

УДК 533.6.011 : 621.373.826.098.823

В. В. Журавлев, А. М. Старик

**О НЕКОТОРЫХ МЕХАНИЗМАХ САМОФОКУСИРОВКИ
ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДАХ**

В настоящее время значительный интерес проявляется к исследованию нелинейных эффектов в газовых средах при поглощении излучения. Изменение показателя преломления, обусловленное этими эффектами, определяет характер распространения лазерного пучка [1]. В зависимости от частоты воздействующего излучения его поглощение может приводить к возбуждению различных видов внутреннего движения молекул. Так, поглощение излучения ИК-диапазона происходит на колебательно-вращательных либо чисто вращательных переходах. Основные механизмы изменения показателя преломления при возбуждении молекулярных колебаний рассматривались в [2—4]. В то же время подобного анализа при поглощении излучения во вращательной полосе не проводилось. Известно, что излучение целого ряда частот CO₂-лазера поглощается на чисто вращательных переходах молекулы H₂O [5, 6]. При этом считается, что поглощение энергии излучения с $\lambda = 9,4\text{—}10,6$ мкм парами воды приводит к нагреву среды и как следствие к уменьшению показателя преломления и образованию тепловой рассеивающей линзы в канале луча [7, 8]. Лишь недавно в [9] была показана возможность временного уменьшения температуры при поглощении излучения на вращательных переходах. В настоящей работе рассматриваются особенности изменения показателя преломления молекулярных газов, поглощающих излучение на переходах между вращательными уровнями основного колебательного состояния и анализируются условия формирования фокусирующей линзы в канале луча.

Пусть молекулы находятся в основном электронном и колебательном состояниях, а частота воздействующего излучения ν_I резонансна частоте центра спектральной линии поглощения некоторого вращательного перехода $m \rightarrow n$ с энергиями состояний E_m и E_n ($E_n > E_m$) соответственно: $\nu_I = (E_n - E_m)/h + \Delta\nu$. Здесь $\Delta\nu = \nu_I - \nu_{nm}$; ν_{nm} — частота, отвечающая центру линии поглощающего перехода; h — постоянная Планка. Показатель преломления n определяется резонансной α_{nm} и нерезонансной (статической) α_0 частями поляризуемости молекул [10]:

$$(1) \quad n - 1 = 2\pi N(\alpha_0 + \text{Re } \alpha_{nm}).$$

Мнимая часть α_{nm} связана, как известно, с коэффициентом поглощения k_ν [11]

$$(2) \quad \text{Im } \alpha_{nm} = ck_\nu/(\pi^2\nu_I N),$$

где c — скорость света в вакууме; $N = \rho N_A/\mu$; ρ — плотность газа; μ — молекулярный вес; N_A — число Авогадро. Величина k_ν определяется выражением [12]

$$(3) \quad k_\nu = S_{nm}H(x, a), \quad S_{nm} = \sigma_{nm}(g_n N_m/g_m - N_n),$$

$$H(x, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (x-y)^2} dy, \quad \sigma_{nm} = \frac{\lambda_{nm}^2 A_{nm}}{4\pi b_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}.$$

Здесь $a = b_c \sqrt{\ln 2}/b_D$; $x = 2\Delta\nu \sqrt{\ln 2}/b_D$; $\lambda_{nm} = c/\nu_{nm}$; b_c и b_D — столкновительная и доплеровская ширина линии на полувысоте; A_{nm} — коэф-

коэффициент Эйнштейна; g_q ($q = n, m$) — кратность вырождения состояния q ; N_q — плотность молекул в этом состоянии. Используя (2), (3) и соотношение Крамера — Кронига, получим [13]

$$(4) \quad \operatorname{Re} \alpha_{nm} = \frac{n_0 c \sqrt{\ln 2 \mu}}{4\pi^3 \rho N_A b_D} S_{nm} H_{nm}(x, a, \xi_0),$$

$$H_{nm}(x, a, \xi_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[(\xi_0 - y)(x - y) - a^2] \exp(-y^2)}{[(\xi_0 - y)^2 + a^2][(x - y)^2 + a^2]} dy,$$

где $\xi_0 = 2\sqrt{\ln 2} v_{nm}/b_D$; n_0 — показатель преломления невозмущенной среды.

