

В. А. Левин, А. А. Сорокин, А. М. Старик

**О ВЛИЯНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ
И ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ
НА ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НФ-ЛАЗЕРА ПАРАМИ ВОДЫ**

Поглощение излучения НФ-лазера водяным паром приводит к нарушению термодинамического равновесия между поступательными и колебательными степенями свободы, которое в зависимости от частоты воздействующего излучения может сопровождаться как временным охлаждением, так и нагревом газа [1]. При этом вследствие возбуждения различных типов колебаний молекулы H_2O изменяется поляризуемость среды. Оба эти эффекта приводят к изменению показателя преломления n в канале воздействующего луча. Характер изменения n зависит от распределения интенсивности по радиусу пучка, от ее величины, а также от параметров среды. Анализ динамики изменения показателя преломления будем проводить для прямоугольных импульсов ($I = I_0$ при $0 < t \leq \tau_u$, I — интенсивность воздействующего излучения), длительность которых τ_u удовлетворяет условию

$$\max(\tau_{RT}, \tau_{VV}) < \tau_u \ll \min(\tau_T, \tau_K, \tau_D),$$

где τ_{RT} и τ_{VV} — характерные времена вращательно-поступательной R — T -релаксации и внутримодового колебательно-колебательного V — V -обмена в молекуле H_2O ; τ_T , τ_K и τ_D — времена теплопроводности, конвекции и диффузии.

Пусть время индуцированных переходов τ_I существенно больше τ_{RT} и τ_{VV} . Рассмотрим смесь газов H_2O , N_2 , O_2 . Для определения состояния среды в канале луча в данном случае используем уравнения гидродинамики для невязкого нетеплопроводного газа, а для кинетики колебательного энергообмена — модель гармонического осциллятора и локальных колебательных температур:

$$(1) \quad \partial \rho / \partial t + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0;$$

$$(2) \quad \partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + (1/\rho) \nabla p = 0;$$

$$(3) \quad \rho C_V \partial T / \partial t + \rho C_V \mathbf{v} \nabla T + p \nabla \mathbf{v} = Q_V;$$

$$(4) \quad \partial \varepsilon_j / \partial t + \mathbf{v} \nabla \varepsilon_j + \varepsilon_j \nabla \mathbf{v} = q_j,$$

$$Q_V = k_v I - \rho \partial l_V / \partial t - \rho \mathbf{v} \nabla l_V - \rho l_V \nabla \mathbf{v},$$

$$l_V = \gamma_1 \frac{R}{\mu} \sum_{j=1}^3 \frac{h \nu_j}{K} \varepsilon_j + \sum_{j=3}^4 \frac{R}{\mu} \frac{h \nu_j}{K} \varepsilon_j \nu_j, \quad p = \frac{\rho R T}{\mu},$$

$$C_V = \frac{R}{\mu} \left(\frac{3}{2} + \sum_{i=1}^3 \gamma_i + \frac{1}{2} \gamma_1 \right), \quad \varepsilon_j = r_j \left[\exp \left(\frac{h \nu_j}{K T_j} \right) - 1 \right]^{-1}.$$

Здесь ρ , T , p , \mathbf{v} — плотность, температура, давление и скорость газа; k_v — коэффициент поглощения ($k_v = f(r, t)$); γ_i — молярная доля i -го компонента в смеси ($i = 1, 2, 3$ для газов H_2O , O_2 , N_2); ν_j — нормальная частота; T_j — локальная колебательная температура j -й моды; r_j — кратность ее вырождения ($j = 1, 2, 3$ соответствует симметричным, деформационным и асимметричным колебаниям H_2O , а $j = 4, 5$ — колебаниям молекул O_2 и N_2); K — постоянная Больцмана; h — постоянная Планка; μ — молекулярная масса смеси; R — универсальная газовая постоянная; q_j — член, характеризующий изменение запаса колебательных квантов в моде j вследствие радиационных и столкновительных процессов энергообмена (конкретный вид q_j для $j = 1, \dots, 5$ приведен в [1]).

