

УДК 523.72

*А. А. Галеев, Б. Э. Грибов, Т. Гомбоши, К. И. Грингауз,
С. И. Климов, П. Обери, А. П. Ремизов, В. Ридлер,
Р. З. Сагдеев, С. П. Савин, А. Ю. Соколов, В. Д. Шапиро,
В. И. Шевченко, К. Сега, М. И. Веригин, Е. Г. Ерошенко*

ПОЛОЖЕНИЕ И СТРУКТУРА УДАРНОЙ ВОЛНЫ У КОМЕТЫ ГАЛЛЕЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА КА «ВЕГА-1» И «ВЕГА-2»

Процесс нагружения солнечного ветра кометными ионами, образовавшимися в сверхзвуковом потоке плазмы при ионизации газа испущенного кометным ядром, в принципе давно известен и неоднократно учитывался в гидродинамических моделях взаимодействия солнечного ветра с кометами (см., например, [1]). Однако одна неожиданная особенность этого процесса — развитие сильной магнитогидродинамической (МГД) турбулентности — стала очевидной только после первых прямых измерений магнитного поля на КА ICE в окрестности кометы Джакобини — Циннера [2].

Измерения магнитного поля, выполненные позже на КА «Вега-1, -2», также показали присутствие сильной МГД-турбулентности в окрестности кометы Галлея [3]. Интенсивность флуктуаций магнитного поля в частотном диапазоне $10^{-2} \div 10^{-3}$ Гц, измеренных во время встречи «Веги-1» с кометой Галлея 5–6.III 1986 г., приведена на рис. 1.

Возбуждение МГД-турбулентности является следствием коллективного взаимодействия между двумя плазмами — плазмой солнечного ветра и кометной. Кометные ионы, образовавшиеся в солнечном ветре, под действием самосогласованного электрического поля начинают дрейфовать поперек силовых линий магнитного поля со скоростью, равной поперечному компоненту скорости солнечного ветра. Однако их начальные скорости вдоль силовых линий равны скорости расширения кометного газа (≈ 1 км/с) и чрезвычайно малы по сравнению с продольным компонентом скорости солнечного ветра. Таким образом, кометные ионы образуют пучок в плазме солнечного ветра, возбуждающий альвеновские волны в результате ионно-циклотронной неустойчивости [4, 5].

В соответствии с теорией этого процесса, развитой в работе [4] в приближении слабой турбулентности, характерная частота возбуждаемых волн порядка гирочастоты тяжелых ионов $\omega_{ci} = eB/m_i c \approx 10^{-2}$ Гц (для ионов H_2O^+), что находится в согласии с наблюдениями в окрестностях комет Джакобини — Циннера и Галлея [2, 3].

Зависимость плотности энергии возбуждаемых волн $W = \sum |B_a|^2$ от кометоцентрического расстояния r можно описать следующим уравнением [4]:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{AQ m_i V_A}{r^2 V_n \tau} \exp\left(-\frac{r}{V_n \tau}\right) - \frac{2}{5} \frac{1}{\cos \alpha} \frac{T_p}{m_p u^2} \frac{\omega_{ci}}{V_A} \frac{W^2}{B_0^2}, \quad (1)$$

где Q — скорость производства газа кометой; τ , m_i и V_n — характерное время ионизации, масса и скорость кометного газа; $A \approx 10$ — безразмерный множитель; $V_A = B_0 / \sqrt{4\pi \rho_0}$ — альвеновская скорость в невозмущенном сол-

лучном ветре с плотностью ρ_0 и магнитным полем B_0 ; α — угол между направлением скорости солнечного ветра и магнитным полем; T_0 — температура протонов массы m_p в невозмущенном солнечном ветре.

Первый член в правой части уравнения (1) описывает нарастание альвеновских волн в квазилинейном приближении. При этом принято во внимание, что, несмотря на быструю изотропизацию распределения по скоростям захваченных солнечным ветром кометных ионов, небольшая анизотропия их распределения поддерживается вследствие непрерывного образования этих ионов из кометного газа. Упомянутая анизотропия является источником энергии неустойчивости плазмы, приводящей к генерации альвеновских волн, описываемых первым членом (1).

