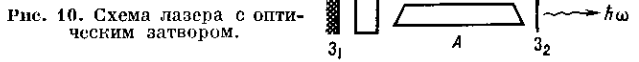


Здесь V — объём активного вещества. Если накачку производить в течение времени $\Delta t \approx \tau_i$, то выигрыш в средней за импульс мощности $\sim \tau_i/\tau_p$, а на переднем фронте этот выигрыш ещё больше. Напр., для Л. на основе стекла, активированного Nd, $\tau_i \sim 10^{-8}$ с, $\tau_p \sim 10^{-8}$ с, $\tau_i/\tau_p \sim 10^4$. Т. о., при мощности накачки в десятки кВт импульсная мощность генерируемого излучения может достигать сотен МВт (г и г а н т с к и е и м п у л ь с ы).

Для быстрого включения обратной связи используются *оптические затворы*, к-рые помещаются между



активной средой и зеркалом резонатора (рис. 10) и в закрытом состоянии не пропускают излучение к зеркалу.

Многомодовая и одномодовая генерация. Оптич. резонатор имеет набор собств. типов колебаний (мод) — продольных и поперечных. Собств. частоты продольных мод отделены друг от друга интервалом $\Delta\Omega = c/2L_{оп}$, где $L_{оп}$ — оптическая длина резонатора (с учётом показателя преломления активного вещества). Поперечные моды группируются около продольных, являясь своеобразными их сателлитами. В оптич. диапазоне обычно ширина спектральной линии спонтанного излучения активного вещества $\Delta\omega_s \gg \Delta\Omega$, так что в пределы спектральной линии попадает большое кол-во мод резонатора. В процессе развития генерации все генерируемые частоты должны были бы быть подавлены, кроме одной, ближайшей к резонансной частоте спектральной линии (см. выше). Однако это справедливо только в том случае, когда спектральная линия однородно уширена (см. *Ширина спектральной линии*) и если все моды в пространстве полностью перекрываются. В действительности каждая мода имеет своё пространство, распределение поля в резонаторе и полного перекрытия мод не происходит. Конкуренция между ними ослаблена, что приводит к многомодовой генерации. Неоднородно уширенная спектральная линия означает набор частиц с разл. частотой перехода. Для генерации определ. моды используется энергия лишь тех частиц, частоты к-рых достаточно близки к собств. частоте моды. Энергия удалённых по частоте частиц оказывается неиспользованной и может служить источником излучения, соответствующего моде с др. собств. частотой, и т. д.

Оказывается, что режим периодич. пульсации Л. может также стать причиной многомодовой генерации. Подавление более слабой моды более сильной происходит при достаточно большой интенсивности излучения, когда существенно начинает сказываться насыщение коэф. усиления. При импульсном режиме работы в промежутке между импульсами поле в резонаторе слабое, и в это время могут начать развиваться любые моды, для к-рых выполнено условие самовозбуждения (5). Затем они прекращают свой рост, будучи подавленными наиболее мощным импульсом, но в промежутке между импульсами начнут развиваться снова. В конечном счёте выходящее из Л. излучение будет состоять из набора относительно мощных импульсов излучения определ. моды (а значит, и частоты) и набора импульсов меньшей мощности, соответствующих др. модам (и др. частотам). Генерация лазерного излучения высокой монохроматичности требует спец. мер для подавления многомодовой генерации.

Ультракороткие импульсы. Многомодовая генерация может оказаться полезной для генерации мощных импульсов излучения очень короткой длительности. Известно, что совокупность N синусоидальных колебаний со строго фиксированной фазой, набор частот к-рых представляет собой арифметич. прогрессию, образует последовательность импульсов (рис. 11).

Временной интервал между импульсами $\tau_c = (\Delta\Omega)^{-1}$, где $\Delta\Omega$ — разность между двумя соседними частотами; длительность импульса $\tau_n = (N\Delta\Omega)^{-1}$. Продольные моды резонатора как раз представляют собой колебания, собств. частоты к-рых эквидистантны и отделены друг от друга интервалом $\Delta\Omega = c/2L_{оп}$. В реальных системах этот интервал $\sim 10^8 - 10^9$ Гц. При $N \sim 10^3$ можно получить импульсы длительностью $\tau_n \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ с (ультракороткие импульсы). Число генерируемых мод N определяется шириной спектральной линии $\Delta\omega_s$ и межмодовым частотным интервалом $\Delta\Omega : N = \Delta\omega_s/\Delta\Omega$, так что принципиально достижимая длительность импульсов

$$\tau_n = \frac{1}{N\Delta\Omega} = \frac{1}{\Delta\omega_s} \quad (13)$$

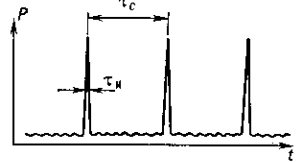


Рис. 11.

Поэтому для генерации ультракоротких импульсов применяются активные среды с большой шириной линии (стекло, активированное Nd, иттрий-алюминиевый гранат, красители, полупроводники).

В нормальном режиме генерации каждая мода представляет практически независимый генератор, фаза излучения к-рого по отношению к фазам волн, соответствующих др. модам, произвольна. В этом случае импульсная структура излучения (рис. 11) не возникает. Для генерации ультракоротких импульсов необходимо согласовать фазы отд. мод. Этого можно достичь, модулируя, напр., накачку Л. с частотой f , равной межмодовому интервалу: $2\pi f = \Delta\Omega$, или применяя Л. с насыщающимся фильтром. При надлежащем подборе фильтра и его положении в резонаторе можно получить гигантский импульс, состоящий из последовательности ультракоротких импульсов. С помощью оптич. затворов можно выделить одиночный ультракороткий импульс. Выделенный одиночный импульс может быть подвергнут дальнейшей компрессии во времени спец. методами. В результате удаётся получить импульсы фемтосекундной длительности. Один из таких методов — формирование в оптич. волокне *солитона* (см. *Солитонный лазер*).

Лазеры-усилители. Для решения ряда практич. задач требуется оптич. излучение большой мощности (энергии). Часто оказывается более удобным получить с помощью Л.-генератора сравнительно слабое излучение с заданными характеристиками, а затем усилить его с помощью Л.-усилителя.

Если требуется сохранить первоначальные свойства усиливаемой волны, то необходимо усиление в линейном режиме. В этом случае интенсивность I усиливаемого излучения должна быть заметно меньше насыщающей интенсивности I_n , так что κ_ω не зависит от интенсивности.

В линейном режиме усиления для увеличения интенсивности волны используется малая доля энергии, запасённой в активной среде. Проблема линейного усиления обычно возникает при передаче и приёме сигнала, несущего информацию. В этом случае реноющим фактором являются шумовые свойства усилителя, характеризующие его *шумовой температурой* $T_{ш}$. Принципиально неустранимым источником шумов являются квантовые флуктуации. Обусловленная ими шумовая темп-ра, отнесённая к входу усилителя, даётся ф-лой

$$T_{ш} = \frac{\hbar\omega}{k} \cdot \frac{N_2}{N_2 - N_1 g_2/g_1} \quad (14)$$

Усиление излучения большой мощности. При получении когерентного излучения большой мощности (энергии) нет проблемы сохранения нач. информации в усиливаемой волне, по возникает проблема макс. использования энергии, запасённой в активной среде усилителя. Это требует подачи на вход усилителя насыщающего излучения, при к-ром в энергию усили-