

Т. М. ИЛЬИНОВА

О ДВУХФОТОННОМ ЛАЗЕРЕ

Исследуется стационарный режим двухфотонного лазера, его устойчивость. Построены резонансные кривые возбуждения стационарных колебаний. Рассмотрены нестационарные процессы в такой системе в приближении заданного поля. При выполнении условий возбуждения лазер излучает импульс частоты ω_1 (частота рабочего перехода $\omega_{21} = \omega_1 + \omega_2$, где ω_2 — частота поля $E_2 > E_2^{\text{пор}}$ от внешнего источника). Мощность импульса и его длительность существенно зависят от величины поля E_2 . Если $\frac{E_2}{E_2^{\text{пор}}} \gg 1$, то излучаемый импульс имеет симметричную форму, его энергия и длительность определяются полем E_2 . При $\frac{E_2}{E_2^{\text{пор}}} \gg 1$ энергия сигнала зависит только от свойств активной среды; длительность переднего фронта определяется величиной поля E_2 , длительность заднего фронта равна времени затухания τ_1 резонатора на частоте ω_1 .

Исходные уравнения. Стационарный режим двухфотонного лазера

Основные уравнения, описывающие нестационарные процессы в двухфотонном лазере, получены в работах [1—3]. С учетом фазовых соотношений эти уравнения имеют вид [3]

$$\begin{aligned} \frac{dP_3}{dt} + \frac{P_3}{T_{12}} &= - \frac{2\rho_{12}}{\hbar} a E_1 E_2 N_{21} \sin \Phi, \\ \frac{dE_1}{dt} &= - \frac{\omega_1}{2Q_1} E_1 - 4\pi\rho_{12}\omega_1 a E_2 P_3 \sin \Phi, \\ \frac{dE_2}{dt} &= - \frac{\omega_2}{2Q_2} E_2 - 4\pi\rho_{12}\omega_2 a E_1 P_3 \sin \Phi, \\ \frac{d\Phi}{dt} &= \Delta + \varepsilon N_{21} - \frac{2\rho_{12}}{\hbar} a N_{21} \frac{E_1 E_2}{P_3} \cos \Phi - \\ &\quad - 4\pi\rho_{12} a \left(\omega_1 \frac{E_2}{E_1} + \omega_2 \frac{E_1}{E_2} \right) P_3 \cos \Phi, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{dN_{21}}{dt} + \frac{N_{21} - N_{21}^0}{T_1} = \frac{8\rho_{12}}{\hbar} a E_1 E_1 P_3 \cos \Phi + 2A(E_1^2 + E_2^2) - 2B(E_1^2 + E_2^2) N_{21},$$

где E_1 и E_2 — медленно изменяющиеся во времени (по сравнению с $e^{i\omega_n t}$, $n=1, 2$) амплитуды полей в резонаторе на частотах ω_1 и ω_2 со-

ответственно; частота рабочего перехода ω_{21} связана с собственными частотами резонатора соотношением $\omega_{21} = \omega_1 + \omega_2$; P_3 — поляризация активного вещества, помещенного в резонатор; $\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - \psi$ — разность фаз между полями в резонаторе и поляризацией вещества; Q_1, Q_2 — добротности резонатора на частотах ω_1, ω_2 ; N_{21} — разность населенностей между рабочими уровнями; величины N_{21}^0 и T_1 связаны с вероятностью переходов следующими соотношениями:

$$N_{21}^0 = \frac{W_{13}W_{32} - W_{21}(W_{31} + W_{32})}{W_{13}W_{32} + W_{21}(W_{31} + W_{32})} N_0,$$

$$T_1 = \frac{W_{31} + W_{32}}{W_{13}W_{32} + W_{21}(W_{31} + W_{32})}.$$

ρ_{mn} — матричные элементы дипольного момента; T_{mn} — время релаксации соответствующего недиагонального элемента матрицы плотности; расстройка $\Delta = \frac{\omega_{10}^2 - \omega_1^2}{2\omega_1} + \frac{\omega_{20}^2 - \omega_2^2}{2\omega_2} - 2\pi\omega_{21} \frac{p_{13}^2 + p_{23}^2}{\hbar\omega_{31}} N_0$, N_0 — число частиц в единице объема активного вещества,

$$a = \frac{p_{13}p_{23}}{\hbar\omega_{31}p_{12}}, \quad A = \frac{2}{\hbar^2\omega_{32}^2(W_{31} + W_{32})} \left(\frac{p_{13}^2}{T_{13}} W_{32} - \frac{p_{23}^2}{T_{23}} W_{31} \right) N_0,$$

$$B = \frac{2}{\hbar^2\omega_{31}^2(W_{31} + W_{32})} \left(\frac{p_{13}^2}{T_{13}} W_{32} + \frac{p_{23}^2}{T_{23}} W_{31} \right),$$

$$\varepsilon = 2\pi\omega_{21} \frac{p_{13}^2 - \frac{\omega_{32}}{\omega_{31}} p_{23}^2}{\hbar\omega_{31}}.$$

