

ОХЛАЖДЕНИЕ ПОТОКА ГАЗА ИЗ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ РЕЗОНАНСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. М. Старик
(Москва)

Возможность охлаждения молекулярного газа из двухатомных дипольных молекул при поглощении резонансного излучения в P -ветви колебательно-вращательной полосы впервые была рассмотрена в [1]. Уменьшение температуры среды в данном случае обусловлено появлением потока энергии из поступательных степеней свободы молекул в результате $R - T$ -процессов во вращательные, а затем уже в колебательные. Время существования эффекта при воздействии на неподвижный газ импульсного излучения определяется временем колебательно-поступательной $V - T$ -релаксации либо временем внутримодового колебательно-колебательного $V - V$ -обмена [1, 2].

Воздействие на среду, состоящую из двухатомных дипольных молекул и движущуюся с заданной скоростью, непрерывного резонансного излучения, как будет показано ниже, может также приводить к изменению поступательной температуры и других макроскопических параметров потока. При этом их изменение будет наблюдаться в течение всего времени облучения. Исследованию особенностей течения смеси, содержащей газ из двухатомных дипольных молекул, в поле резонансного излучения и посвящена эта работа.

Рассмотрим движение вязкого нетеплопроводного газа по каналу постоянного сечения. Пусть на некотором участке этого канала на газ действует непрерывное излучение с частотой $\nu_I = (E_{V''} + E_{j''} - E_{V'} - E_{j'})/h$, где h — постоянная Планка, а $E_{V''}$, $E_{j''}$ и $E_{V'}$, $E_{j'}$ — энергия колебательного V и вращательного j верхнего и нижнего уровней поглощающего перехода $[(V', j') \rightarrow (V'', j'')]$ соответственно.

Уравнения, описывающие изменения макроскопических параметров такой среды, имеют вид

$$(1) \quad \frac{d}{dx}(\rho u) = 0, \quad \frac{d}{dx}(\rho u^2 + p) = 0, \quad p = \frac{\rho RT}{\mu},$$

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{5}{2} \frac{R}{\mu} T + \frac{u^2}{2} \right] = \frac{k_\nu I}{\rho u} - \sum_{i=1}^m \frac{de_V^i}{dx} - \sum_{i=1}^m \frac{de_r^i}{dx},$$

где ρ , p , T , u — плотность, давление, поступательная температура и скорость газа; μ — молекулярный вес смеси; k_ν — спектральный показатель поглощения; I — интенсивность действующего излучения; R — универсальная газовая постоянная; e_V^i и e_r^i — колебательная и вращательная энергии единицы массы i -го компонента смеси.

Пусть время вынужденного радиационного перехода $\tau_i \gg \tau_{R-T}$, τ_{V-V} , где τ_{R-T} и τ_{V-V} — характерные времена вращательно-поступательной релаксации и внутримодового колебательно-колебательного обмена соответственно. Кинетику процессов в этом случае можно рассматривать, используя приближение гармонического осциллятора и модель локальных колебательных температур, а распределение молекул по вращательным уровням считать бoльцмановским с поступательной температурой T .

Уравнения для изменения колебательной и вращательной энергии при этом представим в виде

$$(2) \quad \frac{de_V^i}{dx} = \left[\gamma_i \frac{R}{\mu} \frac{h\nu_i}{K_B} f_i + l_i \frac{k_\nu I}{\rho \nu_i} \nu_i \right] \frac{1}{u}, \quad \frac{de_r^i}{dx} = \frac{R}{u\mu} \frac{dT}{dx} \gamma_i,$$

где γ_i — молярная доля i -го компонента в смеси; ν_i — нормальная частота колебаний для i -го компонента (предполагается, что газ состоит только из двухатомных молекул); l_i — число колебательных квантов, приобретаемых модой при вынужденном радиационном переходе; K_B — постоянная Больцмана; m — число молекулярных компонентов в смеси; f_i — член, ответственный за $V - T$ -релаксацию и внутримодовый $V - V'$ -обмен.

В этом случае уравнения системы (1), (2) можно привести к виду

$$(3) \quad \frac{dT}{dx} = \frac{1 - \kappa M^2}{(1 - M^2) C_p} J, \quad \frac{du}{dx} = \frac{(\kappa - 1) M^2}{(1 - M^2) u} J,$$

$$\frac{dp}{dx} = - \frac{\rho (\kappa - 1) M^2}{(1 - M^2)} J, \quad \frac{d\rho}{dx} = - \frac{\rho (\kappa - 1)}{a^2 (1 - M^2)} J,$$

$$J = \frac{k_v I}{\rho u} \left(1 - \frac{v_h}{v_I} l_h \right) - \frac{Rh}{\mu K_B u} \sum_{i=1}^m v_i f_i \gamma_i,$$

$$M = \frac{u}{a}, \quad a = \sqrt{\kappa \frac{R}{\mu} T}, \quad \kappa = 1 + \left(\frac{3}{2} + \sum_{i=1}^m \gamma_i \right)^{-1},$$

$$C_p = \left(\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^m \gamma_i \right) \frac{R}{\mu}.$$

Здесь $i = 1 \dots k \dots m$, а все $l_i = 0$, за исключением l_h .

