

В. Н. ЦИКУНОВ

ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДВУХЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ УРОВНЯ ПОТЕРЬ

(Представлено академиком И. В. Обреимовым 5 VI 1974)

В реально работающем твердотельном лазере кроме модуляции потерь, задаваемой извне, различные процессы создают дополнительные изменения потерь в процессе генерации (¹⁻³). В настоящей работе исследуется поведение лазерной системы при условии, что уровень потерь меняется под действием двух гармонических возмущений разной частоты.

Для случая пространственно однородного электромагнитного поля в приближении самовозбуждения можно на основе балансных уравнений получить уравнение (⁴), описывающее изменение во времени числа фотонов N в резонаторе в условиях изменения уровня потерь $\gamma = \gamma_0 + \Delta\gamma(t)$.

Введем вместо N величину x , определяемую из равенства:

$$N = \frac{n_0 L D - \gamma_0}{s \gamma_0 D \tau_n} e^{x-1} = \frac{\alpha - 1}{s D \tau_n} e^{x-1} = N_{\text{ст}} e^{x-1}, \quad (1)$$

где n_0 — инверсная заселенность на единицу длины, создаваемая накачкой в отсутствие индуцированного излучения, L — длина резонатора, D — вероятность индуцированного перехода на данной моде, $s=2$ при трехуровневой и $s=1$ при четырехуровневой схеме генерации, τ_n — время релаксации системы в условиях действия накачки, $N_{\text{ст}}$ — число фотонов в стационарном случае $\gamma = \gamma_0$, $\alpha = n_0 L D / \gamma_0$ — величина, определяемая накачкой и $\alpha - 1 / s D \tau_n = N_{\text{ст}}$.

Тогда уравнение для x можно записать в виде (⁴)

$$\ddot{x} + \dot{x} \tau_n^{-1} [1 + (\alpha - 1) e^{x-1}] + (\alpha - 1) \tau_n^{-1} \gamma_0 (e^{x-1} - 1) + (\alpha - 1) \tau_n^{-1} \Delta\gamma(t) (e^{x-1} - 1) = -\Delta\dot{\gamma}(t) - \alpha \tau_n^{-1} \Delta\gamma(t). \quad (2)$$

Будем считать, что

$$\Delta\gamma(t) = \xi_1 \sin \omega_1 t + \xi_2 \sin \omega_2 t, \quad (3)$$

где ξ_1 , ω_1 и ξ_2 , ω_2 соответственно амплитуда и частота двух гармонических модуляций.

Решение уравнения (1) при такой зависимости $\Delta\gamma$ от времени будем искать в виде

$$x = c + r_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) + r_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2), \quad (4)$$

пренебрегая членами с разностными и кратными частотами (⁵). Уже это приближение позволяет выявить ряд интересных аспектов.

Для нахождения c , r_1 и r_2 в предположении $\alpha / \tau_n \ll \omega_1$, ω_2 и ξ_1 , $\xi_2 \ll \gamma_0$ из уравнения (2) получаем следующую систему уравнений для $x \ll 1 - 2$

$$c^3 + 3c + 1,5c(r_1^2 + r_2^2) = 4, \quad (5a)$$

$$r_1^2 \left\{ \left[\frac{\omega_0^2}{8} (4 + r_1^2 + 2r_2^2 + 4c^2) - \omega_1^2 \right]^2 + \omega_1^2 (2\tau_n)^{-1} \left[2\alpha - \frac{\alpha - 1}{4} r_1^2 c \right]^2 \right\} = \xi_1^2 \omega_1^2, \quad (5б)$$

$$r_2^2 \left\{ \left[\frac{\omega_0^2}{8} (4 + 2r_1^2 + r_2^2 + 4c^2) - \omega_2^2 \right]^2 + \omega_2^2 (2\tau_n)^{-1} \left[2\alpha - \frac{\alpha - 1}{4} r_2^2 c \right]^2 \right\} = \xi_2^2 \omega_2^2. \quad (5в)$$

Здесь введено обозначение

$$\omega_0^2 = (\alpha - 1) \tau_n^{-1} \gamma_0. \quad (6)$$

В том случае, когда $\xi_2 = 0$ зависимость r_1 от ω_1 носит резонансный характер, а область резонанса лежит вблизи частоты ω_0 (⁴, ⁶).