Члены, стоящие в правых частях уравнений (1) и имеющие коэффициент пропорциональности a , ответственны за двухфотонные процессы. Члены $2A(E_1^2 + E_2^2)$ и $2B(E_1^2 + E_2^2)N_{21}$ связаны с нерезонансным действием полей E_1 и E_2 на населенность рабочих уровней.

Уравнения (1) получены в предположении, что второй рабочий уровень является метастабильным, и считаются выполненными следующие условия:

$$W_{13} \ll W_{31} + W_{32}; \quad W_{31} + W_{32} \gg \frac{\omega_n}{2Q_n}; \quad \frac{2(E_1^2 + E_2^2)}{\hbar^2\omega_{31}^2} \left(\frac{p_{13}^2}{T_{13}} + \frac{p_{23}^2}{T_{23}} \right) \ll \ll W_{31} + W_{32}; \quad (2)$$

$$\frac{4\pi p_{12}^2}{\hbar T_{12} \omega_n^2} N_{21} Q_n \ll 1.$$

В работе [4] показано, что производными $\frac{dP_3}{dt}$ и $\frac{d\Phi}{dt}$ в первом и четвертом уравнениях системы (1) можно пренебречь, если

$$\frac{\omega_n}{2Q_n}, \quad W_{mn}, \quad \frac{|p_{mn}|^2 E_1 E_2}{2\hbar^2 \omega_{mn}} \ll \frac{1}{T_{12}}. \quad (3)$$

Неравенства (2) и (3) будут выполнены, если

$$W_{13} \ll 10^8 \text{ сек}^{-1}, \quad Q_n \gg 5 \cdot 10^6, \quad E_1 E_2 \ll 18^8 \text{ CGS } \varepsilon. \quad (4)$$

$N_{21}^0 \ll 10^{25} \text{ см}^{-3}$ при этом считали, что $W_{31} + W_{32} = 10^8 \text{ сек}^{-1}$;

$$\omega_n \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}; \omega_{31} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}; p_{13}^2 \approx p_{23}^2 \approx 10^{-36} \text{ DGS}\varepsilon;$$

$$p_{12}^2 \approx 10^{-40} \text{ CGS}\varepsilon; T_{mn} \approx 10^{-10} \text{ сек}.$$

При выполнении условий (4) система уравнений (1) упрощается и принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1^2}{dt} &= \left[\beta_1 \frac{E_2^2 N_{21}}{1 + (\Delta + \varepsilon N_{21})^2 T_{12}^2} - \frac{1}{\tau_1} \right] E_1^2, \\ \frac{dE_2^2}{dt} &= \left[\beta_2 \frac{E_1^2 N_{21}}{1 + (\Delta + \varepsilon N_{21})^2 T_{12}^2} - \frac{1}{\tau_2} \right] E_2^2, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{21}}{dt} + \frac{N_{21} - N_{21}^0}{T_1} &= -\alpha \frac{E_1^2 E_2^2 N_{21}}{1 + (\Delta + \varepsilon N_{21})^2 T_{12}^2} + 2A(E_1^2 + E_2^2) - \\ &- 2B(E_1^2 + E_2^2) N_{21}, \end{aligned}$$

где

$$\beta_n = \frac{16\pi\rho_{12}^2}{\hbar} T_{12} a^2 \omega_n; \alpha = \frac{16\rho_{12}^2}{\hbar^2} T_{12} a^2; \frac{1}{\tau_n} = \frac{\omega_n}{Q_n}; \text{ctg } \Phi \approx -(\Delta + \varepsilon N_{21}) T_{12}.$$

