

УДК 533.6.011:535.214

© 1992 г. В. А. ЛЕВИН, А. М. СТАРИК,
О. В. ТАРАНОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ $\lambda=10,6$ МКМ ПАРАМИ ВОДЫ

Пары воды являются основным компонентом атмосферы Земли, поглощающим излучение ИК-диапазона [1]. При этом поглощение излучения может происходить в зависимости от его длины волны как на колебательно-вращательных, так и на чисто вращательных переходах молекулы H_2O [2—4]. Например, излучение целого ряда частот CO_2 -лазера ($\lambda=9,4-10,6$ мкм) поглощается именно во вращательной полосе молекул H_2O . Вплоть до настоящего времени считалось, что поглощение энергии излучения этого частотного диапазона парами воды приводит к нагреву среды, уменьшению показателя преломления и образованию тепловой рассеивающей линзы [5—8]. Лишь недавно в [9] была показана возможность формирования нестационарной фокусирующей линзы при поглощении излучения CO_2 -лазера на вращательных переходах молекулы H_2O . Однако детального анализа динамики изменения показателя преломления, необходимого для определения оптимальных с точки зрения обеспечения минимальных потерь энергии режимов при передаче через атмосферу излучения CO_2 -лазера, проведено не было. Такому анализу и посвящена данная работа.

Будем полагать, что ширина линии воздействующего излучения существенно меньше спектральной линии поглощения, а взаимодействие излучения происходит только с одной линией вращательного перехода молекулы H_2O . Сравнительные данные по частотам излучения CO_2 -лазера (ν_j) и частотам центров линий (ν_{nm}) переходов $m(j', K_a', K_c') \rightarrow n(j'', K_a'', K_c'')$ в молекуле H_2O даны в таблице. Здесь j, K_a, K_c — вращательные квантовые числа, $\Delta\nu = \nu_j - \nu_{nm}$, g_n — кратность вырождения по ядерному спину, E_j и $E_{j'}$ — вращательные энергии нижнего и верхнего состояний поглощающего перехода, а A_{nm} — коэффициент Эйнштейна. Данные по ν_{nm} , E_j и $E_{j'}$ были взяты из [10], а по ν_j — из [11]. Значения A_{nm} получены пересчетом по силам линий, приведенным в [10].

Изменение показателя преломления ($\delta n = n - n_0$, n_0 — показатель преломления невозмущенной среды) при поглощении излучения на вращательных переходах молекул, находящихся в основном колебательном состоянии, в соответствии с [9] представим в виде

$$\delta n = \delta n_p + \delta n_R, \quad \delta n_p = \frac{\delta \rho}{\rho_0} (n_0 - 1) \quad (1)$$

$$\delta n_R = \frac{n_0 c}{2\pi^2 b_D} H_{nm} \delta S_{nm} \quad (2)$$

$$H_{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[(\xi - y)(x - y) - a^2] \exp(-y^2)}{[(\xi - y)^2 + a^2][(x - y)^2 + a^2]} dy$$

$$S_{nm} = \sigma_{nm} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right), \quad \sigma_{nm} = \frac{c^2 A_{nm}}{4\pi b_D \nu_{nm}^2} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}$$

Линии излучения CO ₂ - лазера в полосе 10,4 мкм	Линии поглощения молекулы H ₂ O		
	00 ¹ →10 ⁰	$\nu_I, \text{см}^{-1}$	$J', k', k_c' \rightarrow J'', k_a'', k_c''$
P(40)	924,974	8 _{2,7} → 9 _{7,2}	924,988
P(36)	929,017	13 _{6,7} → 14 _{9,6}	928,986
P(34)	931,001	9 _{1,8} → 9 _{8,1}	930,725
P(28)	936,804	13 _{6,8} → 14 _{9,5}	937,308
P(16)	947,742	11 _{0,11} → 12 _{5,8}	948,263
P(8)	954,545	15 _{6,9} → 16 _{9,8}	954,239
R(12)	970,547	12 _{7,5} → 13 _{10,4}	970,268
R(12)	970,547	12 _{7,6} → 13 _{10,3}	970,570
R(16)	973,2885	16 _{5,12} → 17 _{8,9}	973,253
R(16)	973,2885	12 _{1,11} → 13 _{6,8}	973,487
R(34)	984,383	10 _{3,7} → 11 _{8,4}	984,113

