

УДК 523.72:323.43

ФОРМА И ПОЛОЖЕНИЕ ОКОЛОПЛАНЕТНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН© 1999 г. М. И. Веригин¹, Г. А. Котова¹, А. П. Ремизов¹, В. А. Стяжкин¹,
Н. М. Шютте¹, Т.-Л. Жанг², У. Ридлер², Х. Розенбауэр³,
К. Сеге⁴, М. Татральяи⁴, К. Швингеншу²¹ Институт космических исследований РАН, г. Москва² Институт космических исследований, Австрия³ Институт астрономии об-ва М. Планка, Германия⁴ Центральный институт физических исследований, Венгрия

Поступила в редакцию 04.02.97 г.

Построена полуэмпирическая количественная модель околопланетной ударной волны, описывающая вариации ее положения и формы, обусловленные изменениями параметров потока невозмущенного солнечного ветра и изменениями формы препятствия (магнитопаузы). На основе этой модели рассматривается ударная волна около Марса, экспериментальные данные о которой были получены на космическом аппарате *Фобос-2*. Анализируются необычные свойства околомарсианской ударной волны.

Плазменный (ТАУС) и магнитный (МАГМА) эксперименты, проведенные на космическом аппарате *Фобос-2*, проработавшем около двух месяцев на орбите вокруг Марса, предоставили достаточно большой объем данных по пересечениям околомарсианской ударной волны. На основании анализа этих данных были выявлены необычные свойства ударной волны около Марса, по сравнению со свойствами околопланетных волн, наблюдавшихся ранее вблизи других планет. С одной стороны, оказалось, что разброс наблюдавшихся положений марсианской ударной волны вблизи плоскости терминатора очень большой [1], что характерно для ударных волн около планет, магнитосфера которых создана собственным магнитным полем. С другой стороны, положение ударной волны вблизи терминатора около Марса очень слабо зависит от величины динамического давления солнечного ветра (ρV^2 , где ρ – плотность, V – скорость плазмы солнечного ветра) [1, 2], но зависит от угла между направлением межпланетного магнитного поля и направлением нормали к ударной волне (θ_{bn}) [3], аналогично тому, как это происходит около Венеры, – планеты, не имеющей собственного магнитного поля [4].

Веригин и др. [1] объясняли столь необычные свойства околомарсианской ударной волны, предположив, что положение границы препятствия потоку солнечного ветра – магнитопаузы – в подсолнечной области достаточно стабильно. В последующей своей работе [5] авторы разработали количественную модель магнитопаузы Марса, особенностью которой состоит в том, что форма магнитопаузы меняется в зависимости от величины динамического давления солнечного ветра, но

ее положение в подсолнечной области почти не меняется для $\rho V^2 \geq 6 \times 10^{-9}$ дин/см².

В настоящей работе рассматривается полуэмпирическая количественная модель ударной волны, параметрами которой являются характеристики солнечного ветра (ρV^2 , θ_{bn} , альфеновское M_a и звуковое M_3 числа Маха), а также форма и положение магнитопаузы; проводится сравнение наблюдавшихся положений ударной волны около Марса, с модельными положениями, рассчитанными в соответствии с моделью марсианской магнитопаузы и параметрами солнечного ветра, измеренными на каждом витке *Фобоса-2* вокруг Марса.

ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ. СРАВНЕНИЕ С ПРЕДЫДУЩИМИ МОДЕЛЯМИ

Моделирование околопланетных ударных волн началось с гидродинамических расчетов, выполненных Спрайтером и др. [6], по обтеканию препятствия, имеющего форму, подобную форме магнитосферы Земли ($R_0/r_0 \approx 1.26$, где R_0 – радиус кривизны препятствия (магнитопаузы), r_0 – расстояние от центра планеты до подсолнечной точки препятствия). Эти расчеты были выполнены для нескольких значений звукового числа Маха M_3 и показателя адиабаты γ . При этом Спрайтер с соавторами [6] предполагали, что отношение расстояния между ударной волной и магнитопаузой Δ к r_0 зависит только от скачка плотности на ударной волне ϵ :

$$\Delta/r_0 = 1.1\epsilon, \quad 5 < M_3 < \infty, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon = \rho_1/\rho_2 = [(\gamma - 1)M_3^2 + 2]/[(\gamma + 1)M_3^2] \quad (2)$$

