

01; 07

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА
ИЗЛУЧЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО HF ЛАЗЕРА
ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В НЕРЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ И ПРИ ВРМБ

М. Г. Галушкин, В. Ю. Никитин, А. Н. Ораевский

Численно исследована эффективность обращения волнового фронта излучения импульсного химического HF лазера на цепной реакции при четырехволновом взаимодействии в нерезонансных средах и при ВРМБ. Для интенсивности инициирования $[F] \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и состава смеси $F_2 : H_2 : O_2 : SF_6 : He = 159 : 159 : 16 : 159 : 372$ Тор коэффициент отражения по мощности может достигать $R_p \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$, а по энергии $R_E \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2}$ при пространственно несовпадающих фазовых решетках от излучения разных колебательных полос HF лазера и соответственно $R_p \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}$ и $R_E \approx 10^{-3} \text{ см}^{-2}$ для совпадающих пространственных структур фазовых решеток. При рассмотренных условиях с длительностью генерации $\approx 200 \text{ нс}$ наблюдается запаздывание $\sim 100 \text{ нс}$ отраженного при ОВФ излучения. Селекция излучения по вращательному квантовому числу j позволяет увеличить длительность излучения на переходе с заданным j и, как следствие, повысить коэффициент отражения при ОВФ на заданной частоте излучения.

Явление обращения волнового фронта (ОВФ) используется для компенсации искажений волнового фронта световой волны при распространении в неоднородных средах. Одним из перспективных для разнообразных применений считается HF (DF) лазер, особенностью которого является многочастотность излучения. В [1] было рассмотрено ОВФ многочастотного излучения HF химического лазера при четырехволновом взаимодействии на нелинейности коэффициента усиления активной среды самого лазера. В настоящей работе рассматривается ОВФ излучения химических лазеров в нерезонансных средах, которое может осуществляться методом четырехволнового взаимодействия на фазовых тепловых решетках в поглощающих средах или при ВРМБ.

Отметим, что экспериментально явление ОВФ на ВРМБ для длин волн HF химического лазера исследовалось в работах [2, 3].

ОВФ методом четырехволнового взаимодействия
на фазовых тепловых решетках

Рассмотрим ОВФ методом ЧВ в поглощающей среде. Это явление описывается нелинейным уравнением для электромагнитного поля [4]

$$\Delta E + k^2 (1 + 2\delta n/n_0) E - \frac{1}{2} ik\beta E = 0, \quad (1)$$

где β — коэффициент поглощения по интенсивности на единицу длины; k — волновое число; n_0 и δ_n — показатель преломления и его вариация, связанная с интерферирующей составляющей интенсивности излучения опорных E_1 и E_2 , сигнальной E_3 и обращенной E_4 волн одной и той же частоты [1], причем

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4, \quad \delta I = \sum_v^R \delta I_{v-1}^v,$$

$$E_1 = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^R A_{1, v} \exp i(\omega_v t - \mathbf{k}_{1, v} \mathbf{r}) + \text{к. с.},$$

$$E_2 = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^R A_{2, v} \exp i(\omega_v t - \mathbf{k}_{2, v} \mathbf{r}) + \text{к. с.},$$

$$E_3 = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^R A_{3, v} \exp i(\omega_v t - \mathbf{k}_{3, v} \mathbf{r}) + \text{к. с.},$$

$$E_4 = \frac{1}{2} \sum_{v=1}^R A_{4, v} \exp i(\omega_v t - \mathbf{k}_{4, v} \mathbf{r}) + \text{к. с.},$$

$$\delta I_{v-1}^v \ll I_{1, v-1}^v, \quad I_{2, v-1}^v,$$

$$\delta I_{v-1}^v = \frac{c}{16\pi} (A_{1, v} \exp(-ik_{1, v} z) + A_{2, v} \exp(-ik_{2, v} z)) (a_{3, v}^* \exp(ik_{3, v} z) + a_{4, v}^* \exp(-ik_{4, v} z)) + \text{к. с.}, \quad (2)$$

$\mathbf{k}_{1, v} = -\mathbf{k}_{2, v}$, $\mathbf{k}_{3, v} = -\mathbf{k}_{4, v}$, v — номер колебательного уровня, R — число генерирующих спектральных линий ($k \leq 1$) $I_{1, v-1}^v$, $I_{2, v-1}^v$ — интенсивности опорных волн.

Уравнение для электромагнитного поля должно рассматриваться совместно с материальными уравнениями, описывающими образование фазовых тепловых решеток. Поэтому для вариаций плотности $\delta\rho$ и температуры δT имеем

$$\rho c_v \frac{\partial \delta T}{\partial t} - \rho c_v \chi \Delta \delta T - ((\gamma - 1)/\sigma) c_v \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = \beta \delta I_{v-1}^v,$$

$$\frac{\partial^2 \delta \rho}{\partial t^2} - v_T^2 \Delta \delta \rho = \sigma v_T^2 \Delta \delta T, \quad (3)$$

где c_v — удельная теплоемкость, χ — коэффициент температуропроводности, $\gamma = c_p/c_v$, σ — температурный коэффициент объемного расширения, v_T — изотермическая скорость звука.

