

УДК 523.62-726

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ДВИЖЕНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ (ОДНОМЕРНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

© 2013 г. С. А. Гриб

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. С.-Петербург

e-mail: sagrib@gmail.com

Поступила в редакцию 13.06.2012 г.

После доработки 19.10.2012 г.

В рамках магнитной гидродинамики рассматривается движение МГД нелинейной ударной волны в магнитосфере Земли. Эта волна приходит со стороны солнечного ветра и преломляется в магнитосферу, создавая отраженную обратную быструю волну разрежения. Показывается, что преломленная в магнитосферу волна является слабой быстрой диссипативной ударной волной, распространяющейся по магнитосферной плазме со скоростью, большей ее скорости распространения в потоке солнечного ветра. Описывается движение волны вблизи линии Земля–Солнце с учетом влияния поперечной компоненты геомагнитного поля. При этом затухание ударной волны происходит по обобщенному закону Крюссара–Ландау, и волна сохраняет ударный характер вплоть до плазмопаузы, взаимодействуя с ней в рамках распада МГД произвольного разрыва. Утверждается, что МГД ударная волна теряет ударный характер при движении в сильно неоднородной плазме внутри плазмосферы, а отраженная от плазмопаузы слабая ударная волна может слиться в магнитослое с обратной вторичной ударной волной, способствуя экспериментально наблюдаемому обратному движению фронта головной ударной волны.

DOI: 10.7868/S0016794013040081

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время многими исследователями подчеркивается влияние сильных магнитогидродинамических (МГД) разрывов солнечного ветра на стационарную систему *головная ударная волна-магнитосфера Земли*. Указывается также [Andreeva et al., 2011; Zong and Zhang., 2011] на квазиударное воздействие на эту устойчивую систему стационарных по отношению к солнечному ветру тангенциальных разрывов, бегущих вращательных разрывов и нестационарных МГД ударных волн. Такие сильные МГД разрывы часто сопровождают межпланетные корональные выбросы массы или магнитные облака, но могут и изолированно распространяться по потоку солнечного ветра. Они, прежде всего, набегают на фронт головной ударной волны, преломляясь в магнитослой, и далее взаимодействуют с магнитопаузой, часто хорошо представляемой в виде МГД тангенциального разрыва. Во многом эти кратковременные взаимодействия можно представить как распад произвольного МГД разрыва в рамках решения задачи Римана–Кочина [Grib et al., 1979; Samsonov et al., 2006]. При столкновении быстрой ударной волны с магнитопаузой образуются отраженная быстрая волна разрежения и преломленная в магнитосферу слабая быстрая ударная волна [Grib et al., 1979; Zhuang et al., 1981]. При этом из-

за большей величины скорости Альвена в магнитосфере скорость волны становится много большей скорости ее распространения по потоку солнечного ветра при эффективном числе Маха, немного большем 1. К сожалению, геофизики чаще считают, что ударные волны, преломляясь из магнитослоя, переходят в линейные бездиссипативные МГД волны. Однако, уже много лет назад было указано на ударный характер преломленной волны [Grib et al., 1979], а недавно получен результат численного моделирования взаимодействия межпланетной ударной волны с магнитосферой Земли [Samsonov et al., 2007].

Представляется актуальным рассмотреть затухание солнечной быстрой МГД ударной волны в магнитосферной плазме, выделяя нелинейные физические процессы, отражающие ударный диссипативный характер преломленной в магнитосферу волны. При этом целесообразно, несмотря на одномерность применяемой аналитической модели, использовать для описания затухания солнечных ударных волн закон Крюссара–Ландау, основанный на обобщении решения Римана [Гриб, 1968; Коробейников, 1973], из-за неоднократно отмеченной реальной актуальности использования в космической физике точных, хотя и приближенно одномерных, МГД моделей [Пушкарь, 2001].

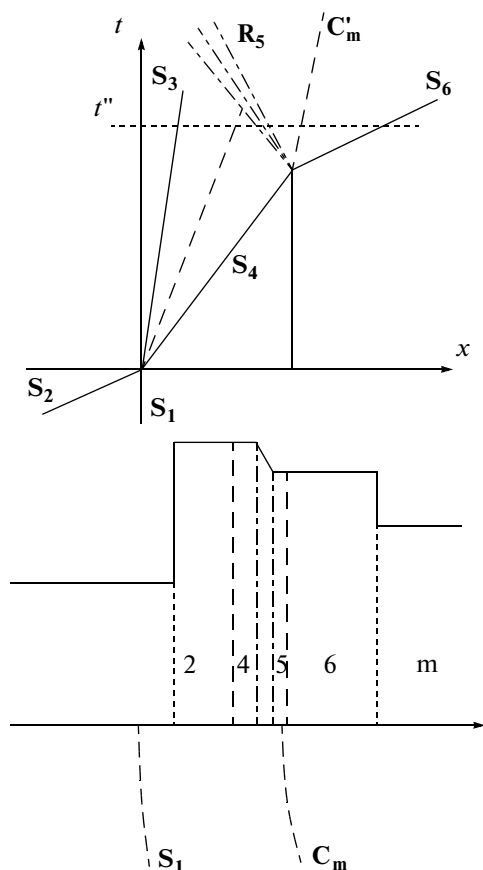


Схема отражения солнечных МГД ударных волн от магнитопаузы в случае возникновения отраженной волны разрежения и диаграмма давления в определенный момент времени t' .

