

УДК 523.42.43—852

В. П. Огибалов, А. А. Кутепов

Перенос излучения в полосе CO_2 $\tilde{\lambda}$ 4.3 мкм в атмосферах Венеры и Марса при нарушении колебательного и вращательного ЛТР

Для плоских моделей атмосфер Венеры и Марса получено численное решение задачи о переносе излучения в полосе CO_2 $\tilde{\lambda}$ 4.3 мкм. Рассмотрена многоуровневая система колебательных состояний молекул CO_2 , возбуждаемых при поглощении солнечного ИК-излучения с $\tilde{\lambda} \leq 4.3$ мкм. Введение функций источников для отдельных колебательно-вращательных переходов (приближение широкой полосы) приводит к увеличению локальных максимумов на дневных и ночных высотных профилях колебательной температуры состояния 00^01 по сравнению с полученными в [4]. Предложен метод учета отклонения от бальцмановского распределения молекул по вращательным уровням (вращательное не-ЛТР) для состояния 00^01 , которые изменяют функцию распределения и суммарную по вращательным уровням населенность состояния 00^01 по сравнению с вращательным ЛТР.

RADIATION TRANSFER IN THE 4.3 μm CO_2 BAND IN THE ATMOSPHERES OF VENUS AND MARS TAKING INTO ACCOUNT VIBRATIONAL AND ROTATIONAL NON-LTE EFFECTS, by Ogiбалov V. P., Kutepov A. A.—A numerical solution of the problem of radiation transfer in the 4.3 μm CO_2 band is obtained for the plane model atmospheres of Venus and Mars. A multi-level system of vibrational states of CO_2 molecules excited by the absorption of solar infrared radiation has been considered. Introduction of the individual source functions for certain rotational-vibrational transitions (the wide band approximation), increases the local maxima in the diurnal and nocturnal vertical profiles of the vibrational temperature of the state 00^01 as compared to those presented in [4]. A method to take into account the breaking of the Boltzmann rotational level distribution (rotational non-LTE) at the state 00^01 has been suggested and applied. This effect changes the distribution function and the populations summed up over rotational levels of state 00^01 as compared to those in the rotational LTE.

Введение. Перенос излучения в полосе CO_2 $\tilde{\lambda}$ 4.3 мкм в атмосферах Венеры и Марса наиболее детально рассмотрен в [4] в случае модели плоской атмосферы с учетом вертикального изменения профиля линий и их распределения по интенсивности. При этом в [4] проведен учет нарушения ЛТР по колебательным степеням свободы молекул (колебательное не-ЛТР), однако функции источников в линиях полос, соответствующих каждому колебательному переходу, считались одинаковыми (приближение узкой полосы), а распределение молекул по вращательным уровням — бальцмановским (вращательное ЛТР).

В [6] на примере решения модельной задачи показана важность учета нарушения ЛТР не только по колебательным, но и по вращательным степеням свободы молекул (вращательное не-ЛТР) в значительном (порядка 10^3 по оптической толщине в центре наиболее интенсивной линии полосы $\tilde{\lambda}$ 4.3 мкм) слое атмосферы, состоящей только из одной изотопической разновидности $\text{C}^{12}\text{O}^{16}_2$, причем рассматривался перенос излучения в линиях перехода с первого возбужденного по валентному асимметричному колебанию уровня на основное состояние ($00^01 \rightarrow 00^00$). Однако примененный в [6] метод Райбики [1] из-за больших затрат времени и памяти ЭВМ нельзя использовать для случая реальных атмосфер, которые состоят из нескольких видов молекул, участвующих в различных процессах обмена энергией при неупругих

столкновениях ($V-V$, $V-T$, $R-T$ обмен). Здесь необходимо рассмотрение дополнительных колебательных состояний, переходы с которых дают вклад в полосу $\lambda 4.3$ мкм.

В данной работе предложен эффективный приближенный метод решения задачи о переносе излучения в полосе $\lambda 4.3$ мкм с учетом отклонения от вращательного ЛТР на уровнях 00^01 . Метод применен для моделей реальных атмосфер Венеры и Марса при корректном рассмотрении переноса излучения в каждой спектральной линии переходов $00^01 \rightarrow 00^00$ четырех изотопических разновидностей молекулы CO_2 . Для каждой из них вводится индивидуальная функция источников и точные выражения вращательных коэффициентов (приближение широкой полосы). Рассчитаны населенности колебательно-вращательных уровней и суммарные населенности колебательных состояний для условий ночи, когда возбуждение вызывается неупругими тепловыми столкновениями молекул, и для набора зенитных углов Солнца днем, когда добавляется возбуждение молекул при поглощении солнечного излучения в ИК-полосах с $\lambda \leq 4.3$ мкм.

Метод решения. В основе метода лежит предлагаемое ниже приближенное уравнение переноса излучения в полосе, в котором учитывается нарушение вращательного ЛТР. Рассмотрим модельную задачу, соответствующую сформулированной в [6], при этом воспользуемся теми же исходными предположениями и обозначениями.