Решение (3) определяется в виде четырех высокочастотных пространственных гармоник, соответствующих амплитудным решеткам, возникающим при интерференции сигнальной и обращенной волн с волнами накачки

$$\delta T = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^4 \delta T_{m, v} b_{m, v} + \text{к. с.}, \quad \delta \rho = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^4 \delta \rho_{m, v} b_{m, v} + \text{к. с.},$$

$$\delta I_{v-1}^v = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^4 \delta I_{m, v-1}^v b_{m, v} + \text{к. с.}, \quad (4)$$

здесь

$$b_{m, v} = \exp \{ i \mathbf{q}_{m, v} \mathbf{r} + i \Delta \varphi_{m, v} \}, \quad \mathbf{q}_{1, v} \mathbf{r} = -\mathbf{k}_{1, v} \mathbf{r} + k_{3, v} z,$$

$$\mathbf{q}_{2, v} \mathbf{r} = -\mathbf{k}_{1, v} \mathbf{r} - k_{3, v} z, \quad \mathbf{q}_{3, v} \mathbf{r} = -\mathbf{k}_{2, v} \mathbf{r} + k_{4, v} z, \quad \mathbf{q}_{4, v} \mathbf{r} = -\mathbf{k}_{2, v} \mathbf{r} - k_{4, v} z,$$

$$\Delta \varphi_{1, v} = \varphi_{1, v} - \varphi_{3, v}, \quad \Delta \varphi_{2, v} = \varphi_{1, v} - \varphi_{4, v}, \quad \Delta \varphi_{3, v} = \varphi_{2, v} - \varphi_{3, v},$$

$$\Delta \varphi_{4, v} = \varphi_{2, v} - \varphi_{4, v},$$

$$\delta I_{1, v-1}^v = \frac{1}{2} \mu |A_{1, v} a_{3, v}^*|, \quad \delta I_{2, v-1}^v = \frac{1}{2} \mu |A_{1, v} a_{4, v}^*|,$$

$$\delta I_{3, v-1}^v = \frac{1}{2} \mu |A_{2, v} a_{3, v}^*|, \quad \delta I_{4, v-1}^v = \frac{1}{2} \mu |A_{2, v} a_{4, v}^*|,$$

$\varphi_{1, \nu}, \varphi_{2, \nu}, \varphi_{3, \nu}, \varphi_{4, \nu}$ — фазы соответствующих амплитуд $A_{1, \nu}, A_{2, \nu}, a_{3, \nu}$ и $a_{4, \nu}$.

Тогда с учетом (4) уравнения (3) преобразовываются к более простой форме

$$\rho c_{\nu} \frac{\partial \delta T_{m, \nu}}{\partial t} + \rho c_{\nu} \chi q_{m, \nu}^2 \delta T_{m, \nu} - (\gamma - 1) / \varepsilon c_{\nu} \frac{\partial \delta \rho_{m, \nu}}{\partial t} = \beta \delta I_{\nu, \nu-1}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \delta \rho_{m, \nu}}{\partial t^2} + \nu^2 q_{m, \nu}^2 \delta \rho_{m, \nu} = -\varepsilon \nu^2 q_{m, \nu}^2 \delta T_{m, \nu}, \quad (6)$$

где $q_{1, \nu} = q_{2, \nu} = 2k_{\nu} \sin \frac{\theta_1}{2}$, $q_{3, \nu} = q_{4, \nu} = 2x_{\nu} \sin \frac{\theta_2}{2}$, $\theta_1 + \theta_2 = \pi$.

Заметим, что при выводе (5) и (6) использовалось параболическое приближение по пространственной координате, т. е. учитывались только производные от вариаций температуры и плотности, обусловленные их быстрым периодическим изменением в пространстве. Уравнения (1), (5), (6) описывают процесс ОВФ при ЧВ на тепловых решетках с учетом их нестационарности, которая может проявляться при коротких импульсах.

Используя (5), (6), из уравнения (1) получаем систему уравнений для медленно изменяющихся амплитуд связанных волн

$$\begin{aligned} \frac{dA_{1, \nu}}{dz} &= -\frac{1}{2} \beta A_{1, \nu} + \frac{ik_{\nu} k_{\Gamma}}{2} [(\delta \rho_{1, \nu} + \delta \rho_{4, \nu}) |a_{3, \nu}| + \\ &\quad + (\delta \rho_{2, \nu} + \delta \rho_{3, \nu}) |a_{4, \nu}|] \exp(i\varphi_{1, \nu}) \\ -\frac{dA_{2, \nu}}{dz} &= -\frac{1}{2} \beta A_{2, \nu} + \frac{ik_{\nu} k_{\Gamma}}{2} \mu [(\delta \rho_{3, \nu} + \delta \rho_{2, \nu}) |a_{3, \nu}| + \\ &\quad + (\delta \rho_{4, \nu} + \delta \rho_{1, \nu}) |a_{4, \nu}|] \exp(i\varphi_{2, \nu}), \\ \frac{da_{3, \nu}}{dz} &= -\frac{1}{2} \beta a_{3, \nu} + \frac{ik_{\nu} k_{\Gamma}}{2} [(\delta \rho_{1, \nu} + \delta \rho_{3, \nu}) |A_{2, \nu}| + \\ &\quad + (\delta \rho_{4, \nu} + \delta \rho_{1, \nu}) |A_{1, \nu}|] \exp(i\varphi_{3, \nu}), \\ \frac{da_{4, \nu}}{dz} &= -\frac{1}{2} \beta a_{4, \nu} + \frac{ik_{\nu} k_{\Gamma}}{2} [(\delta \rho_{1, \nu} + \delta \rho_{4, \nu}) |A_{2, \nu}| + \\ &\quad + (\delta \rho_{3, \nu} |A_{1, \nu}| + \delta \rho_{2, \nu} |A_{2, \nu}|)] \exp(-i\varphi_{3, \nu}), \end{aligned} \quad (7)$$