Остановимся на случае, когда

$$(5) \quad E_n \ll H, \quad E_n = \int_0^{\tau_u} \frac{k_v I}{\rho} dt, \quad H = C_V T + l_V + \frac{p}{\nu}.$$

Система (1)–(4) допускает упрощения. Поскольку возмущения параметров газа вследствие взаимодействия с лазерным излучением при выполнении (5) малы, то значения T , p , ρ представимы в виде [2]

$$(6) \quad \xi = \xi_0 [1 + \xi' \exp(ikr - i\omega t)], \quad \xi = p, \rho, T,$$

а скорость газа определяется возмущением относительно скорости звука c_0 :

$$(7) \quad v = c_0 v' \exp(ikr - i\omega t), \quad c_0 = \sqrt{\kappa \frac{R}{\mu} T_0}, \quad \kappa = 1 + \frac{R}{\mu C_V}.$$

Здесь v' и ξ' — безразмерные амплитуды возмущений v и ξ ; k — комплексный волновой вектор; $\omega = c_0 \operatorname{Re} k$. Подставляя (6) и (7) в (1)–(4) и пренебрегая членами с порядком малости выше первого, получим уравнения для безразмерных возмущений p' , ρ' , v' :

$$(8) \quad \partial \rho' / \partial t + c_0 \operatorname{div} v' - i\omega \rho' + 2ikc_0 v' = 0;$$

$$(9) \quad c_0 \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho_0} \nabla p' - i\omega c_0 v' + 2ik \frac{p_0}{\rho_0} p' = 0;$$

$$(10) \quad C_V \frac{\partial T'}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho_0} c_0 \nabla v' - iC_V \omega T' + 2ik \frac{p_0}{\rho_0} c_0 v' = Q_V.$$

Полагая, как обычно, $k = k_0 - i\delta$, где δ имеет смысл коэффициента поглощения (усиления) звука, и выделяя в (8)–(10) действительные части, находим

$$(11) \quad \frac{\partial \rho'}{\partial t} + c_0 \operatorname{div} v' + 2\delta c_0 v' = 0;$$

$$(12) \quad c_0 \frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho_0} \nabla p' + 2v \frac{p_0}{\rho_0} p' = 0;$$

$$(13) \quad C_V \frac{\partial T'}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho_0} c_0 \nabla v' + 2\delta \frac{p_0}{\rho_0} c_0 v' = Q_V.$$

Из анализа (11)–(13) следует, что для описания изменения газодинамических параметров в канале воздействующего луча акустическое приближение справедливо при

$$(14) \quad 2|\delta|a \ll 1$$

(a — характерный радиус луча). В данной работе рассматриваются пучки с $a \leq 10$ см. Для них (14) выполняется при $\delta \ll 5 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$. В [2] получено, что для колебательно-неравновесного газа при наличии внешнего источника возбуждения $\delta \leq 10^{-4}$ см $^{-1}$ при $T_j \leq kv_j/K$. При поглощении излучения НФ-лазера водяным паром $T_j \leq 0,4hv_j/K$ [4] и, следовательно, справедливо акустическое приближение. Уравнения (11)–(13) при этом имеют вид

$$(15) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta_{\perp} \right) \frac{\partial}{\partial t} \rho' = (\kappa - 1) \Delta_{\perp} \left[k_v I - \rho_0 \frac{\partial l_V}{\partial t} \right];$$

$$(16) \quad \rho_0 C_V \frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{R}{\mu} T_0 \frac{\partial \rho'}{\partial t} = \left[k_v I - \rho_0 \frac{\partial l_V}{\partial t} \right], \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Изменение n в канале воздействующего луча, согласно [3], находится из уравнения

$$(17) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n_0 - 1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{2\pi\rho_0 R}{\mu K} \sum_{j=1}^M \frac{g_j}{hv_j a_j^2} (K_j + 3L_j + 2\varepsilon_j L_j) \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t} \gamma_j,$$

