

ния первого уровня, σ_n — сечение возбуждения, \bar{v} — средняя скорость электронов), $P_2 = \int T_e \langle \sigma_e v \rangle N_0 n_e 2m_e dV / M \sim T_e \sigma_e \bar{v} N_0 n_e R^2 m_e / M$ (σ_e — сечение упругого рассеяния, M — масса атома), $P_3 = \int T_e j_e dS \sim T_e D_a \nabla n_e R \sim T_e D_e n_e D_a / D_e$ (j_e — поток электронов на стенки, D_a , D_e — коэффициенты амбиполярной и электронной диффузии; интегрирование здесь проводится по поверхности цилиндра), $P_2/P_1 \sim T_e \exp(E_1/T_e) m_e / (E_1 M)$, $P_3/P_1 \sim T_e \exp(E_1/T_e) \lambda^2 D_a / (E_1 R^2 D_e)$ (λ — длина свободного пробега электрона). При подстановке характерных данных вклад P_2 и P_3 не превышает 1%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краулия Э. К., Круглевский В. А. Сечения передачи возбуждения при сенсibilизированной флуоресценции паров металлов // Сенсibilизированная флуоресценция паров металлов.— Рига: Латв. ун-т, 1977.
2. Kuramochi N., Matsuo T. et al. Spectral profiles of the $^{87}\text{Rb}D_1$ line emitted from spherical lamp // Japan. J. Appl. Phys.— 1977.— V. 16, N 5.
3. Suzuki T., Kakimoto M. High-resolution optogalvanic study of the $C_4(0)^1\Pi_u$, $C'_5(0)^1\Sigma_u^+$ and $a''(0)^1\Sigma_g^+$ rydberg states of N_2 // J. Molecular Spectroscopy.— 1982.— V. 93.—P. 423.
4. Suzuki T. Optogalvanic spectroscopy with RF discharge // Optics Communications.— 1981.— V. 38, N 5.
5. Henriksen B. B., Keefer D. R., Clarkson M. N. Electromagnetic field in electrodeless discharge // J. Appl. Phys.— 1971.— V. 42, N 13.
6. Keefer D. R. A theory for the low-pressure electrodeless discharge.— N. Y., 1969.— (Paper/AIAA; N 703).
7. Агапов А. С., Матвеев А. А., Хуторщиков В. И. Методы расчета параметров высокочастотных безэлектродных ламп // Процессы переноса энергии в парах металлов.— Рига: Латв. ун-т, 1985.
8. Грановский В. Л. Электрический ток в газе.— М.: Наука, 1971.
9. Бульшев А. Е., Преображенский Н. Г. Отклик импеданса безэлектродного ВЧ-разряда на оптическое возбуждение // ДАН СССР.— 1984.— Т. 279, № 6.
10. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
11. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon V. M. Atomic transition probabilities // NSRDS — NBS.— 1966.— V. 4.
12. Хастед Дж. Физика атомных столкновений.— М.: Мир, 1965.
13. Зайцев Н. К., Шапарев Н. Я. Оптоэлектрические явления в плазме.— Красноярск, 1982.— (Препринт/ИФ СО АН СССР; № 207—209 Ф).

Поступила 5/1 1987 г.

УДК 533.011+536.14

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА В ПОЛЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРЕКРЫТИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

А. М. Старик
(Москва)

В последнее время значительный интерес проявляется к процессам, происходящим при воздействии резонансного излучения на поглощающие или усиливающие газовые среды. Весьма важен при этом вопрос об изменении макроскопических параметров среды (температуры или плотности), определяющих характер изменения показателя преломления в канале воздействующего луча. В [1—4] анализировались механизмы охлаждения молекулярного газа при поглощении излучения, частота которого резонансна частоте центра спектральной линии поглощающего колебательно-вращательного перехода. Экспериментально эффект кинетического охлаждения наблюдался в газах, содержащих CO_2 , при поглощении излучения на междумодовом переходе

$00^0_1 \rightarrow 10^0_0$ с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм [5] и в газе CD_4 при поглощении излучения в P -ветви колебательно-вращательного перехода, принадлежащего моде ν_4 [6]. При этом рассматривалось поглощение излучения в уединенной спектральной линии в отсутствие перекрытия контуров соседних по частоте линий. Часто, однако, реализуются ситуации, в которых соседние по частоте линии перекрываются. Анализ возможных механизмов охлаждения молекулярного газа как при поглощении, так и при усилении света в этих условиях и посвящена данная работа.