Линии излучения CO ₂ - лазера в полосе 10,4 мкм	Линии поглощения молекулы H ₂ O				
	00 ¹ →10 ⁰	$E_j', \text{см}^{-1}$	$E_j'', \text{см}^{-1}$	$A_{nm}, \text{с}^{-1}$	g_i
P(40)	885,600	1810,588	1,47 10 ⁻³	3	-0,014
P(36)	2756,418	3685,404	1,055	3	0,0314
P(34)	1079,080	2009,805	5,96 10 ⁻⁶	3	0,276
P(28)	2748,106	3685,414	0,350	3	-0,504
P(16)	1327,110	2275,373	0,0226	3	-0,521
P(8)	3472,880	4427,119	2,240	3	0,306
R(12)	2613,104	3583,372	0,445	1	0,279
R(12)	2612,801	3583,371	0,445	3	-0,0228
R(16)	3639,537	4612,790	3,220	3	0,036
R(16)	1774,619	2748,106	0,0966	1	-0,198
R(34)	1538,150	2522,263	1,0760	1	0,27

$$\xi = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{\nu_{nm}}{b_D}, \quad x = 2\Delta\nu \frac{\sqrt{\ln 2}}{b_D}, \quad a = b_c \frac{\sqrt{\ln 2}}{b_D}$$

$$\delta\rho = \rho - \rho_0, \quad \delta S_{nm} = S_{nm} - S_{nm}^0, \quad \Delta\nu = \nu_I - \nu_{nm}$$

Здесь ρ — плотность газа, c — скорость света в вакууме, b_c и b_D — столкновительная и доплеровская ширина спектральной линии поглощения на полувысоте, g_q ($q = n, m$) — кратность вырождения состояния q , а N_q — плотность молекул в этом состоянии (напомним, что $g_q = g_q^* g_q^*$, где $g_q^* = 2j_q + 1$), индекс ноль соответствует невозмущенному состоянию среды.

Из (1), (2) видно, что изменение показателя преломления в рассматриваемом случае определяется не только изменением плотности среды, как это считалось в [5—8], но и изменением населенностей уровней поглощающего перехода.

Для молекул H₂O времена вращательной релаксации τ_R существенно больше характерного времени поступательной релаксации τ_t [12, 13]. Вращательную кинетику при этом можно рассматривать при установившемся равновесии по поступательным степеням свободы. Достаточно строгая теория вращательной релаксации в газах, состоящих из молекул типа асимметричного волчка, в настоящее время не разработана. Поэтому для описания кинетики заселенностей уровней, взаимодействующих с излучением, целе-

сообразно воспользоваться достаточно простой двухуровневой моделью вращательной релаксации, допускающей аналитическое решение и дающей в ряде случаев адекватные реальности результаты. В этой модели изменение N_m и N_n описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{dN_m}{dt} = -\tau_I^{-1} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right) + \tau_R^{-1} \left[N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \exp \left(-\frac{\Delta E_{nm}}{kT} \right) \right] + A_{nm} N_n \quad (3)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \tau_I^{-1} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right) - \tau_R^{-1} \left[N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \exp \left(-\frac{\Delta E_{nm}}{kT} \right) \right] - A_{nm} N_n \quad (4)$$

$$\tau_I^{-1} = \frac{\sigma_{nm} H(x, a) I}{h\nu_I}$$

Здесь τ_R — время столкновительной вращательно-поступательной (R — T) релаксации, τ_I — время индуцированных переходов, I — интенсивность воздействующего излучения, h — постоянная Планка, $H(x, a)$ — функция Фойхга, $\Delta E_{nm} = E_n - E_m$, T — температура газа, k — постоянная Больцмана.

Решениями (3), (4) являются

$$N_m = \frac{B}{A} + \left(N_m^0 - \frac{B}{A} \right) \exp(-At_R) \quad (5)$$

$$N_n = N_n^0 + \left(N_m^0 - \frac{B}{A} \right) [1 - \exp(-At_R)] \quad (6)$$

$$A = \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \frac{\tau_R}{\tau_I} + A_{nm} \tau_R + 1 + \frac{g_n}{g_m} \exp \left(-\frac{\Delta E_{nm}}{kT} \right)$$

$$B = (N_m^0 + N_n^0) \left(1 + A_{nm} \tau_R + \frac{\tau_R}{\tau_I} \right)$$

$$N_q^0 = N_q(t=0), \quad t_R = t/\tau_R$$

Учитывая (5), (6), имеем

$$\delta S_{nm} = \sigma_{nm} \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \left(\frac{B}{A} - N_m^0 \right) [1 - \exp(-At_R)] \quad (7)$$

