

**МЕХАНИКА  
ЖИДКОСТИ И ГАЗА**  
**№ 1 · 1981**

УДК 533.6.011.72+537.56

**ОБ ИЗМЕРЕНИИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ  
ПО ИЗЛУЧЕНИЮ, СОПРОВОЖДАЮЩЕМУ ПОЛЕТ СПУСКАЕМЫХ  
АППАРАТОВ НА УЧАСТКЕ ТОРМОЖЕНИЯ**

Н. А. АНФИМОВ, Ю. А. ДЕМЬЯНОВ, Ю. А. ЗАВЕРНЯЕВ,  
Г. Н. ЗАЛОГИН, В. А. КАМЕНЩИКОВ, Ю. А. ПЛАСТИНИН,  
С. Т. СУРЖИКОВ, Б. А. ХМЕЛИНИН

(*Москва*)

Приведены результаты исследований возможности определения параметров атмосфер планет (элементного состава и плотности) по измеренной с помощью дистанционных средств спектральной силе излучения высокотемпературного объема газа, образующегося при входе в гиперзвуковой скоростью космического зонда в атмосфере планет в диапазоне высот  $H=70-150 \text{ км}$ . На примере планеты Венера показана принципиальная возможность определения указанных параметров как в ночных, так и в дневных условиях наблюдения. Результаты работы рекомендуются для перспективных космических исследований параметров планет при спуске космических зондов на участке аэродинамического торможения.

1. За последние 10–15 лет с использованием автоматических межпланетных станций (АМС) достигнуты значительные успехи в исследовании свойств атмосфер планет Солнечной системы, что существенно изменило наши представления об этих планетах. Здесь следует отметить результаты исследований В. С. Авдуевского, А. П. Виноградова и других советских ученых, проведенных с помощью АМС серий «Венера» и «Марс» [1–5], а также данные американских специалистов по результатам полетов космических аппаратов «Маринер», «Викинг» и «Пионер» [6, 7].

Вместе с тем возможности дальнейшего накопления экспериментальных данных на основе применения традиционных методов диагностики (дистанционных и контактных) пока ограничены. Этим в значительной мере объясняется отсутствие надежных данных по химическому составу и плотности атмосфер планет на достаточно больших высотах, где происходит интенсивное торможение входящих в атмосферу космических аппаратов.

Для дальнейшего развития экспериментальных исследований атмосфер планет с помощью АМС представляет интерес использование дистанционных методов, аналогичных применяемым уже в течение полу века в метеорной астрономии [8] с целью определения плотности атмосферы Земли на высотах 70–150 км. Эти методы основаны на измерении и анализе спектроэнергетических и временных характеристиках сигнала «вспышки» электромагнитного излучения, сопровождающей торможение и унос массы метеорных тел в атмосфере. Вопрос о возможности использования подобных методов для исследования атмосфер других планет до настоящего времени в литературе не обсуждался. В то же время такие методы дают принципиальную возможность определения плотности и состава атмосферы планеты на высотах, превышающих высоту открытия парашюта спускаемого аппарата АМС.

В настоящей статье предпринята попытка проанализировать возможности использования указанных дистанционных методов на примере атмосферы Венеры. Рассмотрен случай, когда «вспышка» излучения генерируется сферическим космическим аппаратом, входящим в атмосферу Венеры по типичной траектории (начальная скорость  $V_\infty=10.6 \text{ км/сек}$ ; угол входа в атмосферу  $\theta_b=15-25^\circ$ ), а регистрация сигнала производится с борта орбитального аппарата (ОА) с помощью оптико-электронного устройства (ОЭУ), работающего в режиме спектрорадиометра.

В статье на основе решения уравнений радиационной газовой динамики исследуется в зависимости от угла входа в атмосферу спектральная плотность силы излучения ударного слоя, образующегося у поверхности космического аппарата. С учетом данных по оптическим фонам атмосферы Венеры, данных по пороговой чувствительности фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), рассчитываются предельные дистанции, с которых возможно зарегистрировать и измерить излучение ударного слоя с

помощью бортового ОЭУ, работающего в режиме спектрорадиометра. Расчеты выполнены применительно к дневным и ночных фонам атмосферы Венеры в диапазоне длин волн  $\Delta\lambda=0,15-1,0 \text{ мкм}$ .

**2. Количественное описание процессов, протекающих у поверхности тел, входящих в атмосферы планет, выполнено в настоящей работе с использованием двух приближений.**

Для определения характеристик излучения ударного слоя в относительно плотных слоях атмосферы решалась система уравнений газовой динамики для вязкого теплопроводного селективно излучающего газа, получаемая из общих уравнений Навье – Стокса [<sup>9, 10, 11</sup>] с использованием предположений

$$\rho_0/\rho_\infty \gg 1, \rho_\infty V_\infty R/\mu_0 \gg 1$$

Здесь  $\rho$  и  $\mu$  – плотность и вязкость газа;  $R$  – радиус затупления; индексы  $0$  и  $\infty$  обозначают параметры за фронтом ударной волны и в набегающем потоке. Состояние газа за ударной волной в данном случае считалось локально-равновесным, а при вычислении потока лучистой энергии ударный слой принимался плоскопараллельным и локально-одномерным.

Следует отметить, что определенный вклад в излучение ударного слоя может вносить унос массы теплозащитного покрытия спускаемого аппарата [<sup>11</sup>]. Однако для тепловой защиты космического зонда могут быть использованы специальные покрытия, не искажающие излучение в том спектральном диапазоне, в котором проводятся оптические измерения. Поэтому для упрощения анализа в данной работе поверхность обтекаемого тела принималась непроницаемой со степенью черноты  $\epsilon_w=0,5$ .