Пусть молекулы газа — жесткие ротаторы, а частота воздействующего излучения ν_I почти резонансна частоте центра спектральной линии ν_0 некоторого колебательно-вращательного перехода $m(V', j') \rightleftharpoons n(V'', j'')$:

$$(1) \quad \nu_I = \frac{E_{V''} - E_{V'} + E_{j''} - E_{j'}}{h} + \Delta\nu.$$

Здесь $E_{V'}$ и $E_{V''}$ — колебательные, а $E_{j'}$ и $E_{j''}$ — вращательные энергии нижнего m и верхнего n состояний поглощающего (усиливающего) перехода; h — постоянная Планка; $\Delta\nu$ — расстройка.

Пренебрегая процессами теплопроводности и конвекции (характерные времена задачи существенно меньше времен этих процессов), уравнение, описывающее изменение температуры среды при воздействии излучения, представим в виде

$$(2) \quad \frac{5}{2} \frac{R}{\mu} \rho \frac{dT}{dt} = J, \quad J = k_\nu I - \frac{de_r}{dt} - \frac{de_V}{dt},$$

где T — поступательная температура; ρ — плотность; μ — молекулярный вес; e_V и e_r — колебательная и вращательная энергия газа в единице объема; k_ν — коэффициент поглощения; I — интенсивность воздействующего излучения.

Пусть время индуцированных переходов τ_I существенно больше времени релаксации поляризации τ . Пренебрегая процессами спонтанного распада, изменение числа молекул в состояниях (V', j') и (V'', j'') , взаимодействующих с излучением, в этом случае определим из следующей системы уравнений [7, 8]:

$$(3) \quad \frac{dN_{j'}}{dt} = -\frac{k_\nu I}{h\nu_I} + J_{RR}^{j'} + J_{RT}^{j'};$$

$$(4) \quad \frac{dN_{j''}}{dt} = \frac{k_\nu I}{h\nu_I} + J_{RR}^{j''} + J_{RT}^{j''};$$

$$(5) \quad \frac{dN_{V'}}{dt} = -\frac{k_\nu I}{h\nu_I} + J_{VV}^{V'} + J_{VT}^{V'};$$

$$(6) \quad \frac{dN_{V''}}{dt} = \frac{k_\nu I}{h\nu_I} + J_{VV}^{V''} + J_{VT}^{V''}.$$

Здесь N_j — число молекул, возбужденных в состояние с вращательным квантовым числом j , а N_V — в состояние с колебательным квантовым числом V ; J_{RR}^j , J_{RT}^j , J_{VV}^V , J_{VT}^V — члены, определяющие изменение заселенности уровня $q(V, j)$ вследствие столкновительных процессов $R - R$ -, $R - T$ -, $V - V$ - и $V - T$ -обмена. Учитывая, что $e_V = \sum_V E_V N_V$,

а $e_r = \sum_j E_j N_j$, и полагая, что взаимодействие излучения происходит только с конечным числом колебательно-вращательных линий ($q_1 < q < q_2$) (частота центра линии ν_0^q), после подстановки (3)–(6) с уче-

том (1) в (2) получим

$$(7) \quad \frac{5}{2} \frac{R}{\mu} \rho \frac{dT}{dt} = \sum_{q=q_1}^{q_2} k_{v_I}^q \frac{\Delta v_q}{v_I} I - \Phi_V - \Phi_R,$$

$$\Phi_V = \sum_k (J_{VV}^k + J_{VT}^k) E_V^k, \quad \Phi_R = \sum_l E_j^l (J_{RR}^l + J_{RT}^l).$$

В выражениях для Φ_V и Φ_R суммирование ведется по колебательным и вращательным квантовым числам соответственно, а $\Delta v_q = v_I - v_0^q$.

