

УДК 534.222—539.196

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩИЕ ГАЗОВЫЕ СРЕДЫ В РЕЖИМЕ КИНЕТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

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

Анализируется влияние изменения действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости на распространение импульса излучения в резонансно-поглощающих газовых средах с учетом самовоздействия. Определены условия, при которых это влияние существенно. Показано, что это влияние усиливается при увеличении коэффициента поглощения и длины волны воздействующего излучения.

Изменение показателя преломления газовых сред при воздействии резонансного излучения обусловлено прежде всего динамикой изменения поступательной температуры поглощающего излучение газа [1]. Так, например, уменьшение температуры среды в канале воздействующего лазерного луча приводит к образованию тепловой собирающей линзы и, как следствие, к самофокусировке лазерного пучка [2]. Исследованию самовоздействия излучения при распространении его через газовые резонансно-поглощающие среды посвящено значительное число работ. Однако в большинстве из них рассматривается либо распространение непрерывного излучения на фоне постоянного нагрева среды [3-5], либо анализируется распространение импульса в слабопоглощающих средах, когда изменением мнимой части диэлектрической проницаемости можно пренебречь [6-8]. В то же время при воздействии импульса резонансного излучения на газ, молекулы которого обладают значительным собственным дипольным моментом (например, молекулы галогеноводородов или паров воды), это приближение может оказаться несправедливым. Особую важность эти эффекты приобретают при распространении излучения через резонансно-поглощающие газовые среды в режиме кинетического охлаждения, когда насыщение поглощающего перехода может достигаться за время длительности импульса.

Аналізу изменения показателя преломления газовых сред при распространении резонансного излучения в этих условиях и посвящена данная работа.

1. Основные уравнения и их решение

Распространение электромагнитной волны в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ описывается уравнением

$$\Delta \mathbf{E} - \text{grad div } \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\epsilon \mathbf{E}] = 0, \quad (1.1)$$

$$\epsilon = (n + ix)^2,$$

где c — скорость света в вакууме, \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля, n — показатель преломления, x — коэффициент экстинкции ($x = c\ell/2\omega$, ω — круговая частота воздействующего излучения, ℓ — коэффициент поглощения).

Если изменение показателя преломления $\delta n \ll n_0$ (здесь и далее индекс «0» относится к невозмущенной среде), то для газовых сред ($n_0 \approx 1$) изменением волнового вектора во времени по сравнению с изменением амплитуды волны можно пренебречь.

Полагая, как обычно [4, 9],

$$E = \frac{1}{2} \{eA(z, r, t) \exp[ikz - i\omega t] + \text{к. с.}\}, \quad (1.2)$$

где e — вектор поляризации, $k = (\omega/c) \operatorname{Re}(\sqrt{\epsilon})$, $A(z, r, t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда (ось z выбрана вдоль направления распространения), и считая, что изменение величины k по радиусу пучка r пренебрежимо мало по сравнению с изменением амплитуды, после подстановки (1.2) в (1.1) с точностью до членов второго порядка малости получаем

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \Delta_{\perp} A + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2 \right) A + \frac{2i\omega}{c^2} \left(\epsilon \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial \epsilon}{\partial t} \right) = 0. \quad (1.3)$$

Обычно при анализе распространения излучения в резонансно-поглощающих газовых средах членом $A (\partial \epsilon / \partial t)$ в (1.3) пренебрегают [6-9]. Однако как будет показано ниже, для импульсов значительной мощности члены, ответственные за нелинейность среды в (1.3)

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2 \right), \quad \frac{2i\omega}{c^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial t^2},$$

сравнимы и пренебрежение одним из них может привести к существенным погрешностям.

Поглощение резонансного излучения молекулярным газом приводит к изменению как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости. Действительно, вследствие индуцированных светом переходов происходит нарушение первоначального распределения молекул по энергетическим уровням внутренних степеней свободы. Это может приводить, во-первых, к изменению коэффициента поглощения k ; во-вторых, к возникновению потока энергии из поступательных степеней свободы в колебательные или вращательные и, как следствие, к изменению поступательной температуры газа и его плотности, которая связана с показателем преломления законом Гладстона—Дейла $\delta n = (n_0 - 1) \delta \rho / \rho_0$. Заметим, что показатель преломления может изменяться не только вследствие изменения плотности, но также и вследствие поляризации молекул среды при возбуждении колебаний резонансным излучением, так что в общем случае [10]

$$n = 1 + 2\pi N_k (\alpha_0 + \alpha_v),$$

где N_k — плотность молекул поглощающего компонента, α_0 — поляризуемость среды с невозбужденными молекулярными колебаниями, α_v — колебательный вклад в поляризуемость.

