

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 523.164 : 538.574.5

О ПОГЛОЩЕНИИ РАДИОВОЛН ВОДЯНЫМИ ПАРАМИ В АТМОСФЕРАХ ВЕНЕРЫ И МАРСА

А. А. Викторова, А. П. Наумов

В последнее время в вопросах молекулярного поглощения радиоволн наметилась тенденция к рассмотрению новых механизмов поглощения, связанных с образованием короткоживущих комплексов молекул [1] и устойчивых полимерных соединений (в частности, димеров; см [2-4]). Влияние сложных молекулярных образований на ослабление электромагнитной энергии обсуждается в литературе главным образом для физических условий, реализуемых в атмосфере Земли. Однако в связи с развитием космических полетов и радиоастрономических исследований аналогичные проблемы становятся актуальными и для планетных атмосфер.

В данном сообщении рассматриваются количественные соотношения между поглощательными свойствами мономерных и димерных молекул водяного пара в атмосферах планет земной группы — Венеры и Марса. Этот вопрос представляет интерес при анализе условий распространения электромагнитных колебаний с длинами волны $\lambda \geq 0,7$ мм (см [5]) в атмосферах указанных планет, а также при интерпретации спектров их радиоизлучения. Следует, однако, считать с тем обстоятельством, что не все параметры димерных молекул водяного пара надежно известны в настоящее время, поэтому выполненные ниже расчеты носят ориентировочный характер. Принятые в данной работе молекулярные параметры $(\text{H}_2\text{O})_2$ (энергия водородной связи, форма молекулярного потенциального барьера) позволяют оценить скорее верхнюю границу коэффициента поглощения димеров водяного пара. Поскольку оказывается, что в силу специфичности физических условий на Венере и Марсе роль димерных молекул водяного пара в ослаблении радиоволн $\lambda \geq 0,7$ мм даже при сделанных допущениях является весьма незначительной (в отличие от поглощательных свойств этих молекул в атмосфере Земли), то выполненные расчеты следует признать достаточными для выяснения принципиальной стороны вопроса.

1. Расчет концентрации димеров водяного пара $(\text{H}_2\text{O})_2$ и их коэффициентов поглощения на характерных длинах волн был выполнен нами для модели нижней атмосферы Венеры, основанной на измерениях АМС «Венера-4» [6, 7]. Объемная концентрация водяного пара под облаками полагалась постоянной и равной $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4 \pm 0,7\%$. Линейная зависимость температуры от высоты (с градиентом $\gamma \approx 9$ град км⁻¹) экстраполировалась в подоблачной и облачной частях атмосферы Венеры до уровня -240°K , который отождествлялся с «верхней границей облачного слоя». Надоблачная часть атмосферы считалась изотермической ($T = 240^\circ\text{K}$); принятая температурная аппроксимация дает ошибку в значениях T до мезопаузы, не превышающую, по-видимому, 20%. Последнее обстоятельство не имеет существенного значения для выполненных расчетов, так как концентрация водяного пара над облаками быстро убывает с высотой [8]. В выбранном модельном распределении $f_{\text{H}_2\text{O}}(h)$ не учитывается возможная специфика распределения водяного пара в облачном слое Венеры, но из-за неопределенности в этом вопросе (см [13]), а также в силу того, что при уточнении параметров облачного слоя соответствующие коэффициенты поглощения получаются из рис. 2, 3 путем несложного пересчета [2, 5, 9], вполне можно ограничиться принятыми идеализациями.

На рис. 1 изображена высотная зависимость отношения плотности димеров к квадрату плотности мономеров H_2O для указанной модели Венеры. Расчеты выполнены для линейной молекулы димера, структура которой исследовалась в [9]. Концентрация димеров $(\text{H}_2\text{O})_2$ находилась из обобщенного закона действия масс, причем энергия водородной связи бралась равной $\epsilon = 5,2$ ккал·моль⁻¹. Постоянство отношения $\rho_{\text{д}}/\rho^2$ при $h > 31,5$ км обусловлено принятой изотермичностью верхней атмосферы Венеры.

На рис. 2 дана высотная зависимость коэффициента поглощения мономеров H_2O

на характерных длинах волн для той же модели атмосферы, полученная согласно [10] с поправкой, разумеется, на химический состав Венеры. Для указанных длин волн ожидается соизмеримый вклад димерных и мономерных молекул H_2O в поглощение энергии на уровне моря в земной атмосфере (см рис. 2 в [5]). Длина волны $\lambda = 1,3$ мкм расположена вблизи сильных линий поглощения димеров водяного пара и здесь димерные молекулы $(H_2O)_2$ должны давать наибольший относительный вклад в поглощение (по крайней мере на высотах $h \geq 20$ км, где давление $P \lesssim 1,6$ атм и температура $T \lesssim 350^\circ K$).