Пусть для каждой линии, взаимодействующей с излучением, выполняется условие

$$\tau_I < h \Delta v_q \min \left(\frac{\tau_R^j}{E_j} \right) < h \Delta v_q \min \left(\frac{\tau_V^k}{E_V} \right),$$

где $\tau_R^j = \min \{ \tau_{RR}^j, \tau_{RT}^j \}$; $\tau_V^k = \min \{ \tau_{VV}^k, \tau_{VT}^k \}$; τ_{RT} , τ_{RR} , τ_{VT} и τ_{VV} — характерные времена $R - T$ -, $R - R$ -, $V - T$ - и $V - V$ -обмена.

Уравнение (7) при этом принимает вид

$$\frac{5}{2} \rho \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dt} = \sum_{q=q_1}^{q_2} k_{v_I}^q \frac{\Delta v_q}{v_I} I.$$

Пусть v_I равна частоте центра линии некоторого колебательно-вращательного перехода $v_0^i (\Delta v_i = 0)$. При отсутствии перекрытия линий $\Delta v_q = 0$ и при $\tau_T < t \leq \tau_I$ (τ_T — время установления максвелловского распределения) температура газа не меняется. Перекрытие соседних по частоте контуров спектральных линий (например, при увеличении давления газа) может привести к изменению поступательной температуры. Для линий, удовлетворяющих условию

$$(8) \quad \left| k_{v_I}^q I \frac{v_I - v_0^q}{v_I} \right| < \min \left(\frac{E_j N_j}{\tau_R^j} \right) \quad (q_1 < q < q_2),$$

охлаждение газа при поглощении излучения будет наблюдаться при выполнении неравенства

$$(9) \quad \sum_{q=q_1}^{q_2} k_{v_I}^q \Delta v_q < 0.$$

Таким образом, охлаждение газа определяется суммарным эффектом охлаждения или нагрева от соседних перекрывающих частоту $v_I (v_0^i)$ линий, причем линии с $v_0^q > v_0^i$ будут давать вклад в охлаждение, а линии с $v_0^q < v_0^i$ — в нагрев среды.

Охлаждение молекулярного газа при поглощении в линии с $v_0^q > v_I$ обусловлено тем, что при поглощении кванта $h(v_0^q + \Delta v_q)$ молекула из состояния m с энергией $E_m = E_{V^*} + E_j$ возбуждается в состояние n с энергией $E_n = E_m + h v_0^q$. При $\Delta v_q < 0$ $E_m < h v_I + E_n$, а недостаток энергии $h \Delta v_q$ компенсируется за счет уменьшения средней кинетической энергии поступательного хаотического движения молекул. Газ при этом охлаждается. Охлаждение среды может иметь место и при усилении света инверсной средой ($k_v < 0$), если $\Delta v_q > 0$ ($v_I > v_0^q$).

Покажем, что существуют случаи, когда выполняется (9). Представим коэффициент поглощения на расстоянии Δv_q ($i - n \leq q \leq i + n$,

n — целое число, $n < i$) от центра q -й линии в виде

$$(10) \quad k_{\nu_I}^q = k_{\nu_0}^q H_q(\nu),$$

где $H_q(\nu)$ — функция Фойгта; $k_{\nu_0}^q$ — коэффициент поглощения в центре q -й линии при $H_q(\nu) = 1$. Перекрывание линий реализуется обычно при ударном уширении. Тогда

$$H_q(\nu) = \alpha \frac{p_0^2 (b_c^q)^2}{p_0^2 (b_c^q)^2 + (\Delta\nu_q)^2}, \quad \alpha = \frac{2\nu_0^q}{c} \sqrt{\frac{2RT_0}{\pi\mu}}.$$

Здесь b_c^q — столкновительная ширина q -й линии на полувысоте; p_0 — давление среды.