Из представленных соотношений видно, что если $J < 0$, то при $0 < M < 1/\sqrt{\kappa}$ газ будет охлаждаться и тормозиться, при $1/\sqrt{\kappa} < M < 1$ — нагреваться и тормозиться, а при $M > 1$ — охлаждаться и ускоряться. Если же $J > 0$, то, наоборот, при $0 < M < 1/\sqrt{\kappa}$ газ будет нагреваться и ускоряться, при $1/\sqrt{\kappa} < M < 1$ — охлаждаться и ускоряться, а при $M > 1$ — нагреваться и тормозиться.

При $J = 0$ газодинамические параметры в зоне поглощения меняться не будут. Для реализации первого случая необходимо, чтобы

$$(4) \quad \frac{v_h}{v_I} l_h > 1 - \frac{\rho Rh}{\mu K_B k_v I} \sum_{i=1}^m v_i f_i \gamma_i,$$

а для реализации второго

$$(5) \quad \frac{v_h}{v_I} l_h < 1 - \frac{\rho Rh}{\mu K_B k_v I} \sum_{i=1}^m v_i f_i \gamma_i.$$

Для наглядности анализа предположим сначала, что

$$(6) \quad \frac{\rho Rh}{\mu K_B k_v I} \sum_{i=1}^m v_i f_i \gamma_i = 0.$$

Такая ситуация обычно реализуется, когда поглощающий переход далек от насыщения или скорости $V - T$ - и $V - V'$ -процессов малы ($\tau_I \ll \tau_{V-T} \ll \tau_{V-V'}$, τ_{V-T} и $\tau_{V-V'}$ — характерные времена этих процессов). Из равенств (4), (5) видно, что возможность охлаждения (или нагрева) газа при действии резонансного излучения определяется соотношением между частотой излучения и произведением частоты нормальных колебаний на число колебательных квантов, приобретаемых модой при индуцированных переходах.

Напомним, что если молекула, имеющая неодинаковые ядра, находится в основном электронном состоянии (проекция орбитального момента на междудерную ось $\Lambda = 0$), то в дипольном приближении разрешены только переходы P - и R -ветви. Если $\Lambda \neq 0$ (например, в состояниях Π , Δ , Φ ...), то возможны также и переходы Q -ветви [3]. Для вычисления v_j воспользуемся приближением колеблющегося ротатора, вращательная энергия E_j для которого дается выражением [3]

$$(7) \quad E_j = B_v j(j+1) - D_v j^2(j+1)^2,$$

$$B_v = B_e - \alpha_c \left(V + \frac{1}{2} \right), \quad D_v = D_e + \beta_e \left(V + \frac{1}{2} \right),$$

где B_e и D_e — вращательные постоянные, определенные при отсутствии колебаний ядер; α_e и β_e — некоторые малые величины ($\alpha_e > 0$); j — вращательное, а V — колебательное квантовые числа. В первом приближении можно положить $D_V \approx 0$.

Рассмотрим последовательно поглощение в P -, Q - и R -ветви.

Для P -ветви ($j'' = j' - 1 \equiv j - 1$)

$$v_I = v_k l_k - [j(B_{V''} + B_{V'}) - j^2 \alpha_e l_k] / h.$$

Условие $v_k l_k - v_I > 0$ ($J < 0$) выполняется при любых j .
Для Q -ветви ($j'' = j' \equiv j$)

$$v_I = v_k l_k - [j^2 \alpha_e l_k - j \alpha_e l_k] / h$$

и $J < 0$ также при любых j .

Для R -ветви ($j'' = j' + 1 \equiv j + 1$)

$$v_I = v_k l_k - [j^2 \alpha_e l_k + j(3B_{V''} - B_{V'}) + 2B_{V''}] / h.$$

Здесь $J < 0$ только при $j > j_0$,

$$(8) \quad j_0 = \frac{3B_{V''} - B_{V'} + \sqrt{(3B_{V''} - B_{V'})^2 + 8B_{V''} \alpha_e l_k}}{2\alpha_e l_k}.$$

Следует отметить, что для двухатомных дипольных молекул, например молекул галогеноводородов, граничное значение j_0 , начиная с которого выполняется условие $J < 0$, достаточно велико (например, для хлористого водорода $j_0 = 67$).