Определим теперь изменение плотности и температуры среды. Будем рассматривать прямоугольные по времени импульсы с длительностью τ_u , удовлетворяющей условию $\tau_u \ll \tau_v \ll \min(\tau_T, \tau_F, \tau_k)$, где τ_T , τ_F и τ_k — характерные времена теплопроводности, диффузии и конвекции. При этом справедливы уравнения гидродинамики для невязкого нетеплопроводного газа, которые для рассматриваемого случая можно представить в виде, аналогичном [14]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (v \nabla) v = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{F_{NL}}{\rho} \quad (9)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v \nabla T + p \nabla v = Q_v \quad (10)$$

$$Q_v = kI - \frac{de_r}{dt}, \quad e_r = E_f N_m + E_f N_n, \quad k_v = S_{nm} H(x, a)$$

Здесь p , v — давление и скорость газа, k_v — коэффициент поглощения

излучения пара́ми воды, C_v — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, F_{NL} — нелинейная сила, действующая на диэлектрик, помещенный в электромагнитное поле. Для двухуровневой молекулярной системы величина C_v определяется выражением [9]

$$C_v = C_v^0 - \frac{1}{\rho T^3} \sum_{q=m,n} E_q N_q^* \left[\frac{E_q}{k} - C_{r,i} T \right]$$

$$C_v^0 = \left(\frac{3}{2} + \sum_{i=1}^3 C_{r,i} \gamma_i \right) \frac{R}{\mu}, \quad N_q^* = \frac{\rho N_A}{\mu} \gamma_i \frac{g_q}{z_r} \exp \left(- \frac{E_q}{kT} \right)$$

$$z_r = 2 \sqrt{\frac{\pi T^3}{A_0 B_0 C_0}}$$

где R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес смеси, γ_i — молярная доля i -го компонента смеси ($i = 1, 2, 3$ соответствуют H_2O , N_2 , O_2), $C_{r,i}$ — теплоемкость вращательных степеней свободы i -го компонента ($C_{r,1} = 1,5$; $C_{r,2} = C_{r,3} = 1$), N_A — число Авогадро, A_0 , B_0 , C_0 — вращательные постоянные для молекулы H_2O в основном колебательном состоянии. В соответствии с [15] $A_0 = 40,148$ К, $B_0 = 20,91$ К, $C_0 = 13,358$ К. Выражение для F_{NL} в случае слабопоглощающего газа было получено в [14]

$$F_{NL} = \frac{n^2 - 1}{2cn_0} \nabla_{\parallel} I + \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \frac{\partial I}{\partial t} - \frac{Ik_r}{c} \right) l, \quad (11)$$

Здесь l — единичный вектор вдоль направления распространения излучения. Первый член в (11) называется стрикционной силой, второй — силой Абрагама, а третий обусловлен световым давлением.

Для рассматриваемого случая $k_r \leq 10^{-3}$ см $^{-1}$ [16]. При этом, как было показано в [14], составляющими F_{NL} , действующими в направлении распространения луча, можно пренебречь. Кроме того, поглощенная пара́ми воды энергия излучения меньше полной энтальпии смеси. Уравнения (8) — (10) при этом допускают линеаризацию. Переходя к безразмерным переменным $r' = r/R_0$ и $t' = t/\tau_0$, где R_0 — характерный радиус пучка, и рассматривая первоначально покоящийся газ, уравнения для определения безразмерных возмущений плотности $\rho' = \delta\rho/\rho_0$ и температуры $T' = \delta T/T_0$ для осесимметричного случая, который обычно рассматривается в литературе, можно представить в виде

$$\kappa \left[\frac{\partial'^2}{\partial t'^2} - \left(\frac{\tau_0}{\tau_3} \right)^2 \Delta'_1 \right] \frac{\partial \rho'}{\partial t'} = \left(\frac{\tau_0}{\tau_3} \right)^2 \Delta'_1 \left[\frac{\tau_0 Q_r}{\rho_0 T_0 C_v} - \frac{(n_0^2 - 1) I}{2cn_0 \rho_0} \right] \quad (12)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} - \frac{R}{\mu C_v} \frac{\partial \rho'}{\partial t'} = \frac{Q_r \tau_0}{C_v \rho_0 T_0} \quad (13)$$

$$\Delta'_1 = \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial}{\partial r'} \right), \quad \tau_3 = \frac{R_0}{c_0}, \quad c_0 = \sqrt{\kappa \frac{R}{\mu} T_0}$$

Уравнения (12), (13) совместно с решениями (5), (6) образуют замкнутую систему для определения изменения параметров среды при поглощении излучения CO_2 -лазера на вращательных переходах молекулы H_2O .