Если поглощение происходит на колебательно-вращательном переходе, а время вынужденного радиационного перехода $\tau_I \gg \tau_{R-T}$, τ_{R-R} и τ_{v-v} , где τ_{R-T} , τ_{R-R} , τ_{v-v} — соответственно характерные времена вращательно-поступательного, вращательно-вращательного и колебательно-колебательного энергообмена, то кинетику процессов при поглощении излучения можно рассматривать, используя приближение гармонического осциллятора и модель локальных колебательных температур, а распределение молекул по вращательным уровням считать бoльцмановским с поступательной температурой T . В этом случае для определения состояния среды в любой момент времени справедливы следующие уравнения:

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{R}{\mu} T \frac{\partial \rho}{\partial t} = \tau_{\perp} \Delta_{\perp} T + k \nu I - \rho \sum_{k=1}^M \frac{d^v_{v_k}}{dt}, \quad (1.4)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \kappa \frac{p_0}{\rho_0} \Delta_{\perp}\right) \frac{\partial}{\partial t} \rho = \frac{R}{\mu C_V} \Delta_{\perp} \left[\kappa, I - \rho \sum_{k=1}^M \frac{d\varepsilon_{jk}}{dt} \right], \quad (1.5)$$

$$\frac{d\varepsilon_{jk}}{dt} = f_j + \frac{l_j}{\tau_I} \frac{\kappa_{y0} I_0}{\kappa_{yI}}, \quad (1.6)$$

$$C_V = \frac{R}{\mu} \left(\frac{3}{2} + \sum_{i=1}^L \gamma_i + \frac{3}{2} + \frac{3}{2} + \sum_{i=L+1}^M \gamma_i \right), \quad I = \frac{cn}{8\pi} |A|^2,$$

$$\varepsilon_{jk} = \gamma_k \frac{R}{\mu} \sum_{j=1}^n \Theta_{jk} \varepsilon_{jk}, \quad \tau_I^{-1} = \frac{\kappa_{y0} I_0 \mu K}{\rho h \nu_I R \gamma_k}.$$

Здесь ρ , p — плотность и давление газа; μ — молекулярный вес смеси; γ_k — молярная доля k -го компонента в смеси; L — число молекулярных компонентов из линейных жестких молекул, а M — полное их число; n — число типов колебаний в молекуле k -го компонента; $\varepsilon_{jk} = r_j [\exp(\theta_j/T_j) - 1]^{-1}$, где r_j — кратность вырождения j -го колебания, а θ_j и T_j — характеристическая и локальная колебательные температуры j -й моды; R — универсальная газовая постоянная; h — постоянная Планка; K — постоянная Больцмана; f_j — член, ответственный за столкновительный энергообмен; ζ — коэффициент теплопроводности; $\nu_j = \omega/2\pi$; I — интенсивность воздействующего излучения; $I_0 = I(t=0)$; l_j — число колебательных квантов, приобретаемых модой j при индуцированных переходах. В общем случае решение системы уравнений (1.2)–(1.5) при произвольном задании на входе в среду интенсивности электромагнитной волны и ее фазы возможно лишь численными методами. Далее мы будем рассматривать пучки, ширина которых велика в сравнении с длиной волны и дифракционными эффектами для которых можно пренебречь [5], а длительность импульса воздействующего излучения удовлетворяет условию: $a/c_0 \ll \tau_n^1 \ll \tau_T$, a — характерный радиус пучка, $c_0 = \sqrt{\kappa(R/\mu)T}$, τ_T^1 — характерное время теплопроводности ($\tau_T = \rho C_p a^2 / \zeta$, $C_p = C_V + R/\mu$).

В этом случае $\delta\rho = -\rho_0 \delta T/T_0$, а уравнения (1.3) и (1.4) принимают вид

$$2i\kappa \frac{\partial A}{\partial z} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \kappa^2 \right) A + \frac{2i\omega}{c^2} \left(\varepsilon \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) = 0, \quad (1.7)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa, I - \rho \sum_{k=1}^M \gamma_k \sum_{j=1}^n \Theta_{jk} \frac{d\varepsilon_{jk}}{dt}. \quad (1.8)$$

Вводя, как обычно, эйконал S комплексной амплитуды $A = A_0 \exp(i\kappa S)$ и отделяя действительную и мнимую части, из (1.7) получаем

$$\frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{\kappa_y}{2\kappa} A_0 + \frac{n}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} + \frac{A_0}{c} \frac{\partial n}{\partial t} (2 - S \kappa_y) - \kappa_y \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{A_0 c}{2n\omega^2} \kappa_y \frac{\partial \kappa_y}{\partial t} = 0, \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} -2A_0 S \frac{\partial S}{\partial z} - SA_0 \frac{\omega}{c} \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{4\kappa}{n\omega} \frac{\partial A_0}{\partial t} - \frac{2nA_0}{c} \frac{\partial S}{\partial t} + \\ + \frac{2A_0}{c} \frac{\partial n}{\partial t} \left(S + 2\kappa \frac{c}{\omega} \right) - 4 \frac{A_0}{\omega n} \frac{\partial \kappa}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Поскольку изменение как показателя преломления n , так и коэффициента поглощения κ , определяется интенсивностью электромагнитной волны, то далее будем рассматривать только (1.9). Пусть

$$\frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial t} \ll \frac{1}{A_0} \frac{\partial A_0}{\partial t}$$