Второе слагаемое в правой части уравнения (1) описывает насыщение нарастания волн вследствие их индуцированного рассеяния протонами

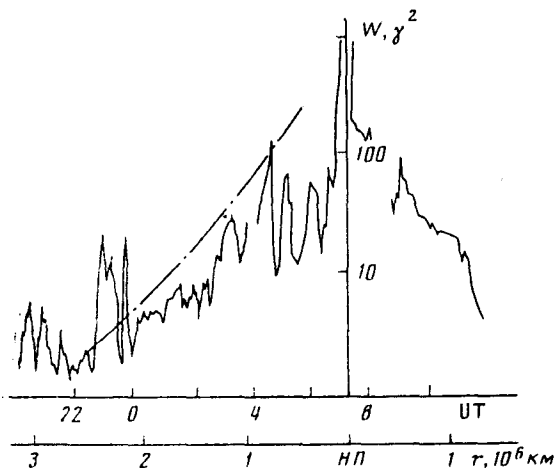


Рис. 1

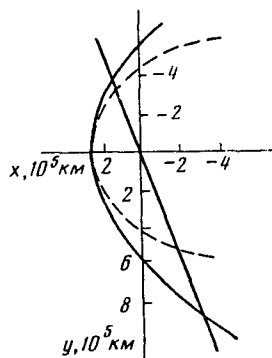


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость энергии флуктуаций магнитного поля $\int (|B_{xf}|^2 + |B_{yf}|^2 + |B_{zf}|^2) df$ в диапазоне частот $f \approx (10^{-2} + 10^{-3})$ Гц от кометоцентрического расстояния по данным измерений на КА «Вега-1» 5–6.III 1986 г.

Рис. 2. Рассчитанные полджения фронта ударной волны (сплошная линия) и поверхности $M=2$ (штриховая линия)
Наклонная прямая — траектория КА «Вега-1»

солнечного ветра. В рамках рассматриваемой задачи это нелинейный эффект. Индуцированное рассеяние волн приводит к потоку волновой энергии в k -пространстве от области резонансного взаимодействия волна—частица в сторону больших масштабов (меньших k), так что нарастание волн насыщается на достаточно высоком уровне с флуктуациями магнитного поля порядка напряженности невозмущенного поля.

На рис. 1 решение уравнения (1) показано штрихпунктирной линией (более подробно см. в [6]). В наших оценках мы использовали параметры солнечного ветра и кометного газа по измерениям на борту «Веги-1»: $\rho_0/m_p = 12 \text{ см}^{-3}$, $u = 510 \text{ км/с}$, $T_p = 1,2 \cdot 10^5 \text{ К}$, $Q = 1,3 \cdot 10^{30} \text{ с}^{-1}$, $V_n \cdot \tau = 2 \cdot 10^6 \text{ км}$ [7] и $B_0 = 11 \gamma$ [3].

Как было показано в работе [4], одним из наиболее важных следствий генерации альвеновских волн является быстрая изотропизация функции распределения кометных ионов. В этом случае при кинетическом описании нагружения солнечного ветра мы должны учесть, что теперь сохраняется энергия, а не магнитный момент захваченных ионов, и моди-

фицировать одномерную систему уравнений [8], описывающих нагрузку:

$$\frac{d}{dx} [f(u, v)u] = \frac{1}{4\pi v^2} \delta(v-u) \frac{d}{dx} (\rho u), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dx} (\rho u) = \frac{Qm_i}{4\pi r^2 V_n \tau} \exp\left(-\frac{r}{V_n \tau}\right), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx} (\rho u^2 + p) = 0, \quad (4)$$