Термодинамические свойства смеси газов  $\text{CO}_2$  (97%) +  $\text{N}_2$  (3%), которая отвечает современным данным по составу атмосферы Венеры [<sup>2, 3, 6</sup>], были рассчитаны по программе [<sup>12</sup>], а коэффициенты вязкости и теплопроводности заимствовались из работы [<sup>13</sup>]. Оптические свойства высокотемпературной смеси газов вычислялись с учетом всех известных радиационных процессов [<sup>14</sup>], существенных в рассматриваемых условиях. Спектральный диапазон  $\Delta\lambda=0,02-4 \text{ мкм}$  разбивался на 55 неравномерных участков, в пределах каждого из которых объемный спектральный коэффициент поглощения газа принимался постоянным и равным

$$k_{\Delta\lambda_i} = \left[ \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} d\lambda \right]^{-1} \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} k_\lambda d\lambda$$

Рассмотренное выше приближение равновесного ударного слоя становится неприменимым на больших высотах при малых плотностях набегающего потока.

Газ, прошедший головной скачок уплотнения, из-за малого числа столкновений в ударном слое не достигает термохимического равновесия. Задача определения интенсивности излучения в этом случае существенно усложняется, поскольку состав газа и его спектральные характеристики определяются не только локальными значениями температуры  $T$  и давления  $p$ , но также и скоростями различного рода релаксационных процессов.

При малой плотности, когда  $\tau_c \gg \tau_r$  ( $\tau_c$  – время между столкновениями,  $\tau_r$  – время жизни), заселенности возбужденных уровней будут сильно обедняться за счет высвечивания и не будут подчиняться закону Максвелла – Больцмана [<sup>15, 16</sup>]. В этом случае для определения заселенности

какого-либо из возбужденных состояний необходимо решать соответствующее кинетическое уравнение.

Если длина зоны релаксации будет много меньше длины пробега излучения (т. е. в случае оптически тонкого слоя), то возможен случай,

Таблица 1

1. $\text{CO}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO} + \text{O} + \text{M}$	15. $\text{N}_2 + \text{O} \rightleftharpoons \text{NO} + \text{N}$
2. $\text{CO} + \text{M} \rightleftharpoons \text{C} + \text{O} + \text{M}$	16. $\text{NO} + \text{O} \rightleftharpoons \text{N} + \text{O}_2$
3. $\text{O} + \text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \text{O}_2$	17. $\text{N}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO}$
4. $\text{CO} + \text{N} \rightleftharpoons \text{CN} + \text{O}$	18. $\text{N} + \text{O} \rightleftharpoons \text{NO}^{++}\text{e}$
5. $\text{CO} + \text{CO} \rightleftharpoons \text{C} + \text{CO}_2$	19. $\text{N} + \text{N} \rightleftharpoons \text{N}_2^{++}\text{e}$
6. $\text{O} + \text{CO} \rightleftharpoons \text{C} + \text{O}_2$	20. $\text{O} + \text{O} \rightleftharpoons \text{O}_2^{++}\text{e}$
7. $\text{CN} + \text{M} \rightleftharpoons \text{C} + \text{N} + \text{M}$	21. $\text{CN} + \text{C} \rightleftharpoons \text{C}_2 + \text{N}$
8. $\text{N}_2 + \text{C} \rightleftharpoons \text{CN} + \text{N}$	22. $\text{CO} + \text{NO} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{N}$
9. $\text{CN} + \text{O} \rightleftharpoons \text{C} + \text{NO}$	23. $\text{C} + \text{M} \rightleftharpoons \text{C}^{++}\text{e} + \text{M}$
10. $\text{CO} + \text{N} \rightleftharpoons \text{NO} + \text{C}$	24. $\text{C} + \text{e} \rightleftharpoons \text{C}^{++}\text{2e}$
11. $\text{CO}^{++}\text{e} \rightleftharpoons \text{C} + \text{O}$	25. $\text{O} + \text{e} \rightleftharpoons \text{O}^{++}\text{2e}$
12. $\text{N}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{N} + \text{M}$	26. $\text{N} + \text{e} \rightleftharpoons \text{N}^{++}\text{2e}$
13. $\text{O}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{O} + \text{M}$	27. $\text{H}_2 + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{H} + \text{M}$
14. $\text{NO} + \text{M} \rightleftharpoons \text{N} + \text{O} + \text{M}$	28. $\text{H} + \text{e} \rightleftharpoons \text{H}^{++}\text{e}$