Согласно [6], уравнение стационарности для населенности колебательно-вращательного уровня состояния 00^01 (далее 1) с вращательным квантовым числом j имеет такой вид:

$$n_{1j} \left(A_{1j,0j-1} + A_{1j,0j+1} + C_{1j}^{\downarrow} + \sum_{j' \neq j} C_{jj'} \right) = n_{0j-1} B_{0j-1,1j} \bar{J}_{1j,0j-1} + n_{0j+1} B_{0j+1,1j} \bar{J}_{1j,0j+1} + C_{1j}^{\uparrow} + \sum_{j' \neq j} n_{1j'} C_{jj'} + Y_{1j}. \quad (1)$$

Здесь n_{0j-1} и n_{0j+1} — населенности соответственно уровней 0, $j-1$ и 0, $j+1$ основного состояния 00^00 (далее 0), которые связаны с уровнем 1, j радиативными переходами с учетом правила отбора $j-i = \pm 1$ для параллельных ветвей; $A_{1j,0i}$ и $B_{0i,1j}$ — эйнштейновские коэффициенты спонтанного излучения и поглощения;

$$\bar{J}_{1j,0i} = \frac{1}{4\pi} \iint \Phi_{1j,0i}(\nu) I_{\nu,1j,0i} d\nu d\omega$$

— средняя по направлению и частоте интенсивность излучения в линии перехода 1, $j \rightarrow 0, i$ (линии не перекрываются); $\Phi_{1j,0i}$ — контур линии; C_{1j}^{\downarrow} — коэффициент скорости опустошения состояния 1, j за счет процессов внутримолекулярного $V-V$ обмена энергией; C_{1j}^{\uparrow} — коэффициент скорости обратных процессов; $C_{jj'}$ — коэффициент скоростей переходов между разными вращательными подуровнями состояния 1 за счет процессов $R-T$ обмена: $CO_2(00^01, j) + CO_2 \rightarrow CO_2(00^01, j') + CO_2$; Y_{1j} — источник возбужденных молекул в состоянии 1, j за счет поглощения солнечного излучения в линиях полосы. Пренебрегая взаимодействием между колебанием и вращением, получаем

$$A_{1j,0i} = A_{10} R_{0i}^{1j}, \quad i = j \pm 1; \quad R_{0j-1}^{1j} = j/(2j+1); \quad R_{0j+1}^{1j} = (j+1)/(2j+1),$$

где A_{10} — эйнштейновский коэффициент спонтанного излучения для колебательного перехода $1 \rightarrow 0$; R_{0i}^{1j} — вращательные коэффициенты для $R(i = j-1)$ и $P(i = j+1)$ ветвей полосы, соответствующей переходу $1 \rightarrow 0$.

Аналогично [6] полагаем $C_{lj}^\downarrow = C_l^\downarrow$; $\sum_{j' \neq j} C_{jj'} = C_0$, т. е. пренебрегаем зависимостью от j . Вводя обозначение $\eta_{10} = A_{10} + C_1^\downarrow + C_0$ и учитывая условие детального баланса $C_{lj}^\downarrow = n_{lj}^* C_{lj}^\uparrow$ [6], а также связь между эйнштейновскими коэффициентами, перепишем уравнение (1) в виде

$$n_1 \omega_1(j) \eta_{10} = n_0 \omega_0(j-1) \alpha_j A_{10} R_{0j-1}^{lj} \bar{J}_j + n_1^* \omega_1^*(j) C_1^\downarrow + n_1 \sum_{j' \neq j} \omega_1(j') C_{jj'} + Y_{1j}, \quad (2)$$

где n_1 и n_0 — суммарные по вращательным квантовым числам населенности, а $\omega_1(j)$ и $\omega_0(i)$ — нормированные функции распределения населенностей по вращательным подуровням состояний 1 и 0:

$$\begin{aligned} n_{1j} &= n_1 \omega_1(j), \quad \sum_i \omega_1(j) = 1; \quad n_{0i} = n_0 \omega_0(i), \quad \sum_i \omega_0(i) = 1; \\ \alpha_j &= \frac{g_{1j}}{2h\nu_{1j,0j-1}^3} \frac{g_{1j}}{g_{0j-1}}; \quad \bar{J}_j = \bar{J}_{1j,0j-1} + \theta_j \bar{J}_{1j,0j+1}; \\ \theta_j &= \left(\frac{\nu_{1j,0j+1}}{\nu_{1j,0j-1}} \right)^3 \frac{g_{0j-1}}{g_{0j+1}} \frac{\omega_0(j+1)}{\omega_0(j-1)} \frac{R_{0j+1}^{lj}}{R_{0j-1}^{lj}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь g_{1j} и g_{0i} — статистические веса:

$$g_{1j} = \begin{cases} 2j+1, & j = 1, 3, 5, \dots \\ 0, & j = 0, 2, 4, \dots \end{cases}; \quad g_{0i} = \begin{cases} 2i+1, & i = 0, 2, 4, \dots \\ 0, & i = 1, 3, 5, \dots \end{cases};$$

$\nu_{1j,0j}$ — частота центра линии $i, j \rightarrow 0, i$. Звездочками в (2) и далее обозначаются величины, соответствующие случаю выполнения колебательно-вращательного ЛТР по всем уровням.

Рассмотрим член в правой части (2), описывающий заселение уровня $1, j$ со всех возможных уровней $1, j'$. Если принять для него равенство

$$\omega_1(i) = \omega_1^*(j), \quad (4)$$

то при учете детального баланса этот член примет следующий вид:

$$\sum_{j' \neq j} \omega_1(j') C_{jj'} = \sum_{j' \neq j} \omega_1^*(j') C_{jj'} = \sum_{j' \neq j} \omega_1^*(j) C_{jj'} = \omega_1^*(j) C_0. \quad (5)$$

Вводя величину

$$S_j \equiv S_{1j,0j-1} = \frac{2h\nu_{1j,0j-1}^3}{c^2} \frac{g_{0j-1}}{g_{1j}} \frac{n_{1j}}{n_{0j-1}} \quad (6)$$

— функцию источников в линии R -ветви полосы, связанную с уровнем $1, j$, и переписывая (2) с учетом (5) в форме уравнения для функции источников, получаем следующее приближенное уравнение:

$$S_j \eta_{10} = A_{10} R_{0j-1}^{lj} \bar{J}_j + C_1^\downarrow B_j + C_0 \tilde{S}_j + y_j, \quad (7)$$

где

$$B_j \equiv B_{1j,0j-1} = \frac{2h\nu_{1j,0j-1}^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu_{1j,0j-1}}{k_B T}\right)$$

— функция Планка для частоты центра линии $1, j \rightarrow 0, j-1$;

$$y_j = \frac{2h\nu_{1j,0j-1}^3}{c^2} \frac{g_{0j-1}}{g_{1j}} \frac{Y_{1j}}{n_{0j-1}}; \quad (8)$$

$$\tilde{S}_j = \frac{2h\nu_{1j,0j-1}^3}{c^2} \frac{g_{0j-1}}{g_{1j}} \frac{n_1}{n_0} \frac{\omega_1^*(j)}{\omega_0(j-1)};$$

c — скорость света; h — постоянная Планка; k_B — постоянная Больцмана; T — кинетическая температура газа.

