

# ИЗЛУЧЕНИЕ СЛОЯ ГАЗА НАД ГОРЯЧЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Б. М. Смирнов\*

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 2017 г.

Представлен метод расчета потока излучения, создаваемого слоем газа вблизи нагретой поверхности, причем температура газа зависит от расстояния до поверхности. Этот метод относится к небольшим градиентам температуры и оперирует с эффективной температурой излучения для каждой частоты, а также с шириной полосы поглощения газа. Эти параметры определяются спектром поглощения атомов или молекул газа, а также формой спектральной линии для излучательного перехода между определенными состояниями атомных частиц газа. Возможности метода демонстрируются на примерах эмиссии фотонов из фотосферы Солнца, а также излучения молекул  $\text{CO}_2$  в атмосферах Земли и Венеры.

DOI: 10.7868/S0044451018040028

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Излучательное действие газа, находящегося вблизи твердой горячей поверхности, проявляется в различных физических ситуациях, внося вклад в энергетический баланс поверхности. Приведем примеры такого рода. Рассмотрим космический аппарат или большой метеорит, входящий в плотные слои атмосферы. Тогда объект нагревается под действием сил трения с участием струй воздуха, которые обтекают его поверхность. При этом энергетический баланс поверхности аппарата определяется ее нагреванием под действием протекающих около нее струй воздуха и излучением поверхности. Высокая температура поверхности приводит к ее частичному испарению, и испаряемый пар, как и нагретый воздух вблизи поверхности, в определенной области спектра поглощает излучение поверхности и частично возвращает его на поверхность. Тем самым находящийся вблизи поверхности испаренный материал и нагретый воздух, влияют на энергетический баланс движущегося объекта.

Классический пример такого рода относится к парниковому эффекту, природа которого была объяснена Фурье в начале XIX века [1, 2] и который сводится к частичной экранировке излучения поверхности находящимся над ним газом. В этом случае атомы или молекулы газа частично поглощают из-

лучение поверхности и возвращают его назад. Рассмотренные далее примеры излучения газа над поверхностью относятся к парниковому эффекту планеты, именно Венеры и Земли, благодаря излучению молекул углекислого газа. Спектр поглощения молекул углекислого газа удобен в этом случае, поскольку, с одной стороны, он имеет регулярную структуру, что упрощает и делает наглядной операции с ним, и, с другой стороны, он достаточно сложен, так как включает большое число вращательных переходов и несколько колебательных переходов. Эти примеры демонстрируют разнообразие физических ситуаций и убеждают нас в нецелесообразности использования универсальных программ при анализе реальных ситуаций рассматриваемого типа.

## 2. ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОГО СЛОЯ РАВНОВЕСНОГО ГАЗА

Нашей целью является определение потока излучения над твердой поверхностью с участием поверхности и находящегося над ней газа как парциального потока излучения на данной частоте, так и проинтегрированного по частотам в области поглощения молекул газа. Характеристикой взаимодействия излучения с газом является коэффициент поглощения  $k_\omega$  среды на данной частоте  $\omega$ , так что изменение потока энергии  $I_\omega$  для излучения на данной частоте при распространении внутрь газа в направлении  $z$  определяется законом Бира – Ламберта [3, 4]

$$\frac{dI_\omega}{dz} = -k_\omega I_\omega. \quad (2.1)$$

\* E-mail: bmsmirnov@gmail.com

Отсюда следует, что вероятность  $P_\omega$  выживания фотона данной частоты  $\omega$  при прохождении им некоторого расстояния  $L$  до точки поверхности составляет

$$P_\omega = \exp\left(-\int k_\omega dl\right), \quad (2.2)$$

где  $dl$  — элемент пути фотона к поверхности. Далее рассмотрим распространенный случай, когда коэффициент поглощения  $k_\omega$  газа зависит только от расстояния до поверхности:

$$P_\omega = \exp\left(-\int_0^L \frac{k_\omega dz}{\cos\theta}\right) = \exp\left(-\frac{u_\omega}{\cos\theta}\right), \quad (2.3)$$

где ось  $z$  направлена перпендикулярно к поверхности,  $L$  — полная толщина слоя,  $\theta$  — угол между траекторией фотона и перпендикуляром к поверхности,  $u_\omega$  — оптическая толщина слоя, определяемая формулой

$$u_\omega = \int_0^L k_\omega dz. \quad (2.4)$$

Именно оптическая толщина слоя газа является параметром, характеризующим рассматриваемый процесс.

Далее определим поток излучения  $j_\omega$  на данной частоте с поверхности плоского слоя, который является ядром уравнения Бибермана–Голдстейна [5, 6] для переноса излучения в среде и дается выражением

$$j_\omega = \int a_\omega \frac{N_*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}{\tau_r} \frac{1}{4\pi r^2} \exp(-u_\omega). \quad (2.5)$$

Точка выхода излучения является началом координат,  $a_\omega$  является функцией распределения излучаемых фотонов по частотам, нормированная согласно соотношению  $\int a_\omega d\omega = 1$ , число актов излучения в единицу времени равно  $N_*(\mathbf{r})/\tau_r$ , так что  $N_*(\mathbf{r})$  — число атомных частиц в единице объема в верхнем состоянии излучательного перехода,  $\tau_r$  — время жизни верхнего состояния перехода относительно излучения,  $4\pi r^2$  — площадь поверхности, которую пересекают фотоны при изотропном характере излучения, а последний множитель, как и ранее, представляет собой вероятность выживания фотона в процессе его движения к поверхности слоя.

В случае, когда температура газа  $T$  постоянна в слое газа толщиной  $L$ , поток фотонов, уходящих с его поверхности, составляет [7, 8]

$$j_\omega = i_\omega [1 - 2E_3(u_\omega)], \quad E_3(x) = \int_1^\infty e^{-tx} \frac{dt}{t^3}, \quad (2.6)$$

где  $i_\omega$  — поток фотонов с поверхности абсолютно черного тела, который равен

$$i_\omega = \frac{a_\omega N_*}{4k_\omega \tau_r} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2 [\exp(\hbar\omega/T) - 1]}. \quad (2.7)$$

Далее вместо потока фотонов  $j_\omega$  будем иметь дело с потоком энергии, переносимой фотонами,  $J_\omega = \hbar\omega j_\omega$ . Этот поток энергии для абсолютно черного тела,  $I_\omega = \hbar\omega i_\omega$ , составляет [9, 10]

$$I_\omega = \hbar\omega i_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2 c^2 [\exp(\hbar\omega/T) - 1]}. \quad (2.8)$$

Отметим, что используя термодинамически равновесное значение для плотности возбужденных атомных частиц,  $N_*(\mathbf{r})$ , при выводе формулы (2.6), мы предположили, что излучательные процессы не влияют на распределение по возбужденным состояниям. Это справедливо при выполнении критерия

$$N_a k_{rel} \gg \frac{1}{\tau_r}, \quad (2.9)$$

где  $N_a$  — плотность атомов или молекул газа,  $k_{rel}$  — константа скорости релаксации, т. е. столкновительного перехода из верхнего состояния излучательного перехода в более низкое. В частности, для рассматриваемого далее излучательного перехода из нижнего колебательного состояния  $01^0$  молекулы углекислого газа в основное состояние с длиной волны около 15 мкм константа скорости релаксации колебательно-возбужденного состояния при комнатной температуре в воздухе составляет [11]  $k_{rel} = 5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup>/с, и требуется, чтобы плотность молекул воздуха  $N_a \gg 3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Это, во всяком случае, выполняется в тропосфере и требует, чтобы давление воздуха превышало  $p \gg 0.1$  Торр. При выполнении критерия (2.9) имеем, что образование возбужденной атомной частицы в газе при поглощении фотона «забывается» в результате столкновительных процессов, которые также создают возбуждения в газе и тем самым определяют эмиссию излучения в газе.