где принято во внимание известное линейное соотношение между вариациями показателя преломления и плотности среды; $\delta n = k_{\Gamma} \delta \rho$, k_{Γ} — константа Гладстона—Дейла.

В приближении заданной амплитуды сигнальной волны [2, 4] из (7) получим формулу для амплитуды отраженной волны и коэффициента отражения

$$\begin{aligned} a_{4, \nu}(z) &= -ik_{\nu} k_{\Gamma} (\delta \rho_{1, \nu} |A_{2, \nu}| + \delta \rho_{3, \nu} |A_{1, \nu}|) \frac{1}{\beta} \left(1 - e^{-\frac{1}{2} \beta (L-z)}\right) e^{-i\varphi_{3, \nu}}, \\ R &= \frac{|a_{4, \nu}(0)|^2}{|a_{3, \nu}(0)|^2} = \frac{k_{\nu}^2 k_{\Gamma}^2}{|a_{3, \nu}(0)|^2} (\delta \rho_{1, \nu} |A_{2, \nu}| + \delta \rho_{3, \nu} |A_{1, \nu}|)^2 \frac{1}{\beta^2} \times \\ &\quad \times \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \beta L\right)\right)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

здесь L — длина области взаимодействия всех волн.

Амплитуды опорных $A_{1, \nu}(t) = A_{2, \nu}(t)$ и сигнальной волн $a_{3, \nu}(t) = \eta A_{1, \nu}(t) = \eta A_{2, \nu}(t)$, где $\eta \ll 1$, определялись из численного решения уравнений кинетики импульсного химического лазера [5, 6] (рис. 1). После этого численно из (5), (6) находились функции $\delta \rho_{1, \nu}$ и $\delta \rho_{3, \nu}$. В результате по формуле (8) вычислялись коэффициенты отражения ВЧВ. На рис. 1 показаны импульсы опорных волн для фиксированного вращательного числа $j=5$ колебательного перехода P_{1-0} и представлены значения коэффициента отражения на единицу квадрата длины по мощности R_p/L^2 и энергии R_E/L^2 . Результаты расчета показывают, что имеется заметное запаздывание отраженной волны, которое объясняется газодинамической инерционностью теплового механизма нелинейности, проявляющейся в том, что вначале плотность не успевает измениться и соответственно очень малой оказывается амплитуда фазовой решетки. Характерным параметром

ром, определяющим инерционность рассматриваемого механизма нелинейности, является отношение τ/τ_0 , где τ — длительность лазерного импульса, $\tau_0 = \pi/qV_T \approx \lambda_0/2\theta V_T$ — время пробега звуковой волной половины периода пространственной решетки. Для эффективного отражения требуется $\tau/\tau_0 \gg 1$, что достигается при увеличении угла θ . В то же время с ростом θ , когда $\tau < (\chi q^2)^{-1}$, проявляется теплопроводность, которая ослабляет фазовые ре-

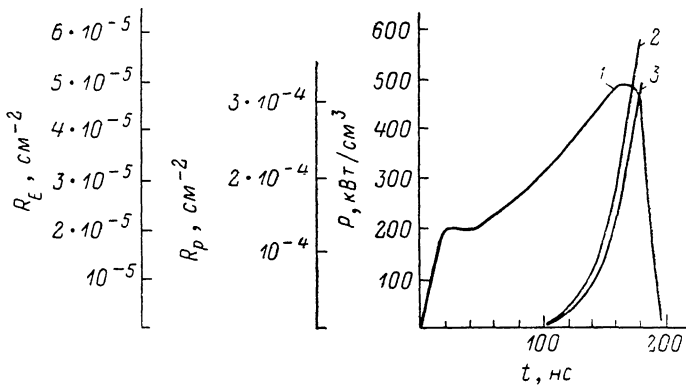


Рис. 1. Временная динамика импульса опорных волн генерации для вращательного квантового числа $j=5$, состава смеси $F_2 : N_2 - O_2 : F_6 : He = 159 : 159 : 16 : 159 : 372$ Тор и интенсивности инициирования $[F] \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (1) и коэффициенты отражения по мощности R_p (2) по энергии R_E (3) при ОВФ на четырехволновом взаимодействии.

шетки. Поэтому для импульсов ХЛ имеет место оптимальный угол θ , при котором R_p/L^2 максимально (рис. 2).