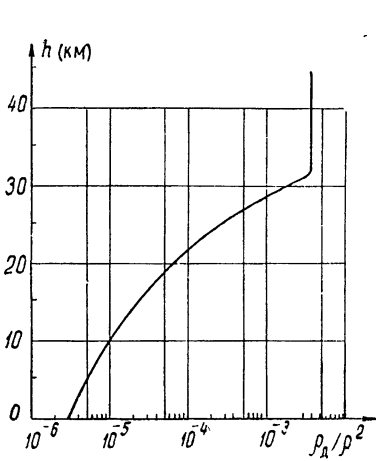


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость отношения плотности димеров (ρ_d) к квадрату плотности мономеров (ρ^2) водяного пара от высоты h в атмосфере Венеры ($f_{H_2O} = 0,4\%$)

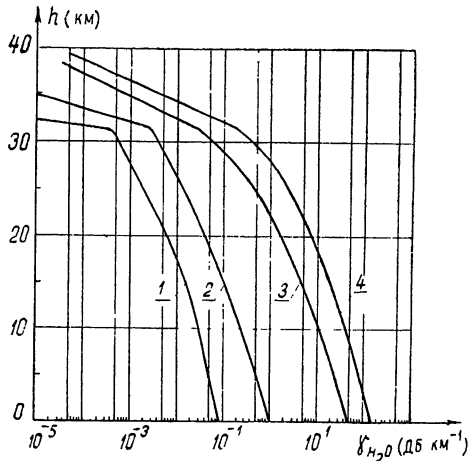


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения мономеров водяного пара γ_{H_2O} от высоты h в атмосфере Венеры ($f_{H_2O} = 0,4\%$):

- 1) $\lambda = 3$ см, 2) $\lambda = 8$ мкм, 3) $\lambda = 1,3$ мкм, 4) $\lambda = 0,87$ мкм

На рис 3 приведены отношения коэффициентов поглощения димеров ($\gamma_{(H_2O)_2}$) и мономеров (γ_{H_2O}) водяного пара на длинах волн $\lambda = 0,87$ мкм, 1,3 мкм, 8 мкм, 3 см для модели атмосферы Венеры, приведенной в [6, 7]. Расчеты величины $\gamma_{(H_2O)_2}$ выполнялись по формуле (1) работы [2]. Полуширина $\Delta\nu/c$ спектральной линии $(H_2O)_2$ принималась равной

$$(\Delta\nu/c)_{(H_2O)_2} \text{ см}^{-1} = 1,53 \frac{P}{760} \left(\frac{293}{T} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

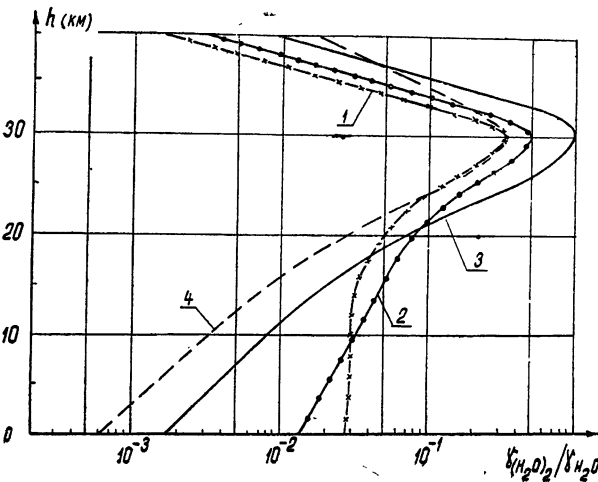


Рис. 3. Зависимость отношения коэффициентов поглощения димеров и мономеров водяного пара $\gamma_{(H_2O)_2}/\gamma_{H_2O}$ от высоты h в атмосфере Венеры ($f_{H_2O} = 0,4\%$):

- 1) $\lambda = 3$ см, 2) $\lambda = 8$ мкм, 3) $\lambda = 1,3$ мкм, 4) $\lambda = 0,87$ мкм

В формуле (1) коэффициент 1,53 получается в результате умножения чисел $0,8 \cdot 1,91$, первое из которых характеризует полуширину линии димера в земных условиях (см [2]), а второе — учитывает эффективность соударений $(\text{H}_2\text{O})_2 - \text{CO}_2$ в венерианской атмосфере по отношению к соударениям $(\text{H}_2\text{O})_2 - \text{N}_2$ в атмосфере Земли.