Таблица 2

1. $\text{CN}(X^2\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CN}(B^2\Sigma^+) + \text{M}$ , $\text{CN}(B^2\Sigma^+) \rightarrow \text{CN}(X^2\Sigma^+) + h\nu$
2. $\text{CN}(X^2\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CN}(A^2\Pi) + \text{M}$ , $\text{CN}(A^2\Pi) \rightarrow \text{CN}(X^2\Sigma^+) + h\nu$
3. $\text{NO}(X^2\Pi) + \text{M} \rightleftharpoons \text{NO}(B^2\Pi) + \text{M}$ , $\text{NO}(B^2\Pi) \rightarrow \text{NO}(X^2\Pi) + h\nu$
4. $\text{NO}(X^2\Pi) + \text{M} \rightleftharpoons \text{NO}(A^2\Sigma^+) + \text{M}$ , $\text{NO}(A^2\Sigma^+) \rightarrow \text{NO}(X^2\Pi) + h\nu$
5. $\text{CO}(X^1\Sigma) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}(A^1\Pi) + \text{M}$ , $\text{CO}(A^1\Pi) \rightarrow \text{CO}(X^1\Sigma) + h\nu$
6. $\text{CO}(X^1\Sigma) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}(B^1\Pi) + \text{M}$ , $\text{CO}(B^1\Pi) \rightarrow \text{CO}(X^1\Sigma) + h\nu$
7. $\text{CO}(X^1\Sigma) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}(C^1\Sigma^+) + \text{M}$ , $\text{CO}(C^1\Sigma^+) \rightarrow \text{CO}(X^1\Sigma) + h\nu$
8. $\text{CO}(X^1\Sigma) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}(b^3\Sigma) + \text{M}$ , $\text{CO}(b^3\Sigma) \rightarrow \text{CO}(X^1\Sigma) + h\nu$
9. $\text{CO}^+(X^2\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}^+(B^2\Sigma^+) + \text{M}$ , $\text{CO}^+(B^2\Sigma^+) \rightarrow \text{CO}^+(X^2\Sigma^+) + h\nu$
10. $\text{N}_2(X^1\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2(p^1\Sigma_g^+) + \text{M}$ , $\text{N}_2(p^1\Sigma_g^+) \rightarrow \text{N}_2(X^1\Sigma^+) + h\nu$
11. $\text{N}_2(X^1\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2(b^1\Pi) + \text{M}$ , $\text{N}_2(b^1\Pi) \rightarrow \text{N}_2(X^1\Sigma^+) + h\nu$
12. $\text{N}_2(X^1\Sigma) + \text{N} \rightleftharpoons \text{N}_2(A^3\Sigma_u^+) + \text{N}$
13. $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2(B^3\Pi_g) + \text{M}$ , $\text{N}_2(B^3\Pi_g) \rightarrow \text{N}_2(A^3\Sigma_u^+) + h\nu$
14. $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+) + \text{M} \rightleftharpoons 2\text{N} + \text{M}$
15. $\text{N}_2(X^1\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2(C^3\Pi_u) + \text{M}$ , $\text{N}_2(C^3\Pi_u) \rightarrow \text{N}_2(X^1\Sigma^+) + h\nu$
16. $\text{N}_2^+(X^2\Sigma_g^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2^+(A^2\Pi_u) + \text{M}$
17. $\text{N}_2^+(X^2\Sigma_g^+) + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{N}_2^+(B^2\Sigma^+) + \text{M}$
18. $\text{N}_2^+(B^2\Sigma^+) + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2^+(A^2\Pi_u) + \text{M}$ , $\text{N}_2^+(B^2\Sigma^+) \rightarrow \text{N}_2^+(X^2\Sigma_g^+) + h\nu$
19. $\text{C}_2 + \text{M} \rightleftharpoons \text{C}_2^* + \text{M}$ , $\text{C}_2^* \rightarrow \text{C}_2 + h\nu$
20. $\text{O} + \text{e} \rightleftharpoons \text{O}^* + \text{e}$ , $\text{O}^* \rightarrow \text{O} + h\nu$
21. $\text{N} + \text{e} \rightleftharpoons \text{N}^* + \text{e}$ , $\text{N}^* \rightarrow \text{N} + h\nu$
22. $\text{C} + \text{e} \rightleftharpoons \text{C}^* + \text{e}$ , $\text{C}^* \rightarrow \text{C} + h\nu$
23. $\text{H} + \text{e} \rightleftharpoons \text{H}^* + \text{e}$ , $\text{H}^* \rightarrow \text{H} + h\nu$

когда излучение из зоны с параметрами, близкими к равновесным, будет ниже равновесного уровня.

Для целей настоящего анализа достаточно рассмотреть релаксационную зону за прямым скачком уплотнения в смеси газов, содержащую элементы N, O, C, Ar, H. Система реакций в смесях газов CO<sub>2</sub>+N<sub>2</sub> изучалась в ряде работ. В данном исследовании учтены химические реакции, приведенные в табл. 1. Константы скоростей прямых реакций заимствованы из литературных данных. Константы скоростей обратных реакций пересчитывались через константы равновесия. В атмосфере планеты Венера этот подход справедлив до  $H \sim 150$  км.

Кроме химических реакций учитывались процессы неравновесной ионизации атомов O, N, C и H электронным ударом по методике, предложенной в [16], которая учитывает влияние обеднения возбужденных уровней на скорость ионизации электронным ударом. Учитывалось также неравновесное возбуждение электронных состояний молекул (табл. 2) и атомов кислорода (состояния  $^5S$ ,  $^3S$ ,  $^5P$ ), азота ( $^4P$ ,  $^2S$ ), водорода (линии  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $L_{\alpha}$ ) и углерода C ( $\lambda=2478 \text{ \AA}$ ). Для излучения  $N_2(1+)$  и  $N_2^+(1-)$  использовалась модель из 11 реакций, предложенная в [17]. Заселенность уровней рассматривалась в двухуровневом приближении.

Для определения электронной температуры  $T_e$  решалось уравнение энергии электронов. Ионизация атома происходит в основном с тех возбужденных уровней, энергия связи которых  $E \approx kT_e$ . Анализ схемы уровней атомов O и N показывает, что в рассматриваемом диапазоне температур ионизация происходит с уровнем, главное квантовое число которых  $n=3,4$ . Поэтому при расчетах учитывалась ионизация с этих уровней и их обеднение за счет высвечивания.

3. На основании решения поставленных задач анализировались зависимости спектральной излучательной способности и плотности силы излучения ударного слоя, образующегося у сферического тела диаметром 2 м, от времени его полета по двум различным траекториям в атмосфере с заданными модельными параметрами [2]. Скорость входа тела в атмосферу принималась равной 10,6 км/сек, а углы входа задавались  $\theta_b=15^\circ$  и  $25^\circ$ . Текущие значения скорости и высоты полета определялись при решении системы уравнений движения тела постоянной массы в сферической атмосфере [18].