Результаты расчетов при отсутствии селекции по j для перехода P_{1-0} показаны на рис. 3. Здесь характерным является осциллирующее изменение R_p/L^2 , связанное с переходом генерации на более высокие j с ростом температуры в процессе протекания химических реакций. В отличие от импульсного ХЛ обращение волнового фронта непрерывного ХЛ методом ЧВ на фазовых решетках может рассматриваться в установившемся режиме. Поэтому коэффициент отражения вычисляется при $t > (\chi q^2)^{-1}$ по формуле [4]

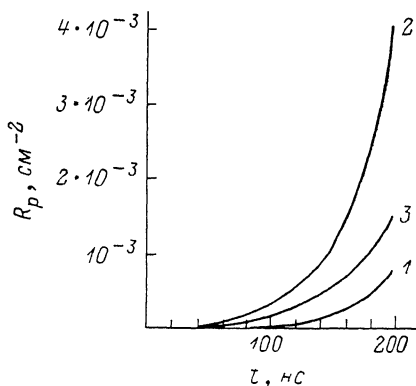


Рис. 2. Коэффициент отражения по мощности для разных углов между опорными и сигнальной волнами.

θ , рад: 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.5.

$$R_p = 4k^2 \left(\frac{dn}{dT} \right)^2 (I_{\nu-1}^0)^2 \left(\frac{1}{aq_1^2} + \frac{-1}{aq_2^2} \right)^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \beta L\right) \right)^2, \quad (9)$$

где $a = c_p \rho \chi$ — коэффициент теплопроводности; $(\chi q_1^2)^{-1}$, $(\chi q_2^2)^{-1}$ — эффективные времена релаксации тепловых решеток.

Из (9) следует, что наибольший коэффициент отражения при ОВФ достигается при малых θ_1 или θ_2 , так как $q_1 = 2k \sin(\theta_1/2)$, $q_2 = 2k \sin(\theta_2/2)$. Для значений $\beta = 0.01 \text{ см}^{-1}$, $\theta = 10^{-2}$ рад, $\lambda = 2.9 \text{ мкм}$, $dn/dT = 5 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$, $n = 1, 5$ и характерных значений для жидкостей $a = 0.5 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/с} \cdot \text{см} \cdot \text{град}$ получаем $R_p/L^2 \approx \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ ($L < \beta^{-1}$) при $I_{\nu-1}^0 \approx 10^2 \text{ Вт/см}^2$.

Для того чтобы слабопоглощающая среда не перегревалась в непрерывном режиме ОВФ, требуется конвективное охлаждение. Однако прокачка среды может влиять в процессе ВЧВ на амплитуды фазовых решеток.

Используя результаты работы [4], нетрудно обобщить (9) на случай движения со скоростью V_0 среды

$$R_p = 4k^2 \left(\frac{dn}{dT} \right)^2 (I_{\nu-1}^{\nu})^2 \frac{\left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \beta L\right) \right)^2}{(aq_1^2)^2 + (q_1 V_0)^2}, \quad \theta \ll 1. \quad (10)$$

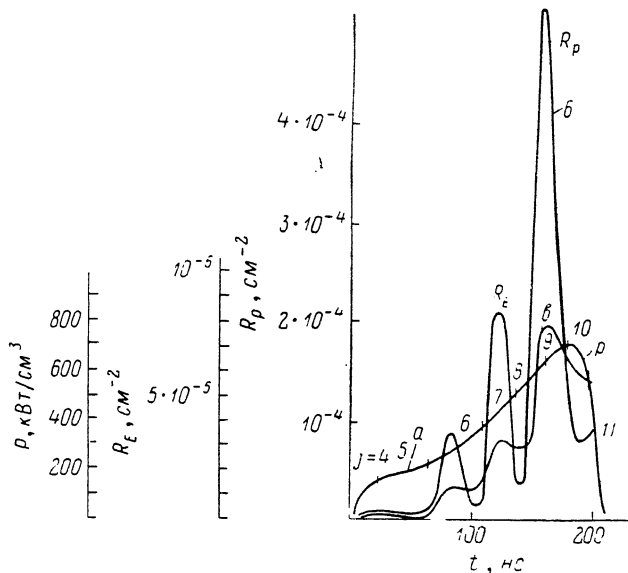


Рис. 3. Временная динамика импульса опорных волн генерации в отсутствие селекции по i (а) и коэффициенты отражения по мощности R_p (б) и по энергии R_E (в) при ОВФ на четырехволновом взаимодействии.

Например, принимая $V_0 = 10$ м/с, $(V_0, \mathbf{q}) = V_0 \mathbf{q}$, для тех же параметров получаем $R_p/L^2 = 10$ кВт/см². При $V_0 q = 0$, как следует из (10), скорость потока не влияет на эффективность отражения, поскольку в последнем случае фазовые