Из рис. 3 видно, что, в отличие от земной атмосферы, поглощение радиоволн водяными парами в нижних слоях атмосферы Венеры на всех длинах волн определяется только мономерами H_2O . Так, при $h = 0$ км и $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4\%$ отношение $\gamma_{(\text{H}_2\text{O})_2}/\gamma_{\text{H}_2\text{O}}$ не превышает $\sim 3\%$. Наибольшее значение указанного отношения имеет место на высоте $h \approx 31$ км: $\gamma_{(\text{H}_2\text{O})_2}/\gamma_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0,5$ для $\lambda = 8$ мм и $\gamma_{(\text{H}_2\text{O})_2}/\gamma_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1$ для $\lambda = 1,3$ мм, значения $\gamma_{\text{H}_2\text{O}}$ на соответствующих длинах волн равны $0,25 \cdot 10^{-2}$ дб·км⁻¹ и $0,2 \cdot 10^{-1}$ дб·км⁻¹ ($f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4\%$). Вклад димеров $(\text{H}_2\text{O})_2$ мал и в оптическую толщину атмосферы $\tau_{\text{H}_2\text{O}}$, обусловленную водяными парами. На рассматриваемых длинах волн этот вклад составляет $\sim 1,3\%$. Хотя димеры и мономеры водяного пара дают сравнимый (при сделанных допущениях) вклад в оптическую толщину надоблачного слоя Венеры, оптическая толщина этого слоя, обусловленная водяными парами вне резонансов H_2O , не превышает 0,1. Подчеркнем, что из-за неопределенности ряда параметров димерных молекул $(\text{H}_2\text{O})_2$ можно ожидать и уменьшение значений $\gamma_{(\text{H}_2\text{O})_2}$ по сравнению с вычисленными в данной работе примерно в 3—6 раз на высотах ~ 30 км.

При концентрации в нижней атмосфере Венеры $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,7\%$ указанные выше отношения коэффициентов поглощения димеров и мономеров водяного пара для $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,4\%$ возрастают не более чем в $\sim 1,5 - 1,8$ раз.

Относительно малое влияние димеров $(\text{H}_2\text{O})_2$ на радиационные процессы в атмосфере Венеры объясняется тем, что в нижних слоях атмосферы температура достигает весьма высоких значений, при которых происходит разрыв межмолекулярной связи, и молекулы водяного пара существуют главным образом в мономерном состоянии. На высотах же $h \geq 30$ км, где температуры близки к земным температурам, плотность водяного пара в атмосфере Венеры незначительна.

В данной работе мы не рассматриваем подробно модель Венеры, получающуюся путем экстраполяции данных АМС «Венера-4» до более глубоких атмосферных слоев, температура которых близка к полученной радиоастрономическими методами ($T = \approx 650^\circ\text{K}$) [14]. Однако отметим, что суммарный вклад димерных молекул водяного пара в вертикальное поглощение радиоволн для этой модели мало отличается от соответствующей величины, рассчитанной для принятой модели атмосферы, поскольку при температурах $T = 550 - 650^\circ\text{K}$ димерные образования $(\text{H}_2\text{O})_2$ разрушаются.

2. Что касается атмосферы Марса, то при интерпретации микроволнового спектра излучения этой планеты димеры водяного пара также можно не принимать во внимание. Расчеты для средней модели Марса (см табл 39 в [11]) показали, что на поверхности планеты в окнах прозрачности сантиметрового и миллиметрового диапазонов $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} \leq 10^{-3}$ дб·км⁻¹. В расчетах мы принимали количество воды в столбе марсианской атмосферы $w = 14 \pm 7$ мк [12]. Это значение w соответствует объемной концентрации $f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1,95 \cdot 10^{-4}$, если считать, что пары H_2O распределены равномерно вплоть до высоты конденсации h_K (для средней модели атмосферы Марса $h_K \approx 12$ км).

Однако даже при столь малом содержании водяного пара коэффициент поглощения $\gamma_{\text{H}_2\text{O}}$ в резонансах сильных линий $2_2 - 3_2$ ($\lambda_{ij} = 1,63$ мм) и $1_{-1} - 1_1$ ($\lambda_{ij} = 0,538$ мм) составляет на поверхности Марса соответственно $0,83$ дб·км⁻¹ и $5,4 \cdot 10^2$ дб·км⁻¹. Но вблизи резонансных областей мономеров H_2O поглощение, как и в земной атмосфере, определяется только мономерной частью.