Поэтому (8) дает завышенные значения j_0 , и при вычислении v_I необходимо использовать полную формулу (7). Величина j_0 при этом будет меньше, чем вычисленная по формуле (8).

Заметим, что для переходов с $l_k > 1$ охлаждение газа при поглощении излучения в R -ветви будет иметь место при меньших j_0 , чем для переходов с $l_k = 1$.

Таким образом, при $0 < M < 1/\sqrt{\kappa}$ и $M > 1$, если молекулы находятся в основном электронном состоянии, охлаждение газа возможно не только при поглощении излучения в P -ветви, как это ранее отмечалось в [1], но и при больших вращательных числах ($j > j_0$) в R -ветви. Если же молекулы находятся в возбужденных электронных состояниях (Π, Δ, \dots), то при тех же значениях M охлаждение газа также будет иметь место и при поглощении в Q -ветви.

При $1/\sqrt{\kappa} < M < 1$ газ будет охлаждаться независимо от того, находятся его молекулы в основном или возбужденном электронных состояниях, только при поглощении излучения в R -ветви с $j < j_0$.

Для количественной оценки эффекта уменьшения поступательной температуры проведем линеаризацию уравнений системы (3). Для изменения макроскопических параметров газа (T, p, ρ, u) при этом получаются следующие соотношения [4]:

$$(9) \quad \frac{T - T_0}{T_0} = \frac{1 - \kappa M_0^2}{C_p T_0 (1 - M_0^2)} J', \quad \frac{u - u_0}{u_0} = \frac{\kappa - 1}{a_0^2 (1 - M_0^2)} J',$$

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{\kappa (\kappa - 1)}{a_0^2 (1 - M_0^2)} J', \quad \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = - \frac{(\kappa - 1)}{(1 - M_0^2) a_0^2} J',$$

$$J' = \frac{v_I - v_k l_k}{v_k l_k} \int_0^x \sum_{i=1}^m d e_{V'}^i,$$

где T_0, p_0, u_0, ρ_0 — параметры невозмущенного потока. Далее будем обозначать $\Delta T = T - T_0$ и $\delta T = (T - T_0)/T_0$.

Пусть при $x = L_I$ ($L_I = u \tau_I$) (параметры в этом сечении будем обозначать индексом I) переход $(V', j') \rightarrow (V'', j'')$ полностью насыщает-

ся, т. е. $k_V(L_I) = 0$. Колебательная энергия поглощающего компонента в этом сечении определяется соотношением

$$e_V^h(L_I) = \frac{R}{\mu} \gamma_k \frac{h\nu_k}{K_B} \left\{ \frac{B_{V''}}{B_{V'}} \exp \left[\frac{E_{j''} - E_{j'}}{K_B T_I} \right] - 1 \right\}^{-1}.$$

Учитывая, что при $x = 0$

$$e_V^h(x = 0) = \frac{R}{\mu} \gamma_k \frac{h\nu_k}{K_B} \left[\exp \left(\frac{h\nu_k}{K_B T_0} \right) - 1 \right]^{-1},$$

для оценки J' сверху можно получить

$$(10) \quad J' = \frac{E_{j''} - E_{j'}}{l_k K_B} \frac{R}{\mu} \gamma_k \left\{ \left[\frac{B_{V''}}{B_{V'}} \exp \left(\frac{E_{j''} - E_{j''}}{K_B T_I} \right) - 1 \right]^{-1} - \left[\exp \left(\frac{h\nu_k}{K_B T_0} \right) - 1 \right]^{-1} \right\};$$

$$(11) \quad T_I = T_0 + \frac{1 - \kappa M_0^2}{C_p (1 - M_0^2)} J'.$$

Из (10) видно, что значения ΔT_I , Δp_I , $\Delta \rho_I$ и Δu_I уменьшаются с увеличением $|E_{j''} - E_{j'}|$ (т. е. с увеличением j) и с увеличением l_k .

Соотношения (9), (10) позволяют оценить максимальное для данного M_0 изменение параметров газа в зоне поглощения резонансного излучения. Из указанных соотношений также видно, что в движущемся газе изменение T , p , ρ может

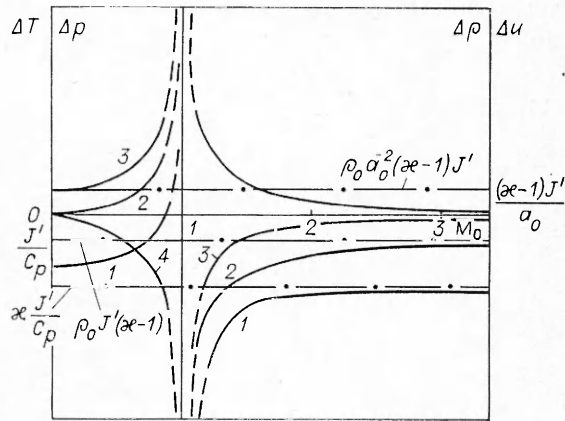
быть больше, чем в неподвижном, т. е. имеет место газодинамическое усиление эффекта кинетического воздействия. На фиг. 1 представлено изменение параметров газа в режиме кинетического охлаждения ($J < 0$) в зависимости от M невозмущенного потока (здесь 1 — ΔT , 2 — Δp , 3 — $\Delta \rho$, 4 — Δu).