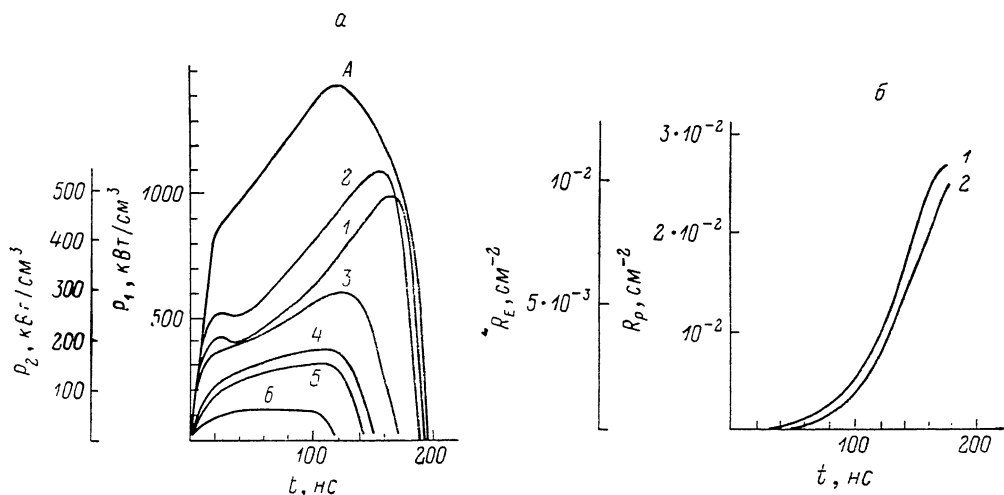


Рис. 4. Интегральная по колебательным полосам (А) и спектральные формы импульсов для различных колебательных полос при постоянном вращательном квантовом числе $j=5$ (а) и коэффициент отражения по мощности R_p при ОВФ на четырехволновом взаимодействии (1) и по энергии R_E (2) (б).

А: 1 — P_{1-0} , 2 — P_{4-1} , 3 — P_{3-2} , 4 — P_{4-3} , 5 — P_{5-4} , 6 — P_{6-5} .

решетки смещаются вдоль направления равных амплитуд решеток и движение среды не оказывает влияние на их релаксации.

В рассматриваемом приближении заданной интенсивности сигнальной волны полученные результаты обобщаются на случай ее произвольного простран-

ственного спектра. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно использовать разложение поля сигнальной волны в пространственный спектр Фурье. При этом можно заметить, что процесс ВЧВ для пространственно нескоррелированного излучения различных полос генерации происходит с фазовым сопряжением только на фазовых решетках, образованных излучением одной полосы. Если пространственные структуры излучений во всех полосах генерации одинаковые, то амплитуда обращенной волны резко возрастает за счет отражения от фазовых решеток, сформированных излучением других полос генерации (рис. 4, б). Это обстоятельство проявляется в том, что в правой части уравнения (5) вместо

$$\delta I_{\nu-1}^{\nu} \text{ стоит сумма } \sum_{\nu=1}^R \delta I_{\nu-1}^{\nu}.$$

Следует отметить, что мы рассматривали слабо поглощающие среды с быстрой релаксацией возбуждаемых частиц. В частности, к таким средам относятся жидкости (четырёххлористый углерод CCl_4).

Полученные здесь результаты могут использоваться также и для ВЧВ с обратной параметрической связью, когда происходит самообращение без внешних источников опорных волн [7]. На основе изложенных данных нетрудно провести расчеты энергетических параметров нелинейного ОВФ зеркала и всего устройства ОВФ для излучения ХЛ с усилителем, обеспечивающим обратную положительную связь.

ОВФ излучения ХЛ при ВРМБ

ВРМБ является основным методом самообращения излучения с длиной волны $\lambda \ll 1$ мкм. Для более длинных волн уменьшается затухание звука обратно пропорционально λ^2 и, следовательно, увеличивается время установления колебаний среды $\tau_0 = (\Gamma q/2)^{-1}$ и соответственно выход на стационарный режим рассеяния, где $q \simeq 2k$ ($\theta \simeq \pi$), Γ — кинематическая вязкость [8]. Поэтому для импульсов излучения ХЛ имеет место нестационарное ОВФ при ВРМБ. При этом требуются более высокие интенсивности падающего излучения, что увеличивает возможность пробоя. Этими обстоятельствами объясняется важность детального расчета параметров процесса ОВФ при ВРМБ излучения ХЛ. В работе [9] исследовалось нестационарное ОВФ при ВРМБ интерферирующего излучения, но делалось допущение, что на границе нелинейной среды стоксова волна имеет обращенный волновой фронт. В то же время представляется интерес рассмотреть более общего случая, когда решение описывает и пространственную область формирования обращенной волны при ВРМБ пространственно неоднородного излучения в режиме нестационарного рассеяния. В этой связи получим решение системы уравнений, описывающей это явление в приближении заданного поля падающего излучения,

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_1 \varepsilon_1 = - \frac{iYk_1}{4\rho n^2} \varepsilon_0(\mathbf{r}_1) \rho_1^* \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\Gamma q^2}{3} \rho_1 = - \frac{iY}{\Omega} \frac{q^2}{8\pi} \varepsilon_0(\mathbf{r}_1) \varepsilon_1^*(\mathbf{r}_1, r) \quad (12)$$

Здесь

$$E_0 = \frac{1}{2} \varepsilon(\mathbf{r}_1) \exp(i\omega_0 t + ik_0 z) + \text{к. с.} = \\ = \frac{1}{2} \sum_{n=-N}^{n=N} A_n \exp(-ik_{0n} r) \exp(i\omega_0 t + ik_{0n} z) + \text{к. с.},$$

$$E_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_1(\mathbf{r}_1, t) \exp(i\omega_1 t - ik_1 z) + \text{к. с.},$$

$$\rho = \rho_1(\mathbf{r}_1, t) \exp(i\Omega t - i\mathbf{q}\mathbf{r}) + \text{к. с.}$$

— амплитуды возбуждающей, стоксовой и акустической волн; $\Omega = \omega_0 - \omega$; $Y = \rho (d\varepsilon/d\rho)$ — параметр нелинейной связи; $N_0 = 2N + 1$ — число угловых компонент падающего излучения.