С учетом (10) из (9) получим

$$(11) \quad \sum_{q < i} k_{\nu_0}^q \frac{|\Delta\nu_q|}{1 + \left(\frac{\Delta\nu_q}{b_c^q p_0}\right)^2} < \sum_{q > i} \frac{k_{\nu_0}^q |\Delta\nu_q|}{1 + \left(\frac{\Delta\nu_q}{b_c^q p_0}\right)^2}.$$

Пусть ν_I равна частоте центра спектральной линии с $\Delta j = j'' - j' = -1$ (P -ветвь). Тогда для соседних по частоте линий одного и того же колебательного перехода $\Delta\nu_q = \nu_0^{i+1} - \nu_0^i = -(B_{V''} + B_{V'}) - (2j' + 1) \times (B_{V'} - B_{V''})$ (B_V — вращательная постоянная в состоянии V ($V = V', V''$)). Если $j'_i > j_{\text{opt}}$, j_{opt} соответствует максимуму вращательной функции распределения ($j_{\text{opt}} = \sqrt{\frac{T}{2B_{V'}}} - \frac{1}{2}$), то $k_{\nu_0}^q$ для линий с $q < i$ будет больше, чем для линий с $q > i$ (предполагается, что коэффициент Эйнштейна меняется в зависимости от j незначительно). Поскольку зависимость $k_{\nu_0}^q(j)$ существенно сильнее, чем $\Delta\nu_q(j)$ и $b_c^q(j)$, то ясно, что в этом случае при перекрытии контурами соседних спектральных линий частоты $\nu_I = \nu_0^i$ неравенство (11) выполняется и газ охлаждается. При $j'_i < j_{\text{opt}}$, наоборот, газ нагревается.

При поглощении излучения в Q -ветви ($\Delta j = 0$) $\Delta\nu_q = -2(j' + 1) \times (B_{V'} - B_{V''})$. Здесь наблюдается полная аналогия с поглощением в P -ветви. При $j'_i > j_{\text{opt}}$ имеем охлаждение, а при $j'_i < j_{\text{opt}}$ — нагрев. Однако для переходов Q -ветви $\Delta\nu_q$ существенно меньше, чем для переходов P -ветви ($B_{V'} - B_{V''} \ll 1$). Поэтому глубина охлаждения будет весьма незначительна.

Для переходов R -ветви ($\Delta j = 1$) $\Delta\nu_q = (2j' + 1)(B_{V''} - B_{V'}) + 3B_{V''} - B_{V'}$. Если $j'_i < j_{\text{opt}}$, то для линий с $q > i$ $k_{\nu_0}^q$ больше, чем для линий с $q < i$, и выполняется (11); газ охлаждается. При $j'_i > j_{\text{opt}}$ ситуация меняется на противоположную и газ нагревается.

Таким образом, при поглощении излучения в P -ветви колебательно-вращательного перехода газ охлаждается при $j'_q > j_{\text{opt}}$, а при поглощении в R -ветви — при $j'_q < j_{\text{opt}}$.

Рассмотренные случаи перекрытия спектральных линий показаны на рис. 1, где приведены линии с ν_0^{i+n} , которым соответствуют $j' = j_{\text{opt}} + (2 \mp n)$, причем минус отвечает P -, а плюс — R -ветви ($n = \pm 1, 2, \dots$).

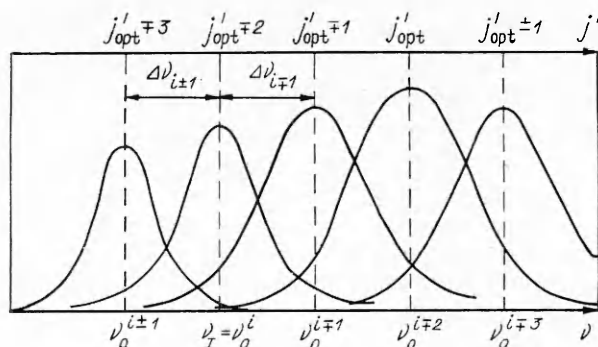


Рис. 1

При усилении в P -ветви колебательно-вращательного перехода (11) удовлетворяется при $j'_q < j_{\text{opt}}$, а при усилении в R -ветви — при $j'_q > j_{\text{opt}}$ (опять имеется в виду, что перекрываются только соседние по частоте линии с одинаковыми V' и V''). Эффект охлаждения при перекрытии линий носит существенно пороговый характер, он возникает при некотором давлении, когда $k_{v_I}^q > 0$ (или $k_{v_I}^s < 0$ при усилении) и удовлетворяется (11).