где $f(u, v)$ — функция распределения кометных ионов по скоростям v ; ρ , u и p — плотность, гидродинамическая скорость и давление нагруженного солнечного ветра соответственно. Причем основной вклад в давление p дают захваченные кометные ионы:

$$p = \frac{4\pi m_i}{3} \int_0^\infty v^4 f(u, v) dv. \quad (5)$$

Решая систему уравнений (2)–(5), можно получить связь между u , p и степенью нагружения $\rho u / \rho_0 u_0$ в следующем неявном виде:

$$\rho u / \rho_0 u_0 = u_0 / 2u (3 - \sqrt{u_0/u}), \quad (6)$$

$$p = \rho_0 u_0^2 / 2 (\sqrt{u_0/u} - 1). \quad (7)$$

Вычисляя скорость звука $c_s = \sqrt{dp/d\rho}$ с помощью этих уравнений, число Маха $M = u/c_s$ в потоке обтекающей комету плазмы мы можем записать в следующем виде:

$$M^2 = 12 \cdot (\sqrt{u/u_0} - 5/12). \quad (8)$$

Из полученного решения (6) и уравнения (3) можно сделать вывод, что непрерывно замедляющееся течение возможно только при $u > u_0/4$, т. е. при числах Маха $M \geq 1$. Это означает, что как и в гидродинамическом случае, плавный переход от сверхзвукового к дозвуковому потоку невозможен и в нагруженном солнечном ветре должна образоваться ударная волна.

В соответствии с результатами гидродинамических расчетов предположим, что ударная волна образуется в точке, где число Маха уменьшается до $M=2$. Тогда из уравнений (8) и (6) можно найти степень нагружения солнечного ветра на фронте — $\rho u = 40/27 \rho_0 u_0$ и, наконец, с помощью уравнения (3) форму поверхности $M=2$ можно записать в следующем виде:

$$\int_{-\infty}^{\xi_s} \exp(-\lambda \sqrt{\xi^2 + \eta_s^2}) / (\xi^2 + \eta_s^2)^2 d\xi = 13/27, \quad (9)$$

где $\lambda = r_0 / V_n \tau$, $\xi_s = x_s / r_0$, $\eta_s = y_s / r_0$, $r_0 = Qm_i / (4\pi V_n \tau \rho_0 u_0)$. Расстояние x_s до подсолнечной точки ($y_s = 0$) кометного ударного фронта с помощью этого уравнения при перечисленных выше параметрах солнечного ветра и кометного нейтрального газа ($m_i/m_p \approx 23$) можно оценить как $\approx 2,7 \cdot 10^5$ км. Поверхность $M=2$ показана на рис. 2 штриховой линией.

Следует отметить, что рассматриваемое здесь кинетическое описание процесса нагружения сильно отличается от неверной более гидродинамической модели. Согласно расчетам, выполненным в работе [9] для показателя адиабаты $\gamma = 5/3$, подсолнечная точка расположена в 1,75 раза дальше от кометы, чем в случае использованного здесь кинетического описания. Форма фронта ударной волны получена при двухмерном моделировании взаимодействия солнечного ветра с кометой методом частиц в ячейке [9].