где $K_j = \left(\frac{\partial \mu}{\partial Q_j}\right)_0^2 + \frac{h\nu_j}{2} \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial Q_j^2}\right)_0$; $L_j = \frac{1}{8a_j^2} \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial Q_j^2}\right)_0^2$; $a_j = 2\pi \sqrt{\frac{m_j \nu_j}{h}}$; g_j — кратность вырождения; m_j — приведенная масса j -го осциллятора. Решение системы (15)–(17) совместно с уравнениями колебательной кинетики (4), в которых при сделанных допущениях членами $(\mathbf{v} \cdot \text{grad } \varepsilon_j)$ можно пренебречь, и уравнением состояния для идеального газа позволяет при заданном значении I определить динамику изменения n с учетом возбуждения колебаний молекул смеси, а также изменения плотности и температуры в канале луча.

Рассмотрим сначала некоторые предельные случаи. Объединяя (15), (16) и вводя новые переменные $t' = t/\tau_u$ и $r' = r/a$ (далее штрихи опущены), нетрудно найти уравнение, связывающее изменение плотности в канале луча с изменением температуры:

$$(18) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left(\kappa \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\tau_u^2}{\tau_3^2} \Delta_{\perp} \rho \right) = \frac{\tau_u^2}{\tau_3^2} \Delta_{\perp} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Здесь τ_3 — время распространения звуковых колебаний по радиусу луча ($\tau_3 = a/c_0$). Пусть $\tau_u \ll \tau_3$. Тогда после предельного перехода из (17) при $\rho(t=0) = \partial \rho(t=0)/\partial t = \partial^2 \rho(t=0)/\partial t^2 = 0$ имеем $\partial \rho / \partial t = 0$, $\rho = \rho_0$. Изменение n при этом зависит только от изменения поляризуемости среды (второй член в правой части уравнения (17)) вследствие возбуждения молекулярных колебаний ($\varepsilon_j > \varepsilon_j^0$, $\varepsilon_j^0 = \varepsilon_j(t=0)$).

При симметричном распределении интенсивности относительно центра пучка, например при гауссовском распределении $I = I_0 \exp(-r^2/a^2)$ (I_0 — интенсивность на оси пучка), в канале луча образуется собирающая линза. В другом предельном случае при $\tau_u \gg \tau_3$ из (16), (18) получаем

$$\frac{d\rho}{\rho_0} = -\frac{dT}{T_0}, \quad \rho C_V^{RT} \kappa \frac{dT}{dt} = h\nu I - \frac{\rho R}{\mu k} \sum_i \sum_j h\nu_j \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t} \gamma_i.$$

Как следует из (17), изменение $\Delta n = n - n_0$ зависит здесь от температуры и поляризуемости среды в канале луча.

В [1] показано, что при отсутствии перекрытия соседних по частоте спектральных линий (излучение с частотой ν_l поглощается в уединенной линии колебательно-вращательного перехода либо в полосе $0 \rightarrow \nu_1$, либо $0 \rightarrow 2\nu_2$, либо $0 \rightarrow \nu_3$ молекулы H_2O) охлаждение газа в канале луча возможно только при

$$(19) \quad E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu < 0,$$

где $E_{j''}$ и $E_{j'}$ — вращательные энергии верхнего и нижнего состояния поглощающего перехода; $\Delta\nu$ — разность частот воздействующего излучения и центра линии этого перехода. Эффект охлаждения среды существует до момента времени $t \approx \tau_p$ (τ_p — время релаксации поглощенной молекулами H_2O энергии). При $t \gg \tau_p$ газ начинает нагреваться. К нагреву среды приводит также и внутримодовый $V - V$ -обмен. Однако, как показали оценки, вклад этого процесса в ΔT для рассматриваемых условий незначителен. Если $\tau_l < \tau_p$ (τ_l — время индуцированных переходов), то при $t < \tau_p$ в результате изменения поляризуемости среды и ее охлаждения в канале луча формируется фокусирующая линза. При $t > \tau_p$ увеличение T и соответствующее уменьшение ρ могут привести к смене знака Δn и образованию рассеивающей линзы.