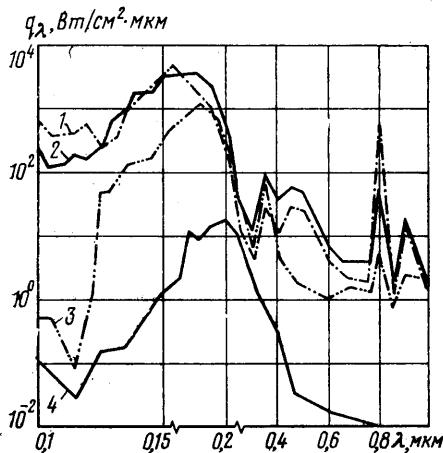
На фиг. 1 приведено спектральное распределение потока лучистой энергии, распространяющейся от фронта ударной волны для различных условий в набегающем потоке газа. Нумерация кривых на фиг. 1: 1 —  $p_b=10^4 \text{ Па}, T_b=8800^\circ \text{ K}$ ; 2 —  $p_b=0.25 \cdot 10^5 \text{ Па}, T_b=7800^\circ \text{ K}$ ; 3 —  $p_b=0.446 \cdot 10^6 \text{ Па}, T_b=6620^\circ \text{ K}$ ; 4 —  $p_b=0.446 \cdot 10^5 \text{ Па}, T_b=4750^\circ \text{ K}$ . Приведенные данные позволяют сделать вывод о величине вклада излучения различных молекулярных полос в интегральный лучистый поток от ударного слоя.

Для всех исследованных режимов полета наибольшие потоки лучистой энергии наблюдаются в диапазоне  $\Delta\lambda=0.12-0.2 \text{ мкм}$ . Излучение ударного слоя в этой области спектра определяется высвечиванием молекулы CO (четвертая положительная система полос). В диапазоне  $\Delta\lambda=0.3-0.4 \text{ мкм}$  заметным является высвечивание молекулы CN (фиолетовая система полос), интенсивность которого резко падает с уменьшением скорости полета. Аналогичные выводы можно сделать о поведении лучистых потоков в области  $\Delta\lambda=0.8-0.9 \text{ мкм}$ . Существенными радиационными процессами здесь являются связанные переходы между возбужденными состояниями в атомах O и N, а также электронные переходы в молекуле CN (красная система полос).

Анализ зависимости излучательной способности ударного слоя в отдельных областях спектра от параметров траектории показал следующее. Для фиолетовой и красной систем полос молекулы CN максимум излучательной способности наблюдается на высотах 77–79 км (при использовании конкретной модели атмосферы) и, что особенно примечательно, независимо от траектории полета. Это иллюстрируется на фиг. 2, где показана зависимость интегральных лучистых потоков от высоты полета

$$(3.1) \quad q_{\Delta\lambda}(y_b) = 2\pi \int_{\Delta\lambda} d\lambda \int_0^{\frac{1}{2}} J_{\lambda}(\mu_b, y_b) \mu_b d\mu_b$$

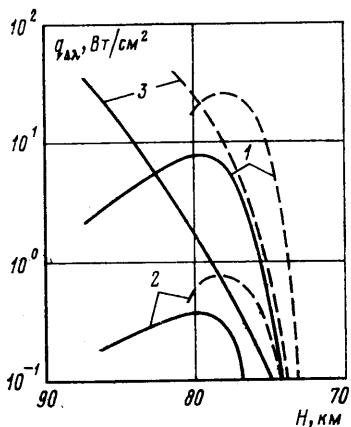
В формуле (3.1) интегрирование по длине волны выполнено в следующих спектральных диапазонах:  $\Delta\lambda_1=0.35-0.4 \text{ мкм}$ ,  $\Delta\lambda_2=0.7-0.75 \text{ мкм}$ ,  $\Delta\lambda_3=0.8-0.85 \text{ мкм}$ ;  $J_\lambda(\mu_b, y_b)$  — спектральная интенсивность излучения среды;  $y_b$  — толщина ударного слоя. Цифры у кривых на фиг. 2 обозначают указанные выше спектральные диапазоны. Сплошные кривые соответствуют  $\theta_b=15^\circ$ , пунктируемые —  $25^\circ$ . Анализ данных, приведенных на фиг. 2, показывает, что максимум излучательной способности ударного слоя в области  $\Delta\lambda=0.8-0.85 \text{ мкм}$  достигается на высотах более 90 км.



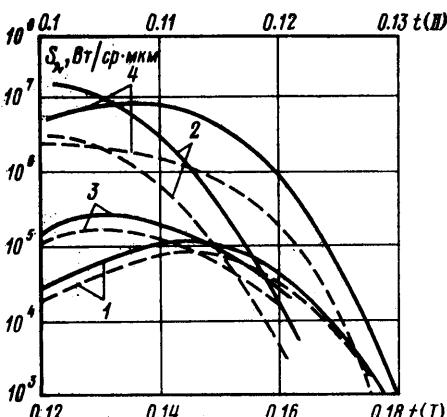
Фиг. 1

Сопоставление полуширины кривых, характеризующих изменение лучистых потоков в зависимости от времени полета по различным траекториям, позволяет сделать вывод о том, что эти величины могут характеризовать угол входа тел в атмосферу. Например, полуширина зависимости  $q_{\Delta\lambda}$  от времени при  $\theta_b=15^\circ$  составляет величину  $t=0.04$ , а при  $\theta_b=25^\circ$  —  $t=0.01$ , где  $t$  — относительное время полета.