При $\xi_2 \neq 0$ ситуация меняется. Так как с хорошим приближением можно считать, что положение максимума резонансной кривой определяется условием равенства нулю первой квадратной скобки в уравнении (5б), то нали-

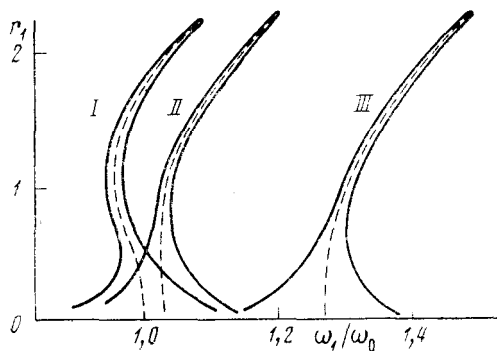


Рис. 1

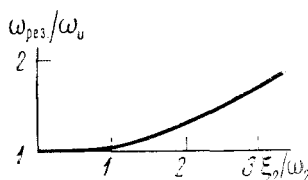


Рис. 2

Рис. 1. Вид и местоположение резонансной кривой $r_1(\omega_1/\omega_0)$ при различных значениях ξ_2/ω_2 в случае, когда $\omega_2 \gg \omega_0$, $\alpha = 11$, $\gamma_0 = 10^8$ сек⁻¹, $\tau_n = 10^{-3}$ сек. и $\xi_2 = 2 \cdot 10^4$ сек⁻¹. I — $\xi_2/\omega_2 = 0$, II — $\xi_2/\omega_2 = 1$, III — $\xi_2/\omega_2 = 2$

Рис. 2. Зависимость $\omega_1^{\text{рез}}$ от величины ξ_2/ω_2 для значений $\xi_1 \leq 10^3$ сек⁻¹

чие там члена $2\tau_2^2$, возникшего из-за существования модуляции с частотой ω_2 , меняет месторасположение максимума резонансной кривой $r_1(\omega_1)$.

Пусть $\omega_2 \gg \omega_0$. В этом случае $r_2 \approx \xi_2/\omega_2$ и почти не зависит от параметров ξ_1 и ω_1 . Кривая $r_1(\omega_1)$ с ростом ξ_2 несколько меняет свою форму, на левом крыле исчезает область неустойчивых решений, изгиб вправо сохраняется. Наконец, самое главное, на шкале частот меняется положение максимума. Он смещается в сторону больших частот (рис. 1). Для случая малых ξ_1 ($\xi_1 \ll \alpha/\tau_n$) значение $\omega_1^{\text{рез}}$, соответствующее максимальному значению r_1 , с ростом ξ_2 растет по закону

$$\omega_1^{\text{рез}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \left(1 + c^2 + \frac{r_1^2}{4} + \frac{r_2^2}{2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Следует отметить, что при $\xi_2/\omega_2 < 1$ значения $\omega_1^{\text{рез}}$ почти совпадают с ω_0 и лишь при $\xi_2/\omega_2 > 1$ начинает наблюдаться заметное отличие $\omega_1^{\text{рез}}$ от ω_0 (рис. 2).

Так как сдвиг резонанса на кривой определяется значениями ξ_2/ω_2 и довольно велик (в рассматриваемом приближении $\omega_1^{\text{рез}}$ может меняться почти вдвое), то это порождает сильную зависимость величины r_1 от ξ_2 . Если ω_1 лежит слева от ω_0 ($\omega_1 \ll \omega_0$), то величина r_1 с ростом ξ_2 может резко уменьшаться, и наоборот, если ω_1 несколько больше ω_0 , то при сдвиге (с увеличением ξ_2) резонанса на кривой вправо возможно резкое возрастание глубины модуляции интенсивности на частоте ω_1 .

В качестве примера рассмотрим лазер на рубине, для которого α в широком диапазоне накачек меняется в пределах $\alpha \sim 1 - 10^2$ (для простоты расчета выберем $\alpha = 11$), стационарный уровень потерь соответствует $\gamma_0 = 10^8$ сек⁻¹, $\tau_n \sim 10^{-3}$ сек. В этих условиях частота $\omega_0/2\pi$, определяемая по формуле (6), оказывается $\sim 0,1 - 1$ мГц. Если $\omega_1 = \omega_0$ и $\xi_2 = 0$, то значение

r_1 равняется 1,8, т. е. интенсивность лазерного излучения от максимума до минимума меняется в 25 раз. При наложении модуляции с частотой ω_2 , у которой $\xi_2/\omega_2=2$, значение r_1 падает до 0,04, т. е. практически колебаний интенсивности лазерного излучения с частотой ω_1 происходить не будет.

В виде другого примера допустим, $\omega_1=1,3 \omega_0$. При $\xi_2=0$ значение $r_1=0,04$ и практически колебаний интенсивности с частотой ω_1 наблюдаться

не будет. С ростом ξ_2 происходит смещение резонанса в область частот $1,3 \omega_0$, частота ω_1 оказывается в резонансной области, что приводит к резкому возрастанию r_1 . При $\xi_2/\omega_2=2,1$ значения r_1 возрастают до величины 1,1; интенсивность лазерного излучения от максимума до минимума будет меняться теперь в 3,4 раза.

