

УДК 523.4

Возбуждение инфразвука при радиационно-механическом синхронизме.

I. Терминаторный вариант в системе Солнце — атмосфера Марса

В. И. Васильев

Показано, что в атмосфере Марса реализуются условия для резонансного по скорости возбуждения терминаторного инфразвука. В соответствии с прямыми измерениями суточного хода температуры возникновение динамических аномалий изменений давления с квазипериодом около 3 мин и характерной «длиной волны» около 40 км вероятно в диапазоне планетографических широт примерно $10-30^\circ$ (в зависимости от сезона). Предварительные оценки показывают, что в наиболее благоприятные периоды (утренние часы марсианского лета в южном полушарии) избыточное давление в атмосферных волнах может достигать долей процента и приводить к наблюдаемой модуляции некоторых облачных структур.

INFRASOUND GENERATION UNDER THE RADIATIVE-MECHANICAL SYNCHRONISM. I. TERMINATOR'S VARIANT IN THE SUN — ATMOSPHERE OF MARS SYSTEM, by Vasil'ev V. P.— It is shown that in the Martian atmosphere conditions for a speed-resonance sonic terminator's wave generation of thermoelastic nature are realized. In accordance with the observational data these waves arise in the troposphere at planetographic latitudes of $\sim 10-30^\circ$ (depending on the season) with the basic quasi-period of about 3 min and characteristic wavelength of about 40 km. During the most favourable interval (morning hours of the Martian summer in the South hemisphere) the surplus pressure in the waves is estimated to be no less than 0.1 % of the undisturbed value what may promote modulation of some cloud structure.

Возможность генерации волн плотности в атмосферах Земли и Марса при сверхзвуковом движении солнечного терминатора впервые обоснована в работах [9, 10]. В дальнейшем для неупругих (термогравитационных) колебаний верхней атмосферы в земных условиях этот вопрос изучался теоретически [7] и экспериментально [1]. Как было предсказано [11] и затем неоднократно подтверждено наблюдениями (см., например, [8]), аналогичные условия возникают при движении лунной тени (полутени) в периоды солнечных затмений. Особый интерес, однако, представляет ситуация, когда скорость движения локально или неоднородно нагреваемой излучением зоны — источника возмущений (в частности, терминатора) — совпадает со скоростью распространения порождаемых им термоупругих (акустических) колебаний в среде, поскольку в лабораторных экспериментах с лазерным облучением при этом наблюдалось многократное усиление их амплитуды [2]. Основные явления, сопровождающие такой резонансный по скорости (спидрезонансный) режим генерации и усиления инфразвука, предсказаны для облучаемой Солнцем земной атмосферы в [4]. Заметим, что в отличие от случая с лунной тенью, скорость движения которой в плотных слоях атмосферы Земли всегда превышает звуковую, спидрезонанс эпизодически реален в тропосферах Юпитера и Сатурна при движении теней ряда их среднеудаленных спутников [3]. Для космических тел этот режим вместе с условиями его реализации может быть назван радиационно-механическим синхронизмом (РМС), поскольку он обеспечивается сочетанием механических и излучательно-поглощательных свойств динамической системы источник — экран — среда, которое приводит, в частности, к столь своеобразному проявлению оптико-акустического эффекта в природе. Данная работа посвящена анализу воз-

возможности реализации терминаторного варианта оптико-акустического эффекта в режиме РМС при облучении Солнцем атмосферы Марса.

Как известно, частотный диапазон распространяющихся инфразвуковых колебаний, возбуждаемых крупномасштабными источниками в планетной атмосфере, определяется в итоге ее волноводно-резонансными свойствами, а амплитуда волн в случае тепловых источников однозначно связана с темпом нагрева газа. В настоящее время оба типа этих параметров для атмосферы Марса можно легко найти на основе результатов прямых измерений, проведенных с помощью космических аппаратов. Поэтому теоретическое описание обсуждаемого процесса может быть сведено к модифицированному (в соответствии со спецификой задачи) анализу системы уравнений газодинамики с использованием эмпирических соотношений.

