K_0(j_a,\ j_b)$ и $K_1(j_a,\ j_b,\ \chi_a\ \chi_b)$), что является следствием различного «происхождения» волн и расстройкой $f_{rr'}$. $C_{rsr'-s}$ не зависит от магнитного поля, так как в этом случае сдвиги частоты атомного перехода для встречных волн имеют противоположные знаки $\omega_{0s}=\omega_0+s\Omega$, $\omega_{0-s}=\omega_0-s\Omega$. Расстояние между провалами Беннета равно $2f_{rr'}$. На рисунке представлена зависимость $K_0$ как функции $j$ для переходов $j\to j+1$ и $j+1\to j$ (*1*) и для переходов $j\to j$ (*2*). Из рисунка (*1*) видно, что для переходов $j\to j+1$ и $j+1\to j$ $K_0^{\max}=\frac{1}{2}$ (переходы $0\to1$ и $1\to0$) и, так как $\eta^2\ll1$, при любых расстройках $f_{rr'}$ выполняется условие устойчивости двухволнового режима $C_{rsr'-s} < 1$. Так, например, для перехода $1 \to 2$ (линия $3S_2$—$2P_4$ $\lambda = 0.6328$ $\mu$ в $He^3$—$Ne^{20}$ лазере) при $\gamma_a = 18$ Мгц $\gamma_b = 40$ мгц, $\gamma_{ab} = 29$ Мгц, $ku = 1010$ Мгц [6]

$$K_0 = \frac{11}{46}; \quad K_1 = \frac{429}{1334}; \quad C^{\max}_{rsr'-s} = 0.1034. \tag{8}$$

Таким образом, развязка встречных волн по зеемановским подуровням (различное «происхождение») приводит к значительному уменьшению нелинейного взаимодействия встречных волн, что может оказаться полезным в практических приложениях.

Так же из рисунка (2) видно, что для переходов $j \to j$ $K_0(j, j) \to 1$ при возрастании $j$ и возможен случай $C_{rsr'-s} > 1$. При расстройках $f_{rr'}$, удовлетворяющих неравенству

$$0 < f^2_{rr'} < (K_1 - 1) + \frac{2\eta^2}{S} K_0 K_1, \tag{9}$$

возникает область однонаправленной генерации.

### Литература

[1] W. E. Lamb. Phys. Rev., *134*, A1429, 1964.
[2] С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., *21*, 386, 1966.
[3] Б. В. Рыбаков, С. С. Скулаченко, Р. Ф. Чумичев, И. И. Юдин. Опт. и спектр., *25*, 572, 1968.
[4] Б. В. Рыбаков, С. С. Скулаченко, А. М. Хромых, И. И. Юдин. Опт. и спектр., *27*, № 1, 1969.
[5] W. R. Bennett. Phys. Rev., *126*, 580, 1962 (русский перевод в сб. «Лазеры». ИЛ, М., 1963).
[6] M. Sargent, W. E. Lamb, R. L. Fork. Phys. Rev., *164*, 450, 1967.

Поступило в Редакцию 17 марта 1969 г.