В соответствии с (1), (4) изменение показателя преломления ($\delta n = n - n_0$) представим в виде

$$(5) \quad \delta n = \delta n_\rho + \delta n_R,$$

$$\delta n_\rho = \frac{\delta \rho}{\rho_0} (n_0 - 1), \quad \delta n_R = \frac{n_0 c H_{nm}}{2\pi^2 b_D} \delta S_{nm}.$$

Из (5) видно, что для вычисления δn необходимо определить не только изменение плотности среды, но и изменение населенностей уровней поглощающего перехода. Анализ будем проводить для импульсов, длительность которых τ_n удовлетворяет условию $\max(\tau, \tau_t) \ll \tau_n \ll \min(\tau_T, \tau_F, \tau_K)$ ($\tau, \tau_t, \tau_T, \tau_F, \tau_K$ — характерные времена релаксации поляризации, поступательной релаксации, теплопроводности, диффузии и конвекции). Для определения состояния среды при воздействии излучения в этом случае можно использовать уравнения гидродинамики для невязкого нетеплопроводного газа. Пусть также

$$\int_0^{\tau_n} k_\nu I dt \ll \rho H_0$$

(I — интенсивность воздействующего излучения, H_0 — удельная энтальпия смеси). Уравнения гидродинамики при этом допускают линеаризацию. Пренебрегая изменением плотности вследствие стрикции и изменением температуры вследствие электрокалорического эффекта (при рассматриваемых в работе параметрах эти эффекты малы и не изменяют существа затрагиваемых вопросов), уравнения для определения $\delta \rho$ и δT запишем как

$$(6) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta_\perp \right) \frac{\partial}{\partial t} \delta \rho = (\alpha - 1) \Delta_\perp Q;$$

$$(7) \quad \rho_0 C_V \frac{\partial \delta T}{\partial t} - \frac{R}{\mu} T_0 \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = Q,$$

$$Q = k_\nu I - \frac{de_r}{dt}, \quad C_V = \left(\frac{3}{2} + \bar{C}_r \right) \frac{R}{\mu},$$

$$\alpha = 1 + \frac{R}{\mu C_V}, \quad \Delta_\perp = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Здесь c_0 — скорость звука в среде; R — универсальная газовая постоянная; e_r — вращательная энергия молекул в единице объема; RC_r/μ — вращательная теплоемкость.

Определим величину $\delta \rho$ в двух предельных случаях. Вводя переменные $t' = t/\tau_n$ и $r' = r/a$ (a — характерный радиус пучка) и объединяя (6), (7), получим

$$(8) \quad \frac{\partial}{\partial t'} \left(\alpha \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t'^2} - \frac{\tau_{II}^2}{\tau_3^2} \Delta_{\perp} \rho' \right) = \frac{\tau_{II}^2}{\tau_3^2} \Delta_{\perp} \frac{\partial T'}{\partial t'}$$

где τ_3 — время распространения звуковых колебаний по радиусу луча ($\tau_3 = a/c_0$); $\rho' = \delta\rho/\rho_0$; $T' = \delta T/T_0$.

Пусть $\tau_{II} \ll \tau_3$, тогда при $\rho'(t=0) = \frac{\partial \rho'}{\partial t'}(t=0) = 0$ из (8) получаем $\delta\rho \sim (\tau_{II}/\tau_3)^2$ и $\delta\rho \rightarrow 0$ при $\tau_{II}/\tau_3 \rightarrow 0$, так что $\delta n = \delta n_R$. Пусть теперь $\tau_{II} \gg \tau_3$, из (7), (8) следует $\delta\rho/\rho_0 = -\delta T/T_0$, $\rho_0 \alpha C_V \partial \delta T / \partial t = Q$. Величина δn определяется при этом наряду с изменением δn_R изменением температуры:

$$(9) \quad \delta n = -(\delta T/T_0)(n_0 - 1) + \delta n_R.$$

Пусть времена вращательной релаксации (τ_R) в среде больше τ_t . Такая ситуация реализуется для газа, молекулы которого обладают большим вращательным квантом (H_2O , HF , HCl , H_2S и др.). В этом случае вращательную кинетику можно рассматривать при установившемся равновесии по поступательным степеням свободы, а уравнения, описывающие изменение числа частиц в различных вращательных состояниях m , n , k ($k \neq m, n$), представить в виде [12]

$$(10) \quad \frac{dN_m}{dt} = -\tau_I^{-1} \left(\frac{g_m}{g_n} N_m - N_n \right) + \sum_j F_j^{m\leftarrow} + \sum_k F_{sp}^{mk};$$

$$(11) \quad \frac{dN_n}{dt} = \tau_I^{-1} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right) + \sum_j F_j^n + \sum_k F_{sp}^{nk};$$

$$(12) \quad \frac{dN_k}{dt} = \sum_j F_j^k + \sum_q F_{sp}^{kq}.$$

Здесь $\tau_I^{-1} = W_{nm}I/h\nu_I$; $W_{nm} = \sigma_{nm}H(x, a)$; F_j^q — член, ответственный за столкновительную релаксацию молекулы в состоянии q в процессах вращательно-вращательного $R-R$ - и вращательно-поступательного $R-T$ -обмена, а F_{sp}^{kq} — за спонтанный распад состояния k . Учитывая, что $e_r = \sum_j E_j N_j$ (E_j — вращательная энергия молекулы в состоянии j), и используя (10)–(12), уравнение, описывающее изменение температуры в канале луча, запишем как

$$(13) \quad \rho_0 C_T \frac{dT}{dt} = \frac{\Delta\nu}{\nu_I} k_\nu I - \Phi_R - \Phi_{sp},$$

$$\Phi_R = \sum_{i=n,m,k} E_i \sum_j F_j^i, \quad \Phi_{sp} = \sum_{i=n,m,k} E_i \sum_q F_{sp}^{iq}.$$