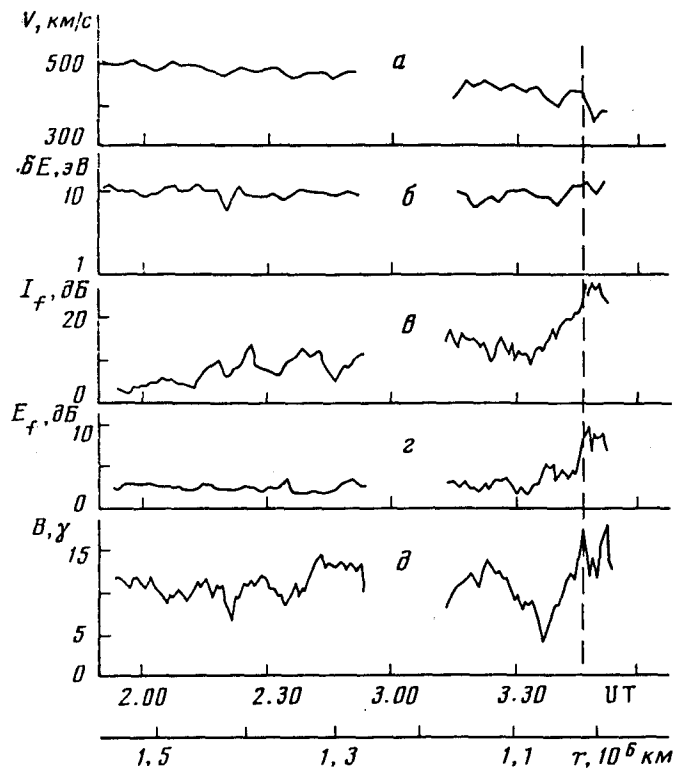


Рис. 3. Зависимость от кометоцентрического расстояния параметров солнечного ветра в окрестности пересечения «Вега-1» околокометной ударной волны (вертикальная штриховая линия) 6.III 1986 г. при ее подлете к ядру кометы Галлея. Скорость солнечного ветра V (а), эффективная температура δE (б) оценивались соответственно как первый и второй моменты энергетического спектра ионов измеренного ориентированным на Солнце электростатическим анализатором прибора «Плазмаг-1»; спектральная амплитуда флуктуаций потока ионов I_f (в) и электрического поля E_f (г) на частоте $\approx 1,5$ Гц по измерениям АПВ-Н; напряженность магнитного поля B (д) — по данным магнитометра МИША.

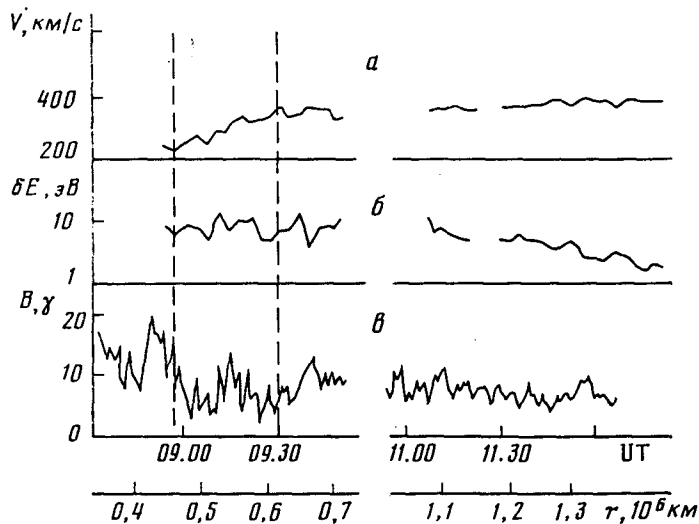


Рис. 4. То же, что и на рис. 3 при отлете КА «Вега-1» от ядра кометы Галлея 6.III 1986 г.

