

П. А. Апанасевич, А. А. Афанасьев, А. И. Урбанович

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН МЕЖДУ ВСТРЕЧНЫМИ ВОЛНАМИ И СУЖЕНИЕ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА К ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ В РЕЗОНАТОРЕ

Рассмотрено нестационарное воздействие мощной световой волны на пропускание слабой встречной волны той же частоты резонансной поглощающей средой с однородно-уширенной линией. Показано, что при интенсивности мощной волны, превышающей в 3,6 раз интенсивность насыщения перехода, может происходить усиление слабой волны, обусловленное передачей энергии от сильной волны вследствие дифракции излучения назад на светоиндуцированных нестационарных решетках коэффициента поглощения и показателя преломления резонансной среды. Такой обмен энергией между встречными волнами может быть одной из причин эффекта захвата частоты генерации широкополосного лазера в область поглощения резонансной среды, вносимой в резонатор.

Как известно при стационарном взаимодействии двух световых волн одинаковой частоты с нелинейной средой не может происходить передача энергии от сильной волны к слабой, так как в этом случае отсутствует фазовый сдвиг между интерференционным полем волн и светоиндуцированной им решеткой. Однако если светоиндуцированные решетки не успевают следить за изменением интерференционной картины поля, то обмен энергией между волнами в принципе возможен. В работе [1] этот эффект исследован для случая пересечения двух волн в резонансной среде под

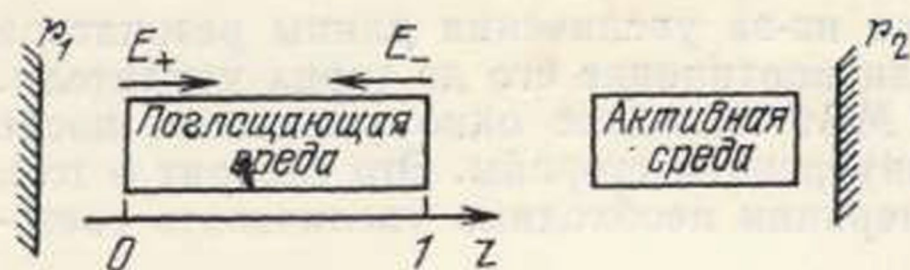


Рис. 1. Схема взаимодействия встречных волн в лазере с поглощающей средой; длина поглощающей среды L

углом θ . Расчет в [1], однако, выполнен без учета влияния излучения на кинетику населенностей уровней среды, вследствие чего полученные там результаты применимы лишь при мощностях, значительно меньших мощности, насыщающей переход, т. е. в области, где эффект обмена энергией мал.

В настоящей статье рассчитывается нестационарная передача энергии от мощной волны к встречной слабой волне той же

частоты в резонансной поглощающей среде без каких-либо ограничений на амплитуду мощной волны. Оказывается, что такая передача возможна не только на крыльях, что было установлено в [1], но и в центре линии поглощения. По-видимому такая передача энергии между встречными волнами является основной причиной известного эффекта захвата частот генерации широкополосных лазеров в область поглощения резонансной среды, вносимой в резонатор [2—7].

Рассмотрим распространение в резонансной поглощающей среде двух встречных волн $E_-(z, t) \exp(-i\omega t - ik_- z)$ и $E_+(z, t) \exp(-i\omega t + ik_+ z)$ при условии, что $|E_+| \ll |E_-|$, $|E_{\text{нас}}|$ ($|E_{\text{нас}}|$ — амплитуда поля, насыщающего переход). Эти условия, как правило, реализуются в лазерах с резонансной средой, одно из зеркал резонатора которых имеет малый коэффициент отражения ($r_1 \ll 1$, рис. 1). Полагая сумму вероятностей d_1 спонтанных и неоптических переходов резонансной среды малой по сравнению с шириной γ линии поглощения и поле E_- не слишком сильным (удовлетворяющим условию $|E_- \rho| \ll \hbar \gamma$, где ρ — дипольный момент резонансного перехода), резонансную поляризованность поглощающей среды $\mathcal{P}$ определим выражением

$$\mathcal{P} = i \frac{cn}{2\pi\omega} \left\{ \left[U E_+ - d_1 a_\omega \exp \left(- \int_0^t \Gamma dt' \right) E_- \int_0^t E_-^* E_+ U \exp \left(\int_0^{t'} \Gamma dt'' \right) dt' \right] \times \right. \\ \left. \times \exp ik_+ z + U E_- \exp(-ik_- z) \right\} \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

$$U(z, t) = (\rho_\omega - i\kappa_\omega) \exp \left(- \int_0^t \Gamma dt' \right) \left[1 + d_1 \int_0^t \exp \left(\int_0^{t'} \Gamma dt'' \right) dt' \right],$$