Будем рассматривать осесимметричные пучки с гауссовым или кольцевым профилем интенсивности по радиусу

$$I(r, t) = I_0(t) \varphi(r)$$

$$\varphi(r) = \exp(-r^2/R^2)$$

$$\varphi(r) = \exp \left[-\frac{(r+b)^2}{R_0^2} \right] + \exp \left[-\frac{(r-b)^2}{R_0^2} \right], \quad b = 4R_0$$

$$I_0(t) = I_0 \quad (0 < t \leq \tau_u); \quad I_0 = 0 \quad (t > \tau_u)$$

Для таких пучков справедливы следующие начальные и граничные условия:

$$Q(r' = R, t') = T'(r' = R, t') = \psi(r' = R, t') = 0$$

$$Q(r', t = 0) = T'(r', t = 0) = \psi(r', t = 0) = \frac{\partial \psi}{\partial t'}(r', t = 0) = 0 \quad (14)$$

$$N_q(t' = 0) = N_q^0, \quad q = m, n$$

$$R = \infty, \quad \psi = \partial \rho' / \partial t \quad (15)$$

В общем случае решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (12), (13) возможно только численными методами. В данной работе для аппроксимации дифференциальных операторов использовались неявные разностные схемы второго порядка точности [17]. Процедура решения построена следующим образом. Сначала при определенных в соответствии с (5), (6) значениях N_m и N_n и невозмущенном значении T решается (12), а затем (13). Полученное значение T используется в новом приближении при решении (12). Итерации проводятся до достижения требуемой точности. При проведении расчетов полагалось $R = 6R_0$.

Конкретный анализ динамики изменения параметров и показателя преломления проведем на примере поглощения излучения CO_2 -лазера на двух вращательных переходах в молекуле H_2O , для одного из которых $\nu_l > \nu_{nm}$, а для другого $\nu_l < \nu_{nm}$. Рассматривается среда $\text{H}_2\text{O}-\text{N}_2-\text{O}_2 = 0,01 : 0,79 : 0,2$, близкая по составу к влажной атмосфере. При вычислении $H(x, a)$ и H_{nm} величина b_c определялась по соотношению $b_c = b_{c-i} \gamma_i$ (подразумевается суммирование по i). При этом в соответствии с [1, 4] для обоих переходов полагалось $b_{c-\text{H}_2\text{O}} = 0,3 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$, $b_{c-\text{N}_2} = 0,2 b_{c-\text{H}_2\text{O}}$, $b_{c-\text{O}_2} = 0,52 b_{c-\text{N}_2}$. Как было показано в [9], в первом случае при любых t поглощение излучения приводит к нагреву газа, а во втором существует промежуток времени, на котором $\delta T < 0$. Из (12), (13) следует, что при $\tau_u / \tau_3 \rightarrow \infty$

$$\frac{\delta \rho}{\rho_0} = \frac{-\delta T}{T_0} + \frac{(n_0^2 - 1)}{2\rho_0 c n_0} I \quad (16)$$

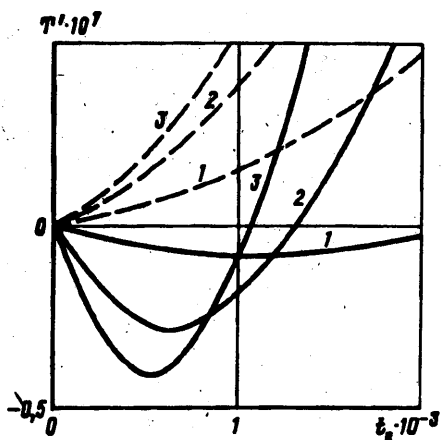
$$\rho_0 \kappa C_v \frac{\partial \delta T}{\partial t'} = \tau_u Q_v \quad (17)$$

Из (16) видно, что нагрев газа приводит к уменьшению $\delta \rho$, а следовательно, и δn , а охлаждение, наоборот, к их увеличению. Из (16) нетрудно также получить граничное значение интенсивности I_s , при котором изменение плотности вследствие стрикции сопоставимо с ее изменением вследствие изменения температуры