и, кроме того, $S \kappa_y \ll 1$. Тогда, умножая (1.9) на $cnA_0/4\pi$, получим

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{4I}{nc} \left(n \frac{\partial n}{\partial t} - \kappa \frac{\partial \kappa}{\partial t} \right) + \kappa, I = 0. \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial I}{\partial \xi} = -\kappa_{\nu} I - \frac{4I}{n_0 c} \left(n_0 \frac{\partial n}{\partial t'} - \kappa \frac{\partial \kappa}{\partial t'} \right). \quad (1.12)$$

Пусть поглощение излучения молекулами компонента k среды происходит на колебательно-вращательных переходах из основного состояния в возбужденное с изменением одного из колебательных квантовых чисел V_i на 1, а вращательного квантового числа от j' до j'' ($j'' - j' = 0; \pm 1$). Такая ситуация характерна, например, при поглощении излучения с длинами волн $\lambda_l = 2.8, 5.3, 10.6$ мкм парами воды, а также в газах из двухатомных дипольных молекул (СО, НF, НСl и др.). Для простоты анализа будем рассматривать столкновительную релаксацию колебательной энергии возбужденных молекул лишь по одному каналу с характерным временем τ_j .

Уравнение (1.6) в этом случае принимает вид

$$\frac{d\varepsilon_j}{dt} = \frac{1}{\tau_I} \frac{\kappa_{\nu} I}{\kappa_{\nu_0} I_0} - \frac{\varepsilon_j - \varepsilon_{j_0}}{\tau_j}. \quad (1.13)$$

Подставляя (1.13) в (1.8) и учитывая, что $h\nu_0 = E_{V''} + E_{j''} - E_{j'}$, где $E_{V''}$, $E_{j''}$ — колебательная и вращательная энергии возбужденного состояния молекул, поглощающих излучение, а $E_{j'}$ — вращательная энергия молекулы в основном колебательном состоянии ($E_{V''} = h\nu_{jk}$, где ν_{jk} — частота нормальных колебаний типа j в молекулах k -го компонента; далее индекс « k » при обозначении моды j будем опускать), уравнение (1.8) можно представить в виде

$$C_r \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{R}{\mu} \gamma_k \left[\frac{1}{\tau_I} \frac{\kappa_{\nu} I}{\kappa_{\nu_0} I_0} \left(\frac{h\nu_I - h\nu_j}{K} \right) + \Theta_j \frac{\varepsilon_j - \varepsilon_{j_0}}{\tau_j} \right]. \quad (1.14)$$

При поглощении излучения $\kappa_{\nu} I > 0$ и $(\varepsilon_j - \varepsilon_{j_0}) > 0$. Из (1.14) видно, что уменьшение поступательной температуры среды возможно только для переходов с $h\nu_I < h\nu_j$ при выполнении условия

$$\kappa_{\nu} I \frac{|h\nu_I - h\nu_j|}{K} > \kappa_{\nu_0} I_0 \frac{\tau_I}{\tau_j} \Theta_j (\varepsilon_j - \varepsilon_{j_0}). \quad (1.15)$$

При $t=0$ $\varepsilon_j = \varepsilon_{j_0}$ и условие (1.15) с учетом того, что $h\nu_I = E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu + h\nu_j$, где $\Delta\nu$ — величина расстройки, принимает вид

$$E_{j''} - E_{j'} + h\Delta\nu < 0. \quad (1.16)$$

Решение системы (1.12)–(1.14) будем искать методом последовательных приближений в той области параметров, где $y_j = \exp(-\Theta_j/T_j) \ll 1$ и $\varepsilon_j \approx y_j$. В этом случае уравнение (1.13) допускает линеаризацию, а колебательным вкладом в молекулярную поляризуемость среды можно пренебречь, т. е.

$$\delta n = -(n_0 - 1) \frac{\delta T}{T_0}. \quad (1.17)$$

Выражение для коэффициента поглощения с учетом того, что $|\Delta T| \ll T_0$ и $|\Delta\rho| \ll \rho_0$ ($\Delta T = T - T_0$, $\Delta\rho = \rho - \rho_0$), можно представить в виде

$$\begin{aligned} \kappa_{\nu} &= \kappa_{\nu_0} (A_I - B\varepsilon_j), \quad A_I = [1 - \varepsilon_{j_0} \exp(\Delta E_j/kT_0)]^{-1}, \\ B &= A_I \exp(\Delta E_j/kT_0), \quad \Delta E_j = E_{j''} - E_{j'}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Полагая в нулевом приближении $I^{(0)}(\xi, t) = I_0$, для значений $\varepsilon_j^{(0)}(\xi, t)$, $\kappa_{\nu}^{(0)}(\xi, t)$ и $n^{(0)}(\xi, t)$ имеем

$$\varepsilon_j^{(0)} = \frac{A_I}{B + C_I} + \varepsilon_{j_0} \beta_I - \frac{\exp(-tC_{\tau})}{B + C_I}, \quad (1.19)$$

$$\kappa_{\nu}^{(0)} = \kappa_{\nu_0} [\beta_I + \beta_0 \exp(-tC_{\tau})], \quad (1.20)$$

$$n^{(0)} = n_0 + \kappa_{\nu_0} \alpha_I \left\{ C_{\tau}^{-1} \left(\beta_0 - \frac{\nu_j}{\nu_I} \right) [\exp(-tC_{\tau}) - 1] - \beta_I t \right\},$$

$$C_I = \frac{\tau_I}{\tau_j}, \quad \beta_I = \frac{C_I}{B + C_I}, \quad \beta_0 = \frac{B}{B + C_I},$$

$$C_{\tau} = \frac{B + C_I}{\tau_I}, \quad \alpha_I = \frac{(n_0 - 1) I_0}{\rho_0 T_0 C_p}. \quad (1.21)$$