Решение (11) и (12) найдем сначала для следующих граничного и начального условий:

$$\varepsilon_1(0) = \frac{1}{2} a_1^0 \exp(ik_{11e}r) + \text{к. с.} \quad (13)$$

при $z=0$, где $\mathbf{k}_{11e} = -\mathbf{k}_{01e}$, $|k_1| \simeq |k_0|$, $\varepsilon_i(z, t) = 0$ при $t < 0$,

$$\varepsilon_i(z_1 t) = \frac{1}{2} a_e^0 \exp(ik_{11e}r) + \text{к. с.}$$

при $t \geq 0$, где d_e^0 не зависит от времени.

Из (13) следует, что на границе нелинейной среды задана плоская волна, которая распространяется точно навстречу какой-либо плоской волне накачки $n=e$. Характерной особенностью усиления стоксова излучения в поле пространственно неоднородного излучения E_0 является рассеяние стоксовой волны на амплитудных решетках, которое происходит наиболее эффективно при выполнении условия Брэгга.

Поэтому решение (11) и (12) определяется в виде [10, 11]

$$\varepsilon_i = d_e \exp(-ik_{1e}r) + \sum_{-N}^N \underset{(n \neq e)}{a_n} \exp(-ik_{1n}r).$$

Методом Лапласа находим решение (11) и (12) для однородного или квазиоднородного пространственного спектра возбуждающего излучения

$$\begin{aligned} a_e &= c_1 \left\{ e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_1 z t}) + \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_1 z \tau}) d\tau \right\} + \\ &+ c_2 \left\{ e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_2 z t}) + \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_2 z \tau}) d\tau \right\}, \\ a_n &= c_3 \left\{ e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_3 z t}) + \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_3 z \tau}) d\tau - \right. \\ &\left. - e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{q_1^2 I z t}) - \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{q_1^2 I z \tau}) d\tau \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя,

$$\begin{aligned} I &= \sum_{n=-N}^{n=N} |A_n|^2 \simeq N_0 |A_n|^2, \quad N_0 = 2N + 1, \\ I_0 &= \left(\frac{\Gamma q^2}{2} \right)^{-1}, \quad \mu_1 = q_1^2 [(2N + 1) |A_e|^2 + I], \\ \mu_2 &= q_1^2 (I - |A_e|^2), \quad \mu_3 = q_1^2 [(2N) |A_n|^2 + I], \\ c_1 &= \frac{a_e^0 A_e A_e^*}{|A_e|^2 (2N + 1)}, \quad c_2 = \frac{a^0 A_e 2N A_e^*}{|A_e|^2 (2N + 1)}, \\ c_3 &= \frac{a_e^0 A_e A_n^*}{|A_n|^2 2N}, \quad q_1^2 = q^2 / \tau_0. \end{aligned}$$

Для более общего граничного условия, когда при $z=0$ задаются N встречных стоксовых волн, решение уравнений (11), (12) легко находится из (14) суммированием

$$\begin{aligned} a_e &= c_1 \left\{ e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_1 z t}) + \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_1 z \tau}) d\tau \right\} + \\ &+ c_2 \left\{ e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_2 z t}) + \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_2 z \tau}) d\tau \right\} + \end{aligned}$$

$$+ c_3 \left\{ e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_3 z t}) + \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{\mu_3 z \tau}) d\tau - \right. \\ \left. - e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{q_1^2 I z t}) - \tau_0^{-1} \int_0^t e^{-t/\tau_0} I_0(2\sqrt{q_1^2 I z \tau}) d\tau \right\}, \quad (15)$$

где

$$c_3 = \frac{A_e^*}{|A_e|^2 (N-1)} \sum_{k \neq e}^{N-1} a_k^0 A_k, \quad e = 0, \pm 1, \dots, \pm N.$$

Последнее граничное условие лучше всего соответствует физическим условиям ОВФ при ВРМБ со спонтанного излучения. В этом случае амплитуда рассеянного излучения зависит от степени корреляции начального излучения и накачки, т. е. амплитуд a_k^0 и A_k . Если их фазы статистически независимы, то решение (14) совпадает с (15). Из асимптотического разложения функции I_0 при больших аргументах в (14), (15) можно получить соответствующее стационарное решение, причем нестационарный режим рассеяния заканчивается к моменту времени $t_y \simeq g^2 I z \tau_0$ [8], когда подынтегральное выражение в (14), (15) достигает максимального значения.