Оценим теперь величину охлаждения, обусловленную перекрытием спектральных линий сверху. Пусть насыщение некоторого колебательно-вращательного перехода, частота центра линии которого $\nu_0^q = \nu_I + \Delta\nu_q$, происходит при $t = t_I$, а $t_I < \min(\tau_R^i, \tau_V^h)$ и лишь для одного этого перехода удовлетворяется (8). При взаимодействии излучения только с одним колебательно-вращательным переходом положим, что все состояния с $j \neq j', j''$ заселены в соответствии с бoльцмановским распределением и температурой T , т. е.

$$(12) \quad \sum_{j \neq j', j''} E_j \frac{dN_j}{dt} = \frac{R}{\mu} \rho \frac{dT}{dt},$$

Таким образом, можно ввести вращательный резервуар для каждого колебательного состояния V' и V'' с числом молекул $N_{V'}^R$ и $N_{V''}^R$ [8].

На интервале $[\tau_T, t_I]$ справедливы равенства

$$(13) \quad \frac{de_V}{dt} = \frac{k_V I}{h\nu_I} (E_{V''}^q - E_{V'}^q), \quad \frac{de_R}{dt} = \frac{de_V}{dt} \frac{E_{j''} - E_{j'}}{E_{V''} - E_{V'}}.$$

Интегрируя (7) с учетом (12), (13), имеем

$$(14) \quad \rho \frac{7}{2} \frac{R}{\mu} \Delta T_s = \frac{h\Delta\nu_q}{E_{V''}^q - E_{V'}^q} \left(E_{V''}^q \int_0^{t_I} dN_{V''} + E_{V'}^q \int_0^{t_I} dN_{V'} \right).$$

Здесь и далее $\Delta T_s = T_s - T_0$, а индексы 0 и s соответствуют параметрам при $t = 0$ и $t = t_I$. Из (3)–(6) нетрудно получить, что на интервале $[\tau_T, t_I]$

$$(15) \quad N_{V''} + N_{V'} = N_{V''}^0 + N_{V'}^0;$$

$$(16) \quad N_{j''} + N_{j'} = N_{j''}^0 + N_{j'}^0.$$

Но при $t = t_I$ из условия насыщения поглощающего перехода $m \rightarrow n$

$$(17) \quad N_{j''}^s = \frac{g_n}{g_m} N_{j'}^s.$$

Разрешая (16), (17) относительно $N_{j'}^s$, находим

$$(18) \quad N_{j'}^s = \frac{N_{j''}^0 + N_{j'}^0}{1 + \frac{g_n}{g_m}}.$$

Учитывая, что в принятой модели вращательного резервуара $N_{V''} = N_{j''} + N_{V''}^R$, $N_{V'} = N_{j'} + N_{V'}^R$ и что при $t = t_I$ $N_{V''}^R = N_{V''}^R$, из (15) получаем

$$(19) \quad N_{V'}^s = N_{V'}^0 + N_{j''}^s - N_{j'}^s;$$

$$(20) \quad N_{V''}^s = N_{V''}^0 + N_{j'}^s - N_{j''}^s.$$

Проводя в (14) интегрирование, с учетом (19), (20) имеем

$$\Delta T_s = \frac{2}{7} \frac{h\Delta\nu_q}{K} (x_{j'}^0 - x_{j'}^s),$$

где $x_j = N_j/N_0$; $N_0 = \rho N_A/\mu$; N_A — число Авогадро; K — постоянная Больцмана.

Используя (18) и учитывая, что $x_{j'}^0 = g_m \frac{N_{V'}}{N_0} \exp\left(-\frac{E_{j'}}{KT_0}\right) \frac{1}{Z_{V'}}$, $x_{j''}^0 = g_n \frac{N_{V''}^0}{N_0} \exp\left(-\frac{E_{j''}}{KT_0}\right) \frac{1}{Z_{V''}}$ (Z_V — статистическая сумма в состоянии V), соотношение для глубины охлаждения газа ΔT_s представим в виде

$$(21) \quad \Delta T_s = \frac{2}{7} \frac{h\Delta\nu_q}{KZ_{V'}} G_j \frac{N_{V'}^0}{N_0} \exp\left(-\frac{E_{j'}}{KT_0}\right) \left[1 - \frac{N_{V''}^0 Z_{V'}}{N_{V'}^0 Z_{V''}} \exp\left(\frac{E_{j'} - E_{j''}}{KT_0}\right)\right],$$