Для излучения, которое поглощается на переходах с $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu > 0$, даже при $t < \tau_p$ газ в канале луча будет нагреваться, что уменьшает Δn вследствие изменения поляризуемости среды при возбуждении молекулярных колебаний H_2O .

Если же $\tau_u \leq \tau_3$, то изменение Δn определяется более сложными процессами. Здесь наряду с изменением поляризуемости среды существенное влияние на Δn оказывает распространение акустических возмуще-

ний поперек луча, обусловленное неоднородным профилем температуры. Пусть частота воздействующего излучения такова, что выполняется (19). При $t < \tau_p$ и гауссовском законе распределения интенсивности по радиусу более сильное охлаждение среды в приосевой области (предполагается, что поглощающий переход не насыщается) приведет к уменьшению давления по сравнению с периферией пучка и к распространению волны плотности от периферии к центру. Если же частота излучения такова, что $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu > 0$, то даже при $t < \tau_p$ нагрев среды увеличивает давление в приосевой области. Волна плотности распространится при этом от оси к периферии пучка. Изменение n при $\tau_u \leq \tau_3$ произойдет в зависимости от соотношения между τ_p и τ_3 .

В общем случае количественный анализ влияния интенсивности излучения и параметров среды на изменение n в канале луча необходимо проводить на основе решения полной системы уравнений (4), (15), (16). При гауссовском распределении интенсивности по радиусу пучка должны выполняться следующие граничные и начальные условия:

$$\begin{aligned} T(r = R, t) &= T_0, \quad \varepsilon_j(r = R, t) = \varepsilon_{j0}, \quad \chi(r = R, t) = 0, \\ \frac{\partial \chi}{\partial r}(r = 0, t) &= 0, \quad T(r, t = 0) = T_0, \quad \chi(r, t = 0) = 0, \\ \frac{\partial \chi}{\partial t}(r, t = 0) &= 0, \quad \varepsilon_j(t = 0) = \varepsilon_{j0}, \quad \rho(r, t = 0) = \rho_0. \end{aligned}$$

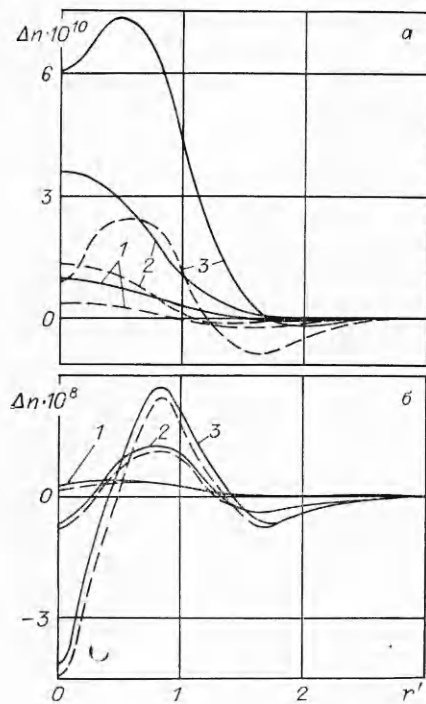
Здесь $\chi = \partial \rho / \partial t$; $R = \infty$; $\varepsilon_{j0} = \varepsilon_j(T)$. В данной работе численное интегрирование уравнений (4), (15), (16) проводилось с использованием безусловно устойчивых симметричных неявных разностных схем второго порядка точности [4]. Необходимые для расчетов константы скоростей процессов $V - V'$ - и $V - T$ -обмена и молекулярные постоянные взяты из [1], а коэффициенты

$$(\partial \mu / \partial Q_j)_0, \quad (\partial^2 \alpha_j / \partial Q_j^2)_0, \quad (\partial^2 \mu / \partial Q_j^2)_0,$$