Вследствие эффекта сдвига резонансной области наложенная извне модуляция частоты ω_2 может оказывать сильное воздействие на существующие в лазере неконтролируемые временные изменения потерь. При слабых неконтролируемых возмущениях уровня потерь с частотой ω_1 изменения интенсивности излучения будут наблюдаться только в том случае, когда частота возмущения ω_1 близка к ω_0 (⁴, ⁶). При наложении сильной высокочастотной модуляции резонансная частота системы увеличится и уйдет из области частот неконтролируемых возмущений. Это приведет к ликвидации влияния на лазерную систему слабых возмущений, вышедших теперь из резонанса.

Рис. 3. Вид и местоположение резонансной кривой $r_1(\omega_1/\omega_0)$ при различных значениях ξ_2 в случае, когда $\omega_2 \ll \omega_0$, $\alpha=11$, $\gamma_0=10^8 \text{ сек}^{-1}$, $\tau_n=10^{-2} \text{ сек}$, $\omega_2=2 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$, $\xi_1=2 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$. I — $\xi_2=0$, II — $\xi_2=5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, III — $\xi_2=10^7 \text{ сек}^{-1}$, IV — $\xi_2=2 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$

Возможен, естественно, и обратный процесс, когда смещение из-за принудительной модуляции резонансной частоты будет вести к усилению и, следовательно, детектированию слабых, незаметных ранее возмущений.

Выше рассматривался случай $\omega_2 \gg \omega_0$, но и при $\omega_2 \ll \omega_0$ (необходимо только, чтобы $\omega_2 > 10^4 \text{ рад/сек}$) резонансная кривая $r_1(\omega_1)$ с ростом ξ_2 смещается в сторону больших частот. Форма кривой меняется в этом случае более существенным образом. Постепенно пропадает наклон вправо и форма кривой стремится к форме обычного резонанса. Вследствие этого сужается полоса частот, которые могут оказать на систему сильное воздействие (рис. 3). Эффект смещения резонансной кривой и в этом случае ведет к сильным изменениям значения r_1 при изменениях ξ_2 . Тип этих изменений зависит от местоположения ω_1 относительно ω_0 и аналогичен изменениям, рассмотренным в случае $\omega_2 \gg \omega_0$. В отличие от случая $\omega_2 \gg \omega_0$, где значения r_2 почти не зависели от величины ξ_1 , в данной ситуации такая зависимость наблюдается. С увеличением амплитуды одного из колебаний наблюдается уменьшение или замедление нарастания величины амплитуды другого. Так, с ростом ξ_2 значения r_2 растут, но если при этом наблюдается нарастание r_1 , то рост r_2 замедляется. Резюмируя, можно сказать, что принудительная модуляция может в широких пределах менять чувствительность лазерных систем к гармоническим возмущениям другой частоты.

Использование лазеров с принудительной периодической модуляцией добротности позволяет решать вопрос о подавлении воздействия на лазерную систему различных паразитных периодических изменений уровня потерь, возникающих в процессе генерации из-за вибрации зеркал и активной среды, изменения положения диэлектрических границ в резонаторе, изменения рассеяния света в образце и т. п. Даже при сравнительно малых амплитудах паразитных модуляций ($\sim 10^{-4} \gamma_0$) они окажут значительное

влияние на временные изменения интенсивности, если полоса их частот захватывает область резонансной частоты ω_0 (⁴).

Принудительная периодическая модуляция с частотой ω_2 (как было показано выше) меняет местоположение резонансной частоты, сдвигая ее в высокочастотную область. Используя это, можно увести резонансную частоту из полосы частот паразитных возмущений, до минимума снижая их влияние на временные изменения интенсивности.

Рассмотренные эффекты будут характерны для лазерных систем, использующих в качестве активного тела среды со сравнительно большим временем люминесценции τ . Необходимо, чтобы выполнялось условие $\tau_n \gg 2\pi/\omega_0$ (обычно $\tau_n \sim \tau$). Это требование выполняется для твердотельных лазеров, использующих активные среды с примесью хрома или редких земель.

В заключение автор выражает благодарность Ч. К. Мухтарову за полезные обсуждения и академику И. В. Обреимову за постоянное внимание и интерес к работе.

Поступило
3 I 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. Н. Винокуров, Н. М. Галактионов и др., ЖЭТФ, т. 60, № 2, 489 (1971).
² Ч. К. Мухтаров, ЖЭТФ, т. 60, № 3, 1929 (1971). ³ Б. Л. Лившиц, А. Т. Турсунов, ДАН, т. 190, № 4, 813 (1970). ⁴ В. Н. Цикун, ЖЭТФ, т. 58, № 5, 1646 (1970).
⁵ Т. Хаяси, Нелинейные колебания в физических системах, М., «Мир», 1968.
⁶ В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика. т. 9, 710 (1966).