Если ввести вероятность выживания кванта при рассеянии в полосе

$$\lambda = A_{10}/(A_{10} + C_1^{\downarrow})$$

и вероятность конверсии кванта за счет R — T процессов из одной линии ($1, j \rightarrow 0, i$) в другую ($1, j' \rightarrow 0, i'$) в пределах полосы

$$1 - \gamma = C_0/\eta_{10},$$

то можно выражение (7) записать в следующем виде:

$$S_j = \gamma \lambda R_{0j-1}^{1j} \bar{J}_j + (1 - \gamma) \tilde{S}_j + \gamma(1 - \lambda) B_j + y_j/\eta_{10}. \quad (9)$$

Уравнение (9) приведено в [2], где оно получено из несколько иных соображений. Его решение в [2] выполнялось итерациями по следующей схеме:

$$S_j^{(k)} = \gamma \lambda R_{0j-1}^{1j} \bar{J}_j(S_j^{(k-1)}) + (1 - \gamma) \tilde{S}_j^{(k-1)} + \gamma(1 - \lambda) B_j + y_j/\eta_{10} \quad (j = 1, 3, 5, \dots), \quad (10)$$

где $\tilde{S}_j^{(k-1)}$ соответствует (8) с n_1 , полученной на шаге $(k - 1)$. Хотя для достижения сходимости 0.1 % по схеме (10) требуется около 30 итераций [2], уже на третьей итерации отличие S_j от точных, полученных в [6], не превышало 8 % для всех вариантов температуры атмосферы (100, 200, 400, 800 К) как для ночных условий, так и при учете поглощения солнечного излучения.

Изложенный метод приближенного учета эффектов нарушения вращательного ЛТР оказывается экономичным по затратам памяти и времени ЭВМ, легко может быть применен к реальным моделям Венеры и Марса.

Формулировка задачи для реальных атмосфер. Полученное приближенное уравнение использовалось при решении задачи, анало-

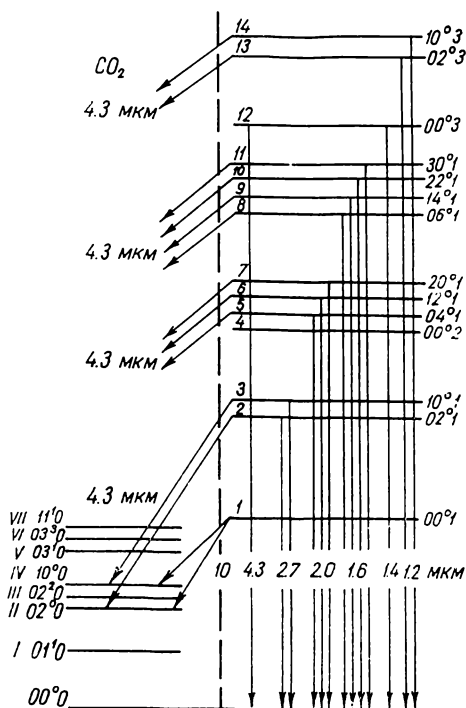


Рис. 1. Система колебательных состояний и оптических переходов. Слева от штриховой вертикальной линии резервуар колебательных квантов ν_2 , справа — квантов ν_3 . Каждому состоянию соответствуют наборы характеризующих его квантовых чисел и порядковое число. Для оптических переходов показана принадлежность к колебательно-вращательной полосе

гичной рассмотренной в [4]. Будем использовать ту же систему обозначений и выпишем только те выражения, которые содержат отличия от приведенных в [4].

На рис. 1 приведена система учитываемых колебательных состояний молекулы CO₂. У второстепенных изотопических разновидностей

молекулы CO_2 учитывались состояния не выше 20^01 . В рассматриваемую систему состояний входят две подсистемы — резервуары колебательных квантов ν_2 и ν_3 молекулы CO_2 . В резервуар ν_2 входят состояния молекулы CO_2 с $\nu_3=0$ (на рис. 1 обозначены римскими цифрами). Предполагается, что эти состояния находятся в колебательно-вращательном ЛТР. Для основного состояния принято ЛТР по вращательным уровням. В резервуар ν_3 входят состояния молекулы CO_2 с $\nu_3 \neq 0$ (на рис. 1 обозначены арабскими цифрами). Учет нарушения вращательного ЛТР проводится лишь для состояний 1, причем рассматриваются уровни с вращательными квантовыми числами $j=1, \dots, 60$. Для остальных колебательных состояний резервуара ν_3 принято вращательное ЛТР. Для упрощения задачи не рассматривался перенос излучения в полосе $\tilde{\lambda} 4.7$ мкм. Численная проверка показала, что подключение этой полосы изменяет населенности колебательных состояний молекул CO_2 менее чем на 1 %.

С помощью индексов, расположенных справа сверху от обозначений физических величин, показана принадлежность последних к определенному виду молекул: 1 — $\text{C}^{12}\text{O}^{16}_2$, 2 — $\text{C}^{13}\text{O}^{16}_2$, 3 — $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$, 4 — $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{17}$, 5 — CO , 6 — O .