При $J > 0$ изменение T , p , ρ и u в зависимости от M_0 имеет вид, аналогичный зависимостям на фиг. 1, и получается зеркальным отражением соответствующих кривых относительно оси абсцисс. Штриховыми линиями на фиг. 1 показаны ветви кривых, где линейное приближение (8) может давать значительную погрешность. Подобные зависимости были получены в [5] при анализе течения многоатомных молекул в поле излучения, частота которого равна частоте междумодового перехода, при ином механизме кинетического охлаждения.

Если $|E_{j''} - E_{j'}| \ll K_B T_I$, то из (10), (11) для $M_0 = 0$ при $E_{j''} - E_{j'} > 0$ можно получить

$$(12) \quad T_I = \frac{T_0 + \frac{E_{j''} - E_{j'}}{l_k K_B C_p} \frac{R}{\mu} \gamma_k \left[\exp \left(\frac{h\nu_k}{K_B T_0} \right) - 1 \right]^{-1}}{1 + \frac{R}{\mu} \frac{\gamma_k}{C_p l_k}}.$$

Для газа, содержащего только молекулярные компоненты ($\sum_i \gamma_i = 1$), получается простая формула, определяющая максимальное изменение



Ф и г. 1

температуры в зоне поглощения излучения:

$$(13) \quad \frac{J'}{C_p} = T_i - T_0 = \frac{(E_{j'} - E_{j''}) \left[\exp \left(\frac{h\nu_k}{K_B T_0} \right) - 1 \right]^{-1} - T_0}{\frac{7}{2} \frac{l_k}{\gamma_k} + 1}.$$

Из (13) следует, что при $h\nu_k/T_0 < K_B$ и $E_{j'} - E_{j''} \ll T_0$ $J'/C_p = -T_0 / \left(\frac{7}{2} \frac{l_k}{\gamma_k} + 1 \right)$, т. е. не зависит от сорта молекул поглощающего газа. Это подтверждается и численными расчетами полной системы уравнений газовой динамики и кинетических уравнений при условии $f_i = 0$, проведенными для молекул галогеноводородов.

Укажем еще раз, что полученные выражения (10), (13) являются оценкой для J' (или ΔT) сверху. В действительности величина J' , а следовательно, и ΔT будут существенно меньше вследствие как процессов $R - T$, так и $V - T$ - и $V - V$ -обмена.

Для анализа влияния на изменение макроскопических параметров потока в зоне поглощения $V - T$ -релаксации и межмолекулярного $V - V'$ -обмена рассмотрим теперь случай, когда

$$\frac{\rho R h}{\mu K_B k \nu_I} \sum_{i=1}^m \nu_i f_i \gamma_i \neq 0, \quad E_{j''} < E_{j'}.$$

Пусть газ состоит из двух компонентов с типами колебаний k и s с неодинаковыми временами релаксации, не связанными резонансом, а излучение поглощается k -м компонентом. Выражение для J' в этом случае можно представить в виде

$$(14) \quad J' = \int_0^x \left\{ \frac{k \nu_I}{\rho u} \frac{E_{j''} - E_{j'}}{h \nu_I} - \frac{pR}{\mu K_B T u} \Theta_k \gamma_k W_{ks} \gamma_s \left[L_{ks} \left(\frac{l_k}{g_k} - \frac{\Theta_s}{\Theta_k} \frac{l_s}{g_s} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - (\epsilon_k - \epsilon_{k0}) \frac{\sum_{i=1}^m W_{k0}^i \gamma_i}{W_{ks} \gamma_s} - (\epsilon_s - \epsilon_{s0}) \frac{\Theta_s}{\Theta_k} \frac{\gamma_s}{\gamma_k} \frac{\sum_{i=1}^m W_{s0}^i \gamma_i}{W_{ks} \gamma_s} \right] \right\} dx, \\ L_{ks} = \left[\epsilon_k^{l_k} (\epsilon_s + 1)^{l_s} \exp \left(\frac{\Theta_k - \Theta_s}{T} \right) - (\epsilon_k + 1)^{l_k} \epsilon_s^{l_s} \right], \\ \Theta_i = \frac{h \nu_i}{K_B}, \quad \epsilon_i = \left[\exp \left(\frac{\Theta_i}{T_i} \right) - 1 \right], \quad \epsilon_{i0} = \epsilon_i(T),$$