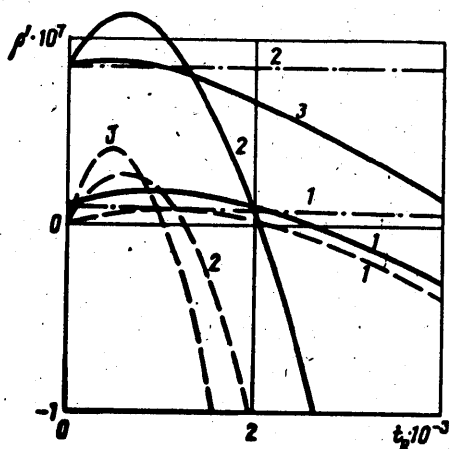
$$I_s = \rho_0 c n_0 \delta T / (n_0 - 1) T_0 \quad (18)$$

Изменение температуры в рассматриваемом случае определим, интегрируя (17) с учетом (5), (6)

$$\delta T = \frac{1}{\rho_0 \kappa C_v} \left\{ h\nu_l \frac{\tau_R}{\tau_l} \left[\left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \frac{B}{A} - (N_m^0 + N_n^0) \right] t_R - \left[\frac{h\nu_l}{A} \frac{\tau_R}{\tau_l} \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) - \Delta E_{nm} \right] \left(\frac{B}{A} - N_m^0 \right) [1 - \exp(-At_R)] \right\} \quad (19)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Предельное значение глубины охлаждения, которое достигается при $\tau_R/\tau_I \rightarrow \infty$, равно

$$\Delta T_{\max} = \frac{h\nu}{\rho_0 C \kappa} \frac{(g_n/g_m)N_m^0 - N_n^0}{1 + g_n/g_m} \quad (20)$$

На фиг. 1 представлены результаты расчета изменения температуры во времени ($t_R = t/\tau_R$) при поглощении излучения CO_2 -лазера с $\nu_I = 929,017$ и $947,742 \text{ см}^{-1}$ (штриховые и сплошные линии) на переходах $13_{6,7} \rightarrow 14_{9,6}$ ($\Delta\nu = -0,0314 \text{ см}^{-1}$) и $11_{0,11} \rightarrow 12_{3,3}$ ($\Delta\nu = -0,521 \text{ см}^{-1}$) молекулы H_2O соответственно (см. таблицу) при $I_0 = 0,1; 1; 10 \text{ МВт/см}^2$ (цифры 1—3). Здесь и далее $T_0 = 300 \text{ К}$, $P_0 = 1 \text{ КПа}$ ($\tau_R = 10^{-7} \text{ с}$) (масштаб для $\delta T/T_0$ при $\nu_I = 929,017 \text{ см}^{-1}$ уменьшен в 100 раз). Видно, что охлаждение для рассматриваемого перехода с $\Delta\nu < 0$ реализуется только на очень малых временах. Как и следует из (20), глубина охлаждения увеличивается с ростом I_0 , но величина его даже при $I_0 = 10 \text{ МВт/см}^2$ существенно меньше предельного ($\Delta T_{\max}/T_0 = 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ К}$).

Изменение плотности во времени на оси пучка с гауссовым распределением $I(r)$, обусловленное изменением температуры и вычисленное в соответствии с (16) (штриховые и сплошные линии) для $I_0 = 0,1; 1; 10 \text{ МВт/см}^2$ (1—3) при воздействии излучения с $\nu_I = 947,742 \text{ см}^{-1}$ ($\nu_I < \nu_{nm}$); иллюстрирует фиг. 2 (масштаб для ρ' при $I_0 = 10 \text{ МВт/см}^2$ увеличен в 10 раз). Для $I_0 = 1$ и 10 МВт/см^2 вклад стрикции в изменение ρ' при $0 < t < t_s$, где t_s — время существования состояния среды с $\delta T < 0$, является определяющим (значение I_s , определенное с использованием для δT выражения (20), равно при рассматриваемых условиях $0,62 \text{ МВт/см}^2$). Для излучения $\nu_I = 929,017 \text{ см}^{-1}$ ($\nu_I > \nu_{nm}$) вклад стрикции в изменение плотности еще больше и на приведенном на фиг. 2 интервале t_R нагрев среды практически не сказывается даже при $I_0 = 0,1 \text{ МВт/см}^2$ (изменение ρ' для этого случая показано на фиг. 2 штрихпунктиром). Из представленных распределений следует, что время существования на оси пучка состояния среды с $\delta\rho > 0$ существенно больше при поглощении излучения с $\nu_I = 929,017 \text{ см}^{-1}$, хотя в этом случае сразу происходит нагрев среды. Обусловлено это тем, что нагрев при малых t_R ($t_R \leq 0,1$) еще не велик и уменьшение плотности вследствие увеличения температуры меньше ее увеличения вследствие стрикции. В то же время, хотя при поглощении излучения с $\nu_I = 947,742 \text{ см}^{-1}$ и достигается временное охлаждение среды, время суще-