Расчет населенностей колебательно-вращательных уровней сводится к решению систем уравнений для функции источников:

$$S_j^\alpha = \gamma_j^\alpha \lambda_j^\alpha \Phi_j^\alpha + (1 - \gamma_j^\alpha) \tilde{S}_j^\alpha + E_j^\alpha, \quad j = 1, \dots, 60, \quad \alpha = 1 - 4, \quad (11)$$

которые следуют из системы соответствующих уравнений стационарности при использовании (4). Здесь S_j^α и \tilde{S}_j^α задаются выражениями (6) и (8);

$$\lambda_j^\alpha = A_{10}^\alpha / (A_{10}^\alpha + Z_j^\alpha); \quad \gamma_j^\alpha = (A_{10}^\alpha + Z_j^\alpha) / (A_{10}^\alpha + Z_j^\alpha + C_0);$$

$$C_0 = K(T) p / k_B T,$$

причем $K(T) = 3.6 \cdot 10^{-10} (1 + 1.5 \cdot 10^{-3} T) \text{ см}^3 \cdot \text{молек}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [6]; p — давление; Z_j^α и E_j^α — аналоги C_{1j}^\downarrow и C_{1j}^\uparrow в (1) (их явный вид приведен в Приложении).

Величина Φ_j^α в (11), аналогичная \bar{J}_j в (7), с помощью которой учитывается перенос собственного излучения в линии перехода $1, j \rightarrow 0, j - 1$ молекулы вида α , выражается формулой

$$\Phi_j(z) = \frac{1}{2} \int_{z_{\min}}^{\infty} [K_{1j,0j-1}(z, z') + p_j(z, z') K_{1j,0j+1}(z, z')] S_j(z') dz',$$

где

$$p_j(z, z') = \frac{R_{0j+1}^{1j}}{R_{0j-1}^{1j}} \frac{\omega_0(j+1, z)}{\omega_0(j-1, z)} \frac{\omega_0(j-1, z')}{\omega_0(j+1, z')};$$

$$K_{1j,0i}(z, z') = \gamma_{1j,0i}(z') \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x, z) \varphi(x, z') \times$$

$$\times E_1 \left(\left| q_{10} \int_z^{z'} \gamma_{1j,0i}(z'') \varphi(x, z'') n_0(z'') dz'' \right| \right) dx;$$

$$q_{10} = \frac{c^2 A_{10}}{8\pi \Delta \nu_{D,10} (T_0) \nu_{10}^2}; \quad \gamma_{1j,0i}(z) = \left(\frac{\nu_{10}}{\nu_{1j,0i}} \right)^2 \frac{g_{0i}}{g_{1j}} R_{0i}^{1j} \omega_0(i, z);$$

здесь

$$\omega_0(i, z) = G \frac{g_{0i}}{Q_r(z)} \exp\left(-\frac{i(i+1)}{Q_r(z)}\right), \quad G = \begin{cases} 2, & \alpha = 1 - 2 \\ 1, & \alpha = 3 - 4 \end{cases}$$

— нормированная равновесная функция распределения населенности по вращательным подуровням основного колебательного состояния 0 в приближении жесткого ротатора; $Q_r(z) = k_B T(z) / (hB)$ — вращательная статистическая сумма; B — вращательная постоянная молекулы; $\nu_{10} = \mathcal{E}_1 / h$ — частота, связанная с колебательной энергией \mathcal{E}_1 состояния 1; функция

$$\varphi(x, z) = (T_0 / T(z))^{1/2} U(a(z), x(T_0 / T(z))^{1/2})$$

описывает одинаковый для всех линий полосы профиль, где U — нормированная функция Фойгта; T_0 — фиксированная температура (190 К для Венеры и 140 К для Марса); $x = (\nu - \nu_{1j,0i}) / \Delta\nu_{D,10}(T_0)$ — безразмерная частота, отсчитываемая от центральной частоты $\nu_{1j,0i}$ перехода $1, j \rightarrow 0, i$; $a(z) = \Delta\nu_L(z) / \Delta\nu_{D,10}(T)$ — параметр Фойгта, $\Delta\nu_{D,10}(T)$ — доплеровская ширина и $\Delta\nu_L$ — лоренцовская ширина, взятая из [4], предполагаются одинаковыми для всех линий; $E_1(y)$ — интегральная экспоненциальная функция первого порядка.

Скорость возбуждения уровня $1, j$ из основного состояния при поглощении солнечного излучения в расчете на одну молекулу рассматриваемого вида дается следующим выражением:

$$y_j(z, \vartheta_\odot) = (F_{\odot,10} A_{10} / 4\pi) (\nu_{10} / \nu_{1j,0j-1})^2 R_{0j-1}^{1j} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x, z) \left\{ \exp \left[-\sec \vartheta_\odot q_{10} \int_z^\infty \varphi(x, z') \gamma_{1j,0j-1}(z') n_0(z') dz' \right] + \right. \\ \left. + \theta_j(z) \exp \left[-\sec \vartheta_\odot q_{10} \int_z^\infty \varphi(x, z') \gamma_{1j,0j+1}(z') n_0(z') dz' \right] \right\} dx,$$

где ϑ_\odot — зенитный угол Солнца; $F_{\odot,10}$ — спектральный поток солнечного излучения на верхней границе атмосферы на частоте ν_{10} ; θ_j дается выражением (3).