Первое приближение для интенсивности проходящего через среду излучения является решением следующего уравнения:

$$\frac{\partial I^{(1)}}{\partial \xi} = -\kappa_{\nu}^{(0)}(t) I^{(1)} - \frac{4I^{(1)}}{c} \left(\frac{\partial n^{(0)}}{\partial t} - \frac{c^2 \kappa_{\nu}^{(0)}}{n_0 16 \pi^2 \nu_I^2} \frac{\partial \kappa_{\nu}^{(0)}}{\partial t} \right). \quad (1.22)$$

Учитывая (1.19)–(1.21), уравнение (1.22) можно переписать в виде

$$\partial I^{(1)} / \partial \xi = -f(t) I^{(1)}, \quad (1.23)$$

$$f(t) = \kappa_{\nu_0} \beta_I \left[1 + \beta_n \exp(-tC_{\tau}) - 4 \frac{\alpha_I}{c} \right] + \kappa_{\nu_0} \exp(-tC_{\tau}) \times$$

$$\times \left\{ \beta_0 [1 + \beta_n \exp(-tC_{\tau})] + \frac{4\alpha_I}{c} \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - \beta_0 \right) \right\}.$$

Здесь

$$\beta_n = cB / 4n_0 \pi^2 \tau_I \nu_I^2, \quad I^{(1)} = I_0 \exp[-\xi f(t)]. \quad (1.24)$$

Полученное решение уже в первом приближении существенно отличается от известного закона Ламберта—Берра, который является решением уравнения переноса излучения

$$\partial I / \partial \xi = -\kappa_{\nu} I. \quad (1.25)$$

Заметим, что (1.25) непосредственно следует из (1.12), если положить $\partial n / \partial t' = \partial \kappa / \partial t' = 0$, т. е. если в (1.3) пренебречь членом $A \partial \varepsilon / \partial t$. Далее штрихи, где возможно будем опускать. В первом приближении решение (1.25) совместно с (1.13), (1.14), (1.17) имеет вид

$$I_{L-B}^{(1)} = I_0 \exp[-\xi \varphi(t)], \quad (1.26)$$

$$\varphi(t) = \kappa_{\nu_0} [\beta_I + \beta_0 \exp(-tC_{\tau})].$$

Тогда

$$\frac{I^{(1)}}{I_{L-B}^{(1)}} = \exp \left\{ 4\xi \kappa_{\nu_0} \frac{\alpha_I}{c} \left[\beta_I - \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - \beta_0 \right) \exp(-tC_{\tau}) \right] - \right.$$

$$\left. - \xi \kappa_{\nu_0} \beta_n \exp(-tC_{\tau}) [\beta_I + \beta_0 \exp(-tC_{\tau})] \right\}. \quad (1.27)$$

При $t = 0$ имеем

$$\frac{I^{(1)}(t=0)}{I_{L-B}^{(1)}(t=0)} = \exp \left[4\xi \kappa_{\nu_0} \frac{\alpha_I}{c} \left(1 - \frac{\nu_j}{\nu_I} \right) - \xi \kappa_{\nu_0} \beta_n \right]. \quad (1.28)$$

Из (1.28) сразу следуют условия, при выполнении которых можно в (1.13) пренебрегать изменением диэлектрической проницаемости во времени для рассматриваемой модели среды

$$I_0 \ll I_{\text{гп}} = \min(D_n, D_x),$$

$$D_n = \frac{c \rho_0 T_0 C_p \nu_I}{4(n_0 - 1) \xi \kappa_{\nu_0} (\nu_j - \nu_I)}, \quad D_x = \frac{4n_0 \nu_I^3 \pi^2 \hbar R \gamma_k \rho_0 A_I}{K_{\text{мц}} \xi \kappa_{\nu_0}^3 B}.$$

Если $D_n \gg D_x$, то при $t \ll c_{\tau}^{-1}$ можно пренебрегать членом n ($\partial n / \partial t$), а при $t > c_{\tau}^{-1}$ и членом κ ($\partial \kappa / \partial t$) в (1.11) (соответственно изменением действительной и мнимой части ε). Если же $D_x \gg D_n$, то членом κ ($\partial \kappa / \partial t$) в (1.11) можно пре-

небрежь при любых t . Для излучения с $\lambda_l = 10.4$ мкм, поглощаемого атмосферным водяным паром ($\gamma_k = 0.01$) на высотах $H = 2 \cdot 10^4$ м, при $\xi \kappa_{\nu_0} = 10$ ($\xi = 10^4$ м) $I_{гр} = 14$ ГВт/см². Отметим, что величина $I_{гр}$ резко уменьшается с увеличением длины волны воздействующего излучения.