ствования эффекта мало, а последующее увеличение температуры происходит существенно быстрее, чем для излучения с $\nu_l = 929,017 \text{ см}^{-1}$.

Рассмотрим сначала особенности изменения показателя преломления при воздействии излучения с $\nu_l < \nu_{nm}$. Нетрудно показать, что в этом случае $H_{nm} > 0$, а следовательно, $\delta n_R < 0$ (при поглощении $\delta S_{nm} < 0$). При $\tau_u/\tau_3 \rightarrow \infty$ величину δn_p можно представить в виде двух слагаемых

$$\delta n_p = \delta n_T + \delta n_F \quad (21)$$

$$\delta n_T = -\frac{\delta T}{T_0} (n_0 - 1), \quad \delta n_F = \frac{(n_0 - 1)^2}{\rho_0 c n_0} I \quad (22)$$

Используя (2), (7), а также (22) и (20), нетрудно определить отношение $|\delta n_R/\delta n_T|$, которое реализуется при максимальной глубине охлаждения ($\delta T = \Delta T_{max}$)

$$\left| \frac{\delta n_R}{\delta n_T} \right|_{max} = \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \frac{H_{nm} \rho_0 \delta c v_l T_0 \sigma_{nm}}{h \Delta \nu 2 \pi^2 b_D (n_0 - 1)}$$

Для излучения с $\nu_l = 947,742 \text{ см}^{-1}$ при рассматриваемых условиях $|\delta n_R|_{max} \gg \delta n_T$, т. е. на интервале $[0, t_1]$ величиной δn_T по сравнению с δn_R можно пренебречь. Как показали расчеты, это можно делать и для других значений $\nu_l < \nu_{nm}$ при поглощении излучения CO_2 -лазера на вращательных переходах молекулы H_2O . Отсюда следует, что только стрикция может приводить к формированию области $\delta n > 0$ на оси пучка при воздействии излучения с $\nu_l < \nu_{nm}$. Учитывая (22), интенсивность излучения, при которой $\delta n_F = |\delta n_R|_{max}$, можно представить в виде

$$I_R = \frac{H_{nm} \sigma_{nm} c^2 \rho_0 n_0^2}{(n_0 - 1) 2 \pi^2 b_D} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m^0 - N_n^0 \right)$$

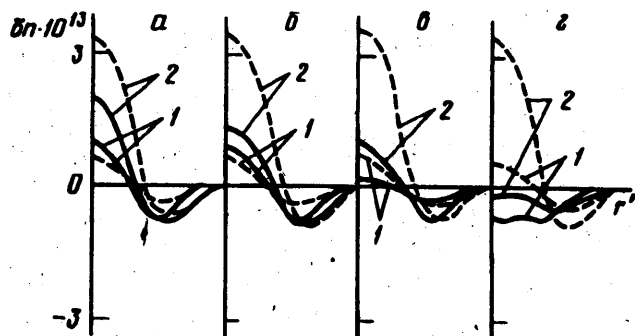
Для рассматриваемых параметров $I_R = 24 \text{ ГВт/см}^2$.

На фиг. 3 представлены результаты численного расчета изменения во времени ($t_R = 10^{-5} t/\tau_R$) зависимостей $\delta n_p(r')$ (масштаб для δn_p увеличен в 300 раз) и $\delta n(r')$ (штриховые и сплошные линии) при воздействии пучка с $R_p = 0,1 \text{ см}$ ($\tau_3 = 20\tau_R$) с $\nu_l = 947,742 \text{ см}^{-1}$ и $I_0 = 100$ и 500 МВт/см^2 (1, 2). Здесь $a, b, в, г$ соответствуют $t_R = 1,037; 1,042; 1,047; 1,052$.