### 3. ИЗЛУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ПЛОСКОГО СЛОЯ ГАЗА

Распространим представленные результаты на более общий случай, когда в газе имеет место локальное термодинамическое равновесие, т. е. состояние газа в определенной точке можно характеризовать температурой газа в этой точке. Рассматривая излучение плоского слоя газа, будем считать, что

температура газа над поверхностью зависит только от расстояния до нее. Это допущение более или менее выполняется для протяженных объектов, в частности, для атмосферы планет и звезд, а также для газа, обтекающего движущийся в атмосфере объект. Таким образом, поставим задачу следующим образом. Над горячей плоской поверхностью находится газ, температура которого меняется по мере изменения расстояния  $z$  от нее. Вводя в качестве переменной оптическую толщину  $u_\omega$  слоя вместо расстояния  $z$  от поверхности, для потока фотонов данной частоты, пересекающих границу слоя, имеем

$$j_\omega = \frac{\omega^2}{2\pi^2 c^2} \int_0^1 d \cos \theta \times \int_0^{u_0} du_\omega \exp\left(-\frac{u_\omega}{\cos \theta}\right) F(u_\omega), \quad (3.1)$$

$$u_\omega(z) = \int_0^z k_\omega dz, \quad F(u_\omega) = \left\{ \exp\left[\frac{\hbar\omega}{T(z)}\right] - 1 \right\}^{-1},$$

где  $u_0$  — полная оптическая толщина слоя на данной частоте. Из этой формулы следуют выражения (2.5) и (2.6) для потоков равновесного излучения в случае постоянной температуры в слое. Далее будем использовать эту формулу при анализе конкретных физических ситуаций, связанных с излучением газового слоя.

Сначала рассмотрим случай большой оптической толщины слоя на данной частоте. Тогда в случае температуры  $T$ , не зависящей от глубины слоя, поток энергии  $I_\omega$  для испускаемого излучения дается формулой (2.8). Если же температура слабо меняется по мере изменения расстояния до поверхности (или до границы слоя), удобно ввести эффективную температуру  $T_\omega$ , ответственную за излучение. Для этой цели, считая зависимость  $F(u_\omega)$  слабой, разложим эту функцию в ряд, ограничившись тремя членами разложения:

$$F(u_\omega) = F(u_0) + (u_\omega - u_0)F'(u_0) + \frac{1}{2}(u_\omega - u_0)^2 F''(u_0). \quad (3.2)$$

Выберем параметр  $u_0$  таким образом, чтобы второй член разложения обращался в нуль после интегрирования. Для потока излучательной энергии получим [12, 13]

$$J_\omega = I_\omega(u_0)(1 - \alpha), \quad u_0 = \frac{2}{3}, \quad \alpha = \frac{5F''(u_0)}{18F(u_0)}, \quad (3.3)$$

где  $I_\omega$  — поток энергии, переносимый фотонами с поверхности абсолютно черного тела в соответствии с формулой (2.8). При этом эффективная температура излучения совпадает с температурой слоя, для которого оптическая толщина до поверхности газового слоя равна  $u_\omega = 2/3$ .

Оценим величину малого параметра для частоты, соответствующей максимальному потоку равновесного излучения, которая, согласно закону Вина [14], равна  $\hbar\omega \approx 3T$ , а также для слоя, ответственного за излучение на данной частоте, так что, согласно формуле (3.3),  $u = 2/3$ . При этих условиях имеем

$$\alpha = \frac{5F''(u_0)}{18F(u_0)} = \frac{5}{18} \left( \frac{\hbar\omega}{T^2} \frac{\Lambda}{u} \frac{dT}{dh} \right)^2 \approx 5 \left( \Lambda \frac{d \ln t}{dh} \right)^2 = 5 \left( \frac{d \ln T}{d \ln N} \right)^2 \ll 1, \quad (3.4)$$

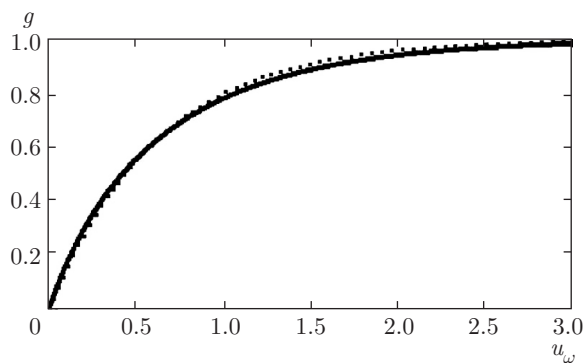
где  $N$  — плотность излучающих атомных частиц газа и масштаб  $\Lambda$  изменения плотности излучающих частиц вводится как

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{d \ln N}{dh}. \quad (3.5)$$

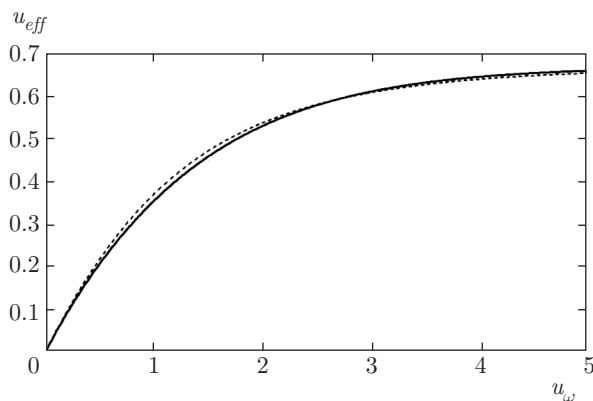
Выполнение критерия (3.4) обеспечивает справедливость проведенной операции, связанной с приведением излучения неоднородного газа на данной частоте к параметрам равновесного газа с эффективной температурой. Величина малого параметра позволяет оценить точность данной операции.

Выше мы рассмотрели случай, когда оптическая толщина газового слоя на данной частоте велика, так что излучение поверхности не участвует в формировании потока излучения. Теперь будем считать, что оптическая толщина газового слоя на данной частоте порядка единицы. Поскольку использованный подход состоит в приведении излучения слоя с меняющейся температурой к излучению слоя с постоянной температурой, представим сначала общую формулу для потока излучения (3.1) при постоянной температуре в слое в виде [8, 15]

$$J_\omega = I_\omega g(u_\omega), \quad g(u_\omega) = 2 \int_0^1 d \cos \theta \times \int_0^{u_\omega} dx \exp\left(-\frac{x}{\cos \theta}\right), \quad (3.6)$$



**Рис. 1.** Вероятность  $g(u_\omega)$  испускания слоем газа теплового фотона в зависимости от оптической толщины слоя. Сплошная кривая — зависимость  $g(u)$  в соответствии с формулой (3.6), точки — аппроксимация (3.7) для этой зависимости



**Рис. 2.** Оптическая толщина слоя газа, который определяет эффективную температуру излучения плоского слоя газа в зависимости от оптической толщины всего газового слоя. Сплошная кривая — расчет по формуле (3.8), точки — аппроксимация (3.9)

где  $u_\omega$  — оптическая толщина всего слоя, а функцию  $g(z)$  удобно аппроксимировать зависимостью

$$g(z) = 1 - \exp(-1.6z). \tag{3.7}$$

На рис. 1 проводится сравнение этой аппроксимации с точной зависимостью  $g(z)$ , что позволяет оценить точность данной аппроксимации.