Решение задачи проводилось по следующим этапам:

1. Сначала в предположении вращательного ЛТР для состояния 1 находились величины $S_{\alpha 10}$ путем решения системы уравнений, аналогичной рассматриваемой в [4]:

$$S_{10}^\alpha = \lambda^\alpha (\Phi_{10}^\alpha + \hat{S}_{10}^\alpha), \quad \alpha = 1 - 4, \quad (12)$$

включая уравнения для более высоких возбужденных состояний из [4], где

$$S_{km} = \frac{2h\nu_{km}^3}{c^2} \frac{g_m}{g_h} \frac{n_h}{n_m}$$

— функция источников для колебательного перехода $k \rightarrow m$. Отличие системы (12) от аналогичной системы из [4] заключается в том, что при формировании интегральных членов Φ_{10} не проводился переход от суммирования по вращательному квантовому числу к интегрированию при ряде упрощающих приближений, как сделано в [4] в соответствии с [5]. Суммирование в членах Φ_{10} в (12) ведется строго с учетом индивидуальных особенностей вращательных уровней

$$\Phi_{10}(z) = \frac{1}{2} \sum_j R_{0j-1}^{1j} \omega_0(j-1, z) \int_{z_{\min}}^\infty [K_{1j,0j-1}(z, z') + \\ + p_j(z, z') K_{1j,0j+1}(z, z')] \frac{\omega_1^*(j, z')}{\omega_0(j-1, z')} S_{10}(z') dz'.$$

Аналогично скорость возбуждения состояния 1 при поглощении солнечного излучения, падающего на верхнюю границу атмосферы по

зенитным углом ϑ_{\odot} , имеет вид

$$Y_{10}(z, \vartheta_{\odot}) = \sum_j g_{1j} \omega_0(j-1, z) y_j(z, \vartheta_{\odot}) / g_{0j-1}.$$

2. Найденные колебательные функции источников S^{α}_{10} и соответствующие предположению о вращательном ЛТР на уровнях 1 больцмановские вероятности заселения вращательных подуровней $\omega^{\alpha}_{1}(j)$ использовались, чтобы задать по формуле (8) начальные приближения

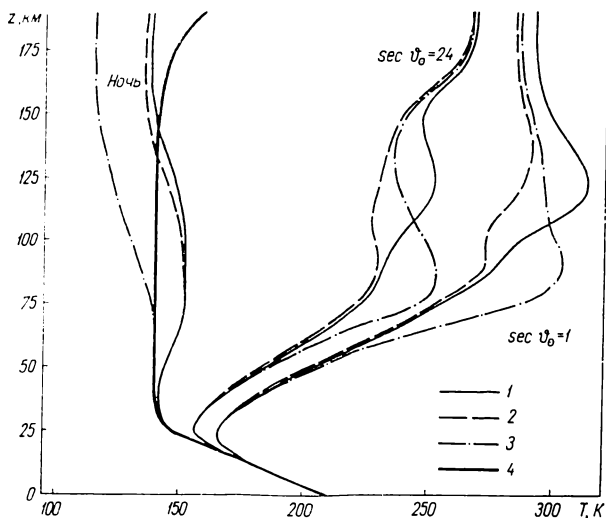


Рис. 2. Колебательные температуры $T_{vib,1}$ при выполнении вращательного ЛТР в состоянии 1 молекулы $C^{12}O_2^{16}$ в атмосфере Марса для ночи (вариант 2 для $T_{r\odot}$) и дня ($\sec \vartheta_{\odot}=1$ и 24, вариант 1 для $T_{r\odot}$) в приближениях широкой (1) и узкой (2) полос с учетом полосы 10 км; 3 — узкая полоса без учета полосы 10 км; 4 — модель кинетической температуры атмосферы

для функций источников в линиях S^{α}_j для систем уравнений (11), которые решались последовательно по схеме (10) для $\alpha=1-4$.

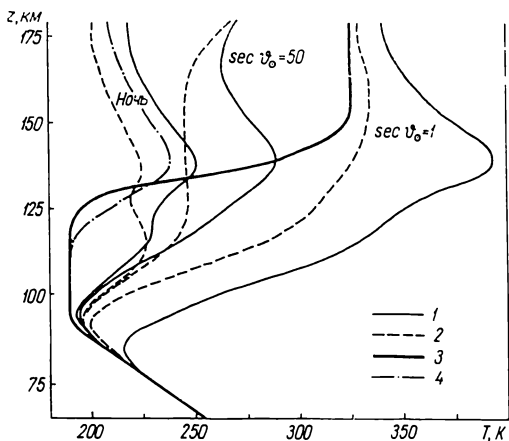
3. В [2] отмечена быстрая стабилизация величин $\omega^{\alpha}_1(j, z)$ при итерациях по схеме (10). Эти величины, полученные с ошибкой не более 3%, использовались затем вместо $\omega^{\alpha}_1(j, z)$ для пересчета величин Φ^{α}_{10} . Затем снова решалась система (12), которая давала уточненные значения колебательных функций источников S^{α}_{10} , приведенные в соответствие с вращательными распределениями на уровнях 1 молекулы α . Если проводить аналогию с переносом излучения в линиях атомных спектров, то третий этап соответствует решению задачи о переносе излучения в мультиплете с заданными коэффициентами поглощения и излучения для каждой линии [1].

Выполнены расчеты для разных условий солнечного освещения и для двух вариантов радиационной температуры $T_{r\odot}$, с помощью которой учитываются, согласно [4], одноквантовые переходы с возбужденных состояний выше 00⁰1: варианту 1 (дневные условия) соответствуют $T_{r\odot}=300$ К для Венеры и $T_{r\odot}=265$ К для Марса; варианту 2 (ночные условия) — $T_{r\odot}=200$ К для Венеры и $T_{r\odot}=150$ К для Марса. Рассматривался только случай слабой связи между уровнями, взаимодействующими по Ферми (модель А из [4]). Модели структурных параметров и химического состава атмосфер, а также коэффициенты скоростей учитываемых процессов $V-V$ и $V-T$ обмена полностью соответствуют [4].

Обсуждение результатов. Как и в [4], суммарные населенности колебательных состояний будем характеризовать колебательной температурой $T_{vib,i}$: $S_{i0}(z) = \exp[-\mathcal{E}_i / (k_B T_{vib,i}(z))]$.