2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СООБРАЖЕНИЯ

Пусть в некоторый момент времени со стороны солнечного ветра в район магнитосферы Земли приходит межпланетная МГД ударная волна S . Пройдя через головной фронт и взаимодействуя с магнитопаузой, она создает волну, преломленную внутрь магнитосферы, и волну, отраженную от магнитопаузы.

Рассмотрим движение и затухание преломленной в магнитосферу МГД квазиударной волны в плоскости геомагнитного экватора вдоль линии симметрии. При этом в случае нестационарного движения плазмы солнечного ветра в поперечном магнитном поле можно считать, что уравнение политропы в различных областях течения имеет различный вид.

При выполнении условия вмороженности магнитного поля для большой величины магнитного числа Рейнольдса уравнение политропы будем писать в виде: $\bar{p} = A\rho^\kappa + b^2\rho^2 = f(\rho)$, где κ – показатель политропы. Тогда дифференциальные уравнения одномерного течения магнитосферной плазмы в присутствии геомагнитного поля,

перпендикулярного к линии Земля–Солнце, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\bar{p} = A\rho^\kappa + b^2\rho^2 = f(\rho).$$

Прежде всего, обратим внимание на отражение МГД ударной волны солнечного ветра S_4 в магнитослое от магнитопаузы C_m в виде быстрой волны разрежения R_5 (рисунок).

Условия равенства скоростей и давлений будут отличаться тем, что после первого ударного перехода следует адиабатический, а не ударный переход.

Рисунок демонстрирует на плоскости xt взаимодействие ударной волны солнечного ветра S_2 с головным фронтом S_1 (сплошные линии соответствуют ударным волнам). После взаимодействия солнечная ударная волна S_4 проходит через магнитослой и отражается от магнитопаузы C_m в виде быстрой волны разрежения R_5 и преломляется внутрь магнитосферы в виде ударной волны S_6 , S_3 – движущийся головной фронт после взаимодействия. Штриховая линия соответствует тангенциальному разрыву. Нижний рисунок отражает эпюру давления.

Уравнение политропы при учете соотношения “вмороженности” в одномерном приближении можно записать в виде: $\bar{p} = H^2/8\pi + p = A\rho^2$, где p – газокINETическое давление плазмы.

Таким образом, при изучении движения магнитосферного газа в сильном поперечном геомагнитном поле можно пользоваться уравнениями магнитной гидродинамики при показателе политропы, равном 2.

По данным наблюдений на космических аппаратах известно, что геомагнитное поле в районе границы магнитосферы у подсолнечной точки превышает величину дипольного поля примерно в 2–2.4 раза за счет поджатия магнитосферы, при этом можно считать, что напряженность поля больше напряженности дипольного поля в области от магнитопаузы до расстояния $6-5R_E$ от центра Земли, и концентрация заряженных тепловых частиц равна $1-10 \text{ см}^{-3}$ [Gringauz, 1963; Котова, 2007]. Далее, на расстоянии $r < 6R_E$ поле растет обратно пропорционально r^3 , причем величина концентрации изменяется примерно по тому же закону [Higuchi and Jacobs, 1970], за исключением того факта, что на расстоянии около $6-5R_E$ [Carpenter, 1966] она меняется скачком при переходе через границу плазмосферы.

3. ОЦЕНКА ЗАТУХАНИЯ ПРЕЛОМЛЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Если в первом приближении характеризовать магнитосферную область вне плазмосферы постоянными $H_m = H_{cp}$ и $n_m = n_{cp}$, тогда движение слабой ударной волны в этой области будет подчиняться обобщенному закону Крюссара–Ландау [Гриб, 1968; Коробейников, 1973].

Очевидно, что все реально возможные МГД ударные волны, преломленные внутрь магнитосферы, становятся слабыми ударными волнами, так что условие малости скачка давления на волне $\alpha = \frac{\Delta p}{2p_0} < 1$ не налагает больших ограничений на описание движения ударных волн внутри магнитосферы.