Нестационарное решение уравнений (14) и (15) определяется для временного интервала $t < \tau_0$ при $\mu_1 \tau_0 z t / \tau_0 \gg 1$, $\mu_2 \tau_0 z t / \tau_0 \gg 1$, $\mu_3 \tau_0 z t / \tau_0 \gg 1$, $g^2 I z t / \tau_0 \gg 1$, согласно (14), имеет вид

$$a_e = c_1 \frac{1}{2\sqrt{\pi}} (\mu_1 \tau_0 z (t/\tau_0))^{1/4} \exp(2\sqrt{\mu_1 \tau_0 z t / \tau_0}) + \\ + c_2 \frac{1}{2\sqrt{\pi}} (\mu_2 \tau_0 z (t/\tau_0))^{1/4} \exp(2\sqrt{\mu_2 \tau_0 z (t/\tau_0)}), \\ a_n = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} c_3 \left\{ \frac{(\mu_3 \tau_0 z t / \tau_0)^{1/4}}{\mu_3 \tau_0 z} \exp(2\sqrt{\mu_3 \tau_0 z t / \tau_0}) - \right. \\ \left. - \frac{(q^2 I z t / \tau_0)^{1/4}}{q^2 I z} \exp(2\sqrt{q^2 I z t / \tau_0}) \right\}. \quad (16)$$

Решение (14) и (16) показывает, что благодаря брэгговской дифракции на амплитудных решетках при $N \gg 1$ стоксово излучение на длине формирования, определяемой для нестационарного решения из соотношения

$$\frac{1}{N_0} \exp(2\sqrt{q^2 I l_\phi t / \tau_0}) > 1, \quad (17)$$

приобретает пространственный спектр, подобный комплексно-сопряженному пространственному падающего излучения. Условие (17) играет такую же роль, как и неравенство

$$\frac{1}{N_0} \exp(q^2 I l_\phi) > 1,$$

в случае стационарного режима ОВФ при ВРМБ [11].

В области $z > l_\phi$ стоксово излучение фактически полностью скоррелировано с возбуждающим излучением и в нестационарном случае имеет усиление в $\sqrt{2}$ раз больше по сравнению с нескоррелированным стоксовым излучением. Это обстоятельство отмечалось в работе [9], где рассматривалось нестационарное решение, относящееся к области $z > l_\phi$.

Использование граничного условия (13) позволяет существенно упростить определение решения (15). Кроме того, оно наглядно показывает, как в результате брэгговской дифракции на амплитудных решетках из первоначальной плоской волны формируется при $N \gg 1$ комплексно-сопряженная волна, которая при дальнейшем распространении в пространственно неоднородной среде рассеивается сама в себя. Такая самосохраняющаяся пространственная структура

светового поля может рассматриваться как мода излучения, причем условия $N \gg 1$ и однородности или квазиоднородности пространственного спектра являются физическими условиями реализации ОВФ при ВРМБ пространственно неоднородного излучения.

В задачах ОВФ представляет интерес случай интерферирующего в фокальной области излучения, когда расходимость падающего на фокусирующую линзу пучка θ существенно превышает дифракционную θ_0 ($\theta \gg \theta_0$). При этих условиях $d_\phi \simeq \theta f$ и $\mu_{\text{пор}} \simeq g^1 P \tau / \tau_0 D \theta$. Кроме порогового условия, которое для нестационарного режима имеет вид $\sqrt{\mu_{\text{пор}}} \simeq 15$, для реализации ОВФ сфокусированного интерферирующего излучения ($\theta \gg \theta_0$) необходимо выполнять соотношение

$$2(g_0^1 I_0 (f^2/kD^2) \tau/\tau_0)^{1/2} \ll 1, \quad (18)$$

которое можно записать в форме

$$2g_0^1 P \tau \theta_0 / \tau_0 D \theta^2 \ll 1,$$

где $\theta_0 \simeq \lambda/D$.

Неравенство (18) отражает условие малого усиления на дифракционной длине для того, чтобы проявлялась брэгговская дифракция. Из (18) следует, что для ОВФ интерферирующего излучения требуется выполнение условия $\theta_0/\theta \ll 1$. Если диаметр пучка на линзе задан, то удовлетворение последнего

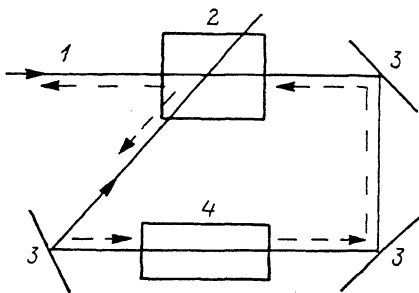


Рис. 5. Схема обращения волнового фронта с кольцевым резонатором, позволяющая понизить пороговое значение мощности для ОВФ. 1 — излучение ХЛ, 2 — поглощающая среда, 3 — зеркало, 4 — усилитель.

неравенства связано с повышением пороговой мощности. Таким образом, для реализации ОВФ при нестационарном ВРМБ интерферирующего излучения в многомодовом световоде необходимо выполнить условие (17), в котором $l_\phi = l$, l — длина световода, а при фокусировке лазерного пучка в (17) инкремент усиления равен $g^1 I_\phi = g^1 P \tau / \tau_0 D \theta$. Кроме того, в последнем случае должно удовлетворяться неравенство (18). Заметим, что сделанные выводы не относятся к пучкам с дифракционной расходимостью, когда излучение не является интерферирующим и обратная волна формируется в наведенном световоде, но задача ОВФ световых волн простого вида, в частности гауссовых пучков, не имеет такого практического значения, как ОВФ интерферирующего излучения.