Если температура газа в слое меняется, то можно ввести эффективную температуру излучения по аналогии с тем, как мы делали при выводе формулы (3.3). Повторяя эти операции, для оптической толщины слоя, температура которого берется в качестве эффективной температуры излучения, получим

$$u_{eff} = 2 \int_0^1 d \cos \theta \int_0^{u_\omega} x dx \exp\left(-\frac{x}{\cos \theta}\right), \tag{3.8}$$

где  $u_\omega$  — оптическая толщина рассматриваемого слоя. В пределе большой оптической толщины всего газового слоя ( $u_\omega \rightarrow \infty$ ) эта формула дает оптическую толщину слоя, который определяет эффективную температуру излучения в соответствии с формулой (3.3). В предельном случае оптически тонкого слоя ( $u_\omega \rightarrow 0$ ) оптическая толщина эффективного слоя равна половине полной оптической толщины всего слоя,  $u_{eff} = u_\omega/2$ . Результат хорошо аппроксимируется следующей зависимостью:

$$u_{eff}(z) = \frac{z}{2 \exp(-z) + 1.5z}. \tag{3.9}$$

На рис. 2 приведены зависимость (3.8) и ее аппроксимация (3.9).

#### 4. ИЗЛУЧЕНИЕ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА

Полученные простые соотношения для потоков, излучаемых газовым слоем, оказываются полезными для анализа реальных ситуаций, связанных с излучением и поглощением газового слоя. Однако применение этих соотношений к конкретным системам требует дополнительного анализа. Далее мы продемонстрируем это для анализа трех объектов и явлений: видимого излучения фотосферы Солнца, парникового эффекта в атмосферах Венеры и Земли за счет находящихся там молекул углекислого газа в результате излучательных колебательно-вращательных переходов.

При анализе солнечного излучения в видимой области спектра, формируемого фотосферой Солнца, представим основные параметры плазмы фотосферы [16–18], а также протекающие в ней процессы. Основной компонентой фотосферы являются атомы водорода, концентрация которых в этой области составляет примерно 92%, так что далее мы пренебрежем присутствием других компонент в фотосфере. Излучение Солнца в видимой области спектра происходит в результате фотоприлипания электронов к атомам водорода, а детально противоположный процесс — фотораспад отрицательного иона водорода — определяет поглощение фотонов, т. е. процессы



ответственны за излучательные свойства фотосферы. В силу относительно высокой плотности атомов водорода в фотосферной плазме поддерживает

ся локальное термодинамическое равновесие по отношению к образованию заряженных атомных частиц,

$$e + H \leftrightarrow 2e + H^+, \quad e + H^- \leftrightarrow 2e + H. \quad (4.2)$$

Рассматривая равновесные свойства фотосферной плазмы, имеем следующие соотношения между плотностями  $N_H$  атомов водорода,  $N_e$  электронов,  $N_p$  протонов и  $N_-$  отрицательных ионов с учетом квазинейтральности плазмы:

$$N_e = N_p \ll N_H. \quad (4.3)$$

В силу локального термодинамического равновесия плотности заряженных частиц и атомов водорода в фотосферной плазме связаны соотношением Саха [10, 19]

$$\begin{aligned} N_e &= (N_0 N_H)^{1/2} \exp\left(-\frac{J}{2T}\right), \\ N_- &= \frac{N_H^{3/2}}{4N_0^{1/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{T}\right), \\ N_0 &= \left(\frac{m_e T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь  $T$  — температура плазмы,  $J = 13.605$  эВ — потенциал ионизации атома водорода,  $\varepsilon_1 = J/2 - EA = 6.048$  эВ, где  $EA = 0.754$  эВ — энергия сродства атома водорода к электрону. Для средней температуры фотосферной плазмы  $T = 5777$  К формула (4.4) дает  $N_0 = 4.3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Используем данные NASA для параметров фотосферы Солнца [18]: давление у дна фотосферы составляет 125 мбар, а у вершины фотосферы оно равно 0.87 мбар. Соответственно, температура фотосферы равна 6600 К у дна и 4400 К у вершины, а толщина фотосферы составляет 500 км. Учитывая локальное термодинамическое равновесие в фотосферной плазме, для плотности атомных частиц у дна фотосферы получим

$$N_H = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad N_e = 4.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3},$$

$$N_- = 1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3},$$

тогда как у вершины фотосферы эти параметры равны

$$N_H = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad N_e = 1.6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3},$$

$$N_- = 6.4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Отметим, что поверхность Солнца состоит из конвективных ячеек-гранул, размер каждой из которых порядка 1000 км. Плазма из внутренних об-

ластей Солнца попадает в область фотосферы в результате конвекции, так что в центральной области ячеек, куда плазма проникает из более глубоких областей Солнца, температура выше, чем в областях между ячейками [16, 20]. Это означает, что поверхность Солнца неоднородна и приведенные выше значения параметров фотосферы характеризуют их средние значения.

Имеем также, что градиент плотности атомов водорода не связан с гравитацией. Считая, согласно данным NASA [18], толщину фотосферы равной  $\Delta = 500$  км, для градиента температуры имеем

$$\frac{dT}{dz} = 4.4 \text{ К/км}. \quad (4.5)$$

В дополнение к этому, аппроксимируя зависимость плотностей атомов водорода,  $N_H$ , и отрицательных ионов водорода,  $N_-$ , от высоты  $h$  как

$$\begin{aligned} N_H(h) &= N_H(0) \exp\left(-\frac{h}{\Lambda_H}\right), \\ N_-(h) &= N_-(0) \exp\left(-\frac{h}{\Lambda_-}\right), \end{aligned} \quad (4.6)$$

получим из приведенных выше данных NASA для масштабов изменения плотности атомов и отрицательных ионов водорода соответственно  $\Lambda_H = 110$  км,  $\Lambda_- = 40$  км.

Далее мы сопоставим эти данные с параметрами, которые следуют из анализа излучательных свойств фотосферы. Действительно, поглощение фотона определяется процессом фотораспада отрицательного иона водорода. В простейшей версии при вычислении матричного элемента от дипольного момента между состояниями излучательного перехода в состоянии свободного электрона пренебрегается его взаимодействием с атомом водорода, что ведет к следующему выражению для сечения фотораспада отрицательного иона водорода [21], которое хорошо согласуется с результатами экспериментов [22, 23]:

$$\sigma_{ph}(\omega) = \sigma_{max} \frac{8\omega_0^{3/2}(\omega - \omega_0)^{3/2}}{\omega^3}. \quad (4.7)$$

Здесь  $\omega$  — частота фотона, энергетический порог данного фотопроцесса составляет  $\hbar\omega = EA = 0.754$  эВ, а максимальное сечение равно  $\sigma_{max} = 4 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> и отвечает энергии фотона  $\hbar\omega_{max} = 2\hbar\omega_0 = 1.51$  эВ или длине волны фотона  $\lambda = 0.8$  мкм.