(индексы 1 и 2 – относятся к течению плазмы до и после ударной волны, соответственно). В более поздних расчетах Фрис и Расселл [7] интуитивно модифицировали соотношение (1), приняв во внимание, что должно выполняться условие $\Delta \rightarrow \infty$, при $M_3 \rightarrow \infty$:

$$\Delta/r_0 = 1.1\varepsilon M_3^2/(M_3^2 - 1). \quad (3)$$

Наконец современные компьютеры позволили произвести магнитогидродинамические расчеты обтекания магнитосферы ($R_0/r_0 \approx 1.47$) [8], но опять для ограниченного числа значений M_3 , M_a и θ_{bn} . Результаты этих расчетов аппроксимируются зависимостью:

$$\Delta/r_0 = 3.4\varepsilon - 0.6, \quad M_3 = 7.6, \quad 1.4 < M_a < \infty, \quad (4)$$

где 2 теперь – действительный корень кубического уравнения (см., например, [9]):

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{\gamma + (\gamma + 2)\cos^2\theta_{bn}}{(\gamma + 1)M_a^2} + \frac{2}{(\gamma + 1)M_3^2} \right) \varepsilon^2 + \\ + \frac{1}{(\gamma + 1)M_3^2} \left(\gamma(1 + \cos^2\theta_{bn}) - 2 + \cos^2\theta_{bn} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\gamma + 1}{M_a^2} + \frac{4}{M_3^2} \right) \right) \varepsilon - \frac{\cos^2\theta_{bn}}{(\gamma + 1)M_a^4} \left(\gamma - 1 + \frac{2\cos^2\theta_{bn}}{M_3^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Вообще говоря, газодинамические расчеты обтекания тел различной формы проводились задолго до расчетов обтекания магнитосфер планет. Из многочисленных имеющихся аппроксимаций здесь следует отметить выражение для Δ , полученное Минайлосом [10]:

$$\Delta/r_0 = \varepsilon(0.76 + 1.05\varepsilon^2), \quad 1.5 < M_3 < \infty; \quad (6)$$

и выражение для радиуса кривизны ударной волны R_s , полученное Стуловым [11]:

$$R_s = \Delta(1 + \sqrt{8\varepsilon/3})/\varepsilon, \quad M_3 \geq 3. \quad (7)$$

Представляют интерес также аналитические исследования асимптотического поведения R_s и Δ , при $M_3 \rightarrow 1$, проведенные Шугаевым [12]:

$$\Delta \sim (M_3 - 1)^{-2/3}, \quad (8)$$

$$R_s \sim (M_3 - 1)^{-5/3}, \quad (9)$$

На рис. 1а рассмотрена зависимость параметра Δ/r_0 от величины $\xi = \varepsilon/(1 - \varepsilon)$ по данным газодинамических экспериментов (см., например, данные суммированные Белоцерковским и др. [13]) по обтеканию сферы ($r_0 = R_0$). Также на этом рисунке короткими и длинными штрихами показаны