$$G_j = \frac{g_m g_n}{g_m + g_n}.$$

Используя (21), нетрудно показать, что при $N_{V''}/N_{V'} \ll 1$, когда перекрываются лишь соседние по частоте линии, для линейных молекул, моделируемых жестким ротатором, максимальное значение ΔT_s достигается при $T_0 = E_{j'}/K$: $\Delta T_s^{\max} = 0,21 \frac{E_{V'} G_j}{K j' (j' + 1)}$. При данной температуре T_0 максимальное значение ΔT_s достигается при поглощении излучения на колебательно-вращательных переходах молекул с $j' > j_{\text{ont}}$ для P -ветви и с $j' < j_{\text{opt}}$ для R -ветви, если $j' = \text{entier} \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{B_{V'} + 8KT_0}{B_{V'}}} - 1 \right] \mp 1$ (знак минус соответствует поглощению в P -ветви, а плюс —

в R -ветви). Соотношение (21) справедливо для любой уединенной линии с $\nu_0^q = \nu_l + \Delta\nu_q$. Понятно, что в случае перекрытия контуров нескольких спектральных линий глубина охлаждения будет определяться суммарным эффектом охлаждения или нагрева для каждой линии.

Рассмотренный механизм охлаждения молекулярного газа в поле резонансного излучения при перекрытии спектральных линий имеет место и для молекул с более сложной структурой, например симметричных и асимметричных волчков. Однако получить аналитические соотношения для ΔT_s в этом случае не удастся и задачу необходимо решать численно.

Проиллюстрируем теперь возможность охлаждения среды в поле резонансного излучения при перекрытии спектральных линий на примере конкретных газов HCl и CO_2 . На рис. 2 показано изменение ΔT_s при перекрытии соседних по частоте спектральных линий в молекуле HCl при поглощении излучения на переходах ($V' = 0, j' \rightarrow V'' = 1, j''$) P -ветви (сплошные линии) и R -ветви (штриховые) для разных j' и T_0 ($T_0 = 300; 900; 1500$ К (кривые 1—3) соответственно при $j'_{\text{opt}} = 3; 5; 6$). Параметры I и p_0 выбирались таким образом, чтобы условие (8) выполнялось только для соседних по частоте линий ($j_q = j' \pm 1$). Коэффициент поглощения излучения с $\lambda_l = 3,5$ мкм (переходы $0, j' \rightarrow 1, j''$ в HCl) рассчитывался по стандартным соотношениям. Необходимые для расчета молекулярные константы и значения столкновительных ширин спектральных линий для молекулы HCl взяты из [9, 10]. Заметим, что при $p_0 = 1$ МПа (это значение принято при вычислениях) время вращательно-поступательной релаксации для рассматриваемых уровней $\sim 10^{-10}$ с и, по крайней мере, в 20 раз превышает τ_T [11]. Из представленных распределений видно, что глубина охлаждения несколько больше для переходов R -ветви и может достигать 1 К. Максимальное значение ΔT_s реализуется только при $T_0 = 300$ К для

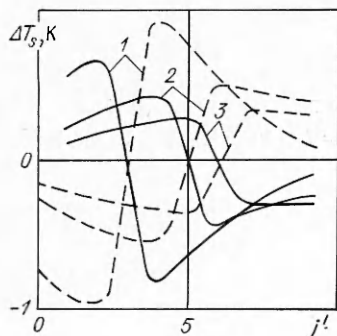


Рис. 2

перехода $(0,4 \rightarrow 1,5)$. В остальных случаях $\Delta T_s < \Delta T_s^{\max}$.

Из (24) ясно, что ΔT_s будет расти при увеличении $\Delta \nu$, например, при перекрытии частоты $\nu_0^i (j_i = j')$ контуром линии с $j_q = j' \pm l$ ($l = 2, 3, 4$), однако время существования эффекта охлаждения при этом существенно меньше по сравнению с рассмотренным случаем ($j_q = j' \pm 1$), поскольку для обеспечения столь большого $\Delta \nu_q$ необходимо значительно повысить давление, а $\tau_{RT}^i \sim p_0^{-1}$.