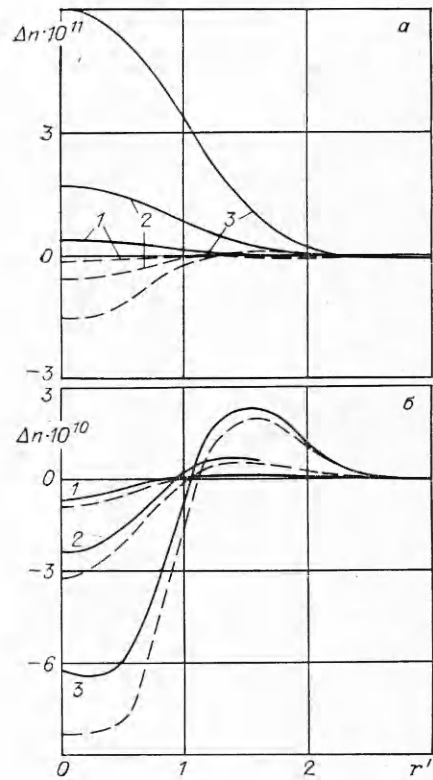
определяющие поляризуемость и гиперполяризуемость молекул, — из [5, 6]. Приведенные массы осцилляторов: $m_1 = 2,1$, $m_2 = 7,0$, $m_3 = 2,3$, $m_4 = 8,0$, $m_5 = 7,0$.

Конкретный анализ проведем для излучения с частотой $\nu_I = 3427,98 \text{ см}^{-1}$, поглощаемого на переходе $000(6_{34}) \rightarrow 001(5_{15})$ молекулы H_2O (при $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu < 0$), и для излучения с $\nu_I = 3759,1 \text{ см}^{-1}$, поглощаемого на переходе $000(6_{34}) \rightarrow 001(6_{33})$ (при $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu > 0$) и с гауссовским распределением интенсивности по радиусу. На рис. 1 представлены результаты расчета изменения Δn по радиусу пучка с $a = 0,2 \text{ см}$ для $\tau_u < \tau_3$ при $t = 0,2 \tau_p(a)$ и $t = 1,5 \tau_p$ при воздействии излучения с $\nu_I = 3427,98 \text{ см}^{-1}$ на среду $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2 - \text{O}_2$ ($\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01$, $\gamma_{\text{O}_2} = 0,2$) с $T_0 = 300 \text{ К}$ и $p_0 = 0,01 \text{ МПа}$ для $I_0 = 20; 100; 500 \text{ МВт/см}^2$ (линии 1—3). Штриховой линией дано изменение Δn , обусловленное только изменением плотности среды Δn_ρ . При указанных условиях $\tau_p = 1 \text{ мкс}$, $\tau_3 = 5,7 \text{ мкс}$. Видно, что увеличение интенсивности воздействующего излучения приводит, во-первых, к росту Δn и, во-вторых, к значительному изменению $\Delta n = f(r)$.

При $t < \tau_p$ (рис. 1, а) с ростом I Δn увеличивается в основном из-за изменения поляризуемости среды при возбуждении молекулярных колебаний H_2O , а при $t > \tau_p$ (рис. 1, б) — вследствие увеличения доли энергии, выделяющейся в поступательные степени свободы, и усиления волны плотности, распространяющейся от оси к периферии пучка. При $I = 500 \text{ МВт/см}^2$ и $t < \tau_p$ на оси пучка достигается насыщение поглощающего перехода. Это приводит к ускорению термализации, поглощенной молекулами H_2O энергии, и, как следствие, к уменьшению Δn_ρ на оси пучка. При этом максимум зависимости $\Delta n(r)$ смещается от оси к периферии пучка. Изменение Δn по радиусу пучка ($a = 1 \text{ см}$) для излучения с $\nu_I = 3759,1 \text{ см}^{-1}$, поглощаемого на переходе с $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu > 0$ атмосферным водяным паром ($\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01$), при $p_0 =$



