

КОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР С ТОЧЕЧНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В.Н.Луговой

Предложена точечная обратная связь и рассмотрены свойства комбинационного лазера с этой обратной связью.

При наблюдении вынужденного комбинационного рассеяния вне оптического резонатора и в отсутствие обратной связи других видов в стационарном по времени режиме обычно достигаются значения коэффициента усиления (по интенсивности) на первой стоксовой частоте порядка e^{28} и больше (см. [1]). Очевидно, что при столь больших значениях усиления, даже незначительная обратная связь может приводить к возникновению генерации лазерного типа на первой стоксовой частоте, вследствие возникновения неустойчивости во времени указанного стационарного режима рассеяния. В [2] рассмотрена так называемая распределенная обратная связь, которая в некоторых случаях может приводить к генерации на первой стоксовой частоте при значениях коэффициента усиления в среде порядка e^{15} и больше.

В настоящей работе предложена обратная связь иного типа ("точечная" обратная связь) и теоретически предсказаны основные свойства излучения комбинационного лазера с этой обратной связью. По свойствам излучения данный лазер отличается от лазеров с обратной связью других видов и может обладать рядом преимуществ.

Пусть объем активной среды с продольным размером L и поперечным — d заполняет пространство между двумя отражающими элементами, которые имеют площади d_1^2 , d_2^2 . Коэффициенты отражения (по интенсивности) плоской волны первой стоксовой частоты от аналогичных безграничных плоских элементов при нормальном падении обозначим через r_1 и r_2 . Будем предполагать

$$l_i \ll L \ll \frac{d^2}{\lambda}, \quad \lambda \lesssim d_i \quad (i = 1, 2), \quad (1)$$

где $l_i = d_i^2/\lambda$, λ — длина стоксовой волны в рассматриваемой среде.

Можно убедиться, что условие самовозбуждения лазера с такой обратной связью имеет вид

$$A_1 A_2 r_1 r_2 l_1^2 l_2^2 e^{2KL} \geq L^4, \quad (2)$$

где e^{KL} — коэффициент усиления на длине L плоской волны первой стоксовой частоты в накачанной среде; A_i — величина, определяющаяся конкретной формой i -го отражающего элемента и вообще зависящая от его ориентации. Если значение угла θ_i между нормалью к поверхности i -го элемента и осью, соединяющей эти элементы, удовлетворяют соотношению

$$\theta_i \lesssim \frac{\lambda}{2d_i}, \quad (3)$$

то $A_i \sim 1$. Приведем численный пример. Примем $r_1 = r_2 = 0,3$, $d_1 = d_2 = 10\lambda$, $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-4}$ см, $L = 1$ см. Тогда из (2) находим $e^{2KL} \gtrsim e^{12}$. Если (1) справедливо только при $i = 1$ в то время как для d_2 вместо (1) справедливо соотношение $d_2 > d$, то условие самовозбуждения будет выглядеть так

$$A_1 A_2 r_1 r_2 l_1^2 e^{2KL} \geq 4L^2, \quad (4)$$

где $A_2 \sim 1$ при $\theta_2 \leq \frac{d}{2L}$.

Несмотря на безрезонаторный характер обратной связи излучение рассматриваемого лазера должно обладать высокой степенью пространственной когерентности, поскольку это излучение можно сфокусировать по крайней мере в пятно с площадью d_1^2 или d_2^2 . Из-за отсутствия модового состава в обратной связи возможно также непрерывное сужение спектра первой стоксовой компоненты в процессе генерации от начальной ширины, определяемой шириной линии спонтанного комбинационного рассеяния и порогом генерации, до значений, определяемых шириной спектра накачки и превышением над указанным порогом.

Помимо возбуждения интенсивной первой стоксовой компоненты в рассматриваемом лазере возможно также параметрическое возбуждение интенсивных антистоксовых и высших стоксовых компонент т. е. компонент с частотами $\omega_l = \rho + l(\rho - \omega_1)$, где ρ — частота волны накачки, ω_1 — первая стоксова частота, $l = 1, 2, \dots, l = -2, -3, \dots$. В силу (1) распределение поля первой стоксовой компоненты в окрестности торцов активного объема близко к распределению поля излучения

отдельного точечного источника¹⁾. Поэтому параметрическое возбуждение антистоксовых и высших стоксовых компонент любых порядков будет происходить в соответствии с теорией, развитой в [1] для точечного источника первой стоксовой частоты. При $d \geq 2L\theta^{(1)}$, где $\theta^{(1)}$ — так называемый угол поглощения в первой стоксовой компоненте (для жидкостей и твердых тел $\theta^{(1)} \sim 2 \cdot 10^{-2}$), преимущественное излучение антистоксовых и высших стоксовых компонент будет происходить вдоль образующих конусов с углами при вершинах, определяемыми следующими соотношениями для волновых векторов:

$$\mathbf{k}_l + l\mathbf{k}_{-1} = (l+1)\mathbf{k}_0, \quad (5)$$

где \mathbf{k}_0 — волновой вектор плоской волны накачки в рассматриваемой среде, $k_l = \frac{\omega_l}{c}n(\omega_l)$, $n(\omega_l)$ — показатель преломления среды на частоте ω_l , c — скорость света в вакууме. Соответствующая картина излучения антистоксовых и высших стоксовых компонент как для изотропных, так и для анизотропных активных сред подробно исследована в [1], поэтому здесь мы не будем больше на ней останавливаться.

Согласно (3) в рассматриваемом лазере отсутствует сколько-нибудь жесткое требование на взаимную ориентацию отражающих элементов. Поэтому в проделанных ранее экспериментах по наблюдению вынужденного комбинационного рассеяния роль отражающих элементов в некоторых случаях могли выполнять отдельные невидимые невооруженным глазом дефекты поверхности торцов исследуемых образцов или кювет с исследуемой жидкостью. Тем самым так называемые скачки интенсивности первой стоксовой компоненты, как функции интенсивности накачки, (см. [3, 4]) могут объясняться возникновением описанной выше генерации на первой стоксовой частоте за счет точечной обратной связи.

В заключение отметим, что точечная обратная связь может быть применена для возбуждения лазерной генерации в усиливающих средах любых видов, если в них реализуются достаточно большие значения коэффициента усиления. Очевидно также, что при этом можно использовать не только трехмерные активные объемы, но и активные объемы в виде волноводных слоев (пленок).

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 октября 1974 г.

Литература

- [1] В.Н.Луговой. Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния. М., изд. Наука, 1968.
- [2] С.А.Ахманов, Г.А.Ляхов. ЖЭТФ, 66, 96, 1974.
- [3] G.Bret, M. Denariez. J. Chim. Phys., Paris, 64, 222, 1967.
- [4] J.B.Grun, A.K.McQuillan, B.P.Stoicheff. Phys. Rev., 180, 61, 1969.

¹⁾ Тем самым обратную связь рассматриваемого вида естественно назвать точечной.