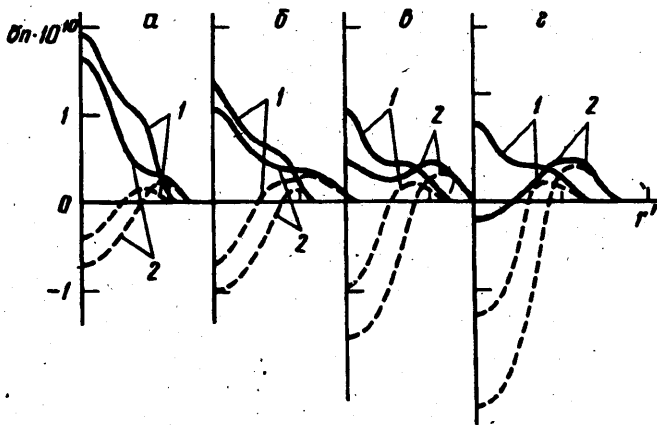
Несмотря на то, что $\delta n_R < 0$, на небольшом временном интервале в канале пучка формируется фокусирующая линза, появление которой обусловлено изменением δn_p вследствие стрикции. Увеличение I_0 приводит в этом случае к увеличению δn_p , а следовательно, и δn , а также к увеличению времени существования фокусирующей линзы. Увеличение температуры среды при $t > t_1$ приводит к резкому уменьшению δn_T ($\delta n_T < 0$) и в канале пучка начинает формироваться область с $\delta n < 0$.

Для излучения с $\nu_l > \nu_{nm}$ $H_{nm} < 0$, а следовательно, $\delta n_R > 0$. Поскольку и в этом случае $\delta n_p > 0$ при любом t , то к уменьшению показателя преломления приводит только нагрев среды. Из изложенного следует, что время существования фокусирующей линзы в канале луча в этом случае должно быть существенно больше, чем при воздействии излучения с $\nu_l < \nu_{nm}$, и оно увеличивается с ростом радиуса пучка. Это подтвердили и проведенные численные расчеты.

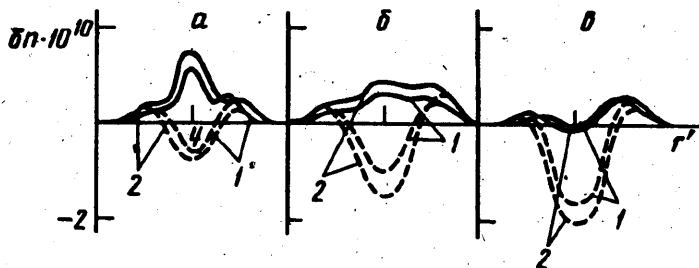
На фиг. 4 для гауссова пучка с $R_p = 0,4 \text{ см}$ ($\tau_3 = 80\tau_R$) и $R_s = 0,1 \text{ см}$ ($\tau_3 = 20\tau_R$) (цифры 1, 2) показано изменение во времени ($t_R = t/\tau_R$) распределений $\delta n_p(r')$ и $\delta n(r')$ (штриховые и сплошные линии) при воздействии



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

излучения с $\nu_I = 929,017 \text{ см}^{-1}$ ($\nu_I > \nu_{nm}$) и $I_0 = 1 \text{ МВт/см}^2$. Здесь $a, б, в, г$ соответствуют $t_R = 60; 120; 180; 240$. Из представленных распределений видно, что формирование фокусирующей линзы в канале пучка происходит сразу после включения поля.

По мере увеличения δS_{nm} увеличивается и δn_R , а следовательно, и δn , лишь на достаточно больших временах ($t_R > 30$) на распределение $\delta n(r')$ начинает сказываться нагрев среды. Его влияние тем больше, чем меньше R_p . Уменьшение δn_p на оси пучка и его одновременное увеличение на периферии, обусловленное распространением акустической волны от центра пучка, приводит к появлению второго максимума в распределении $\delta n(r')$, расположенного на некотором расстоянии от оси. Таким образом, нагрев среды при $\nu_I > \nu_{nm}$ приводит с течением времени к формированию в канале

пучка кольцевой структуры фокусирующей линзы. Дальнейший нагрев среды ведет к разрушению этой структуры и на оси пучка формируется область с $\delta n < 0$.

