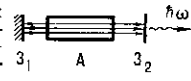


вновь возвращается в активное вещество, вызывая индуцированные переходы. Одно из зеркал делается полупрозрачным для выхода части излучения (рис. 3).

Др. геометрия расположения зеркал показана на рис. 4. Обратная связь осуществляется возвратом волны в активное вещество после последовательного отражения её от системы зеркал (наим. число зеркал 3). Волна в кольцевой системе может распространяться в

Рис. 3. Схематическое изображение лазера: Z_1 — «глухое» зеркало; Z_2 — полупрозрачное зеркало; A — активная среда; ω — условное изображение выходящего из лазера генерируемого излучения.



любом из двух возможных направлений. Возможна как генерация двух встречных волн, так и выделение волны на определ. направления путём использования *независимого элемента* (напр., ячейки Фарадея). В системе из двух зеркал всегда генерируются 2 встречные волны.

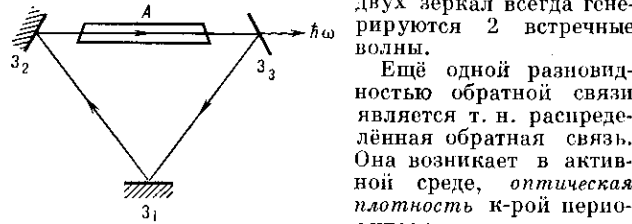


Рис. 4. Схема кольцевого лазера.

Ещё одной разновидностью обратной связи является т. н. распределённая обратная связь. Она возникает в активной среде, *оптическая плотность* которой периодически меняется в пространстве (рис. 5). Отражение возникает при переходе волны от одного участка к другому, отличающимся оптич. плотностью вещества. Коэф. отражения при каждом переходе невелик, но т. к. таких переходов много, общий коэф. отражения оказывается значительным.

Рис. 5. Лазер с распределённой обратной связью.



Погонный коэффициент усиления. Т. к. в активное вещество возвращается не вся излучённая энергия, отвод энергии из Л. должен компенсироваться усилением в активном веществе. Поэтому для достижения генерации усиление должно превышать нек-рое пороговое значение. Если отражённая от зеркала Z_2 волна имеет интенсивность I_0 , то по мере распространения в активном веществе её интенсивность будет нарастать по закону $I = I_0 e^{\kappa_{\omega} z}$, где z — пройденное волной расстояние в активном веществе, а κ_{ω} наз. **п о г о н н ы м** **к о э ф. у с и л е н и я**. У зеркала Z_1 интенсивность волны достигает значения $I_0 e^{2\kappa_{\omega} L}$. Пройдя путь L в обратном направлении, интенсивность увеличивается до значения $I_0 e^{2\kappa_{\omega} L}$. Отразившись от зеркала Z_2 с коэф. отражения r , она окажется равной $r I_0 e^{2\kappa_{\omega} L}$. Только при $r I_0 e^{2\kappa_{\omega} L} > I_0$ возможно постепенное нарастание эл.-магн. волны. Отсюда

$$\kappa_{\omega} > \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r}. \quad (3)$$

Коэф. усиления κ_{ω} пропорц. числу активных частиц $\Delta N = N_2/g_2 - N_1/g_1$:

$$\kappa_{\omega} = \sigma_{\omega} \Delta N. \quad (4)$$

Коэф. σ_{ω} — сечение вынужденного перехода — является характеристикой активной среды. Сечение σ_{ω} пропорц. вероятности индуцированного перехода. Следовательно, его зависимость от частоты ω определяется ф-цией $S(\omega, \omega_{12})$.