Подставляя теперь (1.24) в (1.13), получим уравнение для определения $\varepsilon_j^{(1)}(\xi, t)$

$$d\varepsilon_j^{(1)}/dt = F - \varepsilon_j^{(1)}G, \quad (1.29)$$

$$F = \frac{\varepsilon_{j0}}{\tau_j} + \frac{A_I}{\tau_I} \exp[-\xi f(t)], \quad G = \frac{1}{\tau_j} + \frac{B}{\tau_I} \exp[-\xi f(t)].$$

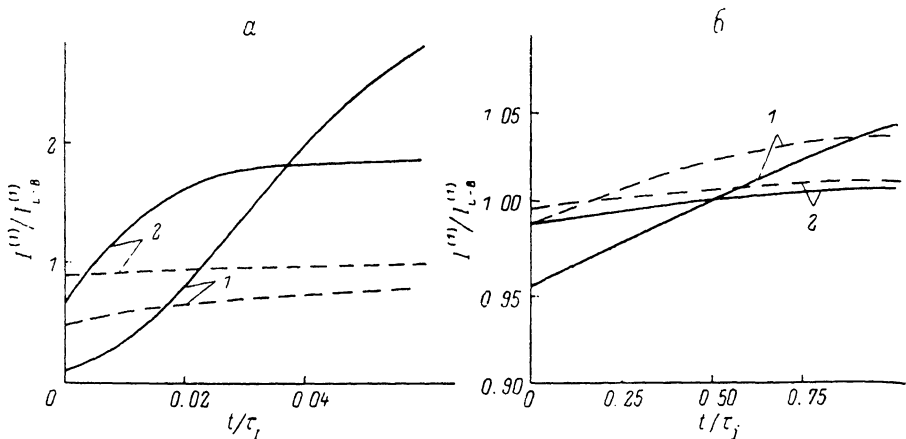


Рис. 1. Изменение величины $I^{(1)}/I_{L-B}^{(1)}$ во времени в случае «сильного» (а) и «слабого» (б) поля.

Сплошные линии — $\nu_I = 1066.037$, штриховые — 3327.51 см⁻¹.

Общее решение (1.29) имеет вид

$$\varepsilon_j^{(1)} = \mu^{-1} \left[\int_0^t F \mu dt + C_1 \right], \quad (1.30)$$

где

$$\mu = \exp \left[\int_0^t G dt \right],$$

а C_1 определяется из начальных условий ($\varepsilon_j^{(1)}(\xi, 0) = \varepsilon_{j0}$). С учетом (1.30) для $k^{(1)}$ и $n^{(1)}$ из (1.17), (1.18) имеем

$$\kappa_{\nu}^{(1)} = \kappa_{\nu_0} (A_I - B \varepsilon_j^{(1)}), \quad (1.31)$$

$$n^{(1)} = n_0 + \kappa_{\nu_0} \alpha_f^2 \int_0^t \left\{ (A_I - B \varepsilon_j^{(1)}) \exp[-\xi f(t)] \right\} dt. \quad (1.32)$$

Как показал численный анализ, последующие приближения для интенсивности не дают каких-либо качественных изменений, а величины $I^{(1)}$ и $I^{(n)}$ ($n=2, 3$) отличаются незначительно. Поэтому анализ влияния изменения диэлектрической проницаемости во времени при распространении импульса излучения в режиме кинетического охлаждения на величину интенсивности, изменение показателя преломления и коэффициента поглощения будем проводить с использованием выражений для $I^{(1)}$, $\kappa_{\nu}^{(1)}$, $n^{(1)}$ в сравнении с решениями, соответствующими закону Ламберта—Берра, в котором полагается $d\varepsilon/dt=0$.

При анализе изменения интенсивности излучения во времени рассмотрим два характерных случая — «сильного» и «слабого» поля. В рассматриваемой модели эти случаи определяются неравенствами $C_I \ll B$ и $C_I \gg B$. Заметим, что при $E_{j''} < E_{j'}$ (именно в этом случае реализуется режим кинетического охлаждения при поглощении) и $|\Delta E_j| \approx KT$ (такая ситуация характерна при поглощении излучения с $\lambda_I = 10.4$ мкм водяным паром) $B \approx 10$ и $C_I \ll B$ уже при $\tau_I > \tau_j$, а $C_I \gg B$ при $\tau_I \approx 100\tau_j$. При $E_{j''} > E_{j'}$ (охлаждение реализуется при усилении излучения инверсной средой) и $|\Delta E_j| \approx KT$, $B = 0.1$ и $C_I \ll B$ при $\tau_I \leq 0.01\tau_j$, а $C_I \gg B$ уже при $\tau_I = \tau_j$. Если $|\Delta E_j| < KT$, то неравенства $C_I \ll B$ и $\tau_I \ll \tau_j$, а также $C_I \gg B$ и $\tau_I \gg \tau_j$ равносильны.

