ЛИТЕРАТУРА

[1] Trivellpece A. W., Gould R. W.//J. Appl. Phys. 1959. 11. Р. 1784. [2] Lynov J. P., Niechelsen P., Pecsely M. L. et al.//Physica Scripta. 1972. 20. Р. 328. [3] Shah N. A., Turikov V. A.//J. Plasma Phys. 1986. 31. Р. 437. [4] Sayal V. K., Sharma S. R.//Physica Scripta. 1990. 42. Р. 475. [5] Кузьменков Л. С., Трубачев О. О.//Тез. докл. VI Всесоюзн. конф. «Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой». Душанбе, 1991. С. 84. [6] Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.//Ядерный синтез. 1961. 1. С. 196. [7] Алешин И. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 4. С. 84. [8] Каtsouleas T., Могі W. В.//Рнуз: Rev. Lett. 1988. 61. Р. 90. [9] Рухадзе А. А. и др.// Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., 1979.

> Поступила в редакцию 17.03.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.325

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ ЛАЗЕР С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В РЕЖИМЕ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД

М. Р. Палеев

(кафедра оптики и спектроскопии)

Внутрирезонаторная генерация второй гармоники позволяет существенно улучшить амплитудно-частотные характеристики твердотельного кольцевого лазера, работающего в режиме активной синхропизации мод: устраняется конкурентное подавление встречных волн, расширяется область существования режима биений и устраняются аномалии в частотной характеристике, характерные для режима свободной генерации. Проанализировано влияние частоты модуляции потерь на ширину областн захвата и частоту биений.

Введение

Интерес к режимам биений и автомодуляции в твердотельных кольцевых лазерах (ТКЛ) обусловлен возможностью их использования для измерения оптических невзаимностей. Однако в силу однородного уширения линии люминесценции в ТКЛ имеет место сильное конкурентное взаимодействие встречных волн в активной среде, что приводит к срыву режимов биений и автомодуляции из-за подавления одной из волн с ростом оптической невзаимности резонатора.

Взаимодействие встречных волн в активной среде может быть ослаблено при их пространственно-временной развязке в режиме синхронизации мод, когда распространяющиеся в противоположных направлениях ультракороткие импульсы (УКИ) не встречаются в активной среде и, следовательно, не интерферируют в ней. Достигаемое в этом случае пространственно-однородное выжигание инверсии населенностей позволяет избежать аномалий в частотной характеристике ТКЛ, характерных для режима свободной генерации. Кроме того, благодаря пространственно-временной развязке встречных УКИ ослабляется их связь через рассеяние и, следовательно, уменьшается ширина области захвата. При получении УКИ методом активной синхронизации мод (АСМ) достигаются высокая стабильность следования УКИ, их жесткая привязка к задающему генератору и 100%-я воспроизводимость их параметров, а также стабилизируется спектральный состав и снижается чувствительность выходных характеристик ТКЛ к флуктуациям длины резонатора; кроме того, к достоинствам режима АСМ можно отнести широкий диапазон мощностей генерации лазера и возможность менять длительность импульса за счет изменения глубины модуляции.

Однако и в режиме ACM имеет место подавление одной из волн при увеличении оптической невзаимности резонатора и отстройке частоты модуляции от ее оптимального значения [1, 2]. Возникновение такой амплитудной невзаимности обусловлено рассеянием встречных волн на торцах модулятора [3]: вследствие обратного рассеяния импульсы меняют форму и могут проходить через модулятор в различные моменты времени, а следовательно, имеют различные потери. При этом принципиальное значение имеет конечность времени прохождения света через модулятор (τ). Если $\tau \neq 0$, в рассеянном излучении присутствуют два импульса (задержанные друг относительно друга на τ), что может приводить к неодинаковому для встречных УКИ смещению момента их прохождения через модулятор.