Уравнения (5) отличаются от уравнений, анализируемых в работе [2], учетом фазовых соотношений. Подобно тому, как это сделано в [2], величину некогерентной накачки W_{13} выбираем такой, чтобы можно было пренебречь нерезонансным действием полей E_1 и E_2 на населенности рабочих уровней. При $W_{13} \gg W_{21}$ и $Q_n = 10^7$ это условие сводится к требованию

$$N_0 \ll 10^{22} \text{ см}^{-3}. \quad (6)$$

При выполнении неравенства (6) система уравнений (5) запишется в виде

$$\begin{aligned} \gamma \dot{v} + v &= 0 \\ \gamma u + u &= \frac{u^2 - v^2}{[1 + (\Delta_1 - \lambda z)^2]} z, \\ \dot{z} + z - z_0 &= \frac{v^2 - u^2}{1 + (\Delta_1 - \lambda z)^2} z, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} v &= \frac{1}{2} \left[E_1^2 \sqrt{\frac{\alpha\beta_2 T_1}{\beta_1}} - E_2^2 \sqrt{\frac{\alpha\beta_1 T_1}{\beta_2}} \right], \quad z = N_{21} \sqrt{\frac{\beta_1 \beta_2 \tau_1^2}{\alpha T_1}}, \\ u &= \frac{1}{2} \left[E_1^2 \sqrt{\frac{\alpha\beta_2 T_1}{\beta_1}} + E_2^2 \sqrt{\frac{\alpha\beta_1 T_1}{\beta_2}} \right], \quad z_0 = N_{21}^0 \sqrt{\frac{\beta_1 \beta_2 \tau_1^2}{\alpha T_1}}. \end{aligned}$$

$$\tau_1 = \tau_2; \gamma = \frac{\tau_1}{T_1}, \Delta_1 = \Delta T_{12}; \lambda = + \frac{\varepsilon \sqrt{T_{12} T_1}}{4\pi\rho_{12} a \sqrt{Q_1 Q_2}},$$

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt_1}, \quad t_1 = \frac{t}{T_1}.$$

В системе возможны три положения равновесия:

$$a) \quad v = 0, \quad u = 0, \quad z = z_0,$$

$$\begin{aligned}
 \text{б) } v = 0, u' &= \frac{z_0(1 + 2\lambda^2) + 2\Delta_1\lambda - \sqrt{z_0^2 - 4\lambda\Delta_1z_0 - 4(1 + \Delta_1^2 + \lambda^2)}}{2(1 + \lambda^2)}, \\
 z' &= \frac{z_0 - 2\Delta_1\lambda + \sqrt{z_0^2 - 4\lambda\Delta_1z_0 - 4(1 + \Delta_1^2 + \lambda^2)}}{2(1 + \lambda^2)}, \\
 \text{в) } v = 0, u'' &= \frac{z_0(1 + 2\lambda^2) + 2\Delta_1\lambda + \sqrt{z_0^2 - 4\lambda\Delta_1z_0 - 4(1 + \Delta_1^2 + \lambda^2)}}{2(1 + \lambda^2)}, \\
 z'' &= \frac{z_0 - 2\Delta_1\lambda - \sqrt{z_0^2 - 4\lambda\Delta_1z_0 - 4(1 + \Delta_1^2 + \lambda^2)}}{2(1 + \lambda^2)}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

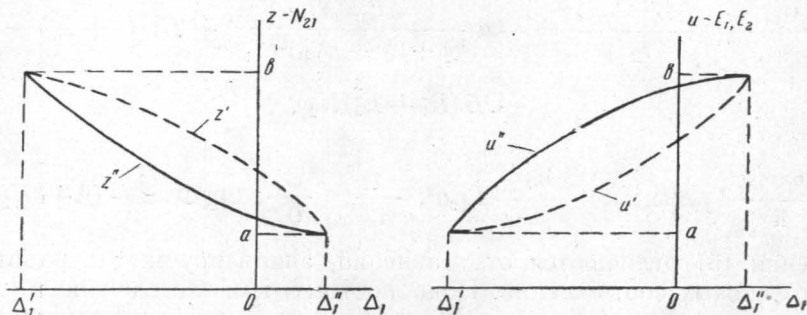


Рис. 1. Зависимость стационарных амплитуд полей E_1 и E_2 и разности населенностей N_{21} от расстройки Δ_1 . Ветви u' , z' резонансных кривых всегда неустойчивы; ветви u'' , z'' — устойчивы, если выполняется неравенство [9]

Второе и третье положения равновесия существуют только при $z_0 \geq 2$ в интервале расстроек

$$\begin{aligned}
 \Delta_1' &= -\frac{\lambda z_0}{2} - \sqrt{(1 + \lambda^2) \left(\frac{z_0^2}{4} - 1 \right)} \leq \Delta_1 \leq \Delta_1'' = -\frac{\lambda z_0}{2} + \\
 &+ \sqrt{(1 + \lambda^2) \left(\frac{z_0^2}{4} - 1 \right)}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Зависимость u' , u'' и z' , z'' от расстройки Δ_1 изображена на рис. 1.