Р и с. 1



Р и с. 2

$= 1$ кПа и $T_0 = 300$ К для $\tau_u < \tau_3$ при $t = 0,1 \tau_p$ и $t = 0,3 \tau_p$ ($\tau_p = 10$ мкс, $\tau_3 = 28,5$ мкс) иллюстрирует рис. 2, а, б, где штриховые линии соответствуют Δn_p , а линии 1–3 — $I = 4; 20; 100$ МВт/см² (значения I выбирались так, чтобы τ_I было таким же, как и для излучения с $\nu_I = 3427,98$ см⁻¹ в предыдущем случае). Рост I также приводит к увеличению Δn . Однако в силу того, что $\Delta n_p < 0$, Δn при $t < \tau_p$ существенно меньше. Если при $t = 0,1 \tau_p$ Δn определяется в основном изменением поляризуемости среды из-за возбуждения колебаний молекул H₂O, то при $t = 0,3 \tau_p$ основной вклад в Δn дает изменение плотности Δn_p . Следует отметить, что время существования фокусирующей линзы ($\Delta n > 0$) существенно меньше, чем для излучения, поглощаемого на переходах с $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu < 0$. Если при $\tau_3 > \tau_p$ изменение Δn_p из-за изменения плотности среды дает определяющий вклад в Δn для переходов с $E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu < 0$ только при $t \geq \tau_p$, когда газ уже начинает нагреваться, то при $\tau_3 < \tau_p$ это имеет место и в режиме кинетического охлаждения, когда $t \leq \tau_p$. Зависимость Δn для данного случая при различных значениях интенсивности воздействующего излучения с $\nu_I = 3427,98$ см⁻¹ ($a = 0,2$ см) для атмосферы с $\gamma_{H_2O} = 0,01$, $T_0 = 300$ К, $p_0 = 1$ кПа представлена на рис. 3, где линии 1–3 отвечают $I = 50; 100; 200$ МВт/см², а штриховые и сплошные — моментам времени $t = 0,2 \tau_p$; τ_p ($\tau_p = 10,1$ мкс, $\tau_3 = 5,7$ мкс). Видно, что вследствие распространения волны плотности от периферии к центру пучка (при $t < \tau_p$ наблюдается эффект кинетического охлаждения) в приосевой области даже при $t = \tau_p$ формируется собирающая линза, оптическая сила которой увеличивается с ростом I . Насыщение поглощающего перехода при $I = 200$ МВт/см² и $t = \tau_p$ в приосевой области, как и для $\tau_3 > \tau_p$, приводит к смещению максимума зависимости $\Delta n(r)$ от оси к периферии пучка. Отметим, что Δn , а значит, и оптическая сила образующейся собирающей линзы в рассматриваемом случае ($\tau_3 < \tau_p$) существенно больше, чем при $\tau_3 > \tau_p$, где Δn при $t < \tau_p$ определяется в основном изменением поляризуемости