Поскольку проблема устранения конкурентного подавления встречных волн остается актуальной и для ТКЛ, работающего в режиме АСМ, естественно для ее решения воспользоваться методами выравнивания интенсивностей встречных волн, развитыми для ТКЛ, работающих в режиме свободной генерации [4, 5], тем более что эффективность большинства таких методов при переходе от режима свободной генерации к режиму синхронизации мод возрастает (причины этого обсуждаются ниже). В этой связи представляется перспективным использовать в режиме АСМ хорошо зарекомендовавший себя в ТКЛ, работающих в режиме свободной генерации, метод — выравнивание интенсивностей встречных волн за счет создания бо́льших потерь для волны большей интенсивности (имеющей большее усиление). Такие потери могут возникать при внутрирезонаторной генерации второй гармоники [4].

В настоящей работе исследуются амплитудные и частотные характеристики ТКЛ в режиме АСМ при ослаблении подавления встречных волн за счет внутрирезонаторной генерации второй гармоники.

Система уравнений

Для описания режима ACM будем использовать пространственновременной подход [3, 6, 7], т. е. будем полагать, что функции пропускания модулятора и активной среды таковы, что при их прохождении форма УКИ остается гауссовой.

Напряженность полей встречных УКИ представим в виде

$$\mathbf{E}_{1,2} = \mathbf{e} \widetilde{E}_{1,2} \exp \{ i (\omega_0 + \omega_{1,2}) (t - t_{1,2}) - \gamma_{1,2}^{-} (t - t_{1,2})^2 \}.$$

Здесь $\widetilde{E}_{1,2} = E_{1,2} \exp \{i \varphi_{1,2}\}$ — комплексные амплитуды полей встречных волн, ω_0 — центральная частота лазерного перехода, $\omega_{1,2}$ — отстройка центральной частоты УКИ от ω_0 , $\gamma_{1,2}$ — параметр, характеризующий длительность УКИ $\tau_{1,2}: \tau_{1,2}=2\ln 2/\sqrt{\gamma_{1,2}}, t_{1,2}$ — моменты прохождения максимумов УКИ через модулятор.

Запишем коэффициент пропускания нелинейного кристалла, в котором осуществляется преобразование во вторую гармонику:

$$\begin{split} S_{1,2} &= 1 - k^2 E_{1,2}^2 \exp\left\{-2\gamma_{1,2} \left(t - t_{1,2}\right)^2\right\} \approx 1 - k^2 E_{1,2}^2 + \\ &+ 2k^2 E_{1,2}^2 \gamma_{1,2} \left(t - t_{1,2}\right)^2 \approx \exp\left\{-k^2 E_{1,2}^2 + 2k^2 E_{1,2}^2 \gamma_{1,2} \left(t - t_{1,2}\right)^2\right\}. \end{split}$$

Здесь k — коэффициент нелинейного преобразования.

При такой записи, справедливой в случае малых k, хорошо видно, что при прохождении через кристалл второй гармоники УКИ будут сохранять гауссову форму.

Теперь полученная в [3, 7] система уравнений для параметров УКИ будет иметь вид

$$T \frac{d}{dt} E_{1,2} = E_{1,2} \left(g - \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R} - 2\delta \sin^2 \theta_{1,2} - k^2 E_{1,2}^2 \right) \mp$$

$$\mp \frac{1}{2} m_{1,2} T E_{2,1} \sin (\alpha_{1,2} - \varphi), \qquad (1)$$

$$T \frac{d}{dt} \varphi = \Omega T + \frac{1}{2} m_1 T \frac{E_2}{E_1} \cos (\alpha_1 - \varphi) - \frac{1}{2} m_2 T \frac{E_1}{E_2} \cos (\alpha_2 - \varphi) +$$

$$+ \frac{1}{2} m_1^0 T \frac{E_2}{E_1} \tau \omega_1 \sin (\beta_1 - \varphi) + \frac{1}{2} m_2^0 T \frac{E_1}{E_2} \tau \omega_2 \sin (\beta_2 - \varphi) +$$

$$+ \omega_m \left(\frac{\omega_2}{\gamma_2} \delta \sin 2\theta_2 - \frac{\omega_1}{\gamma_1} \delta \sin 2\theta_1 \right), \qquad (2)$$

$$\frac{d}{dt}g = \frac{g_{\text{th}}}{T_1}(1+\eta) - \frac{g}{T_1}\left(1 + \frac{E_1^2}{I_{\text{st}}} + \frac{E_2^2}{I_{\text{st}}}\right),\tag{3}$$