Исследование на устойчивость движения изображающей точки вблизи плоскости $v=0$ (подобно тому, как это сделано в работе [2]) показывает, что состояние равновесия (7, а) всегда является устойчивым узлом. Характеристическое уравнение для двух других положений равновесия имеет вид

$$\gamma p^2 + \left[\gamma \frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} - \gamma(\lambda^2 - 1) - 1 \right] p + \left[\frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} - (1 + \lambda^2) \right] = 0.$$

Состояние равновесия (7, б) всегда является седлом. Характер устойчивости положения равновесия (7, в) меняется в зависимости от величины z следующим образом:

$$1 + \lambda^2 < \frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} < \frac{3 + \gamma(\lambda^2 - 1) - 2\sqrt{2 + \gamma(3\lambda^2 - 1)}}{\gamma} \text{ — неустойчивый узел,}$$

$$\frac{3 + \gamma(\lambda^2 - 1) - 2\sqrt{2 + \gamma(3\lambda^2 - 1)}}{\gamma} < \frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} < \frac{\gamma(\lambda^2 - 1) + 1}{\gamma} \text{ — неустойчивый фокус,}$$

$$\frac{\gamma(\lambda^2 - 1) + 1}{\gamma} < \frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} < \frac{3 + \gamma(\lambda^2 - 1) + 2\sqrt{2 + \gamma(3\lambda^2 - 1)}}{\gamma} \text{ — устойчивый фокус,}$$

$$\frac{3 + \gamma(\lambda^2 - 1) + 2\sqrt{2 + \gamma(3\lambda^2 - 1)}}{\gamma} < \frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} \text{ — устойчивый узел.}$$

Если третье состояние равновесия является устойчивым

$$\frac{1 + \Delta_1^2}{z^2} > \frac{\gamma(\lambda^2 - 1) + 1}{\gamma}, \quad (9)$$

то в системе возможно жесткое возбуждение полей E_1 и E_2 в интервале расстроек (8). Для запуска двухфотонного лазера надо подать на него от постороннего источника поле E_2 (или E_1) $> E \sim u'$. Если условие (9) не выполняется, то, как указано в работе [2], в системе существует неустойчивый предельный цикл. В этом случае при $z_0 \geq 2$ в интервале расстроек (8) двухфотонный лазер может излучить только одиночный импульс.

Для существования 2 и 3 положений необходимо, чтобы $N_0 \sqrt{W_{13}} \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1/2}$ (т. е. $z_0 \geq 2$). Если $W_{13} = 10^6 \text{ сек}^{-1}$, то N_0 должно быть $> 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Третье состояние равновесия устойчиво, если $N_0 > 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Анализ нестационарных процессов в двухфотонном лазере в приближении заданного поля

Предполагаем величину некогерентной и параметры системы такими, что, кроме условий (2) и (3), выполняется неравенство

$$\frac{N_{21}^0}{T_1} + 2A(E_1^2 + E_2^2) - \left[\frac{1}{T_1} + 2B(E_1^2 + E_2^2) \right] \ll \alpha E_1^2 E_2^2 N_{21}. \quad (10)$$

Появление члена EN_{21} в правых частях системы уравнений (5) вызвано тем, что при внесении в резонатор активного вещества его собственная частота изменяется. При анализе нестационарных процессов этот эффект не учитываем. Расстройку Δ_1 полагаем равной нулю.