При $\tau_{II} \ll \tau_3$ $C_T = C_V$ и при $\tau_{II} \gg \tau_3$ $C_T = \alpha C_V$. Пусть $|k_\nu \Delta\nu| I \gg \nu_I |\Phi_R + \Phi_{sp}|$. Это условие выполняется при $\tau_I \ll h\Delta\nu \min(\tau_R^j/E_j)$, где $\tau_R^j = \{\tau_{RR}^j, \tau_{RT}^j, \tau_{sp}^j\}$, а τ_{RR} , τ_{RT} и τ_{sp} — характерные времена $R-R$ -, $R-T$ -обмена и спонтанного распада. В этом случае охлаждение среды при поглощении излучения ($k_\nu > 0$) имеет место, если $\Delta\nu < 0$. При усилении света инверсной средой ($k_\nu < 0$) охлаждение будет наблюдаться при $\Delta\nu > 0$. Этот механизм охлаждения при поглощении излучения на колебательно-вращательных и чисто вращательных переходах молекулярных газов анализировался в [9]. Решение уравнения (13) совместно с (10)–(12) для каждой конкретной смеси газов возможно только с использованием численных методов. В то же время при условии сохранения числа частиц в состояниях m и n система (10)–(12), а следовательно, и уравнение (13) допускают аналитическое решение в достаточно общем случае. Это условие выполняется для двухуровневой модели вращательной релаксации, уравнения для описания которой следуют из (10), (11) при $\tau_R^{nm} \ll$

$\ll \tau_R^{m^*}, \tau_R^{n^*}$. В данном случае на интервале (τ_I, τ_R^{nm}) имеем

$$(14) \quad \frac{dN_m}{dt} = -\tau_I^{-1} \left(\frac{g_n}{g_m} N_{n1} - N_n \right) + \tau_R^{-1} \left[N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \exp \left(-\frac{\Delta E_{nm}}{KT} \right) \right] + A_{nm} N_n;$$

$$(15) \quad \frac{dN_n}{dt} = \tau_I^{-1} \left(\frac{g_n}{g_m} N_{n1} - N_n \right) - \tau_R^{-1} \left[N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \exp \left(-\frac{\Delta E_{nm}}{KT} \right) \right] - A_{nm} N_n.$$

Здесь τ_R — время столкновительной $R-T$ -релаксации; K — постоянная Больцмана; $\Delta E_{nm} = E_n - E_m$. Решения (14), (15) принимают вид

$$(16) \quad N_m = \frac{B}{A} + \left(N_m^0 - \frac{B}{A} \right) \exp(-At);$$

$$(17) \quad N_n = N_n^0 + \left(N_m^0 - \frac{B}{A} \right) [1 - \exp(-At)],$$

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

$$B = (N_m^0 + N_n^0) (1 + A_{nm} \tau_R + \tau_R/\tau_I) \quad (N_q^0 = N_q(t=0), \bar{t} = t/\tau_R).$$

Используя (16), (17), для δS_{nm} получаем

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

Определим теперь изменение температуры среды. Учтем при этом, что для принятой модели на интервале (τ_I, τ_R^{nm}) лишь состояния m и n имеют отличную от равновесной заселенность. Удельная теплоемкость такой системы должна определяться выражением

$$(18) \quad C_V = C_V^e - \frac{1}{\rho \bar{I}^2} \sum_{j=m,n} E_j N_j^e \left[\frac{E_j}{K} - \bar{C}_r^e T \right],$$

$$C_V^e = \left(\frac{3}{2} + \bar{C}_r^e \right) \frac{R}{\mu}, \quad N_j^e = \frac{\rho N_A}{\mu} \gamma_k \frac{g_j}{Z_r} \exp \left(-\frac{E_j}{KT} \right),$$

где $\frac{R}{\mu} \bar{C}_r^e$ — удельная теплоемкость вращательных степеней свободы при их равновесии с поступательными ($\bar{C}_r^e = 1$ для линейных и $\bar{C}_r^e = 1,5$ для нелинейных молекул); N_A — число Авогадро; γ_k — молярная доля поглощающего компонента в смеси; Z_r — вращательная статистическая сумма.