На рис. 1, а, б показаны зависимости $I^{(1)}/I_{L-B}^{(1)}$ от безразмерного времени \bar{t} ($\bar{t} = t/\tau_I$ и $\bar{t} = t/\tau_j$ для случаев «сильного» и «слабого» поля) для излучения с $\nu_I = 1066.037$ см⁻¹ (линия R 2 [00°1 → 02°0] CO₂ лазера) и $\nu_I = 3327.51$ см⁻¹ (линия P 7 [2 → 1] HF лазера), поглощаемого атмосферным водяным паром ($\gamma_k = 0.01$) на переходах 000 (10₃₈) → 010 (9₀₉) и 000 (6₃₄) → 100 (5₀₅) соответственно при $\xi \kappa_{\nu_0} = 5$ и $I_0 = 50, 10$ ГВт/см² (кривые 1, 2 на рис. 1, а) и $I_0 = 1, 0.2$ ГВт/см² (кривые 1, 2 на рис. 1, б). Начальные параметры выбраны характерными для атмосферных условий на высоте 30 км. Заметим, что для выбранных условий $D_x \gg D_n$. Как следовало ожидать, разница между $I^{(1)}$ и $I_{L-B}^{(1)}$ при распространении в режиме кинетического охлаждения ($E_{j''} > E_{j'}$) увеличивается с ростом I_0 .

Получить аналитические решения для $n^{(1)}(\xi, t)$ и $\kappa_{\nu_0}^{(1)}(\xi, t)$ в явном виде удается только в некоторых частных случаях.

2. Короткие трассы $\xi f(t) \ll 1$

Рассмотрим сначала случай «сильного» поля. Из (1.29)–(1.32) при этом для $n^{(1)}(\xi, t)$ и $\kappa_{\nu_0}^{(1)}(\xi, t)$ получаем

$$n^{(1)} = n_0 - \alpha_n \left\{ \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1 \right) \left[\exp\left(-\frac{Bt}{\tau_I} - 1\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{t}{\tau_I} \left[1 + \frac{\nu_j}{\nu_I} \xi \kappa_{\nu_0} \exp\left(-\frac{Bt}{\tau_I}\right) \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} + D_s - D_1 \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1 \right) \right) \right] \right\}, \quad (2.1)$$

$$\kappa_{\nu_0}^{(1)} = \kappa_{\nu_0} \left\{ \frac{C_I}{B} + \exp\left(-\frac{Bt}{\tau_I}\right) \left[1 + \frac{t}{\tau_j} \xi \kappa_{\nu_0} \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} + D_s - D_1 \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1 \right) \right) \right] \right\}, \quad (2.2)$$

$$D_1 = 1 - \frac{4(n_0 - 1)I_0}{c\rho_0 T_0 C_p}, \quad D_s = \frac{\gamma_k^2 \kappa_{\nu_0}}{c\tau_j 4\pi^2 n_0}, \quad \alpha_n = \frac{\gamma_k R h \nu_I (n_0 - 1)}{B K C_p h T_0}.$$

Отличие полученных решений для $n^{(1)}$ и $\kappa_{\nu_0}^{(1)}$ от решений, соответствующих использованию уравнения для переноса излучения (1.25) $D_n = n^{(1)} - n_{L-B}^{(1)}$ и $D_{\kappa} = \kappa_{\nu_0}^{(1)} / \kappa_{\nu_0, L-B}^{(1)}$, определяется соотношениями

$$D_n = -\alpha_n \frac{t}{\tau_j} \xi \kappa_{\nu_0} \left[\left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1 \right) (1 - D_1) + D_s \right] \exp\left(-\frac{Bt}{\tau_I}\right), \quad (2.3)$$

$$D_{\kappa} = 1 + \left[\left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1 \right) (1 - D_1) + D_s \right] \frac{\xi \kappa_{\nu_0} \exp(-Bt/\tau_I) t}{\left[C_I + B \exp\left(-\frac{Bt}{\tau_I}\right) \left(1 + \frac{t}{\tau_j} \xi \kappa_{\nu_0} \right) \right] \tau_j}. \quad (2.4)$$

В режиме кинетического охлаждения (здесь $E_{j''} - E_{j'} + h\nu < 0$) $D_1 < 1$, $D_s > 0$ и $[(\nu_j/\nu_I - 1)(1 - D_1) + D_s] > 0$, и из (2.3), (2.4) следует, что $n^{(1)} < n_{L-B}^{(1)}$, а $\kappa_{\nu_0}^{(1)} > \kappa_{\nu_0, L-B}^{(1)}$. При $t \ll \tau_I / B n^{(1)} > n_0$ и $n_{L-B}^{(1)} > n_0$, т. е. и в том и в другом случае образуется тепловая фокусирующая линза. Однако при учете члена $A(\partial \varepsilon / \partial t)$ в уравнении переноса излучения время существования такой линзы

в канале луча t_f при фиксированном ξ меньше. Это время определяется из уравнения

$$\left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1\right) \left[1 - \exp\left(-B \frac{t_f}{\tau_I}\right)\right] = \frac{t_f}{\tau_j} \left\{1 + \frac{\nu_j}{\nu_I} \xi \kappa_{\nu_0} \exp\left(-\frac{B t_f}{\tau_j}\right)\right\} \times \\ \times \left[\frac{\nu_j}{\nu_I} - D_1 \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - 1\right) + D_s\right].$$