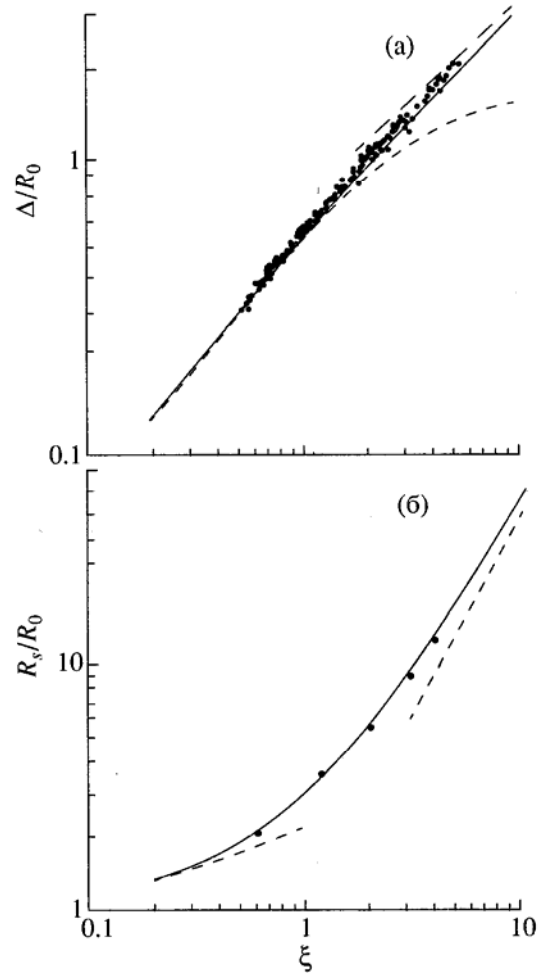


Рис. 1. Определение эмпирических зависимостей параметра Δ/r_0 (а), параметра R_s/r_0 (б) от величины $\xi = \varepsilon/(1 - \varepsilon)$.

Штриховая линия внизу соответствует зависимости (7), вверху – зависимости (9).

зависимости (6) и (8), соответственно. Все эти данные удается аппроксимировать с помощью соотношения:

$$\Delta/r_0 = (R_0/r_0)(\xi/(1.87 + 0.86/\xi^{3/5}))^{2/3}, \quad (10)$$

которое правильно описывает искомую зависимость во всем диапазоне значений звукового числа Маха (рис. 1а, сплошная линия).

Аналогично, зависимость параметра R_s/r_0 от ξ (рис. 1б, сплошная линия) можно аппроксимировать соотношением:

$$R_s/r_0 = (R_0/r_0)((1.058 + \xi)/1.067)^{5/3}, \quad (11)$$

которое правильно описывает результаты газодинамических экспериментов при средних значениях чисел Маха и асимптотически приближается к зависимостям (7) и (9) для больших и малых чисел Маха соответственно.

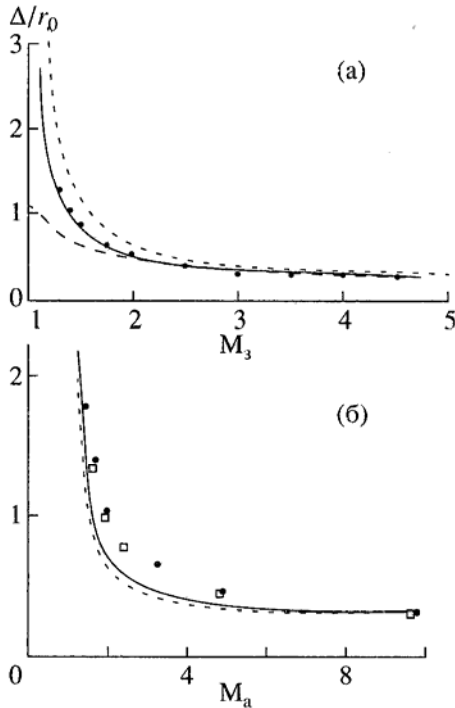


Рис. 2. Сравнение эмпирической зависимости (10) с результатами гидродинамических расчетов (а) и магнитогидродинамических (б).

Сплошная линия – расчет по уравнению (10) при $\theta_{6n} = 90^\circ$, штриховая линия – при $\theta_{6n} = 45^\circ$.

Сравним полученные соотношения с результатами гидродинамических и магнитогидродинамических расчетов обтекания магнитосферы Земли. На рис. 2а сплошной линией показана зависимость Δ/r_0 от M_3 , которая соответствует уравнению (10). Видно хорошее совпадение с результатами последних расчетов Спрайтера и Стараха [14] (точки, включающими значения M_3 , меньшие, чем в ранней работе [6]). Длинными штрихами показана эмпирическая зависимость (1) [6], которая занижает значения Δ для малых чисел Маха, тогда как зависимость (3) [7] (короткие штрихи) завышает 2 для малых M_3 .

На рис. 2б показана зависимость Δ/r_0 от M_a по уравнению (10) при $M_3 = 7.6$. Здесь для вычисления ϵ и ξ использовалось соотношение (5). Точками и квадратиками показаны результаты магнитогидродинамических расчетов [8] для $\theta_{6n} = 90^\circ$ и 45° соответственно. Из рис. 4 очевидно, что соотношение (10) находится в разумном согласии и с результатами магнитогидродинамических расчетов обтекания магнитосферы.