где W_{ks} — константа скорости межмолекулярного $V - V'$ -обмена между компонентами k и s ; W_{j0}^i — константа скорости $V - T$ -релаксации при столкновении с i -м партнером ($j = k, s$); T_i — колебательная температура i -й моды; l_k и l_s — количество колебательных квантов, приобретаемых (или теряемых) соответственно компонентами k и s при $V - V'$ -обмене, а g_k и g_s — кратности вырождения их колебаний.

Будем полагать, что $\sum_i W_{k0}^i \gamma_i \gg W_{ks} \gamma_s$, т. е. $V - T$ -релаксация в поглощающем компоненте происходит быстрее, чем $V - V'$ -обмен. В этом случае на интервале $[0, L_{V-T}]$, где $L_{V-T} = u \tau_{V-T}$,

$$(15) \quad J' = \int_0^x \left\{ \frac{k \nu_I}{\rho u} \frac{E_{j''} - E_{j'}}{h \nu_I} + \frac{pR}{\mu K_B T u} \gamma_k \Theta_k \sum_i W_{k0}^i \gamma_i (\epsilon_k - \epsilon_{k0}) \right\} dx.$$

Если $\tau_I \sim \tau_{V-T}$, то может возникнуть ситуация, когда еще до насыщения поглощающего перехода будет выполняться равенство

$$\frac{k \nu_I}{\rho u} \frac{|E_{j''} - E_{j'}|}{h \nu_I} = \frac{pR}{\mu K_B T u} \gamma_k \Theta_k \sum_i W_{k0}^i \gamma_i (\epsilon_k - \epsilon_{k0})$$

и изменения макроскопических параметров потока в зоне поглощения происходить не будет. Значения δT , δp , δu , δv при этом будут, очевидно, меньше, чем при $f_i = 0$. Существенной особенностью действия $V - T$ -процессов в движущемся поглощающем газе по сравнению с неподвижными является то, что выделение энергии из колебательных степеней свободы в поступательные происходит при другом значении числа Маха, чем то, при котором резонансное поглощение приводило к появлению потока энергии из поступательных степеней свободы в колебательные. Эта особенность может привести к меньшему увеличению температуры газа в результате $V - T$ -релаксации по сравнению с неподвижным.

Для наглядности рассмотрим случай, когда $\tau_I < \tau_{V-T}$. При $x = L_I$ параметры в зоне поглощения определяются формулами (9), (10).

Здесь $M_I = u_I \left(\kappa \frac{R}{\mu} T_I \right)^{-1/2} \equiv M_0$. При $x = L_{V-T}$ верхняя оценка для J' и температуры T_T дает

$$(16) \quad J' = \frac{\Theta_k R}{\mu} \gamma_k \left\{ \left[\frac{B_{V''}}{B_{V'}} \exp \left(\frac{E_{j''} - E_{j'}}{K_B T_I} \right) - 1 \right]^{-1} - \left[\exp \left(\frac{\Theta_k}{T_T} \right) - 1 \right]^{-1} \right\};$$

$$(17) \quad T_T = T_I + \frac{1 - \kappa M_I^2}{1 - M_I^2} \frac{J'}{C_v}.$$

Тогда из (17), (11) будем иметь

$$(18) \quad \frac{T_I - T_0}{T_T - T_I} \approx \frac{1 - \kappa M_0^2}{1 - \kappa M_I^2} \frac{1 - M_I^2}{1 - M_0^2} \frac{E_{j''} - E_{j'}}{l_k h \nu_k}.$$

В неподвижном газе ($M \rightarrow 0$)

$$(19) \quad \frac{T_I - T_0}{T_T - T_I} = \frac{E_{j''} - E_{j'}}{l_k h \nu_k}.$$

Из сравнения (18), (19) следует, что, поскольку $M_I > M_0$, при $M_0 > 1$ и $M_I > 1$ величина $\left| \frac{T_0 - T_I}{T_T - T_I} \right|$ в движущемся газе больше, чем в неподвижном. Это условие выполняется, если $T_T < T_T^H$ (T_T^H — значение T_T в неподвижном газе). Интересная ситуация возникает, если $1/\sqrt{\kappa} < M_I < 1$. В этом случае $V - T$ -релаксация приведет даже к охлаждению газа.