Наибольшее отличие $n^{(1)}$ от $n_{L-B}^{(1)}$ при данном ξ достигается при $t_n = \tau_I/B$ ($t_n < t_f$) и увеличивается с ростом $\xi \kappa_{\nu_0}$. Функция $D_{\kappa_{\nu}}$ достигает максимума при $t = t_m$, а t_m является корнем следующего уравнения:

$$\left(B \frac{t_m}{\tau_I} - 1\right) \exp\left(B \frac{t_m}{\tau_I}\right) = \frac{B}{C_I}.$$

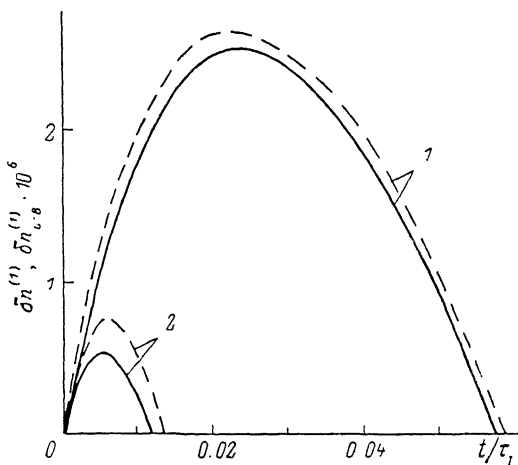


Рис. 2. Зависимости $\delta n^{(1)} = f(t/\tau_I)$ и $\delta n_{L-B}^{(1)} = \varphi(t/\tau_I)$ при различных значениях интенсивности излучения.

В другом предельном случае «слабого» поля

$$n^{(1)} = n^{(0)} + \frac{\alpha_n}{C_I} \left\{ \frac{\nu_j}{\nu_I} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right)\right] - \frac{t}{\tau_j} \left[1 + \frac{\nu_j}{\nu_I} \xi \kappa_{\nu_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right)\right] \right\} \alpha_\tau, \quad (2.5)$$

$$\kappa_{\nu}^{(1)} = \kappa_{\nu_0} \left[1 + \frac{Bt}{\tau_I} \xi \kappa_{\nu_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right)\right] \alpha_\tau, \quad (2.6)$$

$$D_n = -\alpha_n \xi \kappa_{\nu_0} \frac{t}{\tau_I} \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) \alpha_\tau, \quad (2.7)$$

$$D_{\kappa_{\nu}} = 1 + \frac{Bt}{\tau_I} \xi \kappa_{\nu_0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) \alpha_\tau, \quad (2.8)$$

$$\alpha_\tau = \frac{\nu_j}{\nu_I} (1 - D_1) + D_s B C_I^{-1}.$$

Из (2.5) и (2.6) следует, что, как и в случае «сильного» поля $n^{(1)} < n_{L-B}^{(1)}$, время существования фокусирующей линзы при учете члена A ($\partial \epsilon / \partial t$) здесь также уменьшается. Максимальное значение D_n достигается при $t = \tau_j$. Величина $D_{\kappa_{\nu}}$ в этом случае близка к единице.

На рис. 2 представлены зависимости $\delta n^{(1)}(t)$, $\delta n_{L-B}^{(1)}(t)$ (сплошная и штриховая линии) при $\xi \kappa_{\nu_0} = 0.1$ для случая «сильного» поля $I_0 = 50$ (1) и 10 ГВт/см² (2) при поглощении излучения с $\nu_I = 1066.037$ см⁻¹ атмосферным водяным паром ($\gamma_k = 0.01$) на высоте $H = 25$ км. Заметим, что для излучения с $\nu_I = 3327.51$ см⁻¹ отличие $\delta n^{(1)}$ и $\delta n_{L-B}^{(1)}$ при тех же условиях существенно меньше.

В случае «слабого» поля ($I_0 \leq 1$ ГВт/см²) отличие между $\delta n^{(1)}$ и $\delta n_{L-B}^{(1)}$ при распространении в атмосфере излучения как с $\nu_I = 1066.037$ см⁻¹, так и с $\nu_I = 3327.51$ см⁻¹ при всех значениях t в режиме кинетического охлаждения пренебрежимо мало. Максимальное отличие $\delta n^{(1)}$ и $\delta n_{L-B}^{(1)}$ достигается для рассматриваемых условий в случае «сильного» поля при $I_0 = 50$ ГВт/см² и $\nu_I = 1066.037$ см⁻¹ и составляет 2.4 %.

В случае длинных трасс $\xi f(t) \gg 1$ (для уравнения (1. 25) это условие $\xi \varphi(t) \gg 1$) все макроскопические параметры среды в канале луча близки к своим начальным значениям при $t=0$. Однако выход параметров n и κ , на эти значения при учете члена A ($\partial z/\partial t$) в уравнении распространения происходит при меньших ξ , поскольку $f(t) > \varphi(t)$ при любых t .