Ограничимся рассмотрением явлений в тропосфере, которая обеспечивает основную часть поглощения прямой и перенесенной солнечной радиации, равно как и (в силу максимальной плотности газа) максимум абсолютного значения плотности энергии термоупругих волн, возникающих при динамическом экранировании инсоляции. Тогда, воспользовавшись известными формулами и современными данными о свойствах атмосферы Марса [6], найдем, что средняя тропосферная адиабатическая скорость звука v_s , соответствующая средней температуре T на несколько отстающем от оптического термическом терминаторе [4] (в дальнейшем — T -терминаторе), составляет около 210 м/с. Под T -терминатором здесь, как и в [4], понимается утренняя и вечерняя зоны максимальной скорости горизонтального суточного изменения температуры. Поскольку экваториальная скорость вращения Марса $v_3 = 241$ м/с, существуют области ареографических широт $\varphi = \varphi_c$, в которых, как и на Земле, реализуется режим РМС: без учета сезонных изменений $v_T(\varphi) = v_3 \cos \varphi = v_s$, где $v_T(\varphi)$ — относительная скорость терминатора и атмосферы.

Граничный акустический период для среднеширотной марсианской тропосферы в зоне T -терминатора $t_s = 4\pi v_s / (\gamma g) \approx 9$ мин (γ — показатель адиабаты, g — ускорение силы тяжести). Из качественных соображений следует, что спектральное распределение резонансно усиливаемого инфразвука должно иметь максимум и со стороны низких частот (вблизи граничной акустической) убывать за счет дисперсии, препятствующей сохранению регулярности волновой структуры уплотнений. Со стороны же высоких частот — должно спадать ввиду того, что длины волн «разрешенных» инфразвуковых колебаний в атмосфере Марса гораздо меньше, чем поперечник T -терминатора. Таким образом, можно выделить значение основного периода усиливаемых акустических колебаний $t_0 \approx t_s/3 \approx 3$ мин, что соответствует длине волны плотности $\lambda_0 = t_0 v_s \approx 40$ км. Обращает на себя внимание то, что несмотря на заметную разницу определяющих параметров значения λ_0 для Земли и Марса практически совпадают [4].

Сезонные вариации φ_c определяются выражением [4] $\varphi_c = \arccos(v_s^2/v_3^2 - \sin^2 25.2^\circ \sin^2 \Lambda)^{1/2}$ (Λ — эклиптическая долгота Солнца), что в тропосфере Марса в среднем для периодов равноденствия дает $\varphi_{c1} \approx 21^\circ$, а для летнего и зимнего солнечстояния соответственно $\varphi_{c2} \approx 13^\circ$ и $\varphi_{c3} \approx 26^\circ$. Зимнее значение φ_c увеличивается по сравнению с летним за счет более низких терминаторных температур и, как следствие, меньшей скорости звука. Для северного полушария это увеличение сглаживается эксцентриситетом орбиты Марса. Ввиду высотной зависимости v_s от температуры значение φ_c также изменяется с высотой, образуя, как и на Земле, «синхромеханический пояс» [4].

Можно показать, что в данном случае, как и для Земли, достаточно ограничиться решением одномерной задачи, при этом пренебречь диссипативными эффектами вязкости и теплопроводности. Тогда в рам-

ках второго приближения нелинейной акустики система уравнений газодинамики для возмущений, описывающая адиабатический процесс резонансного возбуждения атмосферного инфразвука движущимся солнечным T -терминатором, может быть сведена к уравнению вида [5]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \omega \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{(\gamma - 1) v_s}{4 \rho_0} \rho \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\alpha v_s \lambda_0 \varepsilon}{2 A c v_T (\varphi)} f\left(\frac{x}{A}\right). \quad (1)$$

Уравнение (1) записано в системе координат, движущейся относительно терминатора (вместе с возмущением) с малой по сравнению с v_s и v_T скоростью терминаторно-акустического десинхронизма $\omega = v_T - v_s$, при этом ось x направлена с запада на восток; ρ — термоупругое возмущение плотности газа относительно равновесного значения ρ_0 ; α — температурный коэффициент объемного расширения; A — поперечник T -терминатора, который по данным прямых измерений, приведенным в [6], можно положить порядка 1500 км; ε — обеспечиваемая инсоляцией объемная плотность поглощенной мощности, задающая на T -терминаторе в соответствии с функцией $f(x/A)$ горизонтальную динамику радиационного нагрева газа с теплоемкостью c при постоянном давлении P_0 . Поскольку в рассматриваемых условиях значение акустического числа Рейнольдса $Re \sim 10^6$, влияние нелинейности, ограничивающей амплитуду резонансной волны плотности, более существенно, чем вязкостное затухание.