Предположим теперь, что межмолекулярный $V - V'$ -обмен происходит быстрее, чем $V - T$ -релаксация, т. е. $\sum_i W_{k0}^i \gamma_i \ll W_{hs} \gamma_s$, $\sum_i W_{s0}^i \gamma_i \ll W_{hs} \gamma_s$.

Тогда на интервале $[0, L_{V-V'}]$, где $L_{V-V'} = u \tau_{V-V'}$,

$$(20) \quad J' = \int_0^x \left\{ \frac{k_v I}{\rho u} \frac{E_{j''} - E_{j'}}{h \nu_i} - \frac{pR}{\mu K_B T u} \gamma_k \Theta_k W_{hs} \gamma_s L_{hs} \left(\frac{l_k}{g_k} - \frac{l_s}{g_s} \frac{\Theta_s}{\Theta_k} \right) \right\} dx.$$

Пусть $\Theta_s l_s / g_s > \Theta_k l_k / g_k$. Если при этом $T_s < T_k$, то величина $|J'|$ будет больше, чем при $f_i = 0$, и изменение макроскопических параметров потока в зоне поглощения может быть более сильным. Если же $T_s > T_k$, то $|J'|$ будет меньше, чем при $f_i = 0$, а при

$$(21) \quad \frac{k_v I}{\rho u} \frac{|E_{j''} - E_{j'}|}{h \nu_i} < \frac{Rp}{\mu K_B T u} \Theta_k \gamma_k W_{hs} \gamma_s L_{hs} \left(\frac{l_k}{g_k} - \frac{l_s}{g_s} \frac{\Theta_s}{\Theta_k} \right)$$

знак воздействия (J') вообще изменится на противоположный. При $\Theta_k l_k / g_k > \Theta_s l_s / g_s$, наоборот, увеличение $|J'|$ будет иметь место при $T_s > T_k$. Если же $T_k > T_s$, то величина $|J'|$ будет уменьшаться, а при выполнении (21) знак J' вообще изменится. Изменение величины потока

энергии из поступательных в колебательные степени свободы при введении в резонансно поглощающий газ примесных молекул (s) объясняется тем, что при $V - V'$ -обмене часть передаваемой из одного типа колебаний в другой энергии, равная $(\Theta_s - \Theta_k)K_B$, отбирается из поступательных степеней свободы (или выделяется в поступательные степени свободы). Следует отметить, что впервые возможность охлаждения газа из двухатомных молекул при $V - V'$ -обмене обсуждалась в [6].

Для оценки эффекта изменения макроскопических параметров потока вследствие $V - V'$ -обмена между молекулами соответствующих компонентов смеси предположим, что $\tau_I < \tau_{V-V'}$ и насыщение поглощающего перехода происходит быстрее, чем начинается $V - V'$ -обмен. Пусть также в сечении $x_V = L_{V-V'}$ ($x_V > L_I$) между колебаниями k и s достигается квазиравновесие. Для верхней оценки J' в этом случае можно получить

$$(22) \quad J' = \gamma_k (\Theta_s - \Theta_k) \frac{R}{\mu} \left\{ \left[\frac{B_{V''}}{B_{V'}} \exp \left(\frac{E_{j'} - E_{j''}}{K_B T_I} \right) - 1 \right]^{-1} - \left[\exp \left(\frac{\Theta_k}{T_h} \right) - 1 \right]^{-1} \right\}.$$

Величина T_h при этом определяется из уравнения

$$(23) \quad \frac{B_{V''}}{B_{V'}} \exp \left(\frac{E_{j'} - E_{j''}}{K_B T_I} \right) - 1 \left]^{-1} \gamma_k + \left[\exp \left(\frac{\Theta_s}{T} \right) - 1 \right]^{-1} \gamma_s = \left[\exp \left(\frac{\Theta_k}{T_h} \right) - 1 \right]^{-1} \gamma_k + \left[\exp \left(\frac{\Theta_k}{T_h} \right) \exp \left(\frac{\Theta_s - \Theta_k}{T} \right) - 1 \right]^{-1} \gamma_s;$$

$$(24) \quad T = T_I + \frac{1 - \kappa M_I^2}{(1 - M_I^2) C_p} J'.$$

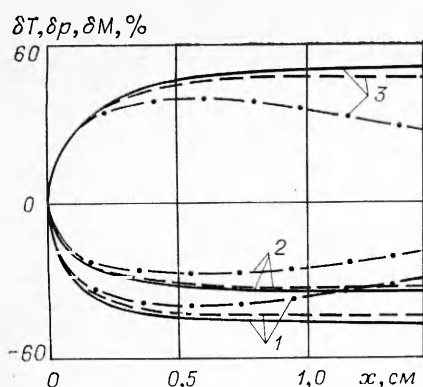
Соотношения (22)—(24) позволяют оценить максимальное для данного M_I изменение температуры газа в результате $V - V'$ -обмена. В соответствии с формулами (8) будут меняться и другие параметры (p , ρ , u).