Интегрируя (13) с учетом (16)–(18), для $\delta T = T - T_0$ имеем

$$(19) \quad \rho_0 C_T \delta T = h\nu_I \frac{\tau_R}{\tau_I} \left[\left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \frac{B}{A} - (N_m^0 + N_n^0) \right] \bar{t} - \left[\frac{h\nu_I}{A} \frac{\tau_R}{\tau_I} \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) - \Delta E_{nm} \right] \left(\frac{B}{A} - N_m^0 \right) [1 - \exp(-A\bar{t})].$$

При $A_{nm} \tau_R \ll 1$ (это неравенство выполняется для не очень разреженных газов) из (19) следует, что $\delta T < 0$ только при выполнении условия

$$(20) \quad \frac{\tau_R}{\tau_I} h\nu \left(\frac{g_n}{g_m} N_m^0 - N_n^0 \right) + h\nu_{nm} (N_n^0 - N_n^e) < 0,$$

$$N_n^e = \frac{g_n}{g_m} N_m^0 \exp(-\Delta E_{nm}/KT).$$

Если $N_n^0 = N_n^e$ (при $t = 0$ газ равновесен) или $\tau_R/\tau_I \rightarrow \infty$, (20) принимает вид

$$(21) \quad \left(\frac{g_n}{g_m} N_m^c - N_n^0 \right) \Delta v < 0.$$

Неравенство (21) совпадает с полученным ранее из (13) условием охлаждения при $I \rightarrow \infty$. Если же $N_n^0 > N_n^e$, то наряду с (21) должно еще выполняться условие

$$(22) \quad I > \frac{h\nu_0 \nu_I}{|\Delta v k_\nu| \tau_R} (N_n^0 - N_n^e).$$

Максимальная глубина охлаждения ΔT_S при выполнении (21), (22) достигается при $\bar{t} = \bar{t}_S$

$$\bar{t}_S = \frac{1}{A} \ln \left\{ \frac{\left[\left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \nu_I - \frac{\tau_I}{\tau_R} A \nu_0 \right] \left[N_m^0 - \frac{B}{A} \right]}{\nu_I \left[(N_m^0 + N_n^0) - \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) \frac{B}{A} \right]} \right\}$$

и определяется выражением

$$\rho_0 C_T \Delta T_S = \frac{h\nu_I}{A} \frac{\tau_R}{\tau_I} \left\{ \left[\left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) B - (N_m^0 + N_n^0) A \right] \bar{t}_S + \right. \\ \left. + \left(\frac{g_n}{g_m} N_m^0 - N_n^0 \right) \right\} - h\nu_{nm} \left(N_m^0 - \frac{B}{A} \right).$$

Время существования эффекта кинетического охлаждения (КО) \bar{t}_f находим из решения трансцендентного уравнения $\delta T = 0$.

В приближении «сильного поля» ($\tau_R/\tau_I \rightarrow \infty$) $\bar{t}_S = 0$,

$$(23) \quad \Delta T_S = \frac{h\Delta v \left(\frac{g_n}{g_m} X_m^0 - X_n^0 \right)}{C_R K \left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right)};$$

$$(24) \quad \bar{t}_f = -\frac{\Delta v}{\nu_I} F_{nm}^{-1}, \quad F_{nm} = \left[1 + \frac{g_n}{g_m} \exp(-\Delta E_{nm}/KT) \right].$$

Здесь $C_R = C_T \mu / R$; $X_q^0 = N_q^c / N_0$; N_0 — полное число молекул в единице объема. При $\tau_R \ll \tau_I$ (приближение «слабого поля») и $N_n^0 = N_n^e$

$$(25) \quad \Delta T_S = \frac{\left(1 + \frac{g_n}{g_m} \right) h\Delta v}{C_R K F_{nm}^2 \sigma_{nm}} \left(\frac{\tau_R}{\tau_I} \right)^2;$$

$$(26) \quad \bar{t}_S = \frac{1}{A} \ln \left(1 - \frac{\Delta v}{\nu_I} \right).$$

При $\Delta v \ll \nu_I$ и $A_{nm} \tau_R \ll 1$ из (26) получаем

$$\bar{t}_S = -\frac{\Delta v}{\nu_I} F_{nm}^{-1}, \quad \bar{t}_f = -2 \frac{\Delta v}{\nu_{nm}} F_{nm}^{-1}.$$

Проиллюстрируем полученные результаты на конкретных примерах. Рассмотрим сначала поглощение на вращательных переходах двухатомных молекул. Для них $g_q = 2j_q + 1$, $Z_r = B_e/KT$, $E_q = B_e j_q(j_q + 1)$, где j_q — вращательное квантовое число, определяющее полный угловой момент количества движения, B_e — вращательная постоянная.