где a_ω — параметр насыщения резонансного перехода излучением частоты ω ; ρ_ω — ненасыщенный амплитудный коэффициент поглощения; $\kappa_\omega = -\delta\rho_\omega$; $\delta = (\omega - \omega_0)/\gamma$ — отстройка частоты поля относительно частоты ω_0 резонансного перехода в единицах γ ; n — линейный показатель преломления; $\Gamma = d_1(1 + a_\omega |E_-|^2)$.

Учитывая (1), систему уравнений, описывающую взаимодействие встречных волн при $|E_+| \ll |E_-|$, приведем к виду

$$-\frac{\partial E_-}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial E_-}{\partial t} + U E_- = 0, \\ \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial E_+}{\partial t} + U E_+ = d_1 a_\omega E_- \exp \left[- \int_0^t \Gamma dt' \right] \int_0^t E_-^* E_+ U \times \\ \times \exp \left[\int_0^{t'} \Gamma dt'' \right] dt', \quad (2)$$

где v — групповая скорость света.

Для выяснения влияния нестационарности решетки на взаимодействие встречных волн рассмотрим простейший случай, соответствующий граничным условиям $E_+(0) = E_c$; $E_-(L) = 0$ при $t < 0$ и $E_-(L) = E_0$ при $t \geq 0$. Полагая при этом $UL < 1$ и пренебрегая временными производными, что справедливо при $L \ll v/d_1$, систему уравнений (2) будем решать методом последовательных приближений.

Пренебрегая далее поглощением сильной волны и ограничиваясь членами, квадратичными по z , для пропускания $T(z, t) = J_+(z, t)/J_c$ слабого излучения из (2) находим

$$T(z, t) = 1 - 2\rho_\omega z f_1(t) + (\kappa_\omega z)^2 f_2(t), \quad (3)$$

$$f_1(t) = [1 + \alpha(2 + \alpha - \alpha\Gamma t) e^{-\Gamma t}] / (1 + \alpha)^2, \quad (4)$$

$$f_2(t) = \frac{\alpha^2 e^{-\Gamma t}}{(1 + \alpha)^2} \{ (\alpha^2 - 2\alpha + 1)(1 - e^{-\Gamma t}) + [2 + 3\alpha + 2\alpha^2 - \\ - \frac{\alpha}{2}(1 + \alpha)\Gamma t] \Gamma t - [2 + 3\alpha - \alpha(1 + \alpha)\alpha\Gamma t e^{-\Gamma t}] \}, \quad (5)$$

где $\alpha = a_0 |E_0|^2$. В линейном режиме (при $\alpha \ll 1$), как и следовало ожидать в рассматриваемом случае, $T(z, t) = 1 - 2\rho_\omega z$. Этим выражением с заменой лишь ρ_ω на $\rho_\omega/(1 + \alpha)^2$ пропускание определяется и в установившемся режиме (при $\Gamma t \gg 1$) стационарного облучения среды мощным излучением. В течение переходного процесса зависимость пропускания T от параметров среды и излучения имеет существенно более сложный вид. В областях значений параметров, в которых f_1 отрицательно и (или) f_2 положительно, пропускание $T > 1$, т. е. происходит усиление слабого излучения. Это усиление обусловлено отражением (дифракцией) назад мощной световой волны на амплитудной (часть второго слагаемого в (3)) и фазовой (третье слагаемое) решетках, индуцированных в среде встречными волнами.

Из формулы (4) следует, что функция $f_1(t)$ в точке $t_{\min} = 2/\alpha d_1$ принимает минимальное значение $f_{1\min} = [1 - \alpha^2/\exp(2 + 1/\alpha)]/(1 + \alpha)^2$. При мощностях сильной волны, удовлетворяющих условию $\alpha \geq 3,6$, функция $f_{1\min}(\alpha)$ отрицательна, т. е. дифракция на амплитудной решетке не только компенсирует поглощение, но и приводит к усилению слабого излучения. С дальнейшим ростом α $f_{1\min}$ монотонно стремится к значению $-\exp(-2) \approx -0,14$.