При анализе состава и плотности атмосферы может оказаться полезным целый ряд атомных линий. К их числу относится и резо-



Фиг. 2



Фиг. 3

нансная линия атома углерода ( $\lambda=0.2479 \text{ мкм}$ ). Для определения интенсивности излучения ударного слоя в указанной спектральной линии были выполнены расчеты переноса излучения в плоском неоднородном слое. Распределение температуры, объемных концентраций углерода и электронов по толщине слоя соответствовали условиям  $p_b=10^4 \text{ Па}$ ,  $T_b=8800^\circ \text{ К}$ . Уравнение переноса излучения решалось методом полумоментов в 10 000 точек по длине волны на участке  $\Delta\lambda=0.24-0.26 \text{ мкм}$ . При вычислении коэффициента поглощения в атомной линии предполагалось, что линия имеет фойгтовский профиль, а коэффициент поглощения в непрерывном спектре от частоты не зависит. Параметры допплеровского и штарковского уширения рассчитывались по формулам, рекомендованным в

работе [14]. В результате проведенных расчетов оказалось, что интенсивность излучения ударного слоя в резонансной линии углерода на 4 порядка превышает интенсивность излучения в непрерывном спектре, что позволит использовать ее для анализа элементного состава и плотности атмосферы.

Совместно с определением спектральных лучистых потоков находилась спектральная плотность силы излучения, которая представляет практический интерес для дистанционных измерений.

Поскольку задача решалась достаточно корректно лишь в окрестности критической линии тока, для расчета силы излучения ударного слоя были

Таблица 3

Система	$CN(\Phi)$	$CN(K)$	$N_2^+(1^-)$	$CO(4+)$	$O_{\lambda=7771}$	$O_{\lambda=9262}$	$O_{\lambda=8448}$	$C_{\lambda=2478}$	$H_{\alpha}$	$H_{\beta}$	$L_{\alpha}$
$4\pi I, \text{ ст. см}^2$	18	4	0.5	$1.5 \cdot 10^3$	24	16	7	30	1.3	2	20
$S, \text{ ст. степ.}$	$5.6 \cdot 10^4$	$1.23 \cdot 10^4$	$1.54 \cdot 10^3$	$4.62 \cdot 10^3$	$7.4 \cdot 10^4$	$7.9 \cdot 10^4$	$2.16 \cdot 10^4$	$9.24 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^3$	$6.2 \cdot 10^3$	$6.16 \cdot 10^4$
1g	4.79	4.09	3.18	6.66	4.869	4.693	4.33	4.965	3.6	3.79	4.79

использованы определенные допущения. Предполагалось, что распределение лучистых потоков по образующей фронта ударной волны является подобным распределению потоков по образующей поверхности тела [19, 20].

На фиг. 3 показаны значения спектральной плотности силы излучения  $S_{\lambda}$ , соответствующие разным траекториям полета. Сплошными кривыми обозначены величины  $S_{\lambda}$  в направлении полета, а пунктирумы — в перпендикулярном направлении; 1, 3 —  $\lambda=0.375 \text{ мкм}$ ; 2, 4 —  $\lambda=0.155 \text{ мкм}$ . Кривые 1, 2 соответствуют  $\theta_b=15^\circ$  (шкала I), 3, 4 —  $\theta_b=0.25^\circ$  (шкала II). Представленные данные позволяют сделать вывод о том, что в большом диапазоне углов наблюдения спектральная плотность силы излучения (в некоторых участках спектра) изменяется незначительно, что является важным для дистанционных измерений.

Правильность физической постановки задачи неравновесного течения проверялась путем сравнения результатов расчетов по предложенной методике с экспериментальными данными по ионизационным и спектропректическим измерениям концентрации электронов  $N_e$  и интенсивности излучения за сильными ударными волнами в различных смесях. Так, полученная в расчетах зависимость времени достижения максимума интенсивности излучения  $CN(\Phi)$  от скорости ударной волны хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными в [21].

Величины интегральной интенсивности излучения из неравновесной зоны хорошо согласуются с экспериментальными данными [22], а рассчитанная интенсивность равновесного излучения из областей газа, расположенных вдали от фронта ударной волны, — с результатами измерений [23, 24].

Расчеты интенсивности излучения атомов, а также концентраций электронов проводились с использованием результатов работы [16].

В табл. 3 приведены величины интегральных интенсивностей и сил излучения ударного слоя некоторых систем полос молекул и линий атомов для высоты  $H=98 \text{ км}$  и  $V_{\infty}=10.6 \text{ км/сек}$ .

Следует отметить, что интенсивность излучения линий азота значительно (на 2 порядка) ниже соответствующей величины для линий атомов кислорода. Поэтому здесь они не приводятся.

На больших высотах  $H>80 \text{ км}$  при  $V_{\infty}=\text{const}$  интенсивность излучения меняется пропорционально квадрату плотности.

Действительно, интенсивность излучения какой-либо системы полос молекул или линий атомов  $I = n^* h\nu / 4\pi\tau_r$ , где  $n^* \approx n_e^* (1 + \tau_e/\tau_r)^{-1}$ ,  $n_e^* \sim \rho$  — локально-равновесное значение концентраций возбужденных частиц,  $h\nu$  — энергия излучаемого кванта. Откуда при  $\tau_e/\tau_r \gg 1$  получаем  $I = n_e^* h\nu / 4\pi\tau_e$ .

Так как  $\tau_e = 1/\bar{v}\sigma N_e$ , где  $\bar{v}$  — среднетепловая скорость,  $\sigma$  — сечение дезактивации,  $N_e \sim \rho$  — числовая плотность электронов, то

$$I = \frac{1}{4\pi} n_e^* h\nu \bar{v} \sigma N_e \sim \rho^2$$

Зависимость  $I \sim \rho^2$  подтверждается численными расчетами вплоть до высот  $H \sim 98$  км.