При выполнении (10) система уравнений (5) приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{dS_1}{dt} &= B_1 S_1 S_2 N_{21} - \frac{S_1}{\tau_1}, \\ \frac{dS_2}{dt} &= B_1 S_1 S_2 N_{21} - \frac{S_2}{\tau_2} + f, \\ \frac{dN_{21}}{dt} &= -B_1 S_1 S_2 N_{21}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $S_n = \frac{E_n^2}{\pi \hbar \omega_n}$ — плотность фотонов частоты ω_n , N_{21} — разность насе-

ленностей рабочих уровней; f — определяет интенсивность постороннего источника частоты ω_2 ;

$$B_1 = 4\pi^2 \omega_1 \omega_2 \rho_{21}^2 a^2 T_{12} \approx 4 \cdot 6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^6 \text{ сек}^{-1}.$$

Рассмотрим случай, когда поле E_2 задано от постороннего источника с интенсивностью f , а добротность резонатора на частоте ω_2 достаточно мала. Тогда из второго уравнения системы (11) имеем

$$S_2 = \frac{\tau_2 f}{1 - B_1 S_1 \tau_2 N_{21}}. \quad (12)$$

Считая выполненным условие $B_1 S_1 \tau_2 N_{21} \ll 1$, получим, что $S_2 \approx \tau_2 f = \text{const}$.

Интегрируя третье уравнение системы (11) для N_{21} при начальном условии $N_{21}(t = -\infty) = N_{21}^0$, получим

$$N_{21} = N_{21}^0 e^{-B_1 S_2 \int_{-\infty}^t S_1 dt}. \quad (13)$$

Тогда первое уравнение системы (11), после несложных преобразований принимает вид

$$S_1 = \frac{dx_1}{dt} = N_{21}^0 [1 - e^{-\sigma_1 x_1} - \alpha_1 x_1], \quad (14)$$

где переменная $x_1 = \int_{-\infty}^t S_1 dt$ пропорциональна текущей энергии импульса излучения на частоте ω_1 , $\sigma_1 = B_1 S_2$; $\alpha_1 = \frac{1}{\tau_1 N_{21}^0}$ (наличие спонтанного излучения можно учесть, задав начальное условие для S_1 : $S_1(-\infty) = S_{10}$).

Правая часть уравнения (14) имеет один или два неотрицательных корня в зависимости от соотношения между параметрами σ_1 и α_1 .

Если $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} < 1$, то правая часть равна нулю лишь при $x_1 = 0$. Это означает, что при $S_2 < S_{20} = \frac{1}{B_1 \tau_1 N_{21}^0}$ система не возбуждается, т. е. существует некоторая пороговая величина для интенсивности внешнего источника на частоте ω_2 :

$$f_{\text{пор}} = \frac{1}{B_1 \tau_1 \tau_2 N_{21}^0} = \frac{S_{20}}{\tau_2}. \quad (15)$$

При $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} = \frac{S_2}{S_{20}} \geq 1$ правая часть (14) имеет два неотрицательных корня:

$$x_1 = 0 \text{ и } x_1' \approx \frac{2(\sigma_1 - \alpha_1)}{\sigma_1^2}. \quad (16)$$

Анализируя уравнение (14), нетрудно видеть, что корень $x_1 = 0$ является неустойчивым; x_1' — устойчивый корень. Он определяет энергию импульса излучения на частоте ω_1 при небольшом превышении порога возбуждения (15).

Если $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$, то корни равны

$$x_1 = 0 \text{ и } x_1'' \approx \frac{1}{\alpha_1}. \quad (17)$$

Энергия импульса излучения x_1'' при значительном превышении порога возбуждения определяется только свойствами системы и не зависит от интенсивности f внешнего источника.

Уравнение (14) может быть проинтегрировано в двух предельных случаях: $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$ и $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$. На рис. 2 показана зависимость $S_1 = \frac{dx_1}{dt}$ от x_1 . Кривая 1 построена для случая $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$, кривая 2 — для случая $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$. При $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$ уравнение (14) интегрируется при разложении $e^{-\sigma_1 x_1}$ в ряд:

$$e^{-\sigma_1 x_1} = 1 - \sigma_1 x_1 + \frac{\sigma_1^2 x_1^2}{2} - \dots$$

Тогда решение уравнения (14) примет вид

$$\frac{x_1' - x_1}{x_1} = e^{-\frac{4t}{t_0}},$$

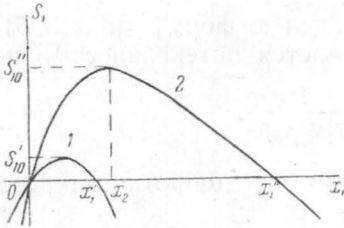


Рис. 2. Зависимость плотности фотонов S_1 частоты ω_1 от $x_1 = \int_{-\infty}^t S_1 dt$; x_1 пропорциональна текущей энергии импульса излучения. Кривая 1 построена для случая $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$; 2 — для $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$