Функция $f_2(t)$, как следует из (5), принимает максимальное положительное значение в области Γt порядка единицы. В этой области перекачку энергии от сильной волны к слабой вызывает дифракция на фазовой решетке.

Зависимость пропускания $T(z, t)$ от частотной расстройки δ вблизи центра линии поглощения определяется вторым слагаемым в (3), а на крыльях линии — третьим слагаемым. Эта зависимость ($T(\delta) = T(-\delta)$) для некоторых значений мощности сильной волны (разных $\alpha_0 = \alpha(\delta = 0)$) и в различные моменты времени приведена на рис. 2.

Из рис. 2, а видно, что в области умеренных интенсивностей излучения $T < 1$ во все моменты времени: с течением времени изменяется лишь форма контура линии поглощения. С увеличением α_0 пропускание T растет, причем в центре линии значительно быстрее, чем на крыльях, и при $\alpha_0 \geq 3,6$ $T > 1$, т. е. в центре линии возникает область усиления (рис. 2, б). Дальнейшее увеличение интенсивности излучения при тех же значениях τ приводит к уменьшению пропускания в области малых значений δ и образованию двух максимумов, расположенных симметрично относительно центра линии (рис. 2, в). С ростом α_0 эти максимумы удаляются друг от друга (смещаются в область больших частотных расстроек δ). При этом время их возникновения уменьшается, т. е. они смещаются к моменту включения мощного излучения (рис. 2, г). Увеличение оптической плотности резонансной среды $\rho_\omega z$ приводит к росту относительного вклада третьего слагаемого в (3). Поскольку оно имеет максимумы на крыльях линии поглощения, то рост $\rho_\omega z$ приводит к смещению максимумов функции пропускания $T(z, t)$ в область больших частотных расстроек δ .

Приведенные выше выводы из результатов расчета, по нашему мнению, полностью объясняют явление захвата частоты генерации широкополосных лазеров в область линии поглощения резонансной среды, вносимой в резонатор лазера [6, 7]. В импульсных лазерах на красителях взаимодействие излучения генерации с резонансной средой является нестационарным и поэтому рассмотренное выше усиление возможно. Оно проявляется как увеличение отражения в одной или двух узких спектральных