Динамику изменения показателя преломления при воздействии излучения кольцевой формы с $R_0 = 0,1$ см в случае $\nu_1 > \nu_{\text{lim}}$ иллюстрирует фиг. 5 (а, б, в соответственно: $t_R = 80; 160; 240$). Здесь цифры 1, 2 соответствуют $I_0 = 0,1$ и 1 МВт/см². И в этом случае нагрев среды приводит к возникновению двух максимумов в распределении $\delta n(r')$, расположенных практически симметрично относительно области, где $I(r')$ имеет наибольшее значение ($r' = 4$). С течением времени в этом месте образуется область с $\delta n < 0$ и кольцевая структура фокусирующей линзы трансформируется в кольцо с минимумом при $r' = 4$.

Проведенный анализ показал, что основной причиной формирования нестационарной фокусирующей линзы в канале луча при поглощении излучения CO₂-лазера на вращательных переходах молекулы H₂O является изменение резонансной части поляризуемости молекул среды. Влияние стрикции, которая также способствует формированию области с $\delta n > 0$ на оси пучка, становится существенным только при очень больших интенсивностях воздействующего излучения (~ 10 ГВт/см²). Кинетическое охлаждение среды в этом случае практически не влияет на изменение показателя преломления. Представленные результаты также указывают на необходимость учета возбуждения внутренних степеней свободы молекулы H₂O при моделировании распространения излучения CO₂-лазера в атмосфере Земли даже при не очень высоких интенсивностях ($I_0 = 10\text{--}100$ КВт/см²).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
2. Ипполитов И. И. Поглощение излучения лазера на смеси CO₂—N₂ в атмосфере // Оптика и спектроскопия. 1969. Т. 27. № 3. С. 458—463.
3. Eng R. S., Mantz A. W. Tunable diode laser measurement of water vapor line parameters in the 10 to 15 μm spectral region // J. Mol. Spectrosc. 1979. V. 74. № 3. P. 388—399.
4. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. Кинетическое охлаждение паров воды при воздействии лазерного излучения // Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1989. С. 4—24.
5. Wood A. D., Camac M., Gerry F. T. Effects of 10,6 μm laser induced air chemistry on atmospheric refractive index // Appl. Optics. 1971. V. 10. № 8. P. 1877—1884.
6. Гордиец Б. Ф., Осунов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO₂-лазера через атмосферу // Журн. техн. физики. 1974. Т. 44. № 5. С. 1063—1069.
7. Басов Н. Г., Данильчев В. А., Рудой И. Г., Сорока А. М. Кинетическая самофокусировка излучения CO₂-лазера в воздухе // Докл. АН СССР. 1985. Т. 284. № 6. С. 1346—1349.
8. Гочелашвили К. С., Прохоров А. М., Стародумов А. Н., Шишов В. И. Распространение короткого лазерного импульса в условиях кинетического охлаждения // Квант. электроника. 1986. Т. 13. № 1. С. 48—52.
9. Журавлев В. В., Старик А. М. О некоторых механизмах самофокусировки при поглощении излучения на вращательных переходах // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1991. № 3. С. 3—11.
10. Flaud J. M., Camy-Peyret C., Toth R. A. Water vapor line parameters from microwave to infrared medium // Tables of constants and numerical data. Oxford, 1981. V. 19. P. 260.
11. Petersen F. R., Beaty E. C., Pollock C. R. Improved rovibrational constants and frequency tables for the normal laser bands of ¹²C ¹⁶O₂ // J. Mol. Spectrosc. 1983. V. 102. № 1. P. 112—122.
12. Keeton R. G., Bass H. E. Vibrational and rotational relaxation of water vapor, nitrogen and argon at 500° K // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 60. № 1. P. 78—82.
13. Bass H. E., Shields F. D. Absorption of sound in air: High-frequency measurements // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 3. P. 571—576.
14. Журавлев В. В., Сорокин А. А., Старик А. М. О механизмах самофокусировки при взаимодействии лазерного излучения с газовой средой // Квант. электроника. 1990. Т. 17. № 4. С. 501—506.

15. Брюханов В. Н., Быков А. Д., Макушкин Ю. С. и др. Об определении колебательно-вращательных постоянных молекул H_2^{16}O //Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. № 5. С. 916—918.
16. Nordstrom R. J., Thomas M. E., Peterson J. C. et al. Effects of oxygen addition on pressure-broadened water-vapor absorption on the 10 μm region//Appl. Optics. 1978. V. 17. № 17. P. 2724—2729.
17. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.V.1991