Проверка приближений оптической модели переноса излучения. Для Марса выполнены расчеты колебательных температур в приближении узкой полосы (рис. 2, кривые 2). Результаты хорошо согласуются с полученными в [4], поэтому расчеты $T_{vib,i}$ в приближении узкой

полосы для Венеры не проводились (рис. 3, кривые 2 соответствуют результатам из [4]). Величины $T_{vib,1}^1$ в предположении вращательного ЛТР для состояния 1 в приближении широкой полосы показаны на рисунках 2 и 3 кривыми 1. Введение индивидуальной для каждой линии полосы 4.3 мкм функций источников S_j и точных выражений других параметров линии привели к увеличению значений $T_{vib,1}$ по сравнению с узкой полосой, при этом основные закономерности вертикальных профилей $T_{vib,1}$ остаются теми же.



Следует отметить, что локальные максимумы на дневных профилях $T_{vib,1}$, которые обусловлены захватом колебательных квантов полосы 4.3 мкм, образу-

Рис. 3. Колебательные температуры $T_{vib,1}$ при выполнении вращательного ЛТР в состоянии 1 молекулы $C^{12}O_2^{16}$ для ночи и дня ($\varphi_{\odot} = 0$ и 90°) в атмосфере Венеры (вариант 1 для $T_{r\odot}$) в приближениях широкой (1) и узкой (2), взятые из [4]) полос; 3 — модель кинетической температуры атмосферы; 4 — колебательные температуры $T_{vib,1}$ для ночи (вариант 2 для $T_{r\odot}$)

ющихся при поглощении солнечного излучения, теперь присутствуют при всех условиях освещения атмосфер Солнцем, оказываются более выраженными, но снижаются до высот 140 км на Венере и 125 км на Марсе.

Заметим также, что в [4] ночные профили $T_{vib,1}$ ошибочно получены для слишком высоких, физически нереальных значений $T_{r\odot} = 300$ К для Венеры и $T_{r\odot} = 265$ К для Марса (вариант 1), поэтому ночные результаты (рис. 3) для Венеры, полученные в данной работе для той же $T_{r\odot}$, приводятся лишь для сравнения приближений узкой и широкой полос. Численные эксперименты, выполненные для атмосферы Марса, показали, что излучение в полосах лазерных переходов около 10 мкм ($00^0 1 \rightarrow 02^0 0, 10^0 0$), которое формируется в основном тропосферой и учитывается (см. выражение П 1.2 в Приложении) приближенно с помощью радиационной температуры ($T_r = 175$ К для Марса и $T_r = 194$ К для Венеры соответствуют [4]), является существенным фактором, влияющим на населенность уровня 1 в значительном слое атмосферы. Анализ колебательных температур, полученных в приближении узкой полосы с учетом и без учета излучения в полосе 10 мкм (рис. 2, кривые 2 и 3 соответственно), позволяет в отличие от [4] сделать вывод о том, что переходы $00^0 1 \rightleftharpoons 02^0 0, 10^0 0$ в ночных условиях (низкая $T_{r\odot} = 150$ К) существенно заселяют уровень 1 с образованием локального максимума $T_{vib,1}$ в области высот 40—130 км, а в дневных условиях (высокая $T_{r\odot} = 265$ К), наоборот, опустошают уровень 1. Такая же ситуация сохраняется на Марсе и на Венере при переходе к широкой полосе.

Для более высоких колебательных состояний ($i \geq 2$) самое существенное увеличение $T_{vib,i}$ наблюдается лишь для $i=4$ и $i=12$ и достигает 35 К на Венере и 7 К на Марсе при $\varphi_{\odot} = 0$. В остальных случаях различие невелико.

Нарушение вращательного ЛТР для состояния $00^0 1$ проявляется одинаково для обеих планет, наиболее выражено в ночных условиях и приводит к увеличению суммарной населенности n_1 этого состояния в максимуме для основной изотопической разновидности $C^{12}O^{16}_2$ до 25 %

на высоте $z=150$ км для Венеры (рис. 4) и до 15 % на высоте $z=115$ км для Марса (рис. 5).

На этих рисунках также приводятся величины S_j/B_j для отдельных линий R -ветвей полос, соответствующих переходам $1 \rightarrow 0$ для двух изотопов CO_2 . При вращательном ЛТР на уровнях 1 величины S_j/B_j не зависят от j [6] и совпадают с величинами n_1/n^* . Отклонения от вращательного ЛТР начинаются с высот на Венере $z \approx 140$ км, на Марсе

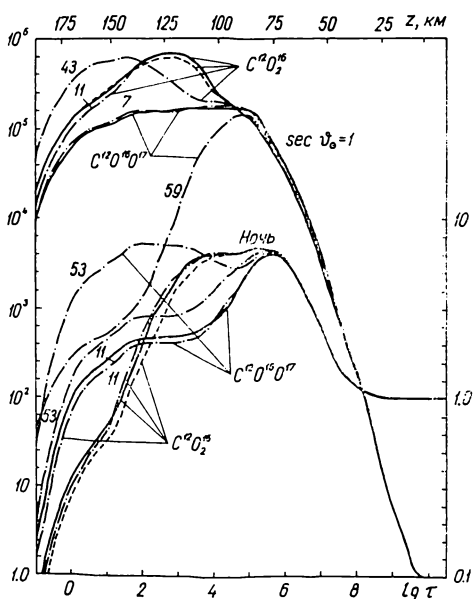
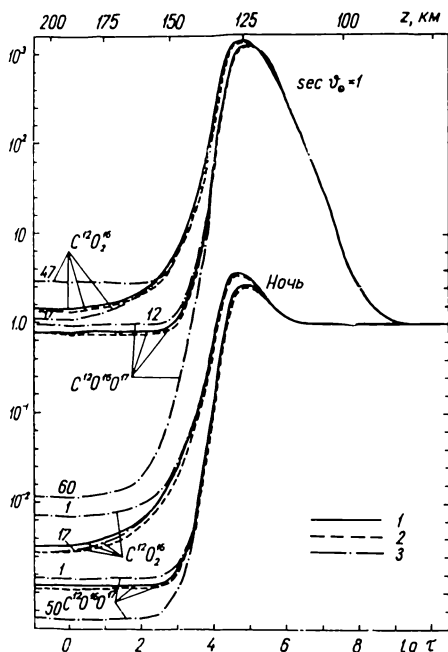