Авторы признательны М. Б. Зиничевой за расчеты, выполненные на БЭСМ-2

ЛИТЕРАТУРА

- 1 В. И. Дианов-Клоков, О. А. Матвеева, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 4, № 4, 414 (1968).
- 2 А. А. Викторова, С. А. Жевакин, ДАН СССР, 171, № 5, 1061 (1966).
- 3 J. Gerstein, H. Foley, J. Chem. Phys., 45, № 10, 3885 (1966).
- 4 В. Я. Рядов, Н. И. Фурашов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 8, 1138 (1968).
- 5 С. А. Жевакин, А. П. Наумов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 9—10, 1213 (1967).
- 6 А. П. Виноградов, Ю. А. Сурков, К. П. Флоренский, Б. М. Андрейчиков, ДАН СССР, 179, № 1, 37 (1968).
- 7 В. С. Авдучевский, Н. Ф. Бородин, В. В. Кузнецов, А. И. Лифшиц, М. Я. Маров, В. В. Михневич, М. К. Рождественский, В. А. Соколов, ДАН СССР, 179, № 2, 310 (1968).

8. G. Ohring, *Icarus*, **5**, № 4, 329 (1966).
 9. А. А. Викторова, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **7**, № 3, 415, 424 (1964).
 10. С. А. Жевакин, А. П. Наумов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **6**, № 4, 674 (1963).
 11. В. И. Мороз, Физика планет, изд. Наука, М., 1967.
 12. L. D. Karlan, G. Munch, H. Spinrad, *Astrophys. J.*, **139**, 237 (1964).
 13. А. М. Обухов, Г. С. Голицын, Космические исследования, **6**, № 5, 757 (1968).
 14. А. Д. Кузьмин, Ю. Н. Ветульновская, Космические исследования, **6**, № 4, 590 (1968).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
20 июля 1967 г.,
после переработки
12 июля 1968 г.

УДК 523.164

МНОГОКРАТНЫЕ «КОМПТОНОВСКИЕ» ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ИХ ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ В РАЗЛИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Г. Г. Гетманцев, Ю. В. Токарев

«Комптоновские» потери энергии, возникающие в космических объектах при взаимодействии быстрых электронов с относительно мягкими фотонами отличаются от всех других энергетических потерь тем, что они могут иметь рекуррентный характер. Последнее связано с тем, что «комптоновские» потери пропорциональны плотности энергии электромагнитного поля, которая, в свою очередь, зависит от «комптоновских» потерь всей совокупности электронов источника и является функцией времени.

Будем считать для простоты, что космический объект имеет сферическую форму (радиус сферы L), а плотность быстрых электронов N и плотность электромагнитного излучения ω всюду одинаковы в источнике.

В этих предположениях уравнения баланса плотности энергии записываются следующим образом

$$\frac{d\omega}{dt} = - \left(\frac{dE}{dt} \right)^k N - \frac{3c}{2L} \omega + \frac{3c}{2L} \omega_0 - c \sigma_T N n_{i-1} s_{i-1}; \quad (1a)$$

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)^k = - \frac{4}{3} c \sigma_T \omega \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \beta^2. \quad (1b)$$

В уравнениях (1a), (1b) $\left(\frac{dE}{dt} \right)^k$ — комптоновские потери энергии электрона с энергией E , σ_T — томсоновский поперечник рассеяния; m — масса покоя, $\beta = v/c$, где v — скорость частицы [1]. Второй и третий члены в правой части (1a) учитывают выход излучения через поверхность объекта и увеличение за счет сторонних источников фотонов.

При выводе (1a), (1b) мы считали, что в источнике имеются моноэнергетические электроны с энергией E_0 , а плотность энергии излучения определяется как первоначальноными фотонами с энергией ϵ_0 и концентрацией n_0 ($\omega_0 = n_0 \epsilon_0$), так и фотонами, образовавшимися в результате последовательного рассеяния на электронах. При этом фотоны сорта j с концентрацией n_j имеют энергию $\epsilon_j = \epsilon_0 [(4/3)(E/mc^2)^2 \beta^2 + 1]^j$. Написанное выше выражение $\left(\frac{dE}{dt} \right)^k$ справедливо при условии $\epsilon_j \ll (mc^2)^2 / 4E$. При нарушении этого неравенства «комптоновские» потери энергии быстрых электронов на фотонах сорта $j \gg i$ становятся пренебрежимо малыми [2]. Значение $j = i$ находится из условия

$$\frac{\epsilon_0}{mc^2} \left[\frac{4}{3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \beta^2 + 1 \right]^i \frac{E}{mc^2} \geq 1 \quad (2)$$

Таким образом, в уравнениях (1a), (1b) в выражении для ω учтена энергия всех фотонов $\omega = \sum_{j=0}^{i-1} n_j \epsilon_j$ вплоть до $j = i - 1$. Последний член в (1a) учитывает убыль ω