

УДК 621.378

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ НА РЕЖИМ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

Э. М. Беленов, А. Н. Ораевский

Рассматривается динамика развития импульса излучения лазера с учетом фазовых соотношений между полем и поляризацией активной среды. Показано, что при определенных условиях, когда времена релаксации среды заметно превышают время затухания поля, рабочая среда остается излучающей вплоть до достижения почти полной «антинверсии», что позволяет увеличить КПД в $\sim 1,5-2$ раза по сравнению с обычным твердотельным лазером.

1. Согласно теории импульсного режима в лазерах с модулированной добротностью, максимальная энергия импульса лазера при $T_2 \ll T_1$ равна [1]

$$E_{\max} = \frac{1}{2} \hbar \omega (N_0 - N_n),$$

где N_0 — начальная инверсная населенность, N_n — ее пороговое значение, T_2 и T_1 — время релаксации поляризации и числа активных частиц соответственно. Даже в случае $N_0 \gg N_n$ энергия импульса равна лишь половине энергии, запасенной в активном веществе.

В то же время опыты с молекулярными генераторами показывают [2], что за счет когерентного спонтанного излучения можно получить в виде излучения почти всю энергию, запасенную в системе активных частиц. Ясно, что, если и в оптическом диапазоне сохранить соотношение времен релаксации вещества T_1 и T_2 и поля T_p , типичные для молекулярного генератора, КПД импульсного лазера можно заметно повысить за счет когерентного спонтанного излучения среды. Численные расчеты, проведенные в [3] для случая $T_p \gtrsim T_2$, показывают, что уже при $T_p \simeq T_2$ в импульсе лазера можно получить энергию, превышающую половину энергии, запасенной веществом.

Цель настоящей статьи — рассмотреть процесс импульсной генерации лазера при условиях, когда мы можем извлечь из активной среды существенно больше половины запасенной в ней энергии в виде когерентного излучения. Очевидно, что при анализе этой задачи нужно исходить из строгой системы уравнений для поля квантового генератора и поляризации активной среды, а не из уравнений баланса («скоростных» уравнений), обычно применяющихся для описания нестационарных процессов лазера.

2. Систему уравнений [4] для поля $\mathcal{E} = E(t) \cos[\omega t + \varphi(t)]$, поляризации $P = P(t) \cos[\omega t + \psi(t)]$ и числа частиц $N = N(t)$ лазера можно привести к следующему виду:

$$\dot{Y} = -\frac{1}{2} \mu Y + \frac{1}{2} \gamma V \sin \Phi; \quad (1)$$

$$\dot{\Phi} = \left(\frac{1}{4} \mu_2 \omega \frac{Y}{V} + \frac{1}{2} \gamma \frac{V}{Y} \right) \cos \Phi; \quad (2)$$

$$\dot{V} = -\frac{1}{2} \mu_2 V + \frac{1}{4} \mu_2 \omega Y \sin \Phi; \quad (3)$$

$$\dot{\omega} = -\frac{1}{2} \mu_1 \omega + \frac{1}{2} \mu_1 \omega_0 - \mu_2 Y V \sin \Phi. \quad (4)$$

Здесь $Y = \rho T_2 E / \hbar$, $\mu = 2/\omega T_p$, $\gamma = 4\pi\rho^2 N_0 / \hbar$, $V = P/\rho N_0$, $\mu_2 = 2/\omega T_2$, $\mu_1 = 2/\omega T_1$, $\omega = 2N/N_0$, $\Phi = \psi - \varphi$, N_0 — стационарное значение инверсной населенности при $\mathcal{E} = 0$, ρ — матричный элемент дипольного перехода, T_p , T_2 , T_1 — время релаксации поля, поляризации и числа частиц соответственно. Дифференцирование в (1)–(4) производится по времени ωt .

Будем считать, согласно сказанному выше, что время релаксации поляризации велико, $\mu_1 \ll \mu_2 \ll \mu$. В этом случае Y и Φ квазистатически следят за V и ω , принимая значения $Y = \gamma V/\mu$, $\Phi = \pi/2$, $3\pi/2$, причем при сдвиге фаз между полем и поляризацией в $\pi/2$ среда является излучающей, а при $3\pi/2$ — поглощающей. Линеаризованные в окрестности точки $Y = \gamma V/\mu$, $\Phi = \pi/2$ уравнения (1), (2) показывают, что решение $\pi/2$ устойчиво при

$$\frac{\mu}{\gamma} > -\frac{\mu_2}{\mu} \frac{\omega}{2}. \quad (5)$$

Это условие совместно с $\mu \gg \mu_2$ отвечает применимости рассматриваемого ниже случая.

Рассчитаем параметры светового импульса. Если ввести $R = V^2$ и пренебречь спонтанным распадом ($\mu_1 = 0$), (3), (4) можно переписать как

$$\dot{R} = -\mu_2 R + \frac{1}{2} \frac{\mu_2 \gamma}{\mu} \omega R, \quad \dot{\omega} = -\frac{\mu_2}{\mu} \gamma R; \quad (6)$$

$$\dot{\omega} = -\mu_2 \omega + \frac{1}{4} \frac{\mu_2 \gamma}{\mu} \omega^2 + C, \quad C = 2\mu_2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\mu} \right). \quad (7)$$

Уравнение (7) является следствием (6) при начальных условиях $\omega = 2$, $\dot{\omega} = 0$.