Определим параметры фотосферы по отношению к поглощению. Для длины волны  $\lambda = 0.8$  мкм,

где поглощение максимальное, для плотности отрицательных ионов на основании формулы (3.3) имеем  $N_- = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Отсюда следует, что дно фотосферы на частоте, отвечающей максимальному сечению поглощения, находится на высоте  $h = 300 \text{ км}$  над дном фотосферы, которая определяется на основании данных NASA. На этой высоте плотность отрицательных ионов водорода равна примерно  $N_- = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует плотности атомов водорода  $N_H = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и плотности электронов (протонов)  $N_e = 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  на этой высоте. Очевидно, данная высота характеризует температуру, которая соответствует излучению на длине волны фотона  $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$ . Для других длин волн излучение формируется в более глубоких слоях фотосферы и отвечает более высоким температурам. Поэтому найденная высота  $h = 300 \text{ км}$  определяет положение вершины фотосферы. Положение дна для излучения фотосферы определяется шириной полосы излучения, которая отнесена к фотосфере Солнца.

Проведенный анализ справедлив, если параметр  $\alpha$  в формуле (3.4) мал. Согласно данным NASA [18],  $dT/dh = 4.4 \text{ К/км}$ , а масштаб изменения плотности отрицательных ионов как поглощающих частиц составляет  $\Lambda_- = 40 \text{ км}$ . При типичных условиях для малого параметра (3.4) это дает  $\alpha = 0.07$ , т. е. основанное на этом критерии описание излучения фотосферы Солнца справедливо.

## 5. ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ С УЧАСТИЕМ МОЛЕКУЛ $\text{CO}_2$ В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ

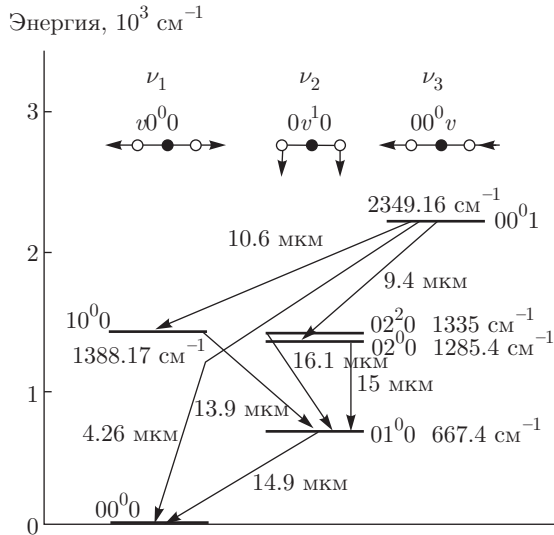
Другой процесс, к которому мы применим полученные выше формулы для излучения плоского газового слоя, находящегося над горячей поверхностью, относится к парниковому эффекту в атмосфере Венеры, которая состоит из углекислого газа (96.5%) и азота (3.5%) [24]. На основании этого далее для простоты будем считать, что углекислый газ — единственная компонента атмосферы Венеры. Давление газа у поверхности Венеры равно 92 атм, температура — 735 К [24, 25]. Градиент температуры составляет примерно  $-8 \text{ К/км}$  в интервале высот от 0 до 60 км и далее монотонно уменьшается по мере увеличения высоты почти до нуля при высоте 100 км [25]. На основе измерений [25] имеем, что масштаб  $\Lambda$  изменения плотности молекул углекислого газа в атмосфере Венеры, который вводится на основании формулы (3.5), изменяется от величины  $\Lambda = 19 \text{ км}$

у поверхности Венеры до примерно  $\Lambda = 6 \text{ км}$  на высоте 60 км и  $\Lambda = 4 \text{ км}$  на высоте 100 км. Плотность молекул углекислого газа у поверхности Венеры составляет  $N = 9.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а на высотах 60 и 100 км — соответственно  $N = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $N = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Далее нашей задачей является определение вклада углекислого газа, находящегося в атмосфере Венеры, в ее парниковый эффект. Действительно, средний поток солнечного излучения, приходящийся на единицу площади поверхности Венеры, составляет примерно  $2622 \pm 6 \text{ Вт/см}^2$  [26] (для поверхности Земли эта величина равна  $1365 \text{ Вт/см}^2$ ). Для наблюдаемой температуры поверхности 735 К поток инфракрасного излучения при данных условиях составит  $J_V = 1.7 \text{ Вт/см}^2$ , т. е. тепловые потоки увеличиваются по мере приближения к поверхности планеты. Если Венера поглощает все падающее на нее солнечное излучение и далее излучает как абсолютно черное тело, то температура ее поверхности составит 463 К.

В реальности большая часть проникающего в атмосферу Венеры излучения отражается от ее атмосферы и поверхности, причем поглощаемая энергия частично тратится на создание конвективного движения газа, а ее основная часть тратится на излучение атмосферы. Альbedo Венеры составляет  $0.80 \pm 0.02$  [27] или  $0.76 \pm 0.01$  [26]. В результате поток излучения с атмосферы Венеры составляет в среднем  $157 \pm 6 \text{ Вт/см}^2$  [28]. Это соответствует средней температуре излучения примерно 230 К, что согласуется с измерениями [29, 30]. Такая температура реализуется на высоте 70 км, где давление углекислого газа равно 28 Торр.

Анализ энергетического баланса Венеры находится за пределами этой работы. Нашей задачей является определить роль излучения углекислого газа в тепловом балансе Венеры. Будем считать, что атмосфера Венеры целиком состоит из углекислого газа, и определим излучательную температуру в области спектра, где излучают молекулы углекислого газа. При последующем анализе мы используем представления молекулярной спектроскопии [31–36]. При этом молекула  $\text{CO}_2$  — линейная симметричная молекула, что упрощает анализ характера ее колебаний. На рис. 3 приведена схема нижних колебательных уровней молекулы углекислого газа, построенная на основании данных работ [37, 38]. Эта схема включает в себя скорости излучательных переходов и учитывает характер колебаний молекулы углекислого газа как линейной молекулы. В дополнение к этому молекулярная спектроскопия



**Рис. 3.** Спектр нижних колебательных переходов молекулы углекислого газа для трех типов колебаний: симметричного ( $\nu_1$ ), крутильного ( $\nu_2$ ), антисимметричного ( $\nu_3$ ). Энергии нижних колебательных состояний молекулы выражены в обратных сантиметрах, длина волны фотонов, образующихся при этих переходах, указана в микрометрах

дает правила отбора для изменения вращательного момента  $j$  при излучательном дипольном переходе линейной молекулы, которые вытекают из свойств коэффициентов Клебша – Гордана и приводят к следующим значениям энергии перехода

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \hbar\omega_0 - 2Bj, & j' = j - 1 &\rightarrow P\text{-ветвь}, \\ \hbar\omega &= \hbar\omega_0, & j' = j &\rightarrow Q\text{-ветвь}, \\ \hbar\omega &= \hbar\omega_0 + 2B(j+1), & j' = j + 1 &\rightarrow R\text{-ветвь}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

где  $\hbar\omega_0$  — энергия колебательного перехода без изменения вращательного момента,  $B = 0.39 \text{ cm}^{-1}$  — вращательная постоянная для молекулы углекислого газа.

Сечение поглощения атомной частицы в результате данного излучательного перехода равно [39, 40]

$$\sigma_\omega = \frac{\pi^2 c^2}{\omega^2} \frac{a_\omega}{\tau}, \quad (5.2)$$

где  $\omega$  — частота перехода,  $a_\omega$  — функция распределения поглощаемых фотонов по частотам,  $1/\tau$  — вероятность излучательного перехода между состояниями перехода в единицу времени. Соответственно, коэффициент поглощения  $k_\omega$  на данной частоте  $\omega$  дается выражением

$$k_\omega = N\sigma_\omega \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right) \right], \quad (5.3)$$

где  $N$  — плотность поглощаемых молекул, а последний множитель учитывает стимулированное излучение.