$$T\frac{d}{dt}\omega_{1,2} = -\frac{16g\gamma_{1,2}}{\Delta_{\omega}^2}\omega_{1,2} - m_{1,2}^0T\frac{E_{2,1}}{E_{1,2}}\tau\gamma_{2,1}\cos{(\beta_{1,2}-\phi)},$$
(4)

$$T\frac{d}{dt}\gamma_{1,2} = -\frac{16g\gamma_{1,2}^2}{\Delta_{\omega}^2} + 2\delta\omega_m^2\cos 2\theta_{1,2} - 2k^2 E_{1,2}^2\gamma_{1,2},$$
(5)

$$T \frac{d}{dt} \theta_{1,2} = \omega_m T - \pi + 2g \frac{\omega_m}{\Delta_\omega} - \frac{\omega_m^2}{\gamma_{1,2}} \delta \sin 2\theta_{1,2} \pm \frac{1}{2} m_{1,2}^0 \frac{E_{2,1}}{E_{1,2}} \frac{\gamma_{2,1}}{\gamma_{1,2}} \tau \omega_m \sin (\beta_{1,2} - \varphi).$$
(6)

Здесь T — время обхода светом резонатора; $\varphi=\varphi_1-\varphi_2$ — разность фаз встречных УКИ; g — среднее значение коэффициента усиления за проход; $g_{1h}=(1/2)\ln(1/R)$ — пороговое значение g; η — превышение накачки над пороговым уровнем; $I_{s1, s2}$ — интенсивности насыщения активной среды встречными УКИ ($I_{s1, s2}=(T/a)(2\gamma_{1,2}/\pi)^{1/2}$, a — параметр насыщения активной среды); Δ_{ω} — ширина линии люминесценции активной среды; Ω — разность собственных частот встречных волн (возникает при вращении); τ — время прохождения света через модулятор; ω_m и δ — частота и глубина модуляции; $\theta_{1,2}=\omega_m t_{1,2}$ — фаза модулятора в момент прохождения максимума импульса; модули ($m_{1,2}, m^{0}_{1,2}$) и фазы ($a_{1,2}, \beta_{1,2}$) коэффициентов связи введены аналогично тому, как это сделано в [3]:

$$m_{1,2} \exp \{\pm \alpha_{1,2}\} = -i (2/T) (r_{1,2}^{e} \exp \{i\omega_{0}\tau\} + r_{1,2}^{i} \exp \{-i\omega_{0}\tau\}),$$

$$m_{1,2}^{0} \exp \{\pm \beta_{1,2}\} = -i (2/T) (r_{1,2}^{e} \exp \{i\omega_{0}\tau\} - r_{1,2}^{i} \exp \{-i\omega_{0}\tau\}).$$

Здесь $r^{e_{1,2}}$ — коэффициенты обратного рассеяния на торце при входе волны в модулятор; $r^{i_{1,2}}$ — аналогичные коэффициенты при выходе волны из модулятора (вклад обратного рассеяния в E_1 записывается в виде $r^{e_1}E(t+\tau) + r^{i_1}E(t+\tau)$).

Наличие обратных отражений существенно сказывается на параметрах генерируемого излучения и может приводить к подавлению одной из волн. Поэтому при конструировании ТКЛ обычно принимаются меры, чтобы уменьшить влияние обратных отражений. С этой целью модулятор располагают в резонаторе таким образом, чтобы УКИ не встречались ни в активной среде, ни на зеркалах. Тогда обратная связь между импульсами осуществляется только за счет рассеяния встречных УКИ на торцах модулятора. Рассеяние на торцах модулятора, естественно, тоже стараются уменьшить (например, просветлением); при этом уменьшаются модули коэффициентов связи ($m_{1,2}$, $\tilde{m}^{0}_{1,2}$), но их фазы ($\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$) могут быть практически любыми (так как почти невозможно проконтролировать фазы коэффициентов обратного рассеяния).