Рассмотрим динамику генерации при мгновенном включении добротности. В момент времени $t = t_{\max}$ поле $Y = Y_{\max}$ максимально. Полю $Y_{\max} = \frac{\gamma}{\mu} V_{\max}$ отвечают максимальное значение поляризации $V_{\max} = \sqrt{R_{\max}}$ и инверсная населенность ω_{\max} , численно равные, согласно (6), (7),

$$V_{\max} = \left[2 \frac{\mu}{\gamma} \left(\frac{1}{2} \frac{\mu^2 + \gamma^2}{\mu \gamma} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad \omega_{\max} = 2 \frac{\mu}{\gamma}. \quad (8)$$

Определяем длительность импульса излучения τ как время, в течение которого $Y^2(t) \geq Y_{\max}^2/2$. В начале и конце импульса $R^2 = R_{\max}^2/2$; подставляя это значение в (6) и воспользовавшись затем уравнением (7), находим τ и начальную ω_+ и конечную ω_- инверсию:

$$\tau = \int_{w_+}^{w_-} \left[-\mu_2 w + \frac{1}{4} \frac{\mu_2 \gamma}{\mu} w^2 + C \right] dw, \quad w_{\pm} = 2 \frac{\mu}{\gamma} \pm \sqrt{2} \left(\frac{\mu}{\gamma} - 1 \right). \quad (9)$$

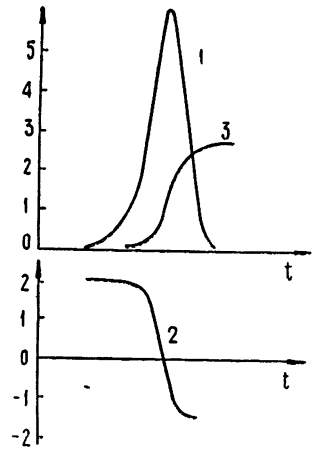
При достаточно большом превышении начальной инверсии над ее пороговым значением ($\gamma \gg \mu$)

$$w_{\pm} \simeq \pm \sqrt{2}, \quad \tau \simeq 2 \sqrt{2} \frac{\mu}{\gamma} \frac{T_2}{\omega}. \quad (10)$$

Подставляя w_- из (10) в (5), получим основное условие, при котором рабочая среда остается излучающей вплоть до достижения почти полной «антиинверсии»

$$\frac{\mu}{\gamma} > \frac{\mu_2}{\mu} \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (11)$$

Рис. 1. Зависимость от времени амплитуды поля Y (1), разности населенностей w (2) и энергии, излученной к моменту t , $\int_0^t Y^2(\tau) d\tau$ (3).



Для иллюстрации на рис. 1 приводится динамика развития импульса, полученная численным интегрированием непосредственно исходной (1)–(4) системы, не разделенной на быстрые и медленные движения при начальных условиях $Y = V = \cos \Phi \simeq 0$, $w = +2$ и параметрах $\mu = 1$, $\gamma = 8$, $\mu_2 = 0,1$. Отчетливо виден рост энергии излучения (кривая 3) при отрицательных w . Конечная инверсия w близка к $-\sqrt{2}$. Таким образом, с увеличением начальной инверсии КПД лазера растет. В предельном случае ($\gamma \gg \mu$) из максимальной энергии $N_0 \hbar \omega$, запасенной в веществе за длительность импульса τ , высвечивается когерентно ее $\sqrt{2} N_0 \hbar \omega / 2$ часть; КПД лазера при этом больше $\frac{\sqrt{2}}{2} 100\%$.

3. Перепишем (11) в виде $\sqrt{2} \frac{\mu_2}{\gamma} > \frac{T_p}{T_2}$. Для рубинового или газового лазера с разрешенными оптическими переходами $T_p/T_2 \simeq \simeq 10^3 \div 10^4$. В то же время из условий возбуждения генератора следует, что $\mu/\gamma < 1$, таким образом, условие (11) одновременно с $\mu \gg \mu_2$ не выполняется и развитая выше теория несправедлива. Однако для газового лазера с метастабильными рабочими переходами условия (11) и $\mu \gg \mu_2$ могут быть справедливы. Рассмотрим для примера лазер на CO_2 . Согласно [5], даже при давлении 1 атм время релаксации T_2 рабочих уровней составляет величину $10^{-5} - 10^{-6}$ сек, и при добротности генератора $Q < 10^7$ условия (11) вполне выполнимы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Прохоров, Радиотехника и электроника, **6**, 1073 (1963).
2. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, Г. М. Страховский, В. М. Татаренков, ЖЭТФ, **12**, 1768 (1963); Э. М. Беленов, А. Н. Ораевский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **8**, № 3, 479 (1964).
3. В. И. Беспалов, Ю. К. Богатырев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **9**, № 3, 525 (1966).
4. А. Н. Ораевский, Молекулярные генераторы, изд. Наука, М., 1964.
5. П. В. Слободская, Изв. АН СССР (серия физическая), **12**, 656 (1948).

Физический институт
АН СССР

Поступила в редакцию
22 января 1968 г.

THE COHERENCE EFFECT ON THE LASER OPERATION REGIME

E. M. Belenov, A. N. Oraevskii

The dynamics of laser pulse evolution is considered with taking into account the phase relations between the field and polarization of the active medium. It is shown that under the definite conditions when the relaxation times of the medium exceed appreciably the time of the field damping, the operating medium remains radiating up to a full anti-inversion state. This gives allowance for increasing the gain in 1.5—2 times as compared with an ordinary solid state laser.