Будем считать, что уширение отдельной колебательно-вращательной спектральной линии носит ударный или столкновительный характер, т. е. оно определяется соударениями излучающих молекул с молекулами газа, так что функция распределения  $a_\omega$  по частотам излучения, нормированная на единицу ( $\int a_\omega = 1$ ), имеет лоренцевский вид:

$$a_\omega = \frac{\nu}{2\pi [(\omega - \omega_i)^2 + (\nu/2)^2]}. \quad (5.4)$$

Частота  $\omega_i$  отвечает центру спектральной линии, а ее ширина  $\nu$  дается выражением [39, 40]

$$\nu = 2N_a v \sigma_t, \quad (5.5)$$

где  $v$  — разность скоростей излучающей и поглощающей молекул,  $\sigma_t$  — полное сечение столкновения, если в качестве потенциала взаимодействия между молекулами берется разность потенциалов взаимодействия между излучающей и возмущающей молекулами для верхнего и нижнего состояний перехода. При этом согласно данным работ [41–44] полуширина спектральной линии для перехода между нижними колебательными состояниями молекулы CO<sub>2</sub> в собственном газе равна  $\nu/2 = (0.10\text{--}0.12) \text{ cm}^{-1}$  при комнатной температуре и атмосферном давлении.

На основе этого для коэффициента поглощения  $k_\omega^Q$  для  $Q$ -ветви колебательного перехода без изменения вращательного момента  $j \rightarrow j$  имеем

$$k_\omega^Q = \frac{\pi c^2}{6\omega^2 \tau_v} N_v \frac{\nu}{(\omega - \omega_i)^2 + (\nu/2)^2}, \quad (5.6)$$

где частота  $\omega_i$  отвечает центру спектральной линии для данного колебательного перехода,  $\tau_v$  — излучательное время жизни для данного колебательного перехода, причем при больших значениях вращательного момента вероятность перехода в единицу времени для этого колебательного перехода в формуле (5.2) делится поровну между  $P$ -,  $Q$ - и  $R$ -ветвями (т. е.  $\tau_v = 3\tau$ ).

Подобным образом для коэффициента поглощения фотонов  $k_\omega^{PR}$  в случае  $P$ - и  $R$ -ветвей поглощения для больших значений вращательного момента  $j$  в соответствии с формулой (5.1) получим

$$k_\omega^{PR} = \frac{\pi c^2}{6\omega^2 \tau_v} \times \sum_j N_{vj} \frac{\nu}{(\omega - \omega_i \pm 2Bj/\hbar)^2 + (\nu/2)^2}. \quad (5.7)$$

Здесь  $B$  — вращательная константа,  $N_{vj}$  — плотность молекул в нижнем колебательно-вращательном состоянии, которая согласно формуле Больцмана в пределе  $T \gg B$  равна

$$N_{vj} = N_v \frac{B}{T} (2j+1) \exp\left(-\frac{Bj(j+1)}{T}\right), \quad (5.8)$$

$$\sum_j N_{vj} = N_v.$$

При суммировании по вращательным моментам в формуле (5.7) рассмотрим два предельных случая. Для крыла спектральной линии данного колебательного перехода для суммы имеем

$$\sum_j \frac{N_{vj}}{(\omega - \omega_j)^2 + (\nu/2)^2} \approx N_{vj} \sum_j \frac{1}{(\omega - \omega_j)^2 + (\nu/2)^2}, \quad (5.9)$$

так что коэффициент поглощения на крыле спектральной линии для данного колебательного перехода с учетом  $P$ - и  $R$ -ветвей поглощения равен

$$k_\omega^w = \frac{\pi c^2 \nu}{6\omega^2 \tau} N_v \left[ \frac{1}{\left(\omega - \omega_i - \sqrt{2BT}/\hbar\right)^2} + \frac{1}{\left(\omega - \omega_i + \sqrt{2BT}/\hbar\right)^2} \right], \quad (5.10)$$

где  $\pm\sqrt{2BT}/\hbar$  учитывает положение «центра тяжести» для данного перехода.

В основной части спектральной полосы, где разности энергий для соседних вращательных переходов одинаковы, воспользуемся моделью Эльзассера [45] для равно отстоящих энергий соседних колебательно-вращательных переходов. В этом случае в пределе  $T \gg B$  при нахождении суммы (5.9) используем теорему Миттага–Лефлера [46], считая  $N_{vj}$  медленно меняющейся функцией. В конечном итоге коэффициент поглощения за счет  $P$ - и  $R$ -ветвей принимает вид [47–49]

$$k_\omega^{PR}(\omega) = S_i(\omega) \varphi_i(\omega), \quad \varphi_i(\omega) = \operatorname{sh}\left(\frac{\pi \hbar \nu}{2B}\right) \times \left[ \operatorname{ch}\left(\frac{\pi \hbar \nu}{2B}\right) - \cos\frac{\pi \hbar(\omega - \omega_i)}{B} \right]^{-1}, \quad (5.11)$$

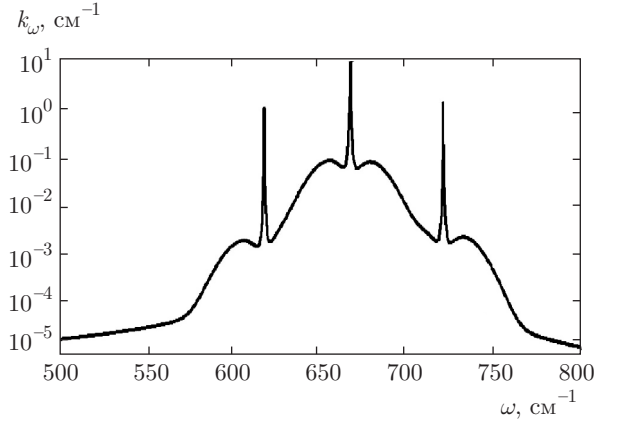


Рис. 4. Коэффициент поглощения молекул углекислого газа в атмосфере Венеры на высоте 60 км, усредненный по осцилляциям в пространстве частот внутри одного периода, в соответствии с формулой (5.14)

где интенсивность  $S_i$  перехода для  $P$ - и  $R$ -ветвей поглощения дается формулой

$$S_i(\omega) = \frac{\pi^2 c^2}{3\omega^2} \frac{\hbar N_v}{2B\tau_v} \frac{\hbar|\omega - \omega_i|}{T} \times \exp\left[-\frac{\hbar^2(\omega - \omega_i)^2}{4BT}\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right)\right]. \quad (5.12)$$

Теперь применим полученные выражения для коэффициента поглощения к уходящему из атмосферы Венеры излучению в области спектра поглощения молекул углекислого газа. Учтем четыре нижних колебательных перехода, представленных на рис. 3, причем коэффициент поглощения для каждого из колебательных переходов для частот, отвечающих основной части спектральной линии колебательного перехода, представим в виде

$$k_\omega = k_\omega^Q + k_\omega^{PR}, \quad (5.13)$$

а для крыльев спектральной линии, где входящие в эти формулы слагаемые даются формулами (5.6), (5.10) и (5.12), — в виде

$$k_\omega = k_\omega^Q + k_\omega^{PR} + k_\omega^w. \quad (5.14)$$

Зависимость от частоты для коэффициента поглощения за счет молекул углекислого газа на высоте 60 км представлена на рис. 4. При этом, хотя мы учитываем четыре колебательных перехода рис. 3, один из них (из колебательного состояния  $02^0_0$ ) экранируется основным переходом (из колебательного состояния  $01^0_0$ ), так что реально присутствуют три колебательных перехода. Пики на рис. 4