Аналогичные зависимости $\Delta T_s = f(j, T_0)$ наблюдаются и для CO_2 при поглощении излучения с $\lambda_T = 10,4 - 9,4$ мкм, хотя структура колебательно-вращательного спектра в CO_2 в силу близкого по частоте расположения линий основной полосы перехода $10^0 (02^0) \rightarrow 00^1$ и переходов полос секвенции значительно сложнее [12]. Однако, как показал расчетный анализ (необходимые для вычислений молекулярные константы взяты из [12]), охлаждение в этом случае даже при оптимальном значении T_0 не превышает 0,08 К, а вклад полос секвенции в изменение температуры среды при перекрытии соответствующих линий пренебрежимо мал по сравнению с вкладом соседних вращательных линий основного перехода $10^0 (02^0) \rightarrow 00^1$.

Охлаждение газа при перекрытии спектральных линий возможно и при усилении света инверсной средой, причем глубина охлаждения увеличивается с ростом инверсии на усиливающем переходе. На рис. 3 представлена зависимость глубины охлаждения в хлористом водороде в условиях перекрытия соседних по частоте спектральных линий при усилении излучения на переходах $(V'', j'' \rightarrow V', j')$ P- и R-ветви (сплошные и штриховые линии) для разных j' . Полагалось, что распределение молекул HCl по колебательным уровням соответствует триноровскому с $T_{V1} = 3000$ К (T_{V1} — эффективная колебательная температура первого уровня) и $T_0 = 300$ К. При таких T_0 и T_{V1} абсолютная инверсия ($N_{V''} > N_{V'}$) в молекуле HCl реализуется при $V > V_*(V_* = 4)$. Распределения с абсолютной инверсией могут возникать, например, в электрическом разряде. Расчеты проводились для переходов $(V_* + 2) \rightarrow (V_* + 1)$ и $(V_* + 3) \rightarrow (V_* + 2)$ (кривые 1, 2). Для рассматриваемых переходов $j_{\text{opt}} = 4$. Интенсивность воздействующего излучения выбиралась так же, как и в случае поглощения. Видно, что охлаждение среды при усилении излучения реализуется в R-ветви при $j' < j_{\text{opt}}$, а в P-ветви при $j' > j_{\text{opt}}$.

Рассмотренный механизм охлаждения при перекрытии спектральных линий работает и при $t > \tau_{RT}^j$. Однако в этом случае вклад в изменение поступательной температуры будет давать также и процесс установления равновесия между вращательными состояниями, взаимодействующими с излучением, и поступательными степенями свободы. Анализ влияния этого механизма на изменение температуры газа при перекрытии спектральных линий требует совместного интегрирования большого числа уравнений вращательной кинетики.

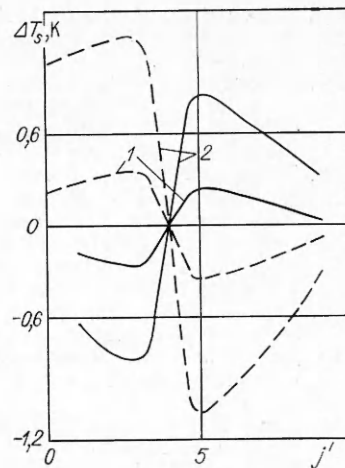


Рис. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Wood A. D., Camac M., Gerry F. T. Effects of $10,6\mu\text{m}$ induced on the atmospheric refractive index // Appl. Optics.— 1971.— V. 10, N 8.
2. Гордиец Б. Ф., Панченко В. Я. Охлаждение молекулярных газов, стимулированное лазерным излучением // Письма в ЖТФ.— 1978.— Т. 4, вып. 23.

3. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О течении газа из несимметричных дипольных молекул в поле резонансного излучения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 1.
4. Старик А. М. Охлаждение потока газа из двухатомных молекул резонансным излучением // ПМТФ.— 1984.— № 5.
5. Gebhardt F. G., Smith D. C. Kinetic cooling of a gas by absorption of CO₂ laser radiation // Appl. Phys. Lett.— 1972.— V. 20, N 3.
6. Гордиенко В. М., Михеенко А. В., Панченко В. Я. Охлаждение селективно возбужденного CD₄ газа в процессе колебательно-колебательной и вращательно-поступательной релаксации // Письма в ЖТФ.— 1979.— Т. 5, вып. 8.
7. Осипов А. И., Панченко В. Я. Тепловые эффекты при взаимодействии лазерного излучения с молекулярными газами.— М.: Изд-во МГУ, 1983.
8. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров.— М.: Мир, 1981.
9. Гурвич Л. В., Хачкурузов Г. А., Медведев В. А., Вейц И. В. Термодинамические свойства индивидуальных веществ.— М.: Изд-во АН СССР, 1962.— Т. 1.
10. Демьянов А. В., Кочетов И. В., Певгов В. Г., Шарков В. Ф. Колебательная кинетика в смесях газов, содержащих H₂, HCl.— М., 1979.— (Препринт/ИАЭ; № 31576).
11. Yang T. T., Blauer J. A. Analysis of rotational nonequilibrium behaviour in hydrogen fluoride/deuterium fluoride systems // J. Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 4.
12. Кирмузов И. П., Старик А. М. Расчетное исследование спектра усиления и поглощения CO₂ в области 9,2—10,9 мкм // Оптика и спектроскопия.— 1984.— Т. 57, вып. 3.

Поступила 4/XI 1986 г.

УДК 532.5

О ВЗАИМОСВЯЗИ НОВОГО ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКОГО СЕМЕЙСТВА ТЕЧЕНИЙ СО СВОБОДНЫМИ ГРАНИЦАМИ С ТЕЧЕНИЯМИ КИРХГОФА, ЭФРОСА И ЖУКОВСКОГО — РОШКО

В. С. Садовский, Г. И. Таганов

(Москва)

Как известно, классическое течение со свободными границами, найденное Кирхгофом в 1869 г., положило начало теоретическому изучению отрывного обтекания тел потоком несжимаемой жидкости. Сложность задачи хорошо понималась исследователями, поэтому здесь, пожалуй, как нигде в гидродинамике, получил признание модельный подход, позволяющий максимально упростить задачу. В 30—40-е годы стало ясно, что модельный подход с использованием течений со свободными границами позволяет достаточно близко к экспериментальным результатам описывать отрывное обтекание тел несжимаемой жидкостью на режимах развитой кавитации, когда каверна, образуемая отрывом, полностью заполнена парами или газом, т. е. применительно к отрывным течениям двухфазной жидкости, и не дает адекватного экспериментальным результатам описания отрывных течений однофазной жидкости. Предложенные в этот период времени модельные течения со свободными границами позволяли описывать обтекание тел при значениях числа кавитации $Q = 2(p_\infty - p_0)/(\rho v_\infty^2)$ (p_0 — давление в каверне), отличных от нуля, $Q = 0$ отвечает течению Кирхгофа, и оно рассматривалось как предельное состояние течения, к которому должны приближаться модельные течения при $Q \rightarrow 0$. Действительно, значения коэффициента сопротивления c_x плоской пластины, установленной перпендикулярно к направлению скорости набегающего потока, определенные по схемам Жуковского — Рошко и Рябушинского, а также по схеме Эфроса, несколько различаются между собой при $Q \neq 0$, стремясь при $Q \rightarrow 0$ к кирхгофовскому значению $c_x = 2\pi/(\pi + 4)$.

Однако переход от $Q = 0$ в течении Кирхгофа к $Q \neq 0$ потребовал помещения в поток дополнительных тел (пластин), если течение происходило на одном листе римановой поверхности (схемы Жуковского — Рошко и Рябушинского), или использования дополнительно второго листа римановой поверхности (схема Эфроса), что нарушало принятую в гидродинамике постановку задачи обтекания изолированного тела неограниченным потоком идеальной жидкости и оставляло открытым вопрос о дополнительном (из-за взаимного влияния обтекаемого тела и замыкающих тел) приросте или уменьшении его c_x . Существование в следе за реальной каверной вихревого течения также не принималось во внимание этими моделями, из-за чего, например, в течении Эфроса генерация возвратной струйки происходила без учета влияния толщины вытеснения вихревого течения в следе, хотя толщина вытеснения в реальном кавитационном течении и поперечный размер тела — величины одного порядка.

Эти соображения, а также остающиеся до сих пор не выясненными вопросы, связанные с нестационарностью реального кавитационного течения и механизмом дис-