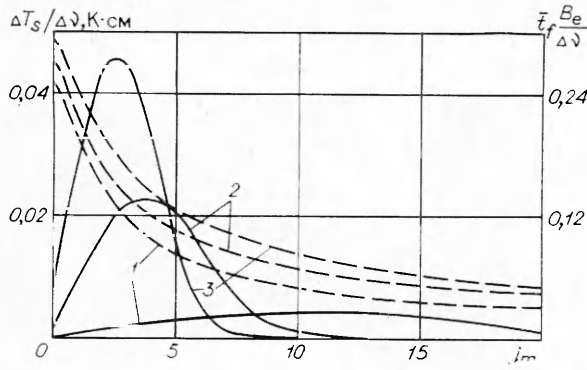


Рис. 1

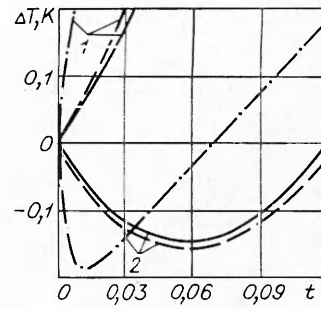


Рис. 2

На рис. 1 представлены результаты расчета по формулам (23), (24) максимальной глубины охлаждения $\Delta T_S/\Delta\nu$ ($\Delta\nu < 0$) и времени существования эффекта КО $\bar{t}_f B_e/|\Delta\nu|$ (сплошные и штриховые кривые) для молекул CO, HCl, HF (линии 1—3) ($B_e = 1,93; 10,59; 20,95 \text{ см}^{-1}$) при $T_0 = 300 \text{ К}$ и различных j_m (переход $j_m \rightarrow j_m + 1$). Видно, что наибольшая величина ΔT_S и \bar{t}_f достигается для молекул с большим B_e (HF, HCl). При $\Delta\nu = B_e$ наибольшие значения ΔT_S для молекул HF, HCl и CO составляют 0,926; 0,239; 0,078 К с соответствующими значениями $\bar{t}_f = 0,27; 0,13; 0,025$.

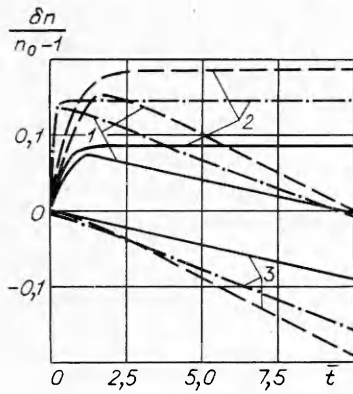
Динамику изменения температуры во времени при поглощении излучения на переходе ($4 \rightarrow 5$) молекулы HCl при $N_n^0 = N_n^e$, $T_0 = 300 \text{ К}$ и $\Delta\nu = +B_e, -B_e$ (кривые 1, 2) в зависимости от τ_R/τ_I иллюстрирует рис. 2. Здесь штрихпунктирные, сплошные и штриховые линии отвечают $\tau_R/\tau_I = 100; 1; 0,01$ (для $\tau_R/\tau_I = 1; 0,01$ масштаб ΔT уменьшен в 10 и 100 раз). Видно, что снижение τ_I (например, вследствие роста интенсивности воздействующего излучения) приводит при $\Delta\nu < 0$ к увеличению ΔT_S и сокращению времени существования эффекта КО, а при $\Delta\nu > 0$ — к более интенсивному нагреву среды.

Как следует из (9), охлаждение газа в канале луча приводит к увеличению n , а нагрев — к его уменьшению. При поглощении излучения охлаждение реализуется при $\Delta\nu < 0$, а нагрев — при $\Delta\nu \geq 0$. В то же время нетрудно показать, что при $\Delta\nu < 0$ $H_{nm} > 0$, а при $\Delta\nu > 0$ $H_{nm} < 0$. Поскольку в этом случае $\delta S_{nm} < 0$, то насыщение поглощающего перехода излучением с $\nu_I < \nu_{nm}$ приведет к уменьшению n , а с $\nu_I > \nu_{nm}$ — к росту n . При $\Delta\nu = 0$ $H_{nm} = 0$.