Проиллюстрируем полученные результаты на примере течения конкретных газов из двухатомных молекул — хлористого водорода (HCl) и смеси $\text{HCl} - \text{H}_2$. Частота воздействующего на поток излучения резонансна частоте центра линии колебательно-вращательного перехода $(0, j') \rightarrow (V, j'')$, где $V = 1; 2$. Для решения задачи использовались численные методы. При этом интегрирование полной системы уравнений газовой динамики и колебательной кинетики проводилось так же, как и в [4, 5]. Схема релаксационных процессов и соответствующие ей кинетические уравнения были взяты такими же, как и в [7].

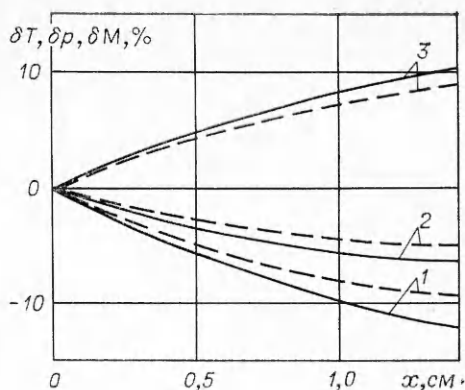
Показатель поглощения на исследуемых переходах молекул HCl вычислялся по стандартным соотношениям [2] в предположении совместного действия доплеровского и столкновительного механизмов уширения спектральной линии. Коэффициенты Эйнштейна и сечения ударного уширения выбирались так же, как в [7]. При определении относительных заселенностей верхнего и нижнего уровней поглощающего перехода значения $E_{j''}$ и $E_{j'}$ рассчитывались по формуле (7).

На фиг. 2 представлены результаты расчета изменения макроскопических параметров потока в зоне воздействия излучения с $I_0 = 0,4 \text{ МВт/м}^2$ при течении хлористого водорода с начальными параметрами: $T_0 = 1000 \text{ К}$, $M_0 = 1, 2$.

Частота воздействующего излучения резонансна частоте центра линии колебательно-вращательного перехода $(0, 11) \rightarrow (1, 10)$. Здесь цифры 1—3 обозначено относительное изменение давления (δp), температуры (δT) и числа Маха (δM). Сплошными линиями показано изменение макроскопических параметров в потоке с $p_0 = 10^{-4} \text{ МПа}$ при отсутствии $V - T$ -процессов, штриховыми линиями — изменение p , T , M , когда эти процессы действуют, а штрихпунктирной — в среде с повышенной ско-



Фиг. 2



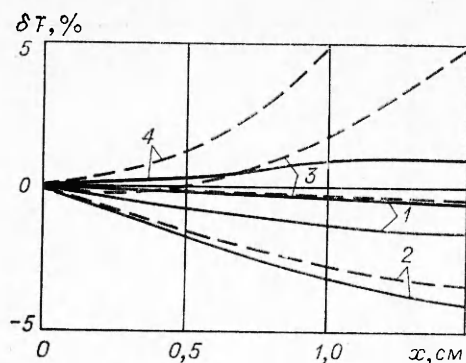
Фиг. 3

ростью $V - T$ -релаксации ($p_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ МПа). Видно, что увеличение скорости $V - T$ -процессов (ее увеличение моделировалось увеличением давления газа) приводит к уменьшению как глубины кинетического охлаждения (δT), так и изменения других макроскопических параметров (δp , δM).

При поглощении излучения на обертонах P -ветви $(0, j) \rightarrow (2, j - 1)$ изменение макроскопических параметров потока более слабое, чем при поглощении на основном переходе. Это хорошо видно из сравнения фиг. 2 и 3 (на фиг. 3 показано изменение макроскопических параметров при поглощении излучения с $I_0 = 0,4$ МВт/м² на переходе $(0,11) \rightarrow (2,10)$ при $T_0 = 1000$ К, $p_0 = 10^{-4}$ МПа, $M_0 = 1,2$, обозначения здесь те же, что и на фиг. 2). Однако и в этом случае величина изменения p , T и M значительна и может достигать 5—15%.