Поскольку корректность приближения слабой связи не вызывает сомнений, анализ системы (1)—(6) будем проводить методом последовательных приближений по связи, ставшим уже традиционным при решении аналогичных задач. Величину превышения накачки над пороговым уровнем будем считать малой ($\eta \ll 1$).

Режим захвата частот

Этот режим описывается стационарным решением системы (1)— (6). В первом приближении по связи при оптимальном значении частоты модуляции $\omega_{m0} = \pi/(T + 2g_{th}/\Delta_{\omega})$ из (1), (2) можно получить выражения, описывающие поведение разности фаз и интенсивностей УКИ $I_{1,2} = E^2_{1,2}$. Выпишем эти выражения, полагая, что внутрирезонаторная генерация второй гармоники приводит к эффективному выравниванию интенсивностей УКИ, и для простоты считая $m_1 = m_2 = m$:

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{mT\Omega}{\omega\Omega_0} \cos\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right),$$

$$\varphi = \pi/2 + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \pm \arccos\frac{\Omega}{\Omega_0}.$$
(7)

Здесь w — коэффициент нелинейных потерь, $w=2k^2(I_1+I_2) \cong \sum_{s=1}^{\infty} m(I_{s_1}=I_{s_2}=I_s); \Omega_0$ — ширина области захвата частот, $\Omega_0 = m \sin[(\alpha_1 - \alpha_2)/2].$

Исследуемый режим захвата частот существует в области $|\Omega| \ll \ll \Omega_0$. Разность интенсивностей встречных УКИ линейно увеличивается с ростом Ω , достигая максимального значения при $|\Omega| = \Omega_0$. Полагая в (7) $|\Omega| = \Omega_0$, получим следующее условие эффективного выравнивания интенсивностей:

$$W \gg mT \left| \cos\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right) \right|.$$
 (8)

Неравенство (8) позволяет оценить величину нелинейных потерь, необходимых для устранения конкурентного подавления. При типичных для ТКЛ параметрах $m=10^4$ с⁻¹, $\alpha_1 - \alpha_2 \simeq \pi/2$, $T \simeq 5 \cdot 10^{-9}$ с, неравенство (8) выполняется при $w > 10^{-3}$. В режиме одномодовой генерации для выравнивания интенсивностей встречных волн необходимо создать нелинейные потери $w \simeq 10^{-2}$ [4].

Таким образом, в режиме АСМ для выравнивания интенсивностей встречных волн требуются существенно меньшие нелинейные потери,

чем в режиме свободной генерации. Это обусловлено двумя факторами. Во-первых, в режиме свободной генерации вследствие интерференции встречных волн в активной среде их коэффициенты усиления оказываются неравными, что приводит к увеличению нелинейных потерь, необходимых для выравнивания интенсивностей. Второй причиной увеличения *w* является то, что величина связи в режиме свободной генерации больше, чем при АСМ (УКИ мало перекрываются на просветленных торцах модулятора).

Следует отметить, что в отсутствие нелинейных потерь область захвата может иметь неограниченную ширину [3, 7]; в этом случае увеличение Ω приводит к подавлению одного из УКИ. При нелинейных потерях $\omega \simeq 10^{-3}$ происходит выравнивание интенсивностей УКИ и уменьшение ширины области захвата; при этом не наблюдается существенного уширения УКИ.

Коротко остановимся на основных результатах анализа амплитудно-частотной характеристики исследуемого лазера в режиме захвата при отстройке частоты модуляции от ее оптимального значения.

Отстройка частоты модуляции от ее оптимального значения Δ приводит к смещению центра области захвата (по оси Ω) и изменению ширины области захвата. Поведение интенсивностей УКИ в пределах области захвата остается примерно таким же, как и при нулевой отстройке, и все сделанные выше выводы остаются справедливыми и в этом случае, если отстройка мала ($\Delta \ll 1$) и можно пользоваться первым приближением по отстройке (что вполне корректно, поскольку в твердотельных лазерах АСМ наблюдается при $\Delta = (\omega_m - \omega_{m0})/\omega_m \ll 10^{-5}$).