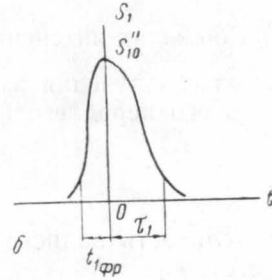
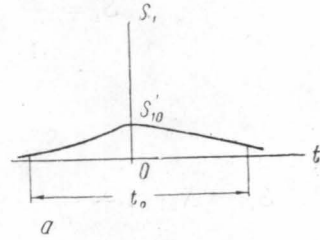


Рис. 3. Форма импульса излучения на частоте ω_1 . а — в случае $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$, б — в случае $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$

откуда

$$S_{10} = S_{10}' \operatorname{ch}^{-2} \left[\frac{2t}{t_0} \right]. \quad (18)$$

Импульс излучения на частоте ω_1 при $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$ имеет симметричную форму (рис. 3, а). Его длительность $t_0 = \frac{8}{\sigma_1^2 x_1' N_{21}^0}$, амплитуда $S_{10}' \frac{\sigma_1^2 x_1'^2 N_{21}^0}{8}$ и энергия x_1' (соотношение (16)) существенно зависят от интенсивности f внешнего источника.

Число активных атомов при излучении импульса убывает от N_{21}^0 при $t = -\infty$ до $N_{21}(t = +\infty) = N_{21}^0 e^{-\sigma_1 x_1'}$:

$$N_{21} = N_{21}^0 e^{-\frac{\sigma_1 x_1'}{1 + \exp \left[-\frac{4t}{t_0} \right]}}$$

В случае $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} \gg 1$ кривую 2 на рис. 2 можно аппроксимировать в виде

$$\text{при } -\infty < x_1 < x_2 = -\frac{1}{\sigma_1} \ln \frac{\sigma_1}{a_1},$$

$$\frac{dx_1}{dt} = N_{21}^0 (1 - e^{-\sigma_1 x_1}) \quad (19)$$

$$\text{и при } x_2 < x_1 < +\infty \quad \frac{dx_1}{dt} = N_{21}^0 (1 - a_1 x_1). \quad (20)$$

Уравнения (19) и (20) легко интегрируются, и их решения имеют вид

$$S_1 = \frac{N_{21}^0}{1 + \left(\frac{N_{21}^0}{S_{10}^{11}} - 1 \right) e^{-\sigma_1 N_{21}^0 t}} \quad -\infty < t \leq 0, \quad (21)$$

$$S_1 = S_{10}^{11} e^{-a_1 N_{21}^0 t} \quad 0 \leq t < +\infty, \quad (22)$$

$$\text{где } S_{10}^{11} = N_{21}^0 \left(1 - \frac{a_1}{\sigma_1} - \frac{a_1}{\sigma_1} \ln \frac{\sigma_1}{a_1} \right).$$

При больших интенсивностях внешнего источника на частоте ω_2 ($\frac{\sigma_1}{a_1} \gg 1$) импульс излучения имеет несимметричную форму (рис. 3, б). Длительность его переднего фронта определяется интенсивностью источника

$$t_{1\text{фр}} = \frac{1}{B_1 N_{21}^0 \tau_2 f}, \quad (23)$$

длительность заднего фронта зависит от добротности резонатора на частоте ω_1

$$t_{2\text{фр}} = \tau_1 = \frac{\omega_1}{Q_1}. \quad (24)$$

Амплитуда импульса

$$S_{10}^{11} = N_{21}^0 \left(1 - \frac{a_1}{\sigma_1} - \frac{a_1}{\sigma_1} \ln \frac{\sigma_1}{a_1} \right) \quad (25)$$

при $\frac{\sigma_1}{a_1} \rightarrow \infty$ стремится к N_{21}^0 .

При излучении импульса разность населенностей убывает как

$$N_{21} = \frac{N_{21}^0}{1 + \left(\frac{N_{21}^0}{S_{10}^{11}} - 1 \right) e^{-\sigma_1 N_{21}^0 t}} \quad -\infty < t \leq 0, \quad (26)$$

$$N_{21} = N_{21}^0 \left(1 - \frac{S_{10}^{11}}{N_{21}^0} \right) e^{-\frac{\sigma_1}{a_1} (1 - e^{-a_1 N_{21}^0 t})}, \quad 0 \leq t < +\infty.$$