Решение уравнения (1), записанного в безразмерных величинах, имеет, как известно [5], вид

$$\theta = \pm \int_{\xi}^{\Phi(\sigma, \xi)} \left[\left(\sigma - \frac{t_N}{t_c} \right)^2 \mp 2F(\xi) - 2F(\eta) \right]^{-1/2} d\eta, \quad (2)$$

где $\sigma = \rho/\rho_N$; $\theta = t/t_N$; $t_c = A/\omega$ — продолжительность генерации волны плотности в режиме РМС; $t_N = 2A\rho_0 \left[\frac{v_T c}{(\gamma - 1) \alpha P_0 \varepsilon \lambda_0} \right]^{1/2}$ — временной масштаб возникновения нелинейности; $\rho_N = \left[\frac{\alpha P_0 \varepsilon \lambda_0}{v_s^2 (\gamma - 1) v_T c} \right]^{1/2}$ — плотностный масштаб амплитуды возмущения; $F(\xi)$ — первообразная функции $f(\xi)$, $\xi = x/A$; $\Phi(\sigma, \xi) = F^{-1}[\sigma^2/2 - t_N/t_c \mp F(\xi)]$. Знак перед интегралом в выражении (2) выбирается противоположным знаком ω . Поскольку в нашем случае $\lambda_0 \ll A$, то фактически $t_c = \lambda_0/\omega$.

Таким образом, если температура на марсианском T -терминаторе достигает 235 К, что, судя по приведенным в [6] данным прямых измерений, не исключается для планетарного подслоя в теплый период в южном полушарии, то время t_c формально становится неограниченно большим ($\omega = 0$). Поэтому для описания приэкваториальной генерации и распространения в тропосферном волноводе терминаторных инфразвуковых колебаний целесообразно пользоваться нелинейным приближением и выражением (2). Разумеется, в реальной ситуации резонансный рост амплитуды атмосферных колебаний в бегущих вместе с терминатором волновых пакетах выходит на насыщение за конечные времена, которые в тропосфере для средних и низких марсианских широт меньше времени образования ударной волны $t_N \approx 3 \cdot 10^5$ с. К насыщению приводят как энергетические потери в волне, так и чисто геометрические факторы; в частности, различие траекторий источника и волнового пакета в сферическом слое атмосферы (очевидно, что эти траектории совпадают лишь на самом экваторе в равноденствия). Иными словами, для качественно-формальной демонстрации спидрезонанса достаточно воспользоваться приближением линейной акустики,

в рамках которого решение соответствующей модификации уравнения (1) имеет вид

$$\rho = K [F(\xi) - F(\xi - t/t_c)] / (\omega A), \quad (3)$$

где $K = (\alpha P_0 \varepsilon \lambda_0) / (2v_T v_s \rho_0 c)$. Например, для нормированной колоколообразной функции распределения источников на T -терминаторе $f(\xi) = A / \text{ch}^2 \xi$ решение (3) запишется следующим образом:

$$\rho = K [\text{th} \xi - \text{th}(\xi - t/t_c)] / \omega. \quad (4)$$

Как видно из выражения (4), амплитуда терминаторных инфразвуковых волн в тропосфере Марса испытывает резонансное усиление на широтах φ_c , где величина t_c максимальна. Первый член в квадратных скобках формулы (4) описывает «вынужденную» волну, второй — «собственную», а наличие резонанса отражает появление особенности $t_c = \infty$ при $\omega = 0$. В остальных широтных зонах, где $v_T \neq v_s$, происходит расплывание волновых уплотнений, сопровождающееся небольшим увеличением амплитуды. В частности, как будет видно из дальнейших оценок, при рассогласовании скоростей ω , адекватном смещению от средних марсианских широт к экватору, избыточные давления в терминаторных инфразвуковых волнах могут различаться на порядок. Численные расчеты, проведенные по формуле (2) для различных $f(\xi)$, показывают, что волны РМС ведут себя аналогично по крайней мере до образования ударного скачка плотности.

Качественно характер поведения волновой системы колебаний давления рассматриваемой природы в модели волноводного распространения выглядит следующим образом. Траектория глобального волнового фронта всегда ориентирована вдоль большого круга по нормали к T -терминатору, что при $\varphi_c \neq 0$ приводит к более или менее быстрому дрейфовому выходу колебаний из широтной зоны усиления и вместе с диссипативными процессами ограничивает максимально достижимую амплитуду давления в волне.