Зависимость ширины области захвата от Δ имеет вид

$$\Omega_{0} (\Delta) = \frac{1}{2} \left(\left\{ m_{1} \sin \alpha_{1} - m_{2} \sin \alpha_{2} + \frac{\pi \tau \Delta_{\omega}^{2}}{8g_{\text{th}}\omega_{m}} \Delta \left(m_{1}^{0} \sin \beta_{1} - m_{2}^{0} \sin \beta_{2} \right) \right\}^{2} + \left\{ m_{1} \cos \alpha_{1} - m_{2} \cos \alpha_{2} + \frac{\pi \tau \Delta_{\omega}^{2}}{8g_{\text{th}}\omega_{m}} \Delta \left(m_{1}^{0} \cos \beta_{1} - m_{2}^{0} \cos \beta_{2} \right) \right\}^{2} \right)^{1/2}.$$
(9)

Из (9) видно, что в зависимости от соотношения фаз коэффициентов связи ($\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$) величина Ω_0 при увеличении Δ может как возрастать, так и уменьшаться. Поэтому экспериментальный анализ зависимости $\Omega_0(\Delta)$ может быть очень полезен для получения информации о фазах коэффициентов связи встречных волн.

Режим биений

Одной из важнейших задач теории кольцевых лазеров является исследование и оптимизация их частотных характеристик (частотной характеристикой кольцевого лазера называется зависимость средней (за период) частоты биений встречных волн $\langle \phi \rangle$ от Ω . В режиме свободной генерации на частотной характеристике ТКЛ могут возникать аномалии, приводящие к снижению ее чувствительности $(d\langle \phi \rangle/d\Omega)$. Возникновение аномалий обусловлено отражением встречных волн от движущихся решеток инверсной населенности [8]. В режиме синхронизации мод можно, как уже отмечалось выше, осуществить пространственно-временную развязку встречных волн. При этом инверсная населенность в активной среде выжигается пространственно-однородно, решетки не возникают, а следовательно, не должно быть и аномалий в частотной характеристике.

Рассмотрим режим биений вдали от области захвата при $\Delta = 0$. Тогда в первом приближении по связи модуляция суммы и разности интенсивностей $x=2(I_1-I_2)/(I_s\eta)$ и $y=2(I_1+I_2)/(I_s\eta)$ на частоте биений $\langle \varphi \rangle = \Omega$ описывается выражениями

$$\begin{aligned} x &= X_s T \left\{ m_1 \sin \left(\alpha_1 - \Omega t \right) + m_2 \sin \left(\alpha_2 - \Omega t \right) \right\} + \\ &+ X_c T \left\{ m_1 \cos \left(\alpha_1 - \Omega t \right) + m_2 \cos \left(\alpha_2 - \Omega t \right) \right\}, \\ y &= Y_s T \left\{ m_1 \sin \left(\alpha_1 - \Omega t \right) - m_2 \sin \left(\alpha_2 - \Omega t \right) \right\} + \\ &+ Y_c T \left\{ m_1 \cos \left(\alpha_1 - \Omega t \right) - m_2 \cos \left(\alpha_2 - \Omega t \right) \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{split} X_{s} &= -\frac{! \, w}{(\Omega T)^{2} + w^{2}}; \quad X_{c} = -\frac{\Omega T}{(\Omega T)^{2} + w^{3}}; \\ Y_{s} &= \frac{Q\Omega T - P \, (1 + \eta) \, T/T_{1}}{P^{2} + Q^{2}}; \quad Y_{c} = \frac{P\Omega T + Q \, (1 + \eta) \, T/T_{1}}{P^{2} + Q^{2}}; \\ P &= -(\Omega T)^{2} + (1 + \eta) \, w \, \frac{T}{T_{1}} + \eta \, \frac{T}{T_{1}} \, \ln \frac{1}{R}; \quad Q = -\Omega T \left(w + (1 + \eta) \, \frac{T}{T_{1}} \right). \end{split}$$

Глубина модуляции интенсивностей немонотонно зависит от Ω : вблизи $\Omega \simeq \Omega_r = \left(\frac{\eta \ln \frac{1}{R} + \omega (l_s + \eta)}{TT_1}\right)^{1/2}$ происходит резонансная раскачка амплитуды модуляции интенсивностей на релаксационной частоте Ω_r .