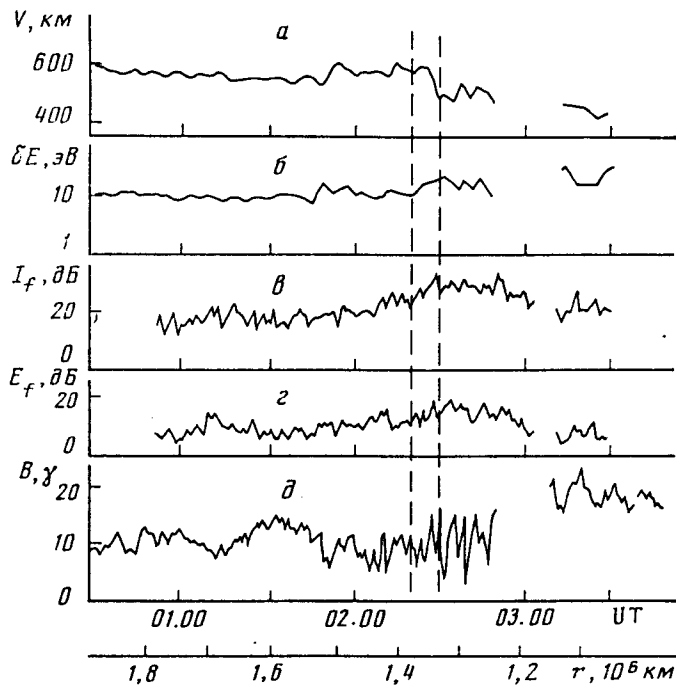


Рис. 5. То же, что и на рис. 3 при подлете КА «Веги-2» к ядру кометы Галлея 9.III 1986 г.

и показана на рис. 2 сплошной линией. На флангах положение околокометной ударной волны существенно отличается от поверхности $M=2$.

На КА «Вега-1, -2» определить пересечение фронта ударной волны можно было с помощью различных приборов, проводивших измерения плазмы [7], энергичных частиц [10], плазменных волн [11] и магнитного поля [3]. На рис. 3÷5 представлены результаты измерений этих приборов в окрестности фронта околокометной ударной волны.

Наиболее точно положение околокометной ударной волны можно было определить при приближении «Веги-1» к ядру кометы Галлея (рис. 3). Прибор АПВ-Н зарегистрировал быстрый рост интенсивности плазменных волн на частотах, меньших нижнегибридного резонанса в 03.46 UT. Примерно в этот же период времени наблюдалось падение скорости и разогрев протонов солнечного ветра и рост напряженности магнитного поля. Положение фронта ударной волны, зарегистрированное на КА «Вега-1» на расстоянии $r=(10,2\pm 0,1)\cdot 10^5$ км от ядра, довольно хорошо согласуется с теоретическими расчетами (рис. 2). Измерения магнитного поля перед фронтом ($B_x=-6\gamma$, $B_y=5\gamma$, $B_z=8\gamma$) позволили оценить в $\theta_{\text{вн}}\approx 90^\circ$ угол между магнитным полем и нормально к фронту, и сделать вывод, что «Вега-1» пересекла квазиперпендикулярную ударную волну.

Сходный крутой рост интенсивности нижнегибридных волн наблюдался на фронте квазиперпендикулярной околоземной ударной волны и объяснялся как вызванный протонами солнечного ветра, отраженными от фронта [12]. Представляется разумным предположить по аналогии, что в нашем случае обнаруженные волны возбуждены кометными ионами, отраженными ударной волной и ускоренными при этом самосогласованным электрическим полем $E=-1/c[\mathbf{u}\times\mathbf{B}]$. Ускоренные ионы образуют пучок, движущийся почти перпендикулярно магнитному полю и возбуждающий высокочастотные магнитозвуковые волны с частотами до частоты нижнегибридного резонанса. Спектр колебаний электрического и магнитного поля в окрестности этой частоты показан на рис. 6. Отношение спектраль-

ных амплитуд электрического и магнитного полей достаточно хорошо согласуется с ожидаемым для магнитозвуковых волн $E/B \approx u/c \sqrt{m_p/m_e} \approx 1/15$.

Всплеск МГД-турбулентности является предвестником фронта потока, что конвекция вновь образовавшихся ионов усиливается в его окрестности, где велики градиенты параметров плазмы. В этом случае анизотропия распределения по скоростям кометных ионов поддерживается на столь высоком уровне, что инкремент неустойчивости плазмы и уровень МГД-турбулентности также велики.