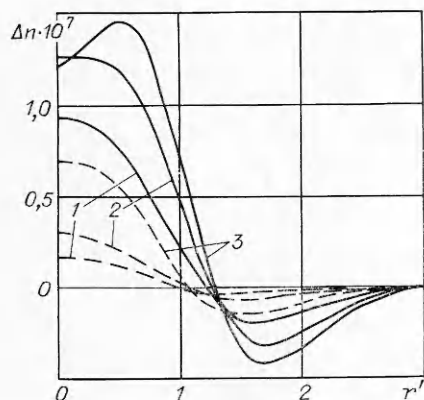


Рис. 3

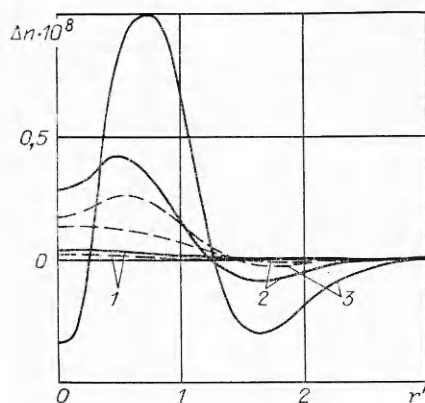


Рис. 4

среды из-за возбуждения молекулярных колебаний H_2O . Однако область с $\Delta n > 0$ значительно меньше, а при $r \geq 1,25$ даже реализуется $\Delta n < 0$. При больших временах начинается нагрев среды, и область с $\Delta n < 0$ занимает также и приосевую зону. Для излучения, поглощаемого на переходах с $E_{j''} - E_{j'} + h\nu > 0$, характер зависимости $\Delta n(r)$ при $\tau_3 < \tau_p$ остается таким же, как и для $\tau_3 > \tau_p$ (см. рис. 2, б), хотя абсолютные значения Δn существенно больше. Поскольку соотношение между временами τ_3 и τ_p определяется как параметрами среды, так и характерным размером пучка (радиусом a), то ясно, что даже при одинаковых T_0 , p_0 , $\gamma_{\text{H}_2\text{O}}$ и I характер изменения показателя преломления по r для пучков с различными a может существенно отличаться. Это иллюстрирует рис. 4, где приведены зависимости $\Delta n(r)$ для пучков с $a = 0,2$ и $0,5$ см (штриховые и сплошные линии) при $t = 0,2 \tau_p$; $0,8 \tau_p$ и $1,4 \tau_p$ (кривые 1—3) для излучения с $\nu_I = 3427,98 \text{ см}^{-1}$, $I = 100 \text{ МВт/см}^2$, воздействующего на среду с $p_0 = 10^{-2} \text{ МПа}$, $T_0 = 300 \text{ К}$ и $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01$. Здесь $\tau_p = 1 \text{ мкс}$, $\tau_3 = 5,7$ ($a = 0,2 \text{ см}$) и $14,3 \text{ мкс}$ ($a = 0,5 \text{ см}$). Если для пучка с $a = 0,5 \text{ см}$ состояние среды с $\Delta n > 0$ сохраняется в приосевой области вплоть до $t = 1,4 \tau_p$, то при $a = 0,2 \text{ см}$ к этому моменту вблизи оси $\Delta n < 0$.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что при поглощении излучения НФ-лазера атмосферным водяным паром в канале воздействующего луча возможно образование фокусирующей нестационарной линзы. Длительность ее существования зависит от соотношения времени термализации поглощенной молекулами H_2O энергии излучения и времени распространения акустических колебаний поперек луча.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. Об охлаждении паров воды при поглощении излучения с длиной волны $\lambda = 2,8 \text{ мкм}$ // Изв. АН СССР. МЖТ.— 1986.— № 3.
2. Осипов А. И., Уваров В. В. Распространение звука в колебательно-неравновесном газе // Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия.— 1984.— Т. 25, № 6.
3. Осипов А. И., Панченко В. Я., Филиппов А. А. Самофокусировка лазерного излучения, индуцированная неравновесным колебательным возбуждением молекул // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 6.
4. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.
5. Pandley R. K. K., Santry D. P. Vibrational contribution to molecular polarizabilities and hyperpolarizabilities // J. Chem. Phys.— 1980.— V. 73, N 6.
6. Булдаков М. А., Королев Б. В. и др. Поляризуемость N_2 и O_2 // Оптика и спектроскопия.— 1987.— Т. 62, вып. 3.

г. Москва

Поступила 9/X 1987 г.,
в окончательном варианте —
16/II 1988 г.