В качестве нулевого приближения околопланетная ударная волна в цилиндрических координатах (ось x направлена из центра планеты на Солнце, y – расстояние от оси) может быть описана некоторой гиперболической кривой. Для определения этой гиперболической кривой необходимо и

достаточно знать три параметра: минимальное (в подсолнечной точке) расстояние от препятствия до ударной волны, радиус кривизны ударной волны и ее асимптотическое поведение при большом удалении от препятствия вниз по потоку. Обозначим через $\theta = \arcsin(1/M)$ угол между направлением ударной волны на бесконечности и линией Солнце–планета, причем $M_{M3} \leq M \leq \min(M_a, M_3)$, где $M_{M3} = (1/M_a^2 + 1/M_3^2)^{-1/2}$ – магнитозвуковое число Маха, тогда можно записать уравнение гиперболы:

$$x = r_0 + \Delta + R_s(M^2 - 1) - R_s(M^2 - 1)\sqrt{1 + y^2/[R_s^2(M^2 - 1)]}. \quad (12)$$

Следующим приближением для определения формы ударной волны может быть кривая, сохраняющая полезные свойства гиперболы (12), но включающая дополнительный параметр χ , позволяющий аппроксимировать результаты гидродинамических расчетов [14, 15]:

$$x = r_0 + \Delta + \chi R_s(M^2 - 1) - \frac{1}{2}(1 - \chi)\sqrt{(M^2 - 1)} - \chi R_s(M^2 - 1)\sqrt{1 - \frac{y(1 - \chi)}{\chi R_s\sqrt{(M^2 - 1)}} + \frac{y^2(1 + \chi)^2}{4\chi^2 R_s^2\sqrt{(M^2 - 1)}}}. \quad (13)$$

Для того, чтобы обеспечить согласие модельной ударной волны с результатами гидродинамических расчетов Спрайтера и др. [14, 15], использовался параметр

$$\chi = 0.38 R_0/r_0 - 0.47 + 3.63/\gamma^2 - 3.51(1 - \epsilon)/\epsilon. \quad (14)$$

На рис. 3 сравниваются настоящие расчеты, выполненные по формуле (13) с учетом (14), с гидродинамическими расчетами формы и положения ударной волны, выполненными Спрайтером и др. для препятствия (а), форма которого сохраняется, типа магнитосферы земли ($R_0/r_0 = 1.26$) [14] и для препятствия (б) меняющейся формы, типа магнитосферы Венеры ($R_0/r_0 = (1 + \sqrt{1 + 8H/r_0})/2$, где H – шкала высот ионосферы) [15]. На рис. 3а точки и сплошные линии рассчитаны при $\gamma = 5/3$, треугольники и штриховые линии – при $\gamma = 2$; для каждого значения γ расчет выполнялся для трех значений $M_3 = 2, 4$ и 8 . С увеличением M_3 при постоянном γ ударная волна приближается к препятствию. На рис. 3б расчеты выполнены для различных значений отношения H/r_0 при $\gamma = 5/3$, $M_3 = 8$. Видно, что рассматриваемая в настоящей работе модель хорошо согласуется с предыдущими гидродинамическими расчетами.

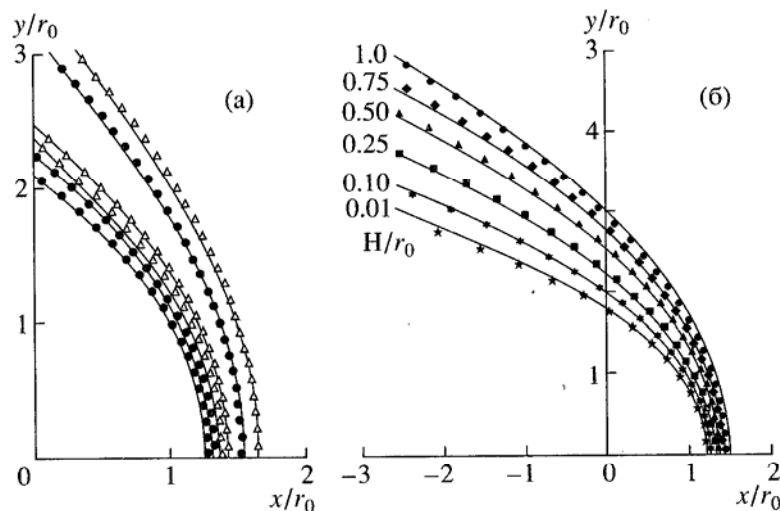


Рис. 3. Сравнение формы и положения околопланетной ударной волны рассчитанными по эмпирическому соотношению (13) (различные значки) с гидродинамическими расчетами (сплошные и штриховые линии).