Из-за присутствия МГД-турбулентности околокометная ударная волна сильно отличается от хорошо изученных околопланетных ударных волн, что делает достаточно трудной идентификацию ее пересечения по скачкам напряженности магнитного поля и скорости потока плазмы. В частности, разогрев протонов солнечного ветра вследствие их стохастического ускорения Ферми МГД-турбулентностью [13] может быть настолько велик в области предвестников, что шик α -частиц становится неразличимым на фоне размытого по энергиям распределения протонов. Такой случай действительно произошел, когда «Вега-1» пересекала околокометную ударную волну при отлете от ядра. Здесь уровень МГД-турбулентности был выше, чем при подлете этого КА к ядру, и значительный разогрев солнечного ветра происходил еще до фронта ударной волны на расстояниях $r \lesssim \lesssim 10^6$ км от ядра (рис. 4). Положение

околокометного фронта при отлете КА «Вега-1» от ядра может быть определено по крутому спаду скорости солнечного ветра (рис. 4) и росту уровня МГД-турбулентности (рис. 1) на кометоцентрических расстояниях $(5,5 \pm 1) \cdot 10^5$ км. Эта величина также находится в разумном согласии с теоретическими оценками (рис. 2).

«Вега-2» пересекала околокометную ударную волну только при подлете к комете. По совокупности измерений плазмы, магнитного поля и плазменных волн (рис. 5) это пересечение произошло между 02.20UT и 02.30UT 9.III 1986 г. на кометоцентрических расстояниях $(13,6 \pm 0,3) \cdot 10^5$ км, но структура фронта ударной волны была более диффузной, чем наблюдалась на КА «Вега-1». Последнее обстоятельство отражает тот факт, что ударная волна во втором случае была квазипараллельной с углом $\theta_{вн} \approx 45^\circ$.

Изучение структуры околокометной ударной волны имеет большое значение для проблем бесстолкновительных волн в плазме, первая теория которых была предложена более чем 25 лет назад [14]. Как и в случае околоземной ударной волны, имеется два типа околокометных ударных волн — квазипараллельная и квазиперпендикулярная. Моделирование на ЭВМ квазиперпендикулярной ударной волны, сформированной в плазме нагруженной тяжелыми ионами [15], показывает, что из-за большой скорости циклотронного вращения эти ионы довольно легко проникают в область перед ударным фронтом, образуя подножие на профиле магнитного поля в ударной волне с характерным пространственным масштабом порядка ларморовского радиуса тяжелых ионов r_{L1} . Для использовавшихся выше параметров солнечного ветра этот масштаб $\approx 10^4$ км.

Однако диссипации энергии при взаимодействии солнечного ветра с

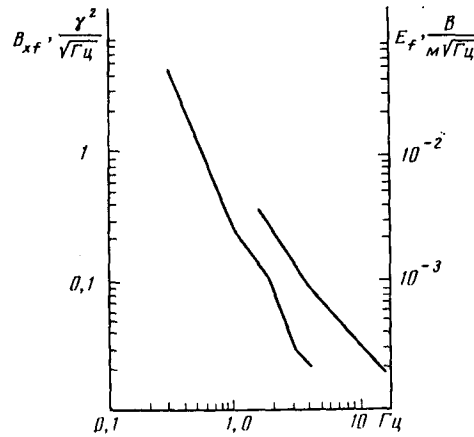


Рис. 6. Спектры колебаний электрического E_f и магнитного B_{xf} полей плазменных волн в окрестности фронта ударной волны, наблюдавшиеся на КА «Вега-1» при ее подлете к комете Галлея

отраженными от фронта кометными ионами определенно недостаточно для того, чтобы образовать стационарную ударную волну. Именно поэтому внутри квазиперпендикулярной ударной волны формируется резистивный скачок уплотнения и, таким образом, скачок магнитного поля, зарегистрированный магнитометром на КА «Вега-1», по-видимому, связан с наличием такого эффекта (см. рис. 3).