Среднее (за период биений) значение разности интенсивностей встречных УКИ $\langle x \rangle = 2 \langle I_1 - I_2 \rangle / (I_s \eta)$ определяется выражением

$$\langle x \rangle = \frac{m^2 T^2 \sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{2\omega} (Y_c - X_c + (\eta \Omega T)^{-1}).$$
 (10)

Здесь для простоты принято $m_1 = m_2 = m$.

Из (10) видно, что с увеличением Ω происходит выравнивание средних значений интенсивностей встречных УКИ (если выполнено условие (8)).

Поведение частотной характеристики исследуемого лазера вдали от области захвата описывается выражением

$$\begin{split} \langle \dot{\varphi} \rangle &\simeq \Omega - \frac{m^2}{2\Omega} \sin^2 \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \right) - \frac{1}{2} m^2 T X_c \cos^2 \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} \right) + \\ &+ \frac{(m^0)^2}{2\Omega} \tau^2 \gamma_0 + 2\Delta \tau \gamma_0 \frac{mm^0}{\Omega^2} \sin \left(\frac{\beta_1 + \beta_2 - \alpha_1 - \alpha_2}{2} \right) \cos \left(\alpha_1 - \alpha_2 \right) \cos \left(\beta_1 - \beta_2 \right). \end{split}$$
(11)

Здесь $\gamma_0 \simeq \omega_m \Delta_{\omega} (\delta/8g_{th})^{1/2}$. Формула (11) записана для случая $m_{1,2}=m, m_{1,2}^0=m^0$ и $\Omega T \gg 16g_{th}\gamma_0 (\Delta_{\omega})^2$. Последнее условие, как правило, всегда выполняется в режиме биений.

Из формулы (11) видно, что в режиме ACM отсутствуют аномалии, характерные для частотной характеристики ТКЛ в режиме свободной генерации [38]: в отсутствие связи ($m_1=m_2=0$) частотная характеристика является идеальной ($\langle \varphi \rangle = \Omega$), в то время как в режиме свободной генерации зависимость $\langle \varphi \rangle$ от Ω определяется кубическим уравнением. Благодаря отсутствию аномалий в режиме ACM ослаб-

ляется зависимость $\langle \phi \rangle$ от превышения накачки над порогом η , что существенно снижает требования к стабильности мощности накачки. Частотная характеристика ТКЛ в режиме АСМ аналогична частотной характеристике газовых кольцевых лазеров: $\phi=0$ в области захвата; при дальнейшем увеличении Ω величина $\langle \phi \rangle - \Omega$ стремится к нулю и в области больших Ω может быть больше Ω , в то время как в газовых кольцевых лазерах $\langle \phi \rangle$ всегда меньше Ω . Численное моделирование нолной системы (1)—(6) показало также, что в районе $\Omega \cong \Omega_r$ могут иметь место небольшие искажения частотной характеристики.

Для лазеров, работающих в режиме ACM, очень важным является вопрос о влиянии на частотную характеристику отстройки частоты модуляции от ее оптимального значения. В частности, это необходимо для анализа влияния флуктуаций частоты модуляции на стабильность частоты биений. Из последнего члена формулы (11) видно, что это влияние ослабляется при увеличении длительности УКИ τ_p ($\gamma_0 = (2 \ln 2/\tau_p)^{1/2}$), уменьшении длины модулятора l ($\tau = lc$) и использовании в ТКЛ частотной подставки (т. е. при работе в области больших Ω).

Расчет по формуле (11) показывает, что если генератор, управляющий синхронизатором мод, позволяет получать величину Δ с точностью порядка 10⁻⁸, то при стандартных параметрах ТКЛ в режиме ACM [3, 7] и $\Omega \cong m$ нестабильность частоты биений составит ~ 10⁻¹ Гц.