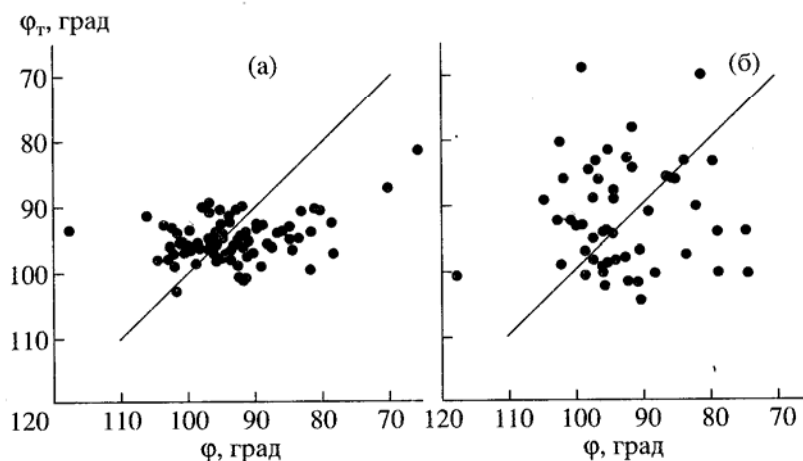


Рис. 4. Сравнение зенитных углов расчетных положений ударной волны с наблюдавшимися на космическом аппарате "Фобос-2".

Прямые линии соответствуют совпадению этих зенитных углов.

УДАРНАЯ ВОЛНА ОКОЛО МАРСА

Для расчета положения ударной волны около Марса использовались параметры невозмущенного солнечного ветра: плотность протонов n_p , скорость V и температура T_p , измеренные в эксперименте ТАУС, и магнитное поле \mathbf{V} , измеренное магнитометром МАГМА на борту космического аппарата Фобос-2. По этим параметрам методом, описанным в работе [5], рассчитывались величины ρV^2 , M_s , M_a . К сожалению, из-за вращения аппарата на большинстве витков около планеты для надежного анализа можно использовать только модуль магнитного поля B и его компоненты вдоль и поперек линии Солнце-Марс. Это обстоятельство не имеет значения для расчета угла θ_{bn} в подсолнечной области, а его влияние на

выбор величины M , определяющей асимптотику поведения ударной волны на больших расстояниях от планеты, приводит к разбросу рассчитываемых пересечений ударной волны с орбитой космического аппарата Фобос-2, значительно меньшему, чем разброс в экспериментальных положениях ударной волны. Для определенности использовалась величина $M = M_{мз}$. Величина ρV^2 является входным параметром для построения модели магнитопаузы (величина собственного магнитного момента Марса выбиралась равной 0.82×10^{22} Гс см³) [5], и, тем самым, для определения подсолнечного расстояния от центра планеты r_0 до магнитопаузы и ее радиуса кривизны R_0 . Таким образом, значение величин ρV^2 , M_s , M_a , θ_{bn} позволяет построить модель ударной волны око-