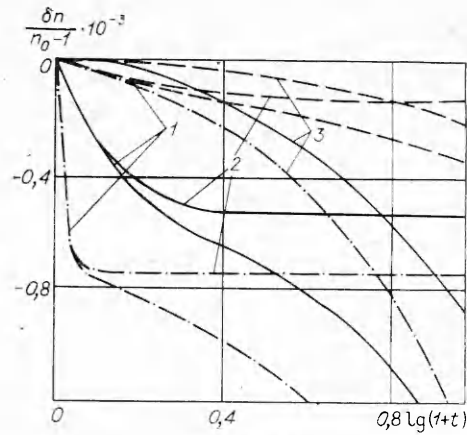
Таким образом, при $\tau_{II} \ll \tau_a$ образование фокусирующей линзы в канале луча ($\delta n > 0$) происходит только при воздействии излучения с $\nu_I > \nu_{nm}$. При $\tau_{II} \gg \tau_a$ существуют два конкурирующих механизма, приводящих к изменению n . Формирование области с $\delta n > 0$ при $\Delta\nu \neq 0$ возможно только при выполнении условия

$$\frac{\delta T}{T_0} (n_0 - 1) < \frac{n_0 c H_{nm}}{\pi^2 b_D} \delta S_{nm}.$$

На рис. 3 показана зависимость изменения показателя преломления хлористого водорода во времени при поглощении излучения с $\nu_I = \nu_{nm} + B_e$ на переходе ($4 \rightarrow 5$) молекулы HCl при $T_0 = 300 \text{ К}$ и различных τ_R/τ_I . Здесь кривые 1—3 отвечают δn , δn_R и δn_0 (при $\tau_{II} \gg \tau_a$), а сплошные, штрихпунктирные и штриховые линии $\tau_R/\tau_I = 1; 100; 0,01$ (для $\tau_R/\tau_I = 0,01$ масштаб уменьшен в 100 раз). При расчетах коэффициент Эйнштейна для перехода ($j \rightarrow j + 1$) в соответствии с [14] вычислялся по соотношению $A_{j,j+1} = (E_{j+1} - E_j)^3 \bar{\mu}^2 / 3\hbar^4 c^3$, $E_j = B_e j(j+1)$, $\bar{\mu} = 1,07D$, а показатель преломления $n_0 = 1 + 2\pi N \alpha_0$, где $\alpha_0 = 2,637 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$. Из представленных распределений видно, что, несмотря на нагрев газа, в канале луча формируется область с $\delta n > 0$, время существования кото-



Р и с. 3



Р и с. 4

рой t_0 при рассматриваемых условиях для всех τ_R/τ_I составляет $\sim 9,5\tau_R$. При $p_0 = 1$ кПа $\tau_R = 10^{-7}$ с и $t_0 = 1$ мкс.

Уменьшение $\Delta\nu$ вплоть до $0,5b_\pi(b_\pi$ — ширина линии поглощения на полувысоте) приводит к увеличению δn и t_0 . При $\Delta\nu = 0$ $\delta n_R = 0$ и всегда $\delta n < 0$. При $\Delta\nu = -B_e$ для хлористого водорода $\delta n_R \simeq 10^{22}\delta n_p$ и практически при любых $-B_e < \Delta\nu < 0$ $\delta n < 0$.

Рассмотрим теперь особенности изменения показателя преломления при поглощении излучения CO_2 -лазера парами воды. Для молекулы H_2O $g_q = g_j^a g_a^a$, $g_j^a = 2j_q + 1$ и $g_a^a = 3$ для антисимметричных и $g_a^a = 1$ для симметричных состояний, $Z_r = 2 \sqrt{\frac{\pi T^3}{A_0 B_0 C_0}}$ (A_0, B_0, C_0 — вращательные постоянные). В таблице приведены $\nu_{nm}, E_j, A_{nm}, g_a$ для нескольких вращательных переходов, в крыльях линий которых происходит поглощение излучения CO_2 -лазера (значения A_{nm} получены из данных [15] по интенсивности линии). Здесь же представлены переходы в CO_2 , на которых происходит генерация излучения с частотой $\nu_I = \nu_{nm} - \Delta\nu$. Проведенные расчеты поглощения излучения CO_2 -лазера с ν_I из таблицы при различных значениях τ_R/τ_I и b_c/b_D (условия выбирались близкими к атмосферным) показали, что для всех $\nu_I < \nu_{nm}$ $|\delta n_p| \ll |\delta n_R|$ даже при $\bar{t} = \bar{t}_s$. Так, для излучения с $\nu_I = 947,742 \text{ см}^{-1}$, генерируемого на переходе $P16(00^01 \rightarrow 10^00)$ CO_2 при $\bar{t} = \bar{t}_s$, $\delta n_R/\delta n_p = 30$. Для остальных линий это соотношение еще больше. Таким образом, для излучения CO_2 -лазера с $\nu_I < \nu_{nm}$, несмотря на КО среды, содержащей молекулы H_2O , в канале луча всегда формируется область с $\delta n < 0$. Причем, начиная с $\bar{t} > \bar{t}_i$, величина $|\delta n|$ растет даже при насыщении поглощающего перехода вследствие нагрева среды ($\delta n_p < 0$). Это иллюстрирует рис. 4, на котором представлены зависимости $\delta n(\bar{t}), \delta n_R(\bar{t}), \delta n_p(\bar{t})$ (кривые 1—3) при поглощении излучения с $\nu_I = 973,2885 \text{ см}^{-1}$ (линия $P16(00^01 \rightarrow 10^00)$ CO_2 -лазера), поглощаемого на переходе $12_{1,11} \rightarrow 13_{6,8}$ ($\Delta\nu = -0,198 \text{ см}^{-1}$) молекулы H_2O при $b_c/b_D = 0,1; 1; 10$ (штриховые, сплошные и штрихпунктирные линии). Указанные значения b_c/b_D соответствуют $\tau_R/\tau_I = 0,1; 1; 10$. Видно, что изменение резонансной части поляризуемости молекул при поглощении излучения существенно влияет на δn и на начальном интервале времени доминирует над δn_p .