Дрейфующие из средней зоны утреннего T -терминатора акустические волны плотности попадают либо в его более холодную «головную» часть (зимой, когда дрейф имеет преимущественно юго-западное и северо-западное направления в южном и северном полушариях соответственно и волна обгоняет источник), либо в более нагретую — «хвостовую» (при экваториально-восточном дрейфе в остальные сезоны). В итоге в обоих случаях волновой пакет оказывается в своеобразных условиях авторегулируемого режима РМС, оставаясь «вмороженным» в утренний T -терминатор длительное время. Наоборот, в вечерние часы любого сезона и опережающие T -терминатор колебания на широтах $\varphi \geq \varphi_c$, и отстающие от него на широтах $\varphi \leq \varphi_c$ попадают в противоположные температурные зоны, где рассогласование скоростей усугубляется. Вместе с относительно высоким темпом суточного изменения температуры это приводит к более благоприятным условиям усиления волн плотности при РМС в часы марсианского утра по сравнению с вечерним периодом. На Земле это обстоятельство должно отражаться в меньшей мере из-за гораздо большей сглаженности суточных колебаний температуры.

Оценим амплитуду избыточного давления P упругих колебаний в волне РМС в том же одномерном* приближении, достаточно подходящем для земной и марсианской атмосфер:

$$P \approx P_0 \frac{\partial T}{\partial t} \frac{\alpha X}{2v_s} \frac{\lambda_0}{A}, \quad (5)$$

* Такой подход приемлем, поскольку основные отличия от одномерности учтены redukcией спектра колебаний (введением t_s и t_0) и зависимостью $v_T(\varphi)$.

где dT/dt — горизонтальный темп суточного изменения температуры в области T -терминатора, имеющего тот же поперечник A ; $X = t_c v_s$ — эффективная длина синхронного усиления. Появление последнего сомножителя связано, как и в (1), с тем, что амплитуда усиливаемых акустических колебаний в зонах РМС и вне их подавлена как минимум в A/λ_0 раз по сравнению с амплитудой в «нераспространяющейся» волне, длина которой соответствует характерным размерам A источника возмущений.

Величину X можно оценить из условия сохранения когерентности усиливаемой волновой структуры (в пределах T -терминатора), в данном случае сводящегося к требованию смещения существующего и вновь образуемого волнового цуга уплотнений не более чем на $\lambda_0/2$. В соответствии с ранее полученными результатами [4], для $\varphi_c > 0$ в равноденствия $X_1 \approx (6\lambda_0 R^2 / \text{tg}^2 \varphi_{c1})^{1/3}$ (R — радиус планеты) и в солнцестояния $X_{2,3} \approx [2\lambda_0 R \cos^2 \varphi_{c2,3} / (\sin 25.2^\circ \times \sin \varphi_{c2,3})]^{1/2}$. Подставив соответствующие значения φ_c , находим, что длина синхронного усиления изменяется в течение года примерно от 1000 до 2700 км. Для условий марсианского утра (особенно в теплые сезоны в южном полушарии) данные значения X в силу отмеченных выше причин могут рассматриваться в качестве нижней границы. Можно также показать, что для иррегуляризации «основной» моды волнового пакета за счет перенада температуры вдоль траектории его движения необходимы еще большие расстояния. Тем не менее в последующих оценках мы будем использовать среднюю из найденных величин $\bar{X} \approx 2000$ км, поскольку здесь не учитываются существенные диссипативные факторы — дифракция, рефракция, турбулизация, выход волн в более высокие слои атмосферы и т. п. Тогда, как и ранее, принимая для оценок характерные для нижней тропосферы значения $P_0 = 2 \times 10^2$ Па, $dT/dt = 10$ К/ч [6], $A = 1500$ км (на широтах φ_c это соответствует примерно двум часам после восхода и захода) и подставляя в (5), получаем $P \approx 0.2$ Па. В зонах $v_T \neq v_s$ значение P на длине волны λ_0 уменьшается в $X|v_T - v_s| / (\lambda_0 v_s)$ раз. Из полученной оценки следует, что относительная амплитуда P/P_0 избыточного давления в марсианской волне РМС в среднеширотном (низкоширотном) максимуме почти на два порядка превышает соответствующую величину для Земли.