Квазипараллельная ударная волна, зарегистрированная на КА «Вега-2», имеет другую природу. Существует глубокая аналогия между этим типом околокометной ударной волны и диффузионной ударной волной в космических лучах [4]. В обоих случаях энергичные частицы (протоны космических лучей или, в нашем случае, захваченные солнечным ветром тяжелые ионы), двигаясь вдоль магнитного поля возбуждают интенсивную альвеновскую турбулентность. Уход этих частиц от фронта имеет диффузионный характер, вследствие их сильного рассеяния возбужденными альвеновскими волнами. Таким образом, энергичные частицы диффундируют от фронта вверх по потоку на расстояние $L_d \approx D/u$, где $D \approx (U^2/\omega_{ci}) B_0^2/\Sigma |B_k|^2$ — коэффициент диффузии. Пространственный масштаб L_d и определяет характерную толщину квазипараллельной околокометной ударной волны, которую можно оценить как

$$L_d \approx r_{L1} B_0^2 \Sigma |B_k|^2 \approx (5 \div 10) \cdot 10^4 \text{ км.} \quad (10)$$

В этой оценке мы использовали численную величину относительных флуктуаций магнитного поля по данным магнитометра на «Вега-2». Оцененная выше толщина квазипараллельного ударного фронта в несколько раз больше толщины квазиперпендикулярного и согласуется с более продолжительным периодом, на котором происходили изменения скорости и температуры протонов, величины магнитного поля и интенсивности плазменных волн по данным КА «Вега-2» (рис. 5) по сравнению с аналогичным периодом по данным КА «Вега-1» (рис. 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt H. U., Wegmann R. Plasma Flow and Magnetic Fields in the Comets // Comets. Tucson: Univ. of Arizona Press, 1982. P. 538.
2. Tsurutani B. F., Smith E. J. Strong Hydromagnetic Turbulence Associated with Comet Giacobini-Zinner // Geophys. Res. Lett. 1986. V. 13. P. 259.
3. Ридлер В. и др. Наблюдения магнитного поля в коме кометы Галлея // Письма в «Астрон. журн.» 1986. Т. 12. С. 647.
4. Sagdeev R. Z. et al. MHD Turbulence in the Solar Wind-Comet Interaction Region // Geophys. Res. Lett. 1986. V. 13. P. 85.
5. Winske D. et al. Coupling of Newborn Ions to the Solar Wind by the Electromagnetic Instabilities and their Interaction with the Bow Shock // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. P. 2713.
6. Galeev A. A. et al. Solar Wind Loading and MHD Turbulence near Comets // International School on Plasma Physics. Sukhumi. ESA. SP-251. 1986.
7. Грингауз К. И. и др. Первые прямые измерения плазмы и нейтрального газа у кометы Галлея: Первоначальные результаты с космических аппаратов «Вега» // Письма в «Астрон. журн.». 1986. Т. 12. С. 666.
8. Wallis M. K., Ong R. S. B. Strongly Cooled Ionizing Plasma Flows with Applications to Beams // Planet. Space Sci. 1975. V. 23. P. 713.
9. Galeev A. A., Lipatov A. S. Plasma Processes in the Cometary Atmospheres // Adv. Space Res. 1984. V. 4. № 9. P. 229.
10. Шомоди А. и др. Первые прямые измерения энергичных частиц вблизи кометы Галлея // Письма в «Астрон. журн.». 1986. Т. 12. С. 659.
11. Климов С. и др. Крайне низкочастотные (КНЧ) плазменные волны в окрестности кометы Галлея // Письма в «Астрон. журн.». 1986. Т. 12. С. 688.
12. Вайсберг О. Л. и др. Ускорение электронов во фронте сильных бесстолкновительных ударных волн // ЖЭТФ. Т. 85. С. 1232.
13. Amata E., Formisano V. Energetization of Positive Ions in the Cometary Foreshock Region // Planet. Space Sci. 1985. V. 11. P. 1243.
14. Sagdeev R. Z. Shock in Rarefied Plasma // IV International Conference on Ionization Phenomena. Uppsala, Sweden, 1959.
15. Галеев А. А., Липатов А. С., Сагдеев Р. З. Численное моделирование околокометных ударных волн: Особенности структуры и механизмы диссипации энергии // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1495.

Поступила в редакцию
13.VIII.1987