Область с $\delta n > 0$ формируется только при поглощении излучения с $\nu_I > \nu_{nm}$. На рис. 5 показано изменение δn , а также δn_R и δn_p (кривые 1—3) во времени при поглощении излучения с $\nu_I = 929,017 \text{ см}^{-1}$, генерируемого на переходе $P36(00^01 \rightarrow 10^00)$ CO_2 , парами воды при $b_c/b_D = 0,1; 1; 10$ (штриховые, сплошные и штрихпунктирные линии). Указанные значения b_c/b_D отвечают $\tau_R/\tau_I = 0,1; 1; 8,4$. Видно, что существует достаточно длительный промежуток времени ($t_0 \approx 500\tau_R$), в течение ко-

Линии поглощения молекулы H₂O

Линии излучения CO ₂ -лазера в полосе 10,4 мкм		Линии поглощения молекулы H ₂ O						
Ветвь перехода 00 ⁰ ₁ → 10 ⁰ ₀	ν_L , см ⁻¹	Переход $j''/k_a, k_c \rightarrow j'/k_a, k_c$	ν_0 , см ⁻¹	$E_{j'}$, см ⁻¹	$E_{j''}$, см ⁻¹	A_{nm} , с ⁻¹	g_a	$\Delta\nu$, см ⁻¹
P(40)	924,974	8 _{2,7} → 9 _{7,2}	924,988	885,60	4810,588	1,47 · 10 ⁻³	3	-0,014
P(36)	929,017	13 _{6,7} → 14 _{9,6}	928,986	2756,418	3685,404	1,055	3	0,0314
P(34)	931,001	9 _{1,8} → 9 _{8,1}	930,725	4070,080	2009,805	5,96 · 10 ⁻⁶	3	0,276
P(28)	936,894	13 _{3,8} → 14 _{9,5}	937,308	2748,106	3685,414	0,35	3	-0,594
P(16)	947,742	11 _{0,11} → 12 _{5,8}	948,263	4327,410	2275,373	0,0226	3	-0,521
P(8)	954,545	15 _{6,9} → 16 _{9,8}	954,239	3472,880	4421,419	2,24	3	0,316
R(12)	970,547	12 _{7,5} → 13 _{10,4}	970,268	2613,104	3583,372	0,445	1	0,279
		12 _{7,6} → 13 _{10,3}	970,570	2612,891	3583,371	0,445	3	-0,0228
		16 _{5,12} → 17 _{8,9}	973,253	3639,537	4612,790	3,32	3	0,036
R(16)	973,2885	12 _{1,11} → 13 _{6,8}	973,487	4774,619	2748,406	0,0966	1	-0,198
R(34)	984,383	10 _{3,7} → 11 _{8,4}	984,413	4538,45	2522,263	1,076	1	0,27

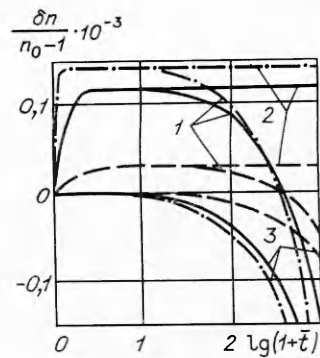


Рис. 5

того реализуется состояние среды с $\delta n > 0$. Приведем некоторые цифры, характеризующие абсолютные значения интенсивности излучения и времени t_0 , отвечающие указанным параметрам. Так, при $p = 1$ кПа и $T = 300$ К $\tau_R \approx 1,5 \cdot 10^{-7}$ с и значению $\tau_R/\tau_I = 1$ соответствуют $I \approx 10^5$ Вт/см², $t_0 \approx 7,5 \cdot 10^{-5}$ с. Для указанных условий длина поглощения $L_v = 10^5$ м, а фокусное расстояние образующейся в канале луча с неоднородным распределением по радиусу интенсивности излучения (например, гауссовским) собирающей линзы при максимальном δn равно $3 \cdot 10^2$ м.