Условие самовозбуждения. Из (4) следует, что для возникновения генерации необходимо выполнение более

сильного условия, чем (2):

$$\Delta N > \frac{\ln(1/r)}{2\sigma_{\omega} L}. \quad (5)$$

Неравенство (5) является условием самовозбуждения Л. Если зеркало Z_1 не является идеально отражающим, то в ф-лу (5) вместо $\ln(1/r)$ следует подставить $\ln(1/r_1 r_2)$ (индекс коэф. отражения соответствует индексу зеркала). Если ввести коэф. возбуждения $\eta_{\omega} = 2\sigma_{\omega} L \Delta N / \ln(1/r)$, то условие возбуждения принимает вид $\eta_{\omega} - 1 > 0$.

После включения накачки, удовлетворяющей условию (5), генерируемая мощность начинает нарастать, но не беспредельно. Эл.-магн. поле в резонаторе может достичь такого значения, когда скорость индуцированных переходов $\mathcal{E}_2 \rightarrow \mathcal{E}_1$ будет превосходить скорость заселения уровня \mathcal{E}_2 за счёт накачки. При этом ΔN и коэф. усиления с ростом интенсивности поля в резонаторе начинают уменьшаться (н а с ы щ а т ь с я). Для мн. активных сред зависимость κ_{ω} от интенсивности I можно описать ф-лой

$$\kappa_{\omega} = \frac{\sigma_0 \Delta N_0}{(\omega - \omega_{21})^2 / \Delta\omega_L^2 + 1 + I/I_H}. \quad (6)$$

Здесь ΔN_0 — число активных частиц в отсутствие генерации, σ_0 — сечение вынужденного перехода на резонансной частоте $\omega = \omega_{21}$. Величина I_H (насыщающая интенсивность) является характеристикой вещества. Если I слабо зависит от z , то условие

$$\frac{\sigma_0 \Delta N_0}{1 + (\omega - \omega_{21})^2 / \Delta\omega_L^2 + I/I_H} = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r} \quad (7)$$

определяет интенсивность генерируемого излучения в резонаторе на частоте ω .

Насыщение коэф. усиления играет важную роль не только для установления стационарной интенсивности генерации. Оно важно и для формирования монохроматич. (когерентной) волны. Излучение на резонансной частоте доминирует в процессе развития генерации, излучение на др. частотах тоже развивается, хотя и в меньшей степени. По достижении же коэф. усиления стационарного значения, определяемого условием (7), излучение на др. частотах начинает затухать. Т. к. для резонансной частоты κ имеет макс. значение, то для любой др. частоты ω

$$\frac{\sigma_0 \Delta N_0}{1 + (\omega - \omega_{21})^2 / \Delta\omega_L^2 + I/I_H} < \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r}.$$

Отсюда следует, что Л. в конечном счёте должен генерировать строго монохроматич. излучение.

Роль флуктуаций. В приведённых рассуждениях не учитывались флуктуационные процессы — квантовые флуктуации эл.-магн. поля и дипольного момента атома, а также флуктуации мощности накачки, вибрации длины резонатора и т. д. Флуктуации ограничивают степень монохроматичности генерируемого излучения. Тем не менее монохроматичность лазерного излучения весьма высока. Предельная монохроматичность, обусловленная квантовыми флуктуациями, даётся соотношением

$$\delta\omega = \frac{\hbar\omega (\Delta\omega_p)^2}{P} \frac{N_2}{N_2 - N_1 g_2 / g_1}, \quad (8)$$

где $\delta\omega$ — ширина спектра; P — мощность излучения, генерируемого Л.; N_1, N_2 — числа частиц на верх. и ниж. уровнях в режиме генерации; $\Delta\omega_p$ — полоса пропускания резонатора (см. ниже).

Оптический резонатор. До сих пор зеркалам отводилась лишь роль отражателей, возвращающих часть излучения обратно в активную среду. Однако система зеркал обладает резонансными свойствами и поле в ней может возбуждаться только на определ. резонансных (собственных) частотах ω_p или вблизи них в малом интервале $\Delta\omega_p$, наз. *полосой пропускания резонатора* (подробнее см. в ст. *Оптический резонатор*). Если $\Delta\omega_p \gg \Delta\omega_L$, то всё вышесказанное справедливо, т. к.