Заключение

На основе проведенного исследования можно заключить, что введение нелинейных потерь за счет внутрирезонаторной генерации второй гармоники $w \simeq 0,1\%$ не приводит к значительному уширению ультракоротких импульсов и позволяет существенно улучшить амплитудные и частотные характеристики ТКЛ, работающего в режиме активной синхронизации мод: устраняется конкурентное подавление встречных волн, расширяется область существования режима биений и устраняются аномалии в частотной характеристике, характерные для режима свободной генерации.

Эффективность метода внутрирезонаторной генерации второй гармоники при переходе от режима свободной генерации к режиму синхронизации мод значительно возрастает.

Анализ зависимости частоты биений от частоты модуляции потерь показал, что относительная нестабильность частоты модуляции порядка 10⁻⁸ приводит к нестабильности частоты биений порядка 10⁻¹ Гц.

Результаты работы хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований [9].

Сделанные в настоящей статье выводы основаны на тщательном теоретическом анализе амплитудно-частотных характеристик, полностью согласующемся с результатами численного моделирования полной системы (1)—(6).

Автор выражает благодарность Е. Г. Ларионцеву за полезное обсуждение и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Гончарова И. Ф., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др.//Квант. электроника. 1981. 8, № 6. С. 1347. [2] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Наний О. Е., Шелаев А. Н.//Квант. электроника. 1981. 8, № 12. С. 2552. [3] Белкина Е. М., Клочан Е. Л., Ларионцев Е. Г.//Квант. электроника. 1986. 13, № 9. С. 1902. [4] Доценко А. В., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др.//ДАН СССР. 1980. 255, № 2. С. 339. [5] Наний О. Е., Шелаев А. Н.// Квант. электроника. 1984. 11, № 5. С. 943. [6] Киігепда D. J., Siegman A. Е.// ІЕЕЕ J. Quant. Electron. 1970. QE-6, N 11. Р. 709. [7] Ларионцев Е. Г., Палеев М. Р., Шелаев А. Н.//Квант. электроника. 1988. 15, № 5. С. 949. [8] Доценко А. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н.//Письма в ЖТФ. 1984. 10, № 1. С. 20. [9] Кирьянов А. В., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др.// Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 1. С. 81.

Поступила в редакцию 30.10.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 6

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1

ТЕПЛОВОЙ ВЗРЫВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА

В. Е. Баклашова, Б. Ф. Гордиец, А. И. Осипов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Теоретически исследована кинетика фотодиссоциации двухатомных молекул под действием лазерного излучения при наличии теплообмена газа с окружающей средой. Обнаружен и изучен режим теплового взрыва в такой системе, проанализировано поведение функции производства энтропии в процессе фотодиссоциации.

Лазерная фотодиссоциация молекулярного газа представляет собой нелинейный процесс, который в зависимости от интенсивности лазерного излучения протекает в разных режимах. Смена режимов носит взрывной характер (тепловой взрыв) и сопровождается резкими температурными изменениями. Целью настоящей работы является анализ возможных режимов и пороговых эффектов при лазерной диссоциации молекулярных газов. Последнее существенно при распространении лазерного излучения в диссоциирующей среде и определяет выбор оптимальных условий для фотохимических реакций. В отличие от ранее исследованного теплового взрыва при химических реакциях [1, 2] и при неравновесном колебательном возбуждении двухатомных молекул [3, 4] рассматриваемый процесс связан с фотодиссоциацией в области видимого или УФ-излучения.

Физическая модель рассматриваемого явления такова: однородная газовая среда подвергается действию внешней лазерной накачки интенсивности *I*, при этом она обменивается теплом с окружающей средой по закону $\alpha(T-T_0)$, где T_0 — температура среды. Считается, что теплообмен и лазерная накачка не нарушают однородности системы. Молекулы газа моделируются обрезанными гармоническими осцилляторами с собственной частотой ω и больцмановским распределением колебательной энергии с колебательной температурой, отличной от температуры поступательных степеней свободы (бесконечно быстрый *VV*-обмен).

Рассматривается следующая схема диссоциации.

1. При поглощении кванта внешнего излучения фотодиссоциация молекулы происходит с *m*-го квантового уровня.

2. Столкновительная диссоциация пренебрежимо мала.

3. Процессы рекомбинации происходят при столкновении двух

57.