В заключение сделаем несколько общих замечаний по результатам проведенного анализа. При поглощении ИК-излучения на вращательных переходах молекул изменение δn во времени может определяться как изменением плотности, обусловленным нагревом или временным охлаждением газа, так и изменением резонансной части поляризуемости, обусловленной возбуждением молекул резонансным излучением. Значение δn существенным образом зависит от величины и знака расстройки, силы линии поглощающего перехода, интенсивности воздействующего излучения и параметров среды. При длительности импульса $\tau_{и}$, существенно меньшей времени распространения акустических колебаний поперек пучка, величина δn определяется измене-

нием резонансной части поляризуемости, если $\left(\frac{\tau_{II}}{\tau_3}\right)^2 \frac{\delta T}{T_0} (n_0 - 1) \ll \frac{n_0 c \bar{I}_{nm}}{\pi^2 b_D} \times \delta S_{nm}$, если же $\tau_{II} \gg \tau_3$, но естественно меньше характерных времен теплопроводности и диффузии, то здесь δn зависит как от изменения плотности (температуры), так и от изменения резонансной части поляризуемости. Последней при нахождении δn можно пренебречь только при $\pi^2 b_D \delta T (n_0 - 1) \gg n_0 c T_0 H_{nm} \delta S_{nm}$. Формирование области с $\delta n > 0$ при $\tau_{II} \ll \tau_3$ возможно только при положительной расстройке ($\nu_I > \nu_{nm}$), а при $\tau_{II} \gg \tau_3$ и $\nu_I \neq \nu_{nm}$ только на таком интервале времени, где $\pi^2 b_D \delta T (n_0 - 1) < n_0 c T_0 H_{nm} \delta S_{nm}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // УФН.— 1967.— Т. 93, вып. 1.
2. Pandley P. K. K., Santry D. D. Vibrational contribution to molecular polarizabilities and hyperpolarizabilities // J. Chem. Phys.— 1980.— V. 73, N 6.
3. Панченко В. Я., Осипов А. И., Филиппов А. А. О показателе преломления колебательно-возбужденного газа // Квантовая электрон.— 1984.— Т. 11, № 9.
4. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О механизмах изменения показателя преломления при распространении излучения с $\lambda = 2,8$ мкм во влажной атмосфере // Квантовая электрон.— 1988.— Т. 15, № 7.
5. Ипполитов И. И. Поглощение излучения лазера на смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2$ в атмосфере // Оптика и спектроскопия.— 1969.— Т. 27, № 3.
6. Eng R. S., Mantz A. W. Water vapor line parameters in the 10-to 15 μm spectral region // J. Mol. Spectrosc.— 1979.— V. 74, N 3.
7. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении лазерного излучения через атмосферу // ЖТФ.— 1974.— Т. 44, № 5.
8. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Рудой И. Г., Сорока А. М. Кинетическая самофокусировка излучения CO_2 -лазера в воздухе // ДАН СССР.— 1985.— Т. 284, № 6.
9. Старик А. М. О некоторых механизмах охлаждения молекулярного газа в поле резонансного излучения // Хим. физика.— 1987.— Т. 6, № 7.
10. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом.— Минск: Наука и техника, 1977.
11. Лоудон Р. Квантовая теория света.— М.: Мир, 1976.
12. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
13. Журавлев В. В., Сорокин А. А., Старик А. М. О механизмах самофокусировки при взаимодействии лазерного излучения с газовой средой // Квантовая электрон.— 1990.— Т. 17, № 4.
14. Решетняк С. А. Вопросы кинетики в лазерах на плазме и вращательных переходах // Тр. ФИАН.— М.: Наука, 1975.— Т. 83.— С. 146.
15. 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.

г. Москва

Поступила 5/V 1989 г.,
в окончательном варианте — 23/I 1990 г.

УДК 539.2; 539.12.04

В. Н. Гусельников, К. А. Дергобузов, А. П. Яловец

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ ПОТОКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Известно, что при облучении диэлектриков и полупроводников потоком быстрых электронов в них накапливается объемный заряд (ОЗ), электрическое поле которого существенно влияет на перенос первичных частиц, а также может вызвать электрический пробой и разрушение диэлектрика [1—3]. Хотя данное явление интенсивно исследуется уже в течение 20 лет, в настоящее время отсутствует удовлетворительное математическое описание, что затрудняет порой интерпретацию экспериментальных результатов. Главное приближение, содержащееся в известных решениях задачи о динамике ОЗ [2, 4], состоит в пренебрежении деформацией поглощенной энергии и термализованных электронов вследствие воздействия на перенос поля ОЗ.