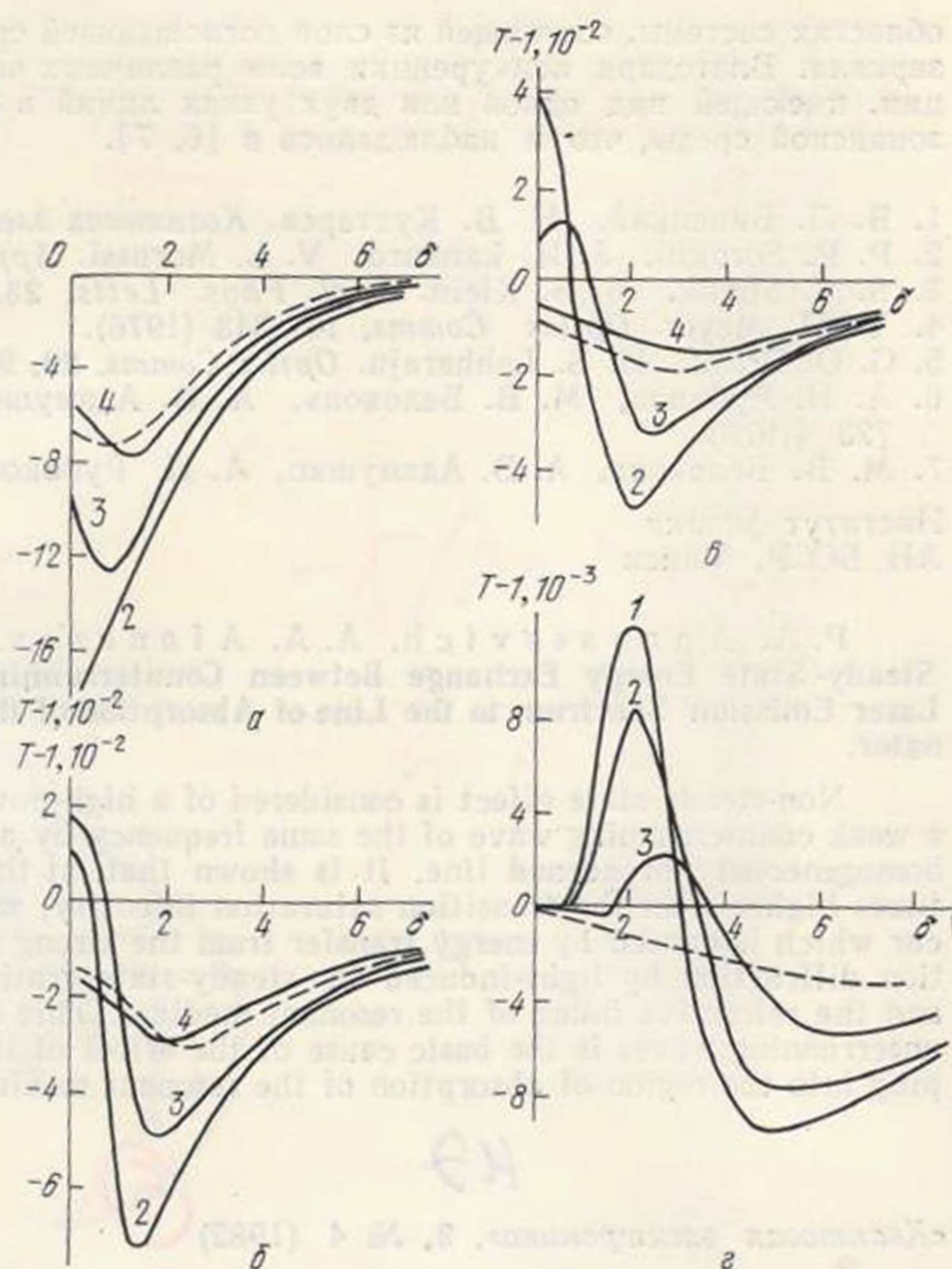


Рис. 2. Зависимость T от частотной расстройки δ при $\rho_\omega(\delta = 0) L = 0,3$ для $\alpha_0 = 2$ (а), 5 (б), 8 (в) и 50 (г) и $\tau = 0,25$ (1), 0,3 (2), 0,5 (3) и 1,3 (4). Пунктир соответствует установившемуся режиму ($\tau \gg 1$)

областях системы, состоящей из слоя поглощающей среды и расположенного за ним зеркала. Благодаря конкуренции волн различных частот это и приводит к генерации, имеющей вид одной или двух узких линий в области линии поглощения резонансной среды, что и наблюдалось в [6, 7].

1. В. Л. Винецкий, Н. В. Кухтарев. *Квантовая электроника*, 5, 857, (1978).
2. P. P. Sorokin, J. R. Lankard, V. L. Morussi. *Appl. Phys. Letts*, 15, 179 (1969).
3. S. V. Shank, M. B. Klein. *Appl. Phys. Letts*, 23, 156 (1973).
4. Y. H. Meyer. *Optics Comms*, 19, 343 (1976).
5. G. O. Brink, H. S. Lahharaju. *Optics Comms*, 29, 95 (1979).
6. А. Н. Рубинов, М. В. Белоконь, А. В. Адамушко. *Квантовая электроника*, 6, 723 (1979).
7. М. В. Белоконь, А. В. Адамушко, А. Н. Рубинов. *ЖПС*, 30, 633 (1979).

Институт физики
АН БССР, Минск

Поступило в редакцию
7 августа 1981 г.

P. A. A p a n a s e v i c h, A. A. A f a n a s ' e v, A. I. U r b a n o v i c h. **Non-Steady-State Energy Exchange Between Counterrunning Waves and Narrowing of the Laser Emission Spectrum to the Line of Absorption of the Resonant Medium in the Resonator.**

Non-steady-state effect is considered of a high-power light wave on transmission of a weak counterrunning wave of the same frequency by a resonant absorbing medium with homogeneously broadened line. It is shown that, at the high-power wave intensity 3.6 times higher than the transition saturation intensity, weak wave amplification can occur which is caused by energy transfer from the strong wave due to the backward radiation diffraction by light-induced non-steady-state gratings of the absorption coefficient and the refractive index of the resonant medium. This energy exchange between the counterrunning waves is the basic cause of the effect of the wideband laser frequency trapping into the region of absorption of the resonant medium introduced into the resonator.