Ориентировочные размеры резонансного волнового фронта вдоль большого круга терминатора в модели малых широтных различий температуры оцениваются по формуле $Y \approx 4\lambda_0 R / (X + \text{tg} \varphi_c)$ [4], которая следует из условия двукратного уменьшения P в направлениях к полюсу и экватору от φ_c за счет десинхронизма ω . Подставляя средние значения параметров, получаем $\bar{Y} \sim 500$ км $\gg \lambda_0$, что оправдывает допустимость использованного в работе одномерного приближения.

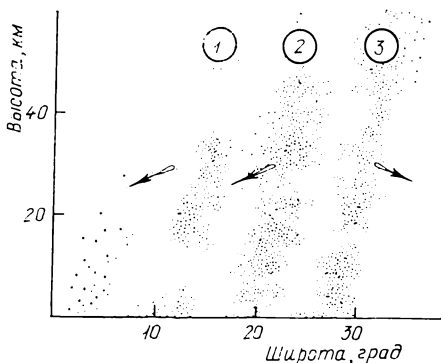
Заметим, что генерируемые терминатором термоупругие волны плотности распространяются без усиления и в сторону, противоположную движению источника возмущений, создавая глобальный низкочастотный акустический фон, «отстающий» от T -терминатора со скоростью $v \approx 2v_s$.

Итак, в соответствующей сезону области ареографических широт (рисунок) может происходить не только возбуждение, но и резонансное по скорости (синхронное с движением терминатора) многократное усиление волн давления — низкочастотных акустических колебаний, имеющих в тропосфере основной период около 3 мин и характерную длину волны около 40 км. Широтно-сезонные вариации глобального распределения волновой системы колебаний данной природы качественно сходны с предсказываемыми для земной атмосферы: основная особенность — постоянное существование динамических (бегущих) аномалий амплитуды инфразвука в РМС зонах T -терминатора, при этом утренний эффект выражен более четко. В итоге наиболее благоприятные условия для достижения максимальной абсолютной амплитуды

низкочастотного инфразвука создаются в послевосходные часы для периода равноденствие — летнее солнцестояние в зоне РМС атмосферы южного полушария Марса на высотах, где P_0 и (или) $\partial T/\partial t$ максимальны.

Остановимся теперь на возможной идентификации эффекта РМС с наблюдениями. Среди экспериментальных результатов, полученных с помощью космической техники, имеются (в отличие от Земли) прямые указания на терминаторную генерацию волновых возмущений в атмосфере Марса. В частности, как отмечено в [10], во время полета КА «Мариннер-9» на широте 20° в атмосфере Марса наблюдались волновые структуры с типичной длиной волны 40 км.

Волнообразные облачные образования, появляющиеся лишь в утренние часы, зафиксированы КА «Викинг» также и в низкоширотном районе Tharsis [12, 13]. Характерная «длина волны» этих образований $l \approx 10$ км, фронтальная протяженность примерно 400 км, а гло-



Ориентировочная схема сезонных вариаций широтно-высотного распределения областей резонансного возбуждения термоупругих волн плотности в атмосфере Марса движущимся солнечным терминатором: 1 — лето; 2 — равноденствие; 3 — зима. Стрелками показано направление преимущественного дрейфа волнового пакета из зон амплитудных аномалий

бальная ориентация в общем соответствовала наклону терминатора в сезон наблюдений ($L_s = 34—122^\circ$) [12], равно как и широтная зона РМС.

Как известно [6], марсианские облака регистрируются преимущественно в умеренных и экваториальных широтах, причем некоторые их типы — вблизи утреннего терминатора. Это способствует проявлению режима РМС, поскольку, с одной стороны, в атмосфере, содержащей аэрозоль, поперечник T -терминатора может приблизиться к λ_0 (двойной резонанс), с другой — облачные образования делают видимыми волны плотности. В таких условиях сезонный интервал значений резонансной широты φ_c , зависящей от локальной температуры, может выходить за пределы, показанные на рисунке для случая «чистой» атмосферы. Поэтому низкоширотные облачные структуры, наблюдаемые в утренние часы и относимые к типу склоновых волн [9] или боры [10], могут также подвергаться влиянию описанного выше механизма, поскольку, как известно, слабые волны плотности стимулируют процесс образования конденсационных аэрозолей. В этой связи интересно оценить параметры волн РМС непосредственно на высотах 30—60 км, где в основном локализуются околотерминаторные облака и дымки. Поскольку невозмущенное давление P_0 на этих высотах на один — два порядка меньше приповерхностного, то абсолютная амплитуда, казалось бы, должна соответственно уменьшаться. Однако это уменьшение компенсируется увеличением в 3—7 раз величины $\partial T/\partial t$ (данные КА «Викинг») и связанным с ним уменьшением эффективного значения A . Поэтому оцениваемое по формуле (5) значение P в верхней тропосфере будет практически таким же, как и для нижней. Это в свою очередь означает, что относительная величина P/P_0 здесь может достигать единиц процентов и более с учетом выхода волн из нижних слоев. Столь существенные волновые вариации давления (плотности) в верхней тропосфере способны модулировать структуру конденсационных облаков, не являясь первопричиной их образования.