Рис. 4. Функции источников состояния 1 молекулы $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ и $\text{C}^{12}\text{O}_2^{17}$ для ночных (вариант 2 для $T_{r\odot}$) и дневных ($\sec \varphi_{\odot}=1$, вариант 1 для $T_{r\odot}$) условий для Венеры: 1 и 2 — n_1/n^* при нарушении и выполнении вращательного ЛТР соответственно; 3 — наиболее сильно различающиеся индивидуальные величины S_j/B_j ; числа над кривыми — квантовое вращательное число j верхнего уровня перехода; τ — оптическая толщина в полосе

Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для Марса. Шкала слева — для дневных ($\sec \varphi_{\odot}=1$) условий, справа — для ночных

$z \approx 70-80$ км. Для второстепенных изотопических разновидностей молекул CO_2 область нарушения вращательного ЛТР расширяется в глубь атмосфер Венеры и Марса, что связано с уменьшением оптической толщины соответствующих полос. Изменения неравновесных функций распределения $\omega^{\alpha_1}(j)$ по сравнению с равновесными $\omega^{*\alpha_1}(j)$ в верхних слоях атмосфер имеют тот же характер, что и для модельной задачи [6]: для больших j функции $\omega^{\alpha_1}(j)$ превышают равновесные функции в 10^3 раз и более. Однако эффект нарушения вращательного ЛТР для населенностей колебательных уровней n^{α_1} при этом оказывается противоположным. Вместо уменьшения n^{α_1} у границы изотермической атмосферы в [6] теперь наблюдается увеличение значений n^{α_1} , что, по-видимому, объясняется усилением поглощения молекулами на уровнях 1 с большими j излучения в слабых линиях, приходящего из глубоких горячих слоев атмосферы.

Выводы. 1. Приближение узкой полосы приводит к большим ошибкам в значениях колебательных температур для возбужденных состояний 00^01 молекул CO_2 ; 2. Учет отклонений от вращательного ЛТР приводит к существенному изменению характера вращательных распределений населенностей для состояний 00^01 молекул CO_2 , что долж-

но соответственно отражаться на профиле интенсивности излучения в полосе 4.3 мкм, выходящего из атмосфер Венеры и Марса, особенно на направлениях, касательных к поверхности планеты. В свою очередь увеличение населенностей колебательных уровней повлечет изменение суммарной интенсивности излучения в полосе 4.3 мкм; 3. Увеличение значений n^{α}_i в данной работе по сравнению с результатами [4], полученное при использовании более детальной модели переноса излучения, приведет к более оптимистическим, чем в [3], оценкам лазерного эффекта в полосе 10 мкм при переходах $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$, 02^0_0 молекул CO_2 в атмосферах Венеры и Марса.

Авторы благодарят Г. И. Степанову и Г. М. Шведа за предоставление материалов расчетов [4], консультации и обсуждение результатов работы.

Приложение

Уравнения для населенностей колебательно-вращательных состояний. Используются обозначения, введенные в Приложении 2 работы [4]. Уравнение для населенности уровня j , k молекулы $\alpha = 1-4$ имеет вид (11), где

$$Z_j = \sum_{i=11,1V} A_{1i} + 2A_{10} \left(R_{1j}^{4j-1} \exp\left(-\frac{h\nu_{4j-1,1j}}{k_B T_{rO}}\right) + R_{1j}^{4j+1} \exp\left(-\frac{h\nu_{4j+1,1j}}{k_B T_{rO}}\right) \right) +$$

$$+ p \left[c^1 k^1 (1) + c^6 \bar{k}^6 (2) + \sum_{\beta=1}^4 c^\beta \sum_{k=1}^{\omega^\beta} S_{m0}^\beta k_{10;mk}^\beta (3) + \right.$$

$$\left. + c^5 \sum_{k=1}^3 \bar{S}_{k-1,0}^5 k_{10;k-1,k}^5 (4) + 2c S_{10} k_{10;14} (3) + \sum_{\substack{\beta=1 \\ \alpha \neq \beta}}^4 c^\beta S_{10}^\beta k_{14;10}^\beta (3) + c^5 \bar{S}_{10}^5 k_{14;10}^5 (4) \right]; \quad (\text{П1.1})$$

$$(A_{10} + Z_j + C_0) E_j = y_j + \sum_{i=11,1V} A_{1i} S_{i0} \left(R_{i,j-1}^{1j} \frac{g_{i,j-1}}{g_{1j}} \exp\left(-\frac{h\nu_{1j;i,j-1}}{k_B T_{r,1i}}\right) + \right.$$

$$+ R_{i,j+1}^{1j} \frac{g_{i,j+1}}{g_{1j}} \frac{w_i^*(j+1)}{w_0(j-1)} \exp\left(-\frac{h\nu_{1j;i,j+1}}{k_B T_{r,1i}}\right) \left. + 2A_{10} S_{40} \left(R_{1j}^{4j-1} \frac{g_{4j-1}}{g_{1j}} + \right. \right.$$