4. Полученные результаты по спектральной плотности силы излучения «вспышки» наряду с данными по оптическим свойствам атмосферы Венеры [1, 2, 25–29] и сведениями по приемникам лучистой энергии [30, 31] были использованы для проведения расчетных оценок возможности количественных измерений характеристик сигнала излучения с помощью оптико-электронного устройства (ОЭУ). Предполагалось, что прибор установлен на борту ОА АМС и работает в режиме спектрометра в диапазоне длин волн  $\Delta\lambda = 0.15$ – $1.0$  мкм. В качестве приемников лучистой энергии в ОЭУ рассматривались фотоэлектронные умножители (ФЭУ) со спектральными характеристиками фотокатода типа С-15 для диапазона  $\Delta\lambda = 0.15$ – $0.6$  мкм и С-1 для  $\Delta\lambda = 0.6$ – $10$  мкм. Пороговые потоки для ФЭУ различного типа приводятся в работах [30, 31]. Минимальный порог для ФЭУ с фотокатодом С-15 в максимуме спектральной чувствительности при  $\lambda \approx 0.4$  мкм имеет величину порядка  $10^{-15}$  вт·гц $^{-1/2}$ , а для фотокатода типа С-1 при  $\lambda \approx 0.8$  мкм — порядка  $10^{-13}$  вт·гц $^{-1/2}$ .

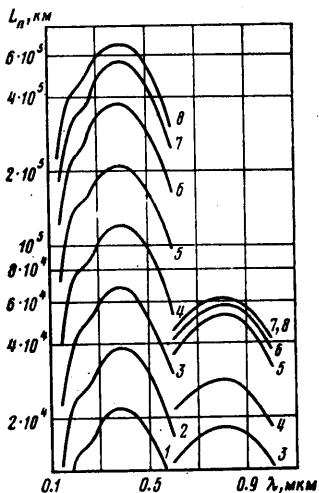
Рассчитывались предельные дистанции  $L_p$  (км), на которых еще возможна количественная регистрация сигнала излучения при различных уровнях фоновой засветки ФЭУ, изменяющейся в пределах  $10^{-14}$ – $10^{-8}$  вт, и зависимость  $L_p$  от поля зрения ОЭУ ( $\Delta\Omega$ , рад). Расчет проводился по методике, описанной в [32], в предположении, что величина лучистого потока «вспышки», подходящего к ФЭУ, на порядок превышает соответствующее пороговое значение и что ширина полосы пропускания электронного тракта ОЭУ  $\Delta f \sim 10^2$  гц. В этом случае обеспечиваются условия для количественной регистрации «вспышки».

На фиг. 4 приведены  $L_p$  в зависимости от длины волны излучения для дискретных значений фоновой засветки Ф (цифры у кривых соответствуют следующим значениям Ф в вт: 1 –  $10^{-6}$ ; 2 –  $10^{-7}$ ; 3 –  $10^{-8}$ ; 4 –  $10^{-9}$ ; 5 –  $10^{-10}$ ; 6 –  $10^{-11}$ ; 7 –  $10^{-12}$ ; 8 –  $10^{-14}$ ), а на фиг. 5 зависимость  $L_p$  от поля зрения ОЭУ для нескольких значений длин волн и ОЭУ с фотокатодами типа С-15 и С-1 (цифры у кривых соответствуют значениям  $\lambda$  в мкм: 1 – 0.12; 2 – 0.2; 3 – 0.25; 4 – 0.3; 5 – 0.4; 6 – 0.5; 7 – 0.6; 8 – 0.7; 9 – 1.0; сплошные кривые — для С-15, пунктирные — С-1). Данные на обеих фигурах охватывают случаи работы ОЭУ как на дневной стороне Венеры ( $\Phi = 10^{-14}$ – $10^{-6}$  вт), так и на ночной ее стороне ( $\Phi = 10^{-14}$ – $10^{-11}$  вт) в зависимости от поля зрения  $\Delta\Omega$  и рабочей длины волны  $\lambda$  ОЭУ. При этом значении спектральной плотности силы излучения «вспышки» составляет величину  $S_\lambda^\circ = 10^7$  вт/стераад·мкм, а спектральная разрешающая способность, пропускание оптики и диаметр входного зрачка объектива ОЭУ соответственно равны:  $\delta\lambda = 0.01$  мкм,  $\tau^\circ = 0.25$  и  $D^\circ = 20$  см. Переход к другим значениям  $\delta\lambda$ ,  $\tau$ ,  $D$  и  $S_\lambda$  можно сделать путем умножения значения  $L_p$  на соответствующие множители

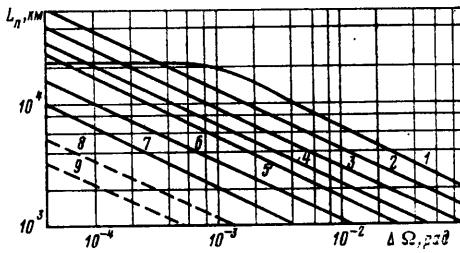
$$c_1 = \sqrt{\frac{S_\lambda}{S_\lambda^\circ}}, \quad c_2 = \sqrt{\frac{\delta\lambda}{\delta\lambda^\circ}}, \quad c_3 = \sqrt{\frac{\tau}{\tau^\circ}}, \quad c_4 = \frac{D}{D^\circ}$$

Из фиг. 5 следует, что функционирование ОЭУ на дистанциях  $L_p > 1000 \text{ км}$  в режиме спектрорадиометра с разрешением  $\delta\lambda \approx 0.01 \text{ мкм}$  в дневных условиях при относительно больших полях зрения  $\Delta\Omega \approx 10^{-1} - 10^{-2} \text{ рад}$  может быть обеспечено в спектральном диапазоне  $0.15 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.5 \text{ мкм}$ . Функционирование же ОЭУ в аналогичных условиях в спектральном диапазоне  $1.0 \text{ мкм} \geq \lambda \geq 0.6 \text{ мкм}$  требует уменьшения полей зрения  $\Delta\Omega$  до значений  $\leq 10^{-3} \text{ рад}$ .