Полученные выражения (18), (21) и (22) для импульса излучения характеризуют переходный процесс к стационарному режиму (который описан в работах [2,3] в двухфотонном лазере в приближении заданного поля. Оценим величины полей E_1 , E_2 , при которых выполняется условие (10). Считаем $\omega_{21} = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$; $\omega_2 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, $\omega_1 = 0,6 \times 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, $Q_1 = 10^7$. $a = 4 \cdot 10^{-5} \text{ CGSE}$; $p_{12}^2 = 10^{-40} \text{ CGSE}$; $N_{21}^0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$; $\omega_{31} = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$; $p_{13}^2 = p_{22}^2 = 10^{-36} \text{ CGSE}$, $B_1 = 4,6 \cdot 10^{-28} \text{ см}^{-6} \text{ сек}$.

Неравенство (10) с учетом выражений (13) и (14) для N_{22} и S_1 эквивалентно требованиям: $N_0 \ll 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и

$$e^{-\sigma_1 x_1} - 1 \ll \sigma_1 T_1 N_{21}^0 (1 - \alpha_1 x_1 - e^{-\sigma_1 x_1}). \quad (27)$$

Нетрудно видеть, что неравенство (27) выполняется только для центральной части импульса излучения S_1 , если $\frac{T_1}{\tau_1} \gg \frac{\sigma_1 + \alpha_1}{\sigma_1 - \alpha_1}$. Для описания же процесса возбуждения системы ($t \rightarrow -\infty$) и ее подхода к стационарному режиму ($t \rightarrow +\infty$) надо учитывать спонтанное излучение. Условие возбуждения лазера при заданных параметрах системы выполняется, если интенсивность внешнего источника такова, что $S_2 > S_{20} = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Пусть $S_2 = 1,43 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, тогда $\sigma_1 = 0,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$; $\alpha_1 = 0,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$; $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} = 1,1$ и импульс излучения имеет следующие параметры: энергия импульса $\mathcal{E}'_1 = \frac{\hbar \omega_1 c}{8} x'_1 = 42 \frac{\text{дж}}{\text{см}^2}$, его длительность $t_0 = 0,66 \mu \text{ сек}$ и пиковая мощность $P'_{10} = \frac{\hbar \omega_1 c}{8} S'_1 = 60 \frac{\text{мвт}}{\text{см}^2}$. Если $S_2 = 13 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, тогда $\sigma_1 = 6 \cdot 10^{-12} \text{ сек} \cdot \text{см}^{-3}$; $\alpha_1 = 0,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$; $\frac{\sigma_1}{\alpha_1} = 10$, и параметры импульса излучения в этом случае вычисляются по формулам (17), (23) — (25): энергия импульса $\mathcal{E}'_1 = 250 \text{ дж/см}^2$, длительность его переднего фронта $t_{1\text{фр}} = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, длительность заднего фронта $t_{2\text{фр}} = \tau_1 = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, пиковая мощность $P'_{10} = 12,5 \frac{\text{Гвт}}{\text{см}^2}$.

Если $\tau_2 = 10^{-5} \text{ сек}$, то условие (12) выполняется вплоть до $S_1 \ll 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Неравенства (4) также выполняются. Так как длительность лазерного пика (от внешнего источника) порядка $1 \mu \text{ сек}$, то в течение $1 \mu \text{ сек}$ S_2 можно считать постоянным. Итак, для возбуждения двухфотонного лазера требуется некоторое начальное число фотонов S_{20} на частоте ω_2 (формула (15)). При выполнении условий самовозбуждения в приближении заданного поля E_2 система генерирует импульс частоты ω_1 . Форма импульса существенно зависит от соотношения между параметрами системы и величины поля E_2 .

Приближенный анализ нестационарных процессов в двухфотонном лазере в случае самосогласованного поля дан в работах [4—5].

Автор выражает глубокую благодарность проф. Р. В. Хохлову за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хронополо Ю. Г. К теории комбинационного излучения в сильных полях. «Изв. вузов», радиопизика, № 4, 674, 1964.
2. Гуревич Г. Л., Хронополо Ю. Г. «Изв. вузов», радиопизика, 8, 1965.
3. Ильинова Т. М. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 1966.
4. Sorokin P. P., Bräslau N. JBM Jour. Res. and Dev., 8, No. 2, 177, 1964.
5. Garwin R. L. JBM Jour. Res. and Dev., 8, No. 3, 338, 1964.

Поступила в редакцию
20. 4 1965 г.

Кафедра
физики колебаний