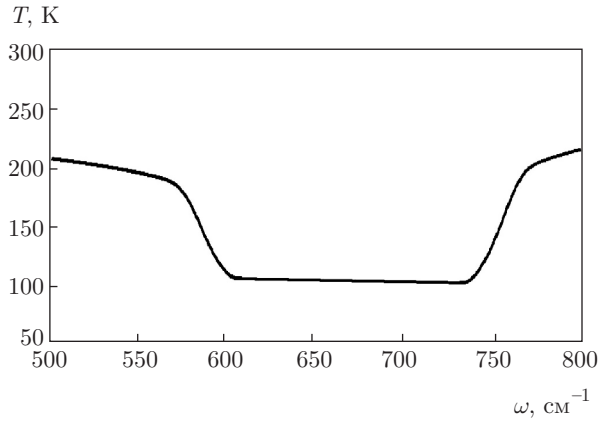


Рис. 5. Излучательная температура уходящего из атмосферы Венеры излучения в области спектра, где оно создается молекулами углекислого газа

отвечают  $Q$ -ветвям этих переходов. К этому добавим, что крылья спектральных линий не могут простирается далеко. Действительно, при классическом характере столкновения излучающей и возмущающей молекул частотный сдвиг спектральной линии  $|\omega - \omega_i|$  отвечает обратному времени столкновения при соответствующем этому сдвигу частот расстоянии  $R$  между молекулами:

$$|\omega - \omega_i| \sim \frac{v(R)}{R}, \quad (5.15)$$

где  $R$  — характерный размер, при изменении на который заметно меняется взаимодействие частиц,  $v$  — характерная относительная скорость частиц. Предполагая, что максимальная энергия взаимодействия сталкивающихся молекул порядка 0.1 эВ, получим для максимального сдвига частоты от центра ближайшей спектральной линии величину порядка  $100 \text{ см}^{-1}$ . Оценка (5.15) используется на рис. 4, где полагается, что спектр молекул углекислого газа сосредоточен в интервале  $500\text{--}800 \text{ см}^{-1}$ .

Используем формулу (3.3) для нахождения излучательной температуры  $T(\omega)$  уходящего из атмосферы Венеры излучения в области спектра поглощения молекул углекислого газа. Введем зону поглощения молекулами углекислого газа таким образом, что граничные частоты для этой зоны,  $\omega_{1b}$  и  $\omega_{2b}$ , в соответствии с формулой (3.3) даются соотношениями

$$k_\omega(\omega_{1b})\Lambda = k_\omega(\omega_{2b})\Lambda = \frac{2}{3}, \quad (5.16)$$

где масштаб  $\Lambda$  изменения плотности излучающих молекул определяется формулой (3.5).

Если ширина зоны поглощения определяется крыльями спектральных линий для отдельных колебательно-вращательных переходов, то удобно усреднить коэффициент поглощения по оцилляциям внутри одного периода, т.е. по области частот для переходов между соседними вращательными моментами. Это дает  $k_\omega^{PR}(\omega) = S_i(\omega)$  в соответствии с формулами (5.11) и (5.12). Далее на основе формулы (3.3) определим высоту слоя атмосферы, ответственного за излучение фотонов данной частоты, причем температура излучения на данной частоте совпадает с температурой этого слоя. На рис. 5 приведена рассчитанная таким способом зависимость температуры излучения от частоты,  $T(\omega)$ , в рассматриваемом диапазоне частот фотонов, которые создаются молекулами углекислого газа.

Определим полный поток уходящего излучения, используя формулу (2.8) для парциального потока  $J_\omega$  излучательной энергии и считая, что излучательная температура для части спектра, не связанной с углекислым газом, не зависит от частоты. Для потока излучательной энергии имеем

$$J = \int_0^{\omega_1} \frac{\hbar\omega^3 d\omega}{4\pi^2 c^2 \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{T_0}\right) - 1 \right]} + \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\hbar\omega^3 d\omega}{4\pi^2 c^2 \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{T(\omega)}\right) - 1 \right]} + \int_{\omega_2}^{\infty} \frac{\hbar\omega^3 d\omega}{4\pi^2 c^2 \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{T_0}\right) - 1 \right]}, \quad (5.17)$$

причем, согласно измерениям [28], этот поток составляет  $J = 157 \pm 6 \text{ Вт/м}^2$ . Решая данное уравнение, находим температуру излучения  $T_0 = 249 \pm 3 \text{ К}$ , что соответствует высоте 63–64 км. Отметим, что облака атмосферы Венеры, состоящие из капель серной кислоты, сосредоточены в области высот 60–70 км. Возможно, эти облака ответственны за эмиссию теплового излучения в области спектра, не связанной с молекулами углекислого газа. Отметим также, что на высоте 60 км температура атмосферы равна 263 К, градиент температуры равен  $dT/dh = 4 \text{ К/км}$ , а масштаб изменения плотности углекислого газа составляет  $\Lambda = 6 \text{ км}$ . Это дает для малого параметра (3.4), который характеризует справедливость использованных допущений, значение  $\alpha = 0.05$ .

## 6. ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ $\text{CO}_2$ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Рассмотрим еще одну проблему, где могут быть использованы формулы для излучения неоднородного слоя газа, находящегося над нагретой поверхностью. Именно, проанализируем характер теплового равновесия вблизи поверхности Земли, которое связано с излучением и поглощением атмосферного углекислого газа. Последующий анализ будет относиться только к одной задаче данной проблемы — нахождению изменения температуры поверхности Земли при удвоении количества углекислого газа в атмосфере. Этот параметр носит название равновесной чувствительности климата — ECS (equilibrium climate sensitivity) — и является стандартной характеристикой данной проблемы [50]. При этом будет использовано условие, что другие параметры, ответственные за тепловое излучение атмосферы Земли, не изменяются.

Последующий анализ основан на простых моделях — модели стандартной атмосферы [51], использующей усредненные по земному шару параметры поверхности Земли и атмосферы, а также модели [52, 53], согласно которой коэффициент поглощения в области спектра, не связанной с углекислым газом, не зависит от частоты фотонов. Отсюда следует, что поток излучения, направленный к поверхности Земли, формируется в слоях атмосферы на высоте 1.9 км с температурой  $T_a = 276$  К, которая не сильно отличается от температуры поверхности Земли  $T_E = 288$  К.

Учитывая, что изменение потока излучения на поверхность Земли в результате увеличения концентрации молекул углекислого газа определяется частотами вблизи границы зоны поглощения, разделим спектр на пять частей — спектральных областей. При этом третья область спектра является зоной поглощения для атмосферного углекислого газа, излучение в первой и пятой областях спектра формируется другими компонентами атмосферы, тогда как вторая и четвертая области спектра являются переходными, и именно они ответственны за рассматриваемые изменения. Сосредоточим внимание на второй области спектра, вычислив в ней изменение потока излучения на поверхность Земли за счет добавления в атмосферу углекислого газа, а далее по аналогии с этим определим изменение потока излучения в другой переходной области спектра.

