Лекция 13.Теория лазерной генерации.

1. Введение.

Как нами ранее было показано, что атомная среда с инверсной населенностью $N_2>N_1$ способна усиливать электромагнитную волну, если частота последней находится в приделах ширины линии переходов. Рассмотрим случай, когда активная лазерная среда помещена в оптический резонатор. По мере того, как электромагнитная волна многократно отражается от двух отражателей, она проходит через активную лазерную среду и усиливается. Если усиление превышает потери, вызванные неполным отражением от зеркал и рассеяние в активной лазерной среде, то энергия поля, запасенная в резонаторе, со временем увеличивается. Из-за эффекта насыщения это приводит к уменьшению коэффициента усиления. Интенсивность генерации увеличивается до тех пор, пока усиление за один проход не становится равным потерям. В этот момент суммарный коэффициент усиления за один проход равен единице и дальнейшие увеличения интенсивности излучения невозможно, то есть имеет место стационарное состояние генерации.

2. Лазер с резонатором Фабри-Перо.

Как мы уже подробно рассматривали ранее лазерный генератор основан на эталоне Фабри-Перо в котором пространство между двумя зеркалами заполнено усиливающей средой с инверсией населенности. Ниже на рис. 13.1 показана плоская волна с амплитудой E_i, которая падает на левое зеркало эталона Фабри-Перо, содержащего активную лазерную среду.

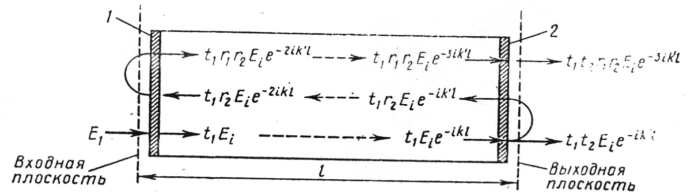

Рис. 13.1.

Коэффициент прозрачности для волны, падающей на левое зеркало, обозначим t_1, а для волны, падающей на правое зеркало – t_2. Коэффициенты отражения волн внутри лазерной среды от левой и правой границ соответственно обозначим r_1 и r_2.

Коэффициент, характеризующий набег фазы волн при распространении, соответствующий одному проходу, равен $e^{-jk'l}$, где l – длина резонатора; k' – константа распространения волны в лазерной среде, зависящая от ее диэлектрической восприимчивости обусловленной лазерным переходом. Складывая парциальные волны на выходе резонатора, получим суммарную амплитуду волны в следующем виде:

$$E_t = t_1 t_2 E_i e^{-jk'l}\left[1 + r_1 r_2 e^{-j2k'l} + r_1^2 r_2^2 e^{-j4k'l} + \ldots\right]. \quad (13.1)$$

Записанное выражение представляет собой геометрическую прогрессию, ее сума может быть записана в следующем виде:

$$E_t = E_i\left[\frac{t_1 t_2 e^{-jk'l}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2k'l}}\right] = E_i\left[\frac{t_1 t_2 e^{-j(k+\Delta k)l} \cdot e^{(\gamma-\alpha)\frac{l}{2}}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2(k+\Delta k)l} \cdot e^{j(\gamma-\alpha)}}\right] \quad (13.2)$$

Здесь мы учли, что:

$$k' = k + \Delta k + j(\gamma - \alpha)\frac{l}{2} \quad (13.3)$$

где

$$\Delta k = k \cdot \frac{\mathrm{X}'(\omega)}{2n^2} \quad (13.4)$$

$$\gamma = k\frac{\mathrm{X}''(\omega)}{n^2} = (N_2 - N_1)\cdot\frac{\lambda^2}{8\pi n^2 t_{cn}} g(\nu) \quad (13.5)$$

где $\mathrm{X}(\omega)$ – комплексная диэлектрическая восприимчивость среды, обусловлена лазерным переходом.

3. Условия лазерной генерации.