На ночной стороне Венеры условия для работы ОЭУ на борту ОА АМС значительно облегчаются. Если считать, что, как и в случае Земной атмосферы [33], уровень ночного фона атмосферы Венеры на 6 и более порядков меньше дневного фона, что частично подтверждается и данными работы [27], то в этом случае при полях зрения  $\Delta\Omega \approx 10^{-1} \text{ рад}$  реализуются максимальные или близкие к ним значения  $L_p$  во всем рассмотренном интервале длин волн. На фиг. 4 это соответствует кри-



Фиг. 4



Фиг. 5

вым при значениях  $\Phi = 10^{-14} \text{ вт}$  и  $10^{-11} \text{ вт}$ . Однако если учесть, что чувствительность ФЭУ с фотокатодом типа С-1 на 2 порядка хуже такового с фотокатодом С-15 и что спектральная плотность силы излучения «вспышки» в диапазоне  $\Delta\lambda = 0.6 - 1.0 \text{ мкм}$  на 2 порядка ниже, чем в диапазоне  $\Delta\lambda = 0.15 - 0.3 \text{ мкм}$ , то следует признать, что и на ночной стороне Венеры условия функционирования ОЭУ в этом диапазоне длин волн с  $\delta\lambda \approx 0.01 \text{ мкм}$  остаются тяжелыми (на уровне пороговой чувствительности). Поэтому в диапазоне  $1.0 \text{ мкм} \geq \lambda \geq 0.6 \text{ мкм}$  для обеспечения работы ОЭУ на дистанциях  $L_p > 1000 \text{ км}$  его следует использовать в режиме спектрорадиометра с  $\delta\lambda \approx 0.1 \text{ мкм}$ .

5. Спектроэнергетические и временные характеристики, определенные на основе решения задачи радиационной газовой динамики, имеют ряд особенностей.

В спектре излучения ударного слоя около тела наблюдаются характерные участки, несущие информацию о составе атмосферы и ее плотности. Центрами таких спектральных диапазонов являются:  $\lambda = 0.17 \text{ мкм}$  (излучение молекулы CO),  $\lambda = 0.2479 \text{ мкм}$  (атом C),  $\lambda = 0.375 \text{ мкм}$  (молекула CN),  $\lambda = 0.6563 \text{ мкм}$  (атом H),  $\lambda = 0.7773 \text{ мкм}$  (атом O). Уровень спектральной силы излучения в этих областях спектра может служить индикатором количества молекул CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, а также характеризовать величину объемного содержания элементов H, C, N, O.

Кривые временной зависимости спектральной силы излучения ударного слоя у тела (например, при  $\lambda = 0.375$  и  $0.7 \text{ мкм}$ ) имеют характерный максимум, соответствующий одной и той же высоте ( $78 \pm 1 \text{ км}$ ) независимо

от угла входа в атмосферу. Полуширины указанных кривых зависят от угла входа и могут служить индикатором этого параметра траектории.

На высоте полета более 80 км величины силы излучения ударного слоя в линиях атомов пропорциональны квадрату плотности набегающего потока. Соответствующие зависимости, полученные в работе, могут быть использованы для определения плотности.

Важно подчеркнуть, что абсолютный уровень оптического излучения «вспышки» метеорного тела составляет величину порядка  $10^7 \text{ вт/стераид}$ , продолжительностью до 10 сек. Такой уровень излучения позволяет успешно регистрировать спектроэнергетические характеристики излучения оптическими дистанционными средствами, установленными на ОА АМС. При этом пространственная локализация «вспышки» (участок траектории, на котором наблюдается интенсивное свечение ударного слоя, не превосходит 50 км) облегчает условия ее наблюдения.

Приведенные в разделе 4 данные свидетельствуют о том, что аппаратурная реализация дистанционного метода измерения плотности и состава атмосферы Венеры вполне возможна. В особенности благоприятные перспективы должны реализоваться в коротковолновом диапазоне, где ОЭУ может работать в режиме спектрометра с  $\delta\lambda=0.01 \text{ мкм}$ .

Анализ имеющихся сведений о поглощающих компонентах атмосферы Венеры позволяет сделать вывод о возможности выхода излучения «вспышки» за пределы атмосферы.

Так, оценки показывают, что непрозрачность верхней атмосферы за счет рэлеевского рассеяния можно пренебречь (оптическая плотность надоблачного слоя  $\tau \ll 1$  [28]). В качестве возможных поглотителей могут рассматриваться газы  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ . Для слоя 90–100 км максимальные оценки, основанные на данных по сечениям поглощения и мольным значениям концентраций компонент в атмосфере [2], дают в диапазоне  $\Delta\lambda=-0.1-0.3 \text{ мкм}$  значения  $\tau < 1$  для  $\text{O}_2$  и  $\tau < 0.01$  для  $\text{H}_2\text{O}$ . Для  $\text{CO}_2$  в диапазоне  $\Delta\lambda=0.1-0.17 \text{ мкм}$   $\tau \geq 10$ , при  $\lambda > 0.17 \text{ мкм}$   $\tau < 1$ . Кроме указанных компонент в надоблачном слое существует компонента (по-видимому,  $\text{SO}_2$ ) с максимумами поглощения на длинах волн  $\lambda=0.21$  и  $0.28 \text{ мкм}$  и  $\tau \leq 0.5$ , обнаруженная с помощью УФ-спектрометра на ОА «Пионер-Венера» [27]. Таким образом, на основе данных работы [27] поглощение при этих длинах волн не превышает 40%. С учетом квазидискретного характера поглощения атмосферы на высотах более 80 км это обстоятельство может сыграть и положительную роль. В этом случае наличие в спектре излучения «вспышки» реабсорбированных участков даст информацию о типах поглотителей в атмосфере Венеры над метеорным телом. Отсюда ясно, что предлагаемый метод может быть использован и как абсорбционный спектральный метод.