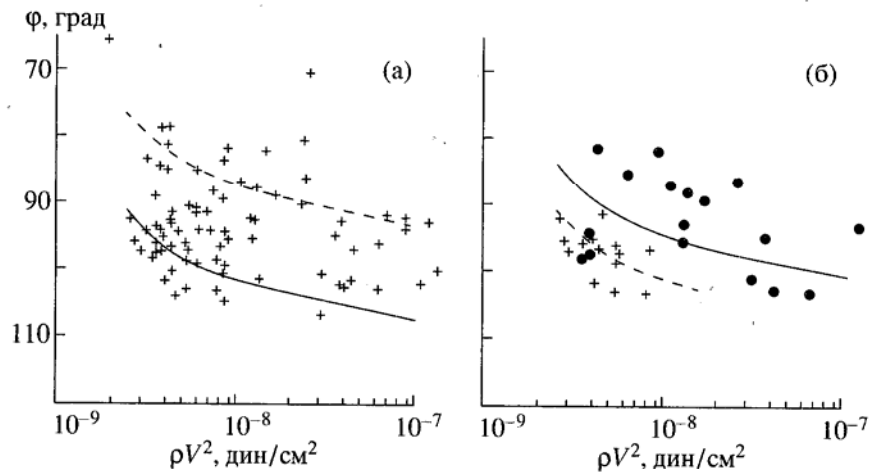


Рис. 5. Сравнение наблюдавшейся и расчетной зависимости положения околомарсианской ударной волны от динамического давления солнечного ветра (а) и зависимость положения околомарсианской ударной волны от динамического давления солнечного ветра в узких диапазонах чисел Маха (б).

Точки соответствуют числам Маха в диапазонах: $4 < M_3 < 6$, $5 < M_a < 8$, крестики — $6 < M_3 < 10$, $8 < M_a < 12$.

ло Марса в соответствии с уравнением (13) и рассчитать ожидаемые зенитные углы мест пересечений околомарсианской ударной волны с круговой орбитой *Фобоса-2*.

На рис. 4а рассчитанные положения ударной волны (расчетные зенитные углы φ_T) сравниваются с наблюдавшимися на космическом аппарате *Фобос-2* (наблюдавшиеся зенитные углы φ). В расчетах использовалась величина $\gamma = 2$ (использование величины $\gamma = 5/3$ приводит к увеличению расчетных зенитных углов примерно на 5°). Очевидно общее согласие рассчитанных и наблюдавшихся положений ударной волны, однако разброс рассчитанных положений существенно меньше, чем наблюдавшихся. Причина этого расхождения, по-видимому, связана с временными вариациями параметров солнечного ветра, ибо параметры невозмущенного солнечного ветра измерялись примерно за полчаса до или через полчаса после пересечения космическим аппаратом ударной волны и, следовательно, примерно на полтора часа отстают по времени от пересечения магнитопаузы. В связи с этим положения ударной волны рассчитывались также другим способом (рис. 4б): использовались теоретические значения динамического давления (и соответственно исправленные значения M_3 и M_a) солнечного ветра, соответствующие по имеющейся модели [5] зарегистрированным пересечениям магнитопаузы. На рис. 4б разброс измеренных и рассчитанных таким способом положений ударной волны примерно одинаков, что подтверждает существенное влияние временных вариаций параметров солнечного ветра на разброс положений околомарсианской ударной волны.

На рис. 5а анализируется зависимость зенитного угла наблюдавшихся пересечений ударной

волны около Марса от динамического давления невозмущенного солнечного ветра. Показанные на этом рисунке сплошная и штриховая линии были рассчитаны по уравнению (13). Расчеты проводились для $M_3 = M_a = 10$, $\theta_{bn} = 0^\circ$ и для $M_3 = M_a = 4$, $\theta_{bn} = 90^\circ$ соответственно. Обе кривые соответствуют слабой зависимости рассчитанных положений ударной волны от динамического давления солнечного ветра в согласии с наблюдениями. Это подтверждает разумность предлагаемой модели ударной волны.

На рис. 5б показаны 2 массива данных по пересечениям околомарсианской ударной волны, выбранных в ограниченных диапазонах чисел Маха невозмущенного потока. Теоретические кривые, рассчитанные для средних значений чисел Маха (сплошная — для $M_3 = 5$, $M_a = 6.5$, $\theta_{bn} = 0^\circ$ и штриховая — для $M_3 = 8$, $M_a = 10$, $\theta_{bn} = 90^\circ$) достаточно хорошо описывают результаты наблюдений и в этих случаях.

ВЫВОДЫ

1. Разработана эмпирическая модель околопланетной ударной волны, разумно описывающая изменения ее положения и формы при изменении параметров невозмущенного потока плазмы (ρV^2 , M_3 , M_a , θ_{bn}) и изменении формы магнитопаузы (R_0 , r_0).
2. С помощью этой модели удастся объяснить некоторые необычные свойства ударной волны около Марса.
3. С помощью представленной модели могут быть проанализированы отдельные случаи наблюдения околопланетных ударных волн при не-

обычно низких значениях чисел Маха (см., например, [16, 17]).