$$\left. + R_{1j}^{4j+1} \frac{g_{4j+1}}{g_{1j}} \frac{w_4^*(j+1)}{w_0(j-1)} \right) + p \frac{w_1^*(j)}{w_0(j-1)} \frac{g_{0j-1}}{g_{1j}} \left[\bar{S}_{10} (c^1 k^1 (1) + c^6 \bar{k}^6 (2)) + \right.$$

$$\left. + \sum_{\beta=1}^4 c^\beta \sum_{k=1}^{\omega^\beta} S_{k0}^\beta k_{01;k,m}^\beta (3) + c^5 \sum_{k=1}^3 \bar{S}_{k0}^5 k_{01;k,k-1}^5 (4) + S_{40} \left(2c k_{01;41} (3) + \right. \right.$$

$$\left. \left. \left(\text{при } \alpha = \beta \quad k \neq 1; 4 \right) \right. \right.$$

$$\left. + \sum_{\substack{\beta=1 \\ \alpha \neq \beta}}^4 c^\beta k_{41;01}^\beta (3) + c^5 \bar{k}_{41;01}^5 (4) \right] \Bigg], \quad (\text{П1.2})$$

где ω^β равно 14 и 7 для $\beta=1$ и 2-4 соответственно. S_{10} находятся путем решения (12), а S_{i0} ($i > 1$) решением (П2.5) из работы [4].

1. Михалас Д. Звездные атмосферы: В 2 т.— М.: Мир, 1982.— Т. 1.—352 с.
2. Огибалов В. П., Кутепов А. А. Приближенный метод решения задачи о переносе излучения в 4.3 мкм полосе CO_2 в планетной атмосфере при нарушении вращательного ЛТР // Тез. докл. семинара «Численные методы решения уравнения переноса», 17-20 мая 1988 г.— Тарту, 1988.— С. 150-153.

3. Степанова Г. И., Швед Г. М. Естественный лазер на 10 мкм полосе CO₂ в атмосферах Марса и Венеры // Письма в Астрон. журн.— 1985.—11, № 5.— С. 390—394.
4. Степанова Г. И., Швед Г. М. Перенос излучения в полосах 4.3 мкм CO₂ и 4.7 мкм CO в атмосферах Венеры и Марса при нарушении ЛТР. Населенности колебательных состояний // Астрон. журн.— 1985.—62, вып. 4.— С. 719—730.
5. Швед Г. М. Перенос излучения в колебательно-вращательных полосах линейных молекул при нарушении локального термодинамического равновесия // Там же.— 1974.—51, вып. 4.— С. 841—851.
6. Kutepov A. A., Hummer D. G., Moore C. B. Rotational relaxation of the 00⁰1 level of CO₂ including radiative transfer in the 4.3 μm band of planetary atmospheres // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.— 1985.—34, N 2.— P. 101—114.

НИИ физики Ленингр. ун-та

Поступила в редакцию 01.07.88,
после доработки 11.10.88

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 533.951.7—8;523

СВЕРХАЛЬВЕНОВСКИЕ ПУЧКИ И КИНЕТИЧЕСКИЕ АЛЬВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ / Войтенко Ю. М.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-89-9Р)

Проведенный в работах А. Хасегавы учет конечного гирорадиуса протонов $\rho_p = V_{\text{тр}}/\Omega_p$ привел к обнаружению ряда кинетических свойств альвеновских волн, распространяющихся под углом к внешнему магнитному полю B_0 . Кинетические альвеновские волны (КАВ) — обычное явление в космической плазме, отличающейся наличием неоднородностей и потоковых структур. Они должны играть важную роль в ее динамике. Ранее основное внимание уделялось изучению трансформации поверхностных колебаний в КАВ и последующему нагреву плазмы.

В настоящей работе в качестве источника КАВ рассмотрена неустойчивость сверхальвеновского $V_0 > V_A$ проникающего потока в плазме с отношением газокINETического давления к магнитному $\beta < 1$. Это условие хорошо выполняется в большей части солнечной короны, в магнитосфере Земли и многих других областях. Найдены инкременты развития неустойчивости КАВ в гидродинамическом и кинетическом режимах. Получены квазилинейные спектры пучковой неустойчивости КАВ произвольной дисперсии и токовой неустойчивости слабодиспергирующих КАВ. Предложена модификация МГД-уравнений, позволившая рассчитать матричные элементы трехволнового взаимодействия КАВ произвольной дисперсии

$$v_{123} = \frac{i\omega_1}{B_0} \left\{ \left[\frac{\omega_3}{k_{3z}} + \frac{\kappa_3^2}{\kappa_1^2} \frac{\omega_1}{k_{1z}} + \left(\frac{\kappa_2^2}{\kappa_1^2 R_1} + \frac{\kappa_2^2}{R_3} \frac{T_e}{T_p} \right) \frac{V_A^4}{V_1 V_2 V_3} \right] - [2 \leftrightarrow 3] \right\} [\mathbf{k}_2 \times \mathbf{k}_3]_z,$$

где 1, 2, 3, $\equiv k_1, k_2, k_3$; $R_h = [1 - L_0(\kappa)]/\kappa^2$, $L_0 = I_0(\kappa^2)e^{-\kappa^2}$.

С помощью этого выражения найдено время нелинейного распада и колмогоровские спектры слабой турбулентности КАВ. Для сильнодиспергирующих КАВ ($\kappa > 1$) инкремент распадной неустойчивости

$$\gamma_{\text{нел}} \approx 0.7 (V_A/\rho_p) \kappa^2 (B_k/B_0)$$

и энергетические спектры в интервале прозрачности

$$W_k^{(1)} \sim k_z^{-1/2} k_{\perp}^{-7/2}; \quad W_k^{(2)} \sim k_z^{-1/2} k_{\perp}^{-3}.$$

Полученные результаты использованы при изучении процессов генерации КАВ в корональных магнитных петлях на Солнце, во взаимодействующем с кометой Галлея солнечном ветре и в магнитосфере Земли.