3. Малые времена, $t \ll \tau_I (B + \tau_I/\tau_j)^{-1}$

В этом случае из (1. 29)–(1. 32) имеем

$$n^{(1)} = n^{(0)} + \frac{\alpha_n G_0}{G_I} \left\{ \left(\frac{\nu_j}{\nu_I} - \frac{BG_0}{G_I} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{tG_I}{\tau_I} \right) - \frac{t}{\tau_j} \right] \right\}, \quad (3.1)$$

$$\kappa_v^{(1)} = \kappa_{v_0} \left[\frac{C_I}{G_I} + \frac{BG_0}{G_I} \exp \left(-\frac{tG_I}{\tau_I} \right) \right], \quad (3.2)$$

$$G_0 = \exp[-\xi f(0)], \quad C_I = C_I + BG_0.$$

Выражение для $n_{L-B}^{(1)}$ и $\kappa_{v_{L-B}}^{(1)}$ следуют из (3.1), (3.2), если положить $G_0 = \exp[-\xi \kappa_{v_0}^{(1)}]$. Изменение $\delta n^{(1)}$ и $\delta n_{L-B}^{(1)}$ на малых временах при распространении

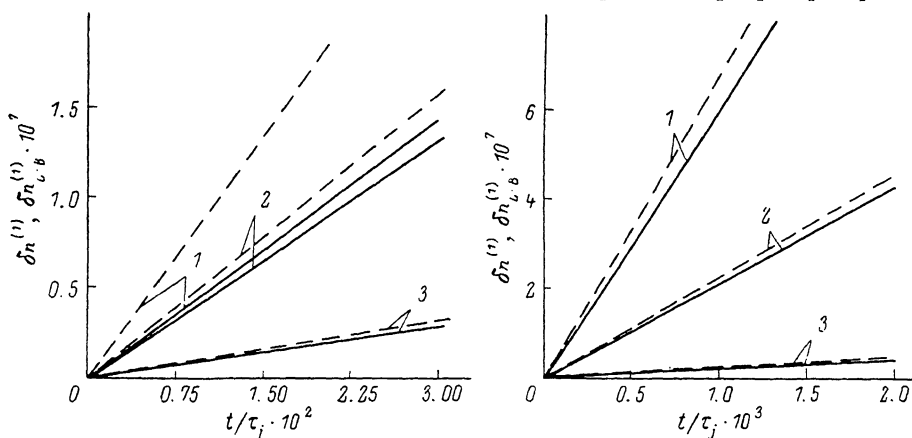


Рис. 3. Изменение $\delta n^{(1)}$ и $\delta n_{L-B}^{(1)}$ во времени при $I_0 = 50$ (1), 10 (2), 1 — ГВт/см² (3).

Сплошные линии — $\delta n^{(1)}$, штриховые — $\delta n_{L-B}^{(1)}$. а: $z = 10\delta n^{(1)}$, $z = 100\delta n^{(1)}$.

излучения различной интенсивности с $\nu_I = 1066.037$ и $\nu_I = 3327.51$ см⁻¹ через влажную атмосферу ($\gamma_k = 0.01$) от времени $\bar{t} = t/\tau_j$ при $\xi \kappa_{v_0} = 1$ и $H = 25$ км иллюстрируют рис. 3, а, б соответственно.

Изменение коэффициента поглощения при рассматриваемых условиях мало и $\kappa_v^{(1)} = \kappa_{v_{L-B}}^{(1)} \approx \kappa_{v_0}$.

Таким образом, полученные результаты указывают на необходимость учета изменения диэлектрической проницаемости среды во времени при распространении мощного импульса излучения в резонансно-поглощающей или усиливающей газовой среде в режиме кинетического охлаждения. Рассмотренные нелинейные эффекты в значительной степени усиливаются при увеличении коэффициента поглощения и длины волны воздействующего излучения.

Литература

- [1] Wood A. D., Samac M., Gerry E. T. Appl. Optics, 1971, v. 10, N 8, p. 1877—1884.
- [2] Сухоруков А. П. В кн.: Нелинейные процессы в оптике. Новосибирск: Наука, 1970.
- [3] Gebhardt F. G. Appl. Optics, 1976, v. 15, N 6, p. 1479—1493.
- [4] Propagation laser beam in the atmosphere. Ed. by J. W. Strohbehn. Berlin: Springer, 1978.
- [5] Веденов А. А., Маркин О. А. ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 4, с. 1198—1211.
- [6] Мاستрюков А. Ф., Сынах В. С. ПМТФ, 1978, № 2, с. 3—13.
- [7] Выслоух В. А., Огнев Л. И. ПМТФ, 1980, № 4, с. 50—57.
- [8] Егоров К. Д., Кандидов В. П., Огнев Л. И. Квант. электр., 1981, т. 8, № 5, с. 1012—1017.
- [9] Луговой В. П., Прохоров А. М. УФН, 1973, т. III, с. 203—247.
- [10] Осипов А. И., Панченко В. А., Филатов А. А. Квант. электр., 1984, т. 11, № 9, с. 1874—1876.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Институт механики

Поступило в Редакцию
28 октября 1986 г.
В окончательной редакции
16 февраля 1987 г.