В экспериментальной работе [3] осуществлялось ОВФ неинтерферирующего излучения ХЛ в условиях, когда также проявлялась нестационарность ВРМБ. Поэтому проведем в качестве примера расчет пороговой мощности и энергии для параметров лазерного излучения и нелинейной среды, использованных в [3]. Примем, что нелинейной средой является Хе при давлении 40 атм, длительность импульса $\tau = 1$ мкс, время релаксации гиперзвуковой волны $\tau_0 = 0.25$ мкс, расходимость лазерного пучка близка к дифракционной $\theta_0 = \lambda/D$, где $\lambda = 2.9 \cdot 10^{-4}$ см, $D = 4$ см. Поскольку $\tau \gg \tau_0$, но $\tau < 30\tau_0$, то реализуется промежуточный между стационарным и нестационарным режимами рассеяния и пороговая интенсивность накачки оценивается из численного интегрирования уравнения

$$E_c/E_0 \simeq e^{15} \simeq e^{-\eta} I_0 (2\sqrt{\mu\eta}) + \int_0^\eta e^{-\eta'} I_0 (2\sqrt{\mu\eta'}) d\eta',$$

где E_0 — амплитуда затравочной стоковой волны; $\eta = t/\tau_0 = 4$; $\mu = g_0^1 I_{c-1,\phi}^0 l_\phi$; $I_{c-1,\phi}^0$ — интенсивность излучения в фокальной области; $l_\phi \simeq d_\phi f/D$; $d_\phi \simeq \theta_0 f$ — характерный продольный и поперечный размеры фокальной области; $f =$

≈ 100 см — фокусное расстояние линзы. Указанное пороговое условие удовлетворяется при $\mu = 28$.

Учитывая, что коэффициент усиления амплитуды на единицу длины в два раза меньше, чем для интенсивности, имеем $g_0^1 \approx 0.022$ см/МВт. Поэтому пороговая мощность $P_{\text{п}} \approx \pi (\lambda \mu / 4g_0^1) \approx 0.4$ МВт, а энергия $W_{\text{п}} \approx 0.4$ Дж, в то время как стационарная теория дает соответственно $P_{\text{п}} \approx 0.2$ МВт и $W_{\text{п}} \approx 0.2$ Дж. При указанных параметрах в [3] получали $P_{\text{п}} \approx 0.3$ МВт, $W_{\text{п}} \approx 0.5$ Дж.

В заключение отметим, что ОВФ излучения ХЛ как методом четырехволнового взаимодействия, так и при ВРМБ возможно без селекции колебательных полос генерации, в то время как селекцией вращательных переходов можно повысить эффективность отражения ОВФ зеркала, поскольку это эквивалентно в процессе ОВФ увеличению длительности излучения. В некоторых случаях для устранения оптического пробоя представляется целесообразным пространственно разделять излучения различных полос генерации, например с помощью дифракционной решетки, направляя их в различные точки нелинейной среды.

Большой интерес для ОВФ излучения ХЛ представляет метод самообращения в кольцевом резонаторе с нелинейным зеркалом [7], который при ВРМБ позволяет почти на порядок уменьшить пороговую интенсивность (рис. 5), а при ОВФ в нерезонансной поглощающей среде решается задача формирования интенсивных опорных волн. В последнем случае, учитывая малые длительности излучения, для уменьшения числа пробогов по резонатору затравочное излучение можно сформировать комплексно-сопряженным по схеме, реализованной в [12].

Для непрерывных ХЛ без селекции j в задачах ОВФ необходимо принимать во внимание изменение j , на котором происходит генерация в плоском резонаторе, по сечению пучка.

Список литературы

- [1] Галушкин М. Г., Никитин В. Ю., Ораевский А. Н. // Квантовая электрон. 1988. Т. 15. № 1. С. 153—160.
- [2] Великанов С. Д., Долгополов Ю. В., Егоров В. В. и др. // Программа «Оптика лазеров». Л., 1987. 46 с.
- [3] Duignan M. T., Feldman B. J., Whitney W. T. // Opt. Lett. 1987. Vol. 12. N 2. P. 111—113.
- [4] Васильев Л. А., Галушкин М. Г., Серегин А. М., Чебуркин Н. В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 8. С. 1571—1575.
- [5] Басов Н. Г., Башкин А. С., Игошин В. И., и др. Препринт ФИАН. № 171. М., 1975.
- [6] Игошин В. И., Никитин В. Ю., Ораевский А. Н. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 6. С. 1282—1295.
- [7] Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 5. С. 887—892.
- [8] Старунов В. С., Фабелинский И. Л. // УФН. 1969. Т. 98. № 3. С. 441—491.
- [9] Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г., Михайлов С. И. // Тр. ФИАН. 1986. Т. 172. С. 10—115.
- [10] Сидорович В. Г. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 10. С. 2168—2174.
- [11] Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М., Мандросов В. И. // Квантовая электрон. 1976. Т. 3. № 11. С. 2467—2470.
- [12] Аникиев И. Ю., Зубарев И. Г., Михайлов С. И. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 11. С. 2320—2323.

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.