Введем в качестве границ второй части спектра частоты  $\omega_1 < \omega_2$  таким образом, что

$$g(\omega_1) \ll 1, \quad 1 - g(\omega_2) \ll 1, \quad (6.1)$$

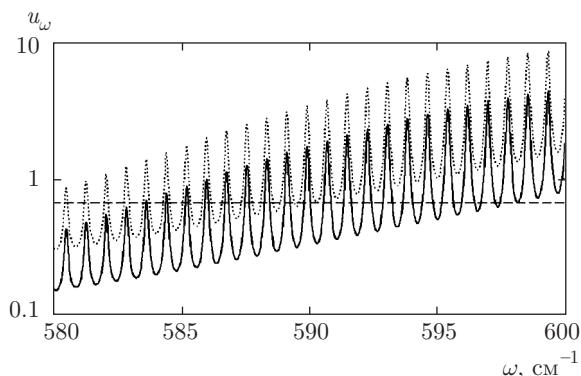


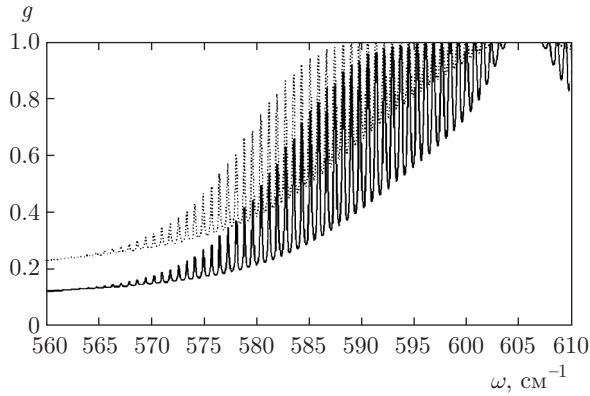
Рис. 6. Создаваемая молекулами углекислого газа оптическая толщина нижнего слоя атмосферы, где формируется направленный на поверхность Земли поток излучения, в рамках модели не зависящего от частоты фотонов коэффициента поглощения вблизи нижней границы зоны поглощения. Сплошная кривая относится к современной концентрации атмосферного углекислого газа в настоящее время, пунктирная — к ее удвоенному значению, а штриховая линия  $u_\omega = 2/3$  характеризует границу зоны поглощения в отсутствие осцилляций в соответствии с формулой (3.3)

где вероятность испускания фотона на данной частоте,  $g(\omega)$ , дается формулой (3.6). Составим поток излучения на данной частоте в переходной области спектра из двух частей,

$$J_\omega = I_\omega g(\omega) + j_\omega \exp(-1.6u_\omega), \quad (6.2)$$

где первое слагаемое дается формулой (3.6) и связано с излучением молекул углекислого газа, а второе слагаемое учитывает излучение других компонент атмосферы,  $u_\omega$  — оптическая толщина промежутка от излучающего слоя до поверхности Земли за счет поглощения молекулами углекислого газа, а  $j_\omega$  представляет собой поток излучения на поверхность Земли в области спектра, где действие углекислого газа несущественно.

По сути дела формула (6.2) отражает природу рассматриваемого эффекта, при котором добавление углекислого газа в атмосферу вызывает повышение температуры Земли. Тогда в спектре излучения, попадающего на поверхность Земли, возникают области излучения молекул углекислого газа вблизи границы зоны поглощения, где до их добавления излучение создавалось другими атмосферными компонентами. Температура фотонов в этой области спектра увеличивается, что приводит к росту потока излучения и компенсируется повышением температуры поверхности. Очевидно, что это связано с переходной областью спектра и зависит от характе-



**Рис. 7.** Вероятность эмиссии фотона атмосферными молекулами углекислого газа на данной частоте,  $g(\omega)$ , в переходной области спектра при концентрациях молекул  $\text{CO}_2$  в атмосфере в настоящее время (сплошная линия) и удвоенной (пунктирная)

ра поглощения атмосферы в этой области другими компонентами. На рис. 6 приводится частотная зависимость оптической толщины  $u_\omega$  атмосферы, создаваемой молекулами углекислого газа, а на рис. 7 представлена зависимость  $g(\omega)$ .

Как видно, изменение потока излучения на поверхность Земли при увеличении концентрации атмосферного углекислого газа зависит также от потока излучения, создаваемого другими атмосферными компонентами. Далее мы используем модель не зависящего от частоты фотонов коэффициента поглощения компонентами атмосферы. Получим на основании формулы (6.2), а также данных, представленных на рис. 6 и 7, что удвоение концентрации атмосферного углекислого газа ведет к увеличению потока излучения на поверхность Земли на величину  $\Delta J = (0.8 \pm 0.3) \text{ Вт/м}^2$  за счет переходной области спектра вблизи нижней границы зоны поглощения, тогда как переходная область с более высокими частотами дает вклад  $\Delta J = (0.7 \pm 0.2) \text{ Вт/м}^2$  в этот параметр. Указанная погрешность определяется осцилляционной структурой оптической толщины как функции частоты, а также зависимостью результата от выбранной границы переходных зон (частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  для нижней переходной зоны).

Реакцией на увеличение потока излучения  $\Delta J$  на поверхность Земли является увеличение ее глобальной (средней) температуры  $T_E$ . Составляя энергетический баланс поверхности Земли, определим изменение глобальной температуры Земли при условии, что другие параметры атмосферы не изменяются. Поэтому необходимо исключить связанное с температурой поверхности изменение потока испа-

ряемых молекул воды. Будем также считать, что среднее альbedo для поверхности Земли и ее атмосферы не изменяется при увеличении концентрации молекул углекислого газа в атмосфере. То же самое относится к конвективному переносу тепла в атмосфере, тем более что мощность этого процесса на порядок величины меньше мощности процессов взаимодействия солнечного излучения с атмосферой. В результате получим, что увеличение потока излучения  $\Delta J$  на поверхность Земли компенсируется увеличением потока теплового излучения с поверхности в результате роста ее температуры  $\Delta T$ , так что уравнение энергетического баланса для поверхности Земли имеет вид

$$\Delta J = 4\sigma T_E^3 \Delta T = \frac{4(J_E - J_{\text{CO}_2})\Delta T}{T_E}, \quad (6.3)$$

где  $J_E$  — поток излучения поверхности,  $J_{\text{CO}_2}$  — поток излучения молекул углекислого газа в зоне поглощения.

Отсюда следует, что изменение глобальной температуры в результате удвоения количества атмосферного углекислого газа (ECS) при сохранении других параметров атмосферы составляет

$$\Delta T = 0.4 \pm 0.1 \text{ К}. \quad (6.4)$$

Сравнивая эту величину с данными NASA [54, 55] по изменению глобальной температуры для реальной атмосферы, где наряду с изменением концентрации углекислого газа меняется концентрация других атмосферных компонент, главным образом атмосферной воды, получим, что вклад изменения концентрации углекислого газа в скорость изменения глобальной температуры составляет 20 %, что соответствует также и вкладу углекислого газа в поток теплового излучения на поверхность Земли. Конечно, этот вопрос требует более глубокого анализа, однако нашей целью является только демонстрация возможностей представленного метода для излучения неоднородного оптически активного газа, находящегося над горячей поверхностью.