Так, в пользу существования эффектов РМС в атмосфере Марса свидетельствует близость наблюдаемых и предсказываемых свойств и особенностей волновых структур — времени появления, зон широтной локализации, характерных длин волн и протяженностей. Непосредственное обнаружение динамических инфразвуковых аномалий может быть осуществлено, по-видимому, лишь с помощью измерений динамики микробарического поля в различных слоях атмосферы планеты, что реально для существующих микробаровариографов.

Разумеется, приведенные выше численные оценки средней величины P могут быть завышены, поскольку они получены на основе простейшей модели резонансной генерации терминаторного инфразвука. Однако, с другой стороны, вероятно и более значительное увеличение избыточного давления в марсианской волне РМС при особо благоприятных условиях (двойном резонансе, достаточной инсоляции и максимальной скорости перепада температуры в пределах T -терминатора). Тогда, взаимодействуя с ветровыми потоками, такая волна плотности может повлечь за собой, в частности, турбулизацию тропосферы вплоть до приповерхностного слоя атмосферы. Не исключено, что это обстоятельство играет стимулирующую роль в развитии пылевых бурь и родственных им нестационарных явлений локального характера, зарождающихся, как правило, в средних и низких широтах атмосферы Марса.

Автор благодарит Я. С. Яцкива за внимание к работе, а также А. П. Видьмаченко за продуктивные обсуждения.

1. Авакян С. В., Дробжев В. И., Краснов В. М. и др. Волны и излучения верхней атмосферы.— Алма-Ата: Наука, 1981.— 168 с.
2. Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П. Экспериментальное исследование звукового поля движущейся оптико-акустической антенны // Квант. электроника.— 1978.— 5, № 2.— С. 457—459.
3. Васильев В. П. Возбуждение волн плотности в атмосферах Юпитера и Сатурна движущимися тенями спутников // Астрон. циркуляр.— 1986.— № 1433.— С. 6—8.
4. Васильев В. П., Калинин А. И. Синхромеханический эффект при взаимодействии космического излучения с веществом // Пробл. ядер. физ. и космич. лучей.— 1983.— Вып. 19.— С. 61—70.
5. Карабутов А. А., Руденко О. З. Нелинейные плоские волны, возбуждаемые объемными источниками в движущейся с трансзвуковой скоростью среде // Акуст. журн.— 1979.— 25, вып. 4.— С. 536—542.
6. Мороз В. И. Физика планеты Марс.— М.: Наука, 1978.— 351 с.
7. Солсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы.— Алма-Ата: Наука, 1983.— 192 с.
8. Baulch R. N. E., Butcher E. C. Atmospheric waves in the ionosphere due to total solar eclipse // Nature.— 1977.— 269, N 5628.— P. 497—498.
9. Beer T. Supersonic generation of atmospheric waves // Ibid.— 1973.— 242, N 5392.— P. 34.
10. Beer T. Martian terminator waves // Ibid.— 1974.— 252, N 5485.— P. 672.
11. Chimonas G., Hines C. O. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse // J. Geophys. Res.— 1970.— 75, N 23.— P. 875—876.
12. Kahn R., Gierasch P. Long cloud observations on Mars and implications for boundary layer characteristics over slopes // Ibid.— 1982.— 87, N 2.— P. 867—880.
13. Pickersgill A. O. Martian bore waves of Tharsis region: a comparison Australian atmospheric waves of elevation // J. Atmos. Sci.— 1984.— 41, N 8.— P. 1461—1473.

Харьк. ун-т им. А. М. Горького

Поступила в редакцию
08.10.86