Настоящая работа поддержана грантами № 95-02-04223 РФФИ, № 94-982 ИНТАС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Verigin M.I., Gringauz K.I., Kotova G.A. et al. The dependence of the Martian magnetopause and the bow shock on solar wind ram pressure according to Phobos 2 TAUS ion spectrometer measurements // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 1303.
2. Schwingschuh K., Riedler W., Zhang T.-L. et al. The Martian magnetic field environment: Induced or dominated by intrinsic magnetic field? // Adv. Space Res., 1992. V. 12. P. (9)213.
3. Zhang T.-L., Schwingschuh K., Russell C.T., Luhmann J.G. Asymmetries in the location of the Venus and Mars bow shock // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 127.
4. Tatrallyay M., Russell C.T., Mihalov J.D., Barnes A. Factors controlling the location of the Venus bow shock // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 5613.
5. Веригин М., Анати И., Котова Г. и др. Зависимость размеров и формы магнитопаузы Марса от динамического давления солнечного ветра по данным спутника "Фобос-2" // Космич. исслед. 1996. Т. 34. С. 595.
6. Spreiter J.R., Summers A.L., Alksne A.Y. Hydromagnetic flow around the magnetosphere // Planet. Space Sci. 1966. V. 24. P. 223.
7. Farris M.H., Russell C.T. Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 17681.
8. Cairns I.H., Lyon J.G. MHD simulations of the Earth's bow shock at low Mach numbers: Standoff distances // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17173.
9. Zhuang H.C., Russell C.T. An analytic treatment of the structure of the bow shock and magnetosheath // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 2191.
10. Минайлос А.В. Параметры подобия и аппроксимационные зависимости осесимметричного сверхзвукового течения у эллипсоидов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 3. С. 176.
11. Стулов В.П. О законе подобия при сверхзвуковом обтекании затупленных тел // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 4. С. 142.
12. Шугаев Ф.В. Осесимметричное течение вдали от тела в окрестности оси при числе M_∞ близком к единице // Прикладная математика и механика. 1964. Вып. 1. С. 184.
13. Белоцерковский О.М., Булекбаев А., Голомазов М.М. и др. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа (теоретическое и экспериментальное исследования / Под ред. Белоцерковского О.М. М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1967. С. 1-400.
14. Spreiter J.R., Stahara S.S. The location of the planetary bow shocks: A critical overview of theory and observations // Adv. Space. Res. 1995. V. 15. P. (8/9)433.
15. Spreiter J.R., Summers A.L., Rizzi A.W. Solar wind flow past nonmagnetic planets – Venus and Mars // Planet. Space Sci. 1970. V. 18. P. 1281.
16. Slavin J., Verigin M., Gringauz K. et al. The solar wind interaction with Mars: Phobos-2 bow shock observations on 24 March 1989 // Plasma Environments of Non-Magnetic Planets. COSPAR Colloq. Ser. V. 4/Ed. by Gombosi T.I. Pergamon Press. Tarrytown, N. Y., 1993. P. 279.
17. Russell C.T., Zhang T.-L. Unusually distant bow shock encounters at Venus // Geophys. Res. Letters. 1992. V. 19. P. 833.

Shape and Location of Planetary Bow Shocks

M. I. Verigin¹, G. A. Kotova¹, A. P. Remizov¹, V. A. Styazhkin¹, N. M. Schutte¹, T.-L. Zhang², W. Riedler², H. Rosenbauer³, K. Szegö⁴, M. Tatrallyay⁴, and K. Schwingschuh²

¹ Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Profsoyuznaya 84/32, Moscow, 117810 Russia

² Institut für Weltraumforschung, Graz, Austria

³ Max-Planck-Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau, Germany

⁴ Central Research Institute for Physics, Budapest, Hungary

We developed a semiempirical quantitative model of a planetary bow shock, which describes variations in its location and shape caused by variations in parameters of the solar wind flow and in the shape of the obstacle (magnetopause). Based on this model, we explore the near-Mars bow shock, the experimental data on which were obtained on the Phobos-2 spacecraft. Unusual properties of near-Mars bow shock are analyzed.