В заключение следует отметить, что предлагаемый дистанционный метод, по-видимому, может успешно использоваться и применительно к исследованию других планет Солнечной системы.

Поступила 7 VIII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аедуевский В. С., Бородин Н. Ф., Кузнецов В. В., Лифшиц А. И., Маров М. Я., Михневич В. В., Рождественский М. К., Соколов В. А. Температура, давление и плотность атмосферы Венеры по данным измерений автоматической межпланетной станции «Венера-4». Докл. АН СССР, 1968, т. 179, № 2.
2. Кузьмин А. Д., Маров М. Я. Физика планеты Венера. М., «Наука», 1974.
3. Кондратьев К. Я. Метеорология планет. Л., Изд-во ЛГУ, 1977.
4. Маров В. И., Парфентьев Н. А., Санько Н. Ф., Жегулов В. С., Засова Л. В., Устинов Е. А. Предварительные результаты узкополосного фотометрического зондирования облачного слоя Венеры в области спектра 0.80–0.87 мкм на спуска-

- мых аппаратах «Венера-9» и «Венера-10». Космические исследования, 1976, т. 14, вып. 5.
5. Мороз В. И. Физика планеты Марс. М., «Наука», 1978.
  6. The Atmosphere of Venus. Proc. of a Conference. October 15—17, 1974. Goddard Institute for Space Studies, p. 198.
  7. Owen T. The Atmosphere of Jupiter. Science, 1970, vol. 167, N 3926.
  8. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в солнечной системе. М., Изд-во АН СССР, 1956.
  9. Анфимов Н. А., Шарп В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 3.
  10. Румынский А. Н. Теплообмен в лобовой точке, омыаемой излучающей средой. Изв. АН СССР. ОТН, Механ. и машиностр., 1961, № 1.
  11. Горский В. В., Суржиков С. Т. Об общей методологии решения сопряженной задачи нагрева и уноса массы материалов в селективно излучающих газовых потоках. В кн.: 4-я Всес. конф. по динамике излучающего газа. Москва, 1980. Тезисы докл. М., 1980.
  12. Рождественский И. Б., Олевинский К. К., Гутов В. Н. Алгоритм программы химической термодинамики высокотемпературных гетерогенных систем.— Сб. тр. Н.-и. энерг. ин-та им. Г. М. Кржижановского, 1975, вып. 38.
  13. Здункевич М. Д., Леонас В. Б. Расчет коэффициентов переноса планетных атмосфер, образуемых смесями  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ . Теплофизика высоких температур, 1972, № 5.
  14. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1970.
  15. Залогин Г. Н., Лунев В. В., Пластинин Ю. А. Ионизация и неравновесное излучение воздуха за сильными ударными волнами. В кн.: 3-я Всес. конф. по динамике излучающего газа. Москва, 1977. Тез. докл. М., 1977.
  16. Залогин Г. Н., Лунев В. В., Пластинин Ю. А. Ионизация и неравновесное излучение воздуха за сильными ударными волнами. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
  17. Flagan R. C., Appleton J. P. Excitation mechanisms of the nitrogen first-positive and first-negative radiation at high temperature. J. Chem. Phys., 1972, vol. 56, N 3, p. 1163.
  18. Мартин Дж. Вход в атмосферу. М.: Мир, 1968, 320 с.
  19. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 1.
  20. Пилигин Н. Н. Распределение лучистого теплового потока по поверхности сферы при обтекании ее гиперзвуковым потоком невязкого излучающего газа. ПМТФ, 1972, № 6, с. 44.
  21. Менис, Маккензи. Упрощенная химическая модель для оценки неравновесного излучения фиолетовой системы полос CN при нагреве ударной волной смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ . Ракетная техника и космонавтика, 1968, № 3.
  22. Арнольд, Рейс, Вудворд. Исследование излучения сжатого слоя перед телами, входящими в атмосферу планет.— Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 11, с. 49.
  23. Томас, Менард. Экспериментальное исследование неравновесного и равновесного излучения атмосфер планет. Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 2.
  24. Gruszczynski J. S., Thomas G. H. Equilibrium and non-equilibrium radiation in simulated planetary atmospheres.— AIAA Paper, 1966, No. 66—183, 45 p.
  25. Devaux C., Herman M., Lenoble J. Interpretation of the Photometric measurements of Venus by Mariner-10. J. Atmos. Sci., 1975, vol. 32, No. 6.
  26. Lacies A. A. Cloud structure and heating. Rates in the atmosphere of Venus. J. Atmos. Sci., 1975, vol. 32, No. 6.
  27. Stewart A. J., Anderson D. E., Jr., Esposito L. W., Barth C. A. Ultraviolet Spectroscopy of Venus: Initial Results from the Pioneer Venus orbiter. Science, 1979, vol. 203, No 4382.
  28. Hansen J. E., Hovenier J. W. Interpretation of the polarization of Venus. J. Atmos. Sci., 1974, vol. 31, No. 4.
  29. Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. М., «Наука», 1972.
  30. Павлов А. В. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. М.: «Энергия», 1972.
  31. Климков Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. М., «Сов. радио», 1978.
  32. Изнар А. Н., Павлов А. В., Федоров Б. Ф. Оптико-электронные приборы космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1972.
  33. Розенберг Г. В. Сумерки. М.: Физматгиз, 1963.