Проверим справедливость малости параметра (3.4), который лежит в основе проведенного анализа. Для атмосферы Земли в промежутке от ее поверхности до высоты 1.9 км, где средний градиент температуры составляет 6.5 К/км, вместо масштаба для изменения плотности выбираем толщину рассматриваемого слоя атмосферы. В результате получим  $\alpha \approx 0.01$ , что оправдывает использованные допущения.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматривая выше задачу излучения неоднородного слоя газа, находящегося над горячей поверхностью, мы привели ее к излучению однородного слоя газа. Это имеет место в плотном газе, когда в газе устанавливается локальное термодинамическое равновесие. Тогда можно отказаться от концепций переизлучения, переноса излучения и прохождения излучения через газ. Вместо этого следует оперировать с оптической толщиной газа на данной частоте, зоной поглощения, т. е. областью частот с большой оптической толщиной, а также эффективной температурой излучения для заданной частоты. Последнее относится к неоднородному газу, что позволяет привести испускаемый им поток излучения к потоку, создаваемому газом с постоянной температурой. Это возможно, если относительный градиент температуры мал по сравнению с относительным градиентом плотности излучающих частиц.

Несмотря на простоту постановки задачи при указанных условиях, как и простоту формул, описывающих рассматриваемые газовые системы, представленные результаты могут быть использованы для широкого круга реальных объектов. Выше представлены примеры, относящиеся к атмосферам Солнца, Венеры и Земли, т. е. к протяженным системам. Однако такие условия относятся к разным высокотемпературным объектам в плотных газах, скажем, при взаимодействии ударной волны с поверхностью, при вхождении метеоритов и космических аппаратов в плотные слои атмосферы и т. д. Тогда простые формулы, описывающие протекающие в этом случае излучательные процессы, помогают как при диагностике объекта, так и при анализе энергетического баланса на его поверхности.

Отметим два предельных случая в поведении рассматриваемых систем. Если оптическая толщина газа на данной частоте достаточно велика, то рассматриваемый излучающий газ экранирует излучение поверхности или других компонент газа. Это означает, что излучение поверхности полностью поглощается газом и фиксируемое тепловое излучение в данной области спектра за пределами объекта создается только атомами или молекулами данного сорта. В этом случае излучательные свойства объекта определяются только этой газовой компонентой. В другом случае, когда оптическая толщина по отношению к поглощению данной компонентой газа порядка единицы, создаваемое ею излучение конкурирует с излучением поверхности или других

газовых компонент, и они совместно определяют оптические свойства объекта.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (грант № 14-50-00124).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. B. J. Fourier, *Ann. Chem. Phys.* **27**, 136 (1824).
2. J. B. J. Fourier, *Mem. Acad. Roy. Sci.* **7**, 569 (1827).
3. A. Beer, *Ann. der Phys. und Chem.* **86**, 78 (1852).
4. J. H. Lambert, *Photometry, or, on the Measure and Gradations of Light, Colors, and Shade*, Eberhardt Klett, Augsburg (1760).
5. Л. М. Биберман, *ЖЭТФ* **17**, 416 (1947).
6. T. Holstein, *Phys. Rev.* **72**, 1212 (1947).
7. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматгиз, Москва (1963).
8. Б. М. Смирнов, *Физика слабоионизованного газа*, Наука, Москва (1972).
9. F. Reif, *Statistical and Thermal Physics*, McGraw Hill, Boston (1965).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, часть 1, Наука, Москва (1976).
11. H. J. Bauer and P. Schotter, *J. Chem. Phys.* **51**, 3261 (1969).
12. Б. М. Смирнов, *Физика слабоионизованного газа*, Наука, Москва (1979).
13. B. M. Smirnov, *Physics of Weakly Ionized Gases*, Mir, Moscow (1980).
14. W. Wien, *Wied. Ann. Phys. Chem.* **58**, 662 (1896).
15. B. M. Smirnov, *Fundamentals of Ionized Gases*, Wiley, Weinheim (2012), p. 173.
16. <https://en.wikipedia.org/wiki/Photosphere>.
17. <https://scied.ucar.edu/sun-photosphere>.
18. <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet>.
19. M. N. Saha, *Proc. Roy. Soc. London A* **99**, 135 (1921).
20. D. J. Mullan, *Physics of the Sun*, CRC Press, Boca Raton (2009).
21. B. M. Smirnov, *Negative Ions*, McGraw Hill, New York (1982).
22. S. J. Smith and D. S. Burch, *Phys. Rev.* **116**, 1125 (1959).

23. D. Feldman, Zs. Naturforsch. **25**, 621 (1970).
24. <https://en.wikipedia.org/wiki/Venus>.
25. <https://en.wikipedia.org/wiki/Atmosphere-of-Venus>.
26. V. I. Moroz, A. P. Ekonomov, B. E. Mokshin et al., Adv. Space Res. **5**, 197 (1985).
27. M. G. Tomasko, P. H. Smith, V. E. Suomi et al., J. Geophys. Res. **85**, 8187 (1980).
28. <https://asp.colorado.edu-esposclass/ASTR-5835-2015...Notes/Titov>.
29. J. T. Schofield and F. W. Taylor, Icarus **52**, 245 (1982).
30. L. V. Zasova, N. Ignatiev, I. Khetuntsev, and V. Linkin, Planet Space Sci. **55**, 1712 (2007).
31. G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure*, Van Nostrand Reinhold, Princeton (1945).
32. М. А. Ельяшевич, *Молекулярная спектроскопия*, Физматгиз, Москва (1963).
33. H. C. Allen and P. C. Cross, *Molecular Vib-Rotors; the Theory and Interpretation of High Resolution Infra-Red Spectra*, Wiley, New York (1963).
34. G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure: Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules*, Van Nostrand, New York (1966).
35. C. N. Banwell and E. M. McCash, *Fundamentals of Molecular Spectroscopy*, McGraw-Hill (1994).
36. <https://en.wikipedia.org/wiki/Infrared-spectroscopy>.
37. L. S. Rothman and W. S. Benedict, Appl. Opt. **17**, 2605 (1978).
38. A. A. Radzig and B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*, Springer, Berlin (1985).
39. I. I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer, Berlin (1979).
40. V. P. Krainov, H. R. Reiss, and B. M. Smirnov, *Radiative Processes in Atomic Physics*, Wiley, New York (1997).
41. L. D. Kaplan and D. F. Eggers, J. Chem. Phys. **25**, 876 (1956).
42. J. E. Lowder, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer **11**, 1647 (1971).
43. P. Varanasi, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer **11**, 1711 (1971).
44. A. Levy, E. Piollet-Mariel, and C. Boilet, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer **13**, 673 (1973).
45. W. M. Elsasser, Phys. Rev. **54**, 126 (1938).
46. E. T. Whittaker and G. N. Watson, *Modern Analysis*, Cambridge Univ. Press, London (1940).
47. Б. М. Смирнов, Г. В. Шляпников, УФН **130**, 377 (1980).
48. B. M. Smirnov, *Plasma Processes and Plasma Kinetics*, Wiley, Weinheim (2007).
49. M. L. Salby, *Physics of the Atmosphere and Climate*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2012).
50. <https://en.wikipedia.org/wiki/Climate-sensitivity>.
51. *U. S. Standard Atmosphere*, U. S. Government Printing Office, Washington (1976).
52. B. M. Smirnov, Europhys. Lett. **114**, 24005 (2016).
53. B. M. Smirnov, *Microphysics of Atmospheric Phenomena*, Springer Atmospheric Series Switzerland (2017).
54. <http://climate.nasa.gov>.
55. J. Hansen, M. Sato, R. Ruedy et al., <http://www.columbia.edu/jeh1/mailling/2016/20160120-Temperature2015>.