Возможность охлаждения молекулярного газа при поглощении излучения в R -ветви иллюстрирует фиг. 4. Здесь представлено относительное изменение поступательной температуры газа (δT) при воздействии излучения с $I_0 = 10$ МВт/м², частота которого резонансна частоте переходов $(0, j) \rightarrow (2, j + 1)$ с $j = 39; 34; 32; 29$ (кривые 1—4 соответственно). Невозмущенные параметры среды здесь такие же, что и в предыдущем случае. Как и прежде, сплошными линиями показано изменение δT при отсутствии $V - T$ -процессов, а штриховыми — когда эти процессы действуют. Ясно видно существование граничного j_0 , начиная с которого ($j > j_0$) наблюдается охлаждение газа. Сильное влияние $V - T$ -процессов при малых j и более слабое при больших j ($j = 39$) объясняется существенно большими значениями показателя поглощения для переходов с $j = 29$, а следовательно, и большим количеством энергии, выделяющейся в поступательные степени свободы. Отметим, что численные расчеты показали также возможность охлаждения сверхзвукового потока газа и при поглощении излучения в R -ветви основного перехода. Однако величина j_0 здесь существенно больше, и для получения значительных δT необходимы большие значения интенсивности ($I_0 > 10^2$ МВт/м²) воздействующего излучения.

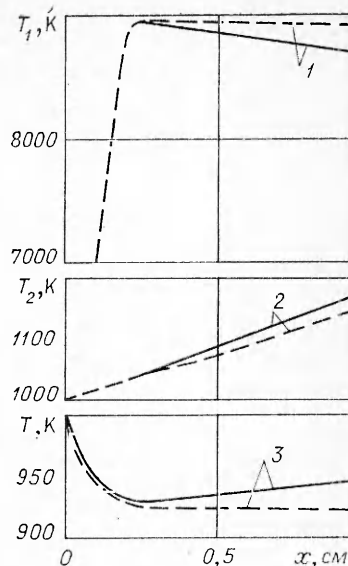
Как указывалось выше, в бинарной смеси газов возможность уменьшения поступательной температуры потока может быть обусловлена также и процессом нерезонансного $V - V'$ -обмена. Для иллюстрации такого механизма охлаждения рассматривалось течение смеси газов HCl и H₂ ($\gamma_{HCl} = 0,2$, $\gamma_{H_2} = 0,8$) при воздействии резонансного излучения с $I_0 = 10$ МВт/м², частота которого равна частоте колебательно-вращательно-го перехода $(0,11) \rightarrow (1,10)$ в молекуле HCl. Невозмущенные параметры среды полагались равными $p_0 = 10^{-3}$ МПа, $T_0 = 1000$ К, $M_0 = 1,2$, а зона воздействия излучения $L = 2 \cdot 10^{-3}$ м. На фиг. 5 показано изменение колебательных T_i ($i = 1 - \text{HCl}$, $i = 2 - \text{H}_2$, соответственно кривые 1, 2) и поступательной температур T (кривая 3) по продольной координате x , когда нет обмена энергией между поступательными и колебательными



Ф и г. 4

степенями свободы (штриховые линии) и когда $V - T$ -обмен существует. Из представленных распределений видно, что дополнительное охлаждение потока при $I_0 = 0$ вызвано процессом межмолекулярного $V - V'$ -обмена энергией между возбужденными молекулами HCl и невозбужденными молекулами H_2 (T_1 уменьшается, а T_2 растет). Колебательно-поступательная релаксация приводит при этом к сокращению зоны существования области с пониженной температурой и к уменьшению величины ΔT .

В заключение отметим, что изменение макроскопических параметров потока вследствие рассмотренных механизмов при поглощении газом резонансного излучения может оказаться определяющим при исследовании нестационарной самофокусировки лазерных пучков.



Ф и г. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиец Б. Ф., Панченко В. Я. Охлаждение молекулярных газов стимулированным лазерным излучением. — Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, вып. 23.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
3. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. М.: ИЛ, 1949.
4. Старик А. М. К вопросу об определении времен релаксации при кинетическом охлаждении движущегося газа. — ПМТФ, 1982, № 2.
5. Старик А. М. О кинетическом охлаждении движущегося газа. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3.
6. Файзулаев В. Н. Тепловые эффекты нерезонансного колебательного обмена. — ПМТФ, 1975, № 2.
7. Кирмусов И. П., Левин В. А., Старик А. М. Теоретическое исследование характеристик газодинамического лазера на смеси $\text{H}_2 - \text{HCl}$. — Квант. электроника, 1981, т. 8, № 5.

Поступила 11/VII 1983 г.

УДК 533.6.011.8

ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ СЛАБОАНГАРМОНИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

А. П. Васильев, Г. В. Дубровский, В. М. Стрельчя
(Ленинград)

Задача построения аналитических решений релаксационных уравнений в смеси слабоангармонических осцилляторов (САО) вызывает в настоящее время большой интерес в связи с необходимостью качественного и количественного анализа роли ангармонических эффектов в теории лазеров [1], химической кинетике [2], при расчетах кинетических коэффициентов в случае замедленной релаксации [3], в теории поглощения и дисперсии звука и т. д.