Если атомный переход инвертирован ($N_2>N_1$), то $\gamma>0$ и знаменатель в выражении (13.2) может стать очень малым. Амплитуда E_t прошедшей волны может оказаться, таким образом, больше чем амплитуда E_i падающей волны. Эталон Фабри-Перо (с активной средой) в данном случае работает как усилитель с коэффициентом усиления мощности $\left|\frac{E_t}{E_i}\right|^2$. Напомним, что в случае пассивного эталона Фабри-Перо (не содержащего активной лазерной среды), пропускание которого определяется формулой (11.6), модуль $|E_t| \le |E_i|$ и следовательно усиление невозможно. Но в случае, рассмотренном нами, инверсная населенность является источником энергии и поэтому интенсивность прошедшей волны может превышать интенсивность падающей. Знаменатель выражения (13.2) становится равным нулю, если:

$$1 - r_1 r_2 e^{-j2(k+\Delta k)l} \cdot e^{j(\gamma-\alpha)l} = 1 \tag{13.6}$$

Тогда соотношение $\frac{E_t}{E_i}$ бесконечно велико. Такое явление возможно при конечной интенсивности прошедшей и нулевой интенсивности падающей волн в случае *лазерной генерации*. Физически условие (13.6) означает, что волна делает полный обход внутри резонатора и возвращается к исходной плоскости с той же амплитудой и той же самой фазой (за исключением множителя 2π). Разделяя условие генерации на амплитудное и фазовое, получим

$$r_1 r_2 e^{[\gamma_t(\omega)-\alpha]l} = 1 \tag{13.7}$$

для порогового коэффициента усиления $\gamma_t(\omega)$ и

$$2[k + \Delta k(\omega)]l = 2\pi m \tag{13.8}$$

($m=1, 2, 3$ – целые числа) для условий генерации налагаемых на фазу.

Амплитудное условие (13.7) можно представить в другом виде:

$$\gamma_t(\omega) = \alpha - \frac{1}{l}\ln r_1 r_2 \tag{13.9}$$

Подставив в левую часть (13.9) значение $\gamma_t(\omega)$ из выражения (13.5), получим выражение для *пороговой плотности инверсной населенности уровней*:

$$N_t \equiv N_2 - N_1 = \frac{8\pi n^2 t_{cn}}{g(\nu)\lambda^2}\left[\alpha - \frac{1}{l}\ln(r_1 r_2)\right] \tag{13.10}$$

Это выражение часто представляется и в другом виде. Рассмотрим случай при котором потери на зеркалах и распределенные потери очень малы и следовательно $r_1^2 \approx r_2^2 \approx 1$, а так же $e^{-\alpha l} \approx 1$. Волна единичной интенсивности возвращается после полного обхода резонатора с интенсивностью $R_1 R_2 e^{-2\alpha l}$, где $R_1 \equiv r_1^2$, $R_2 \equiv r_2^2$ – коэффициенты отражения зеркал по интенсивности. Относительные потери мощности за один обход равны:

$$1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha l}.$$

Эти потери происходят за время $\frac{2nl}{c}$, следовательно изменение интенсивности в E раз произойдет за время t_c:

$$\frac{1}{t_c} = \frac{\left(1 - R_1 R_2 e^{-2\alpha l}\right)\cdot c}{2\ln} \tag{13.11}$$

Энергия запасенная в пассивном резонаторе убывает как $1/t_c$. Поскольку $R_1 R_2 e^{-2\alpha l}$ примерно равно единице, то мы можем, используя соотношение - $\ln x \approx x - 1$, при $x \approx 1$, записать:

$$\frac{1}{t_c} = \frac{c}{n}\left[\alpha - \frac{1}{l}\ln(r_1 r_2)\right] \tag{13.12}$$

Пороговые условия (13.10) тогда примут вид:

$$N_t \equiv N_2 - N_1 = \frac{8\pi n^2 \cdot \nu^2 t_{cn}}{c^3 t_{cn} \cdot g(\nu)} \tag{13.13}$$

Индекс *t* означает *„порог”*.