Скорость частиц за фронтом ударной волны можем найти по известным величинам, характеризующим среду до прихода ударной волны. Интенсивность ударной волны α находим через отношение плотности плазмы на фронте. При этом скорость перемещения ударной волны выражается в виде:

$$N = \sqrt{1 + k^2} a_m \left\{ 1 + \left[\frac{\kappa + 1}{4} + \frac{m^2(2 - \kappa)}{4} \right] \alpha + \dots \right\}, \quad (2)$$

где $m^2 = \frac{k^2}{1 + k^2}$, $k^2 = \frac{v_{Am}^2}{a_m^2}$, v_{Am} – скорость Альвена внутри магнитосферы, a_m – скорость звука внутри магнитосферы.

Из этой формулы видно, что скорость внутри магнитосферы может достигать больших значений за счет большой величины параметра k . Этот результат позволяет объяснить экспериментальные наблюдения на космических аппаратах ИМП-3, ОГО-8, Эксплорер-33 прохождения ударной волны [Sugiura et al., 1968], во время которых было замечено, что скорость ударной волны внутри магнитосферы значительно превышает ее скорость в потоке солнечного ветра.

Возьмем в качестве характерных значений спокойного потока солнечного ветра следующие величины: скорость $v_0 = 280$ км/с, $T_0 = 4 \times 10^4$ К, концентрацию $n_0 = 11 \text{ см}^{-3}$ ($\rho_0 = 1.82 \times 10^{-23}$ г/см³) [Spreiter et al., 1966]. Если для поперечного магнитного поля примем величину $B_0 = 3.5\gamma$, то получим магнитное давление, равное 4.9×10^{-11} дин/см². Используя приведенные выше формулы и имея изменение напряженности на фронте волны $\frac{H}{H_m} = \frac{\rho}{\rho_m} = 1.25$, скорость звука $a_m = 51$ км/сек, $k^2 = 133$ (что соответствует уменьшению плотности частиц и температуры в 10 раз при переходе через магнитопаузу), получаем за фронтом волны $u \approx 178$ км/сек. Для скорости же волны находим:

$N \approx 712$ км/сек $> c_m \geq v_{Am} \approx 588$ км/сек, где $c_m = \sqrt{a_m^2 + v_{Am}^2}$ – скорость быстрых магнитозвуковых волн внутри магнитосферы. При этом число Маха для преломленной ударной волны равно 13.7, а эффективное число Маха – $M_e = \frac{\theta}{c_m} \approx 1.2$.

Для очень слабой ударной волны при $\frac{H}{H_m} = \frac{\rho}{\rho_m} = 1.01$ и при большой скорости Альвена $v_{Am} \approx 1866$ км/сек (что соответствует уменьшению плотности на границе в 100 раз, а температуры – в 10 раз) имеем $u \approx 22$ км/сек, а $\theta_m = N \approx 1882$ км/сек $\geq v_{Am}$.

Таким образом, скорость ударной волны с уменьшением интенсивности стремится по величине к скорости быстрых магнитозвуковых волн (которая близка по величине к v_{Am}), а скорость потока за фронтом стремится к нулю.

Несмотря на малую интенсивность, волны, преломленные в магнитосферу, являются, в основном, (при числе Маха волны в потоке $M_2 > 3$) ударными, для которых выполняются условия:

$$\theta_m = N > c_m \text{ и } \frac{H}{H_m} = \frac{\rho}{\rho_m} > 1.$$

Условие эволюционности для быстрых ударных волн также выполняется: $c > \theta$, $\theta_m > c_m$, где c – быстрая магнитозвуковая скорость за фронтом ударной волны.

Движение быстрых ударных волн во внешней магнитосфере можно описать обобщенным законом Крюссара, выведенным для случая, когда напряженность магнитного поля столь велика, что газовым давлением можно пренебречь ($K^2 = \frac{v_A^2}{a_m^2} \gg 1$).

Тогда для произвольного профиля ударной волны имеем [Гриб, 1968]:

$$\frac{d \ln \alpha}{dt} = \frac{-3/4 F_1'(\xi)}{1 + 3/2 F_1'(\xi)t}, \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{\Delta p 8\pi}{2H_m^2}$, ξ – характеристическая переменная, H_m – напряженность поля перед фронтом ударной волны.

В том случае, если ударная волна имеет ступенчатый профиль (непрерывно подталкивается сзади): $F_1(\xi) = \text{const}$ и $F_1'(\xi) = 0$, ударная волна будет двигаться, не испытывая затухания.

Если профиль волны имеет треугольный вид и $F_1(\xi) = A_1 \xi + B$, то на основании (3) для напряженности поля H за фронтом ударной волны получим выражение:

Таблица 1. Расчет затухания быстрых ударных волн в магнитосферной плазме

M	r_1	r_2	r_3	r_4	M_{e1}	M_{e2}	M_{e3}	M_{e4}
1.5	1.008	1.006	1.005	1.004	1.007	1.005	1.004	1.004
3.5	1.041	1.030	1.025	1.021	1.031	1.023	1.019	1.017
4.5	1.053	1.039	1.032	1.028	1.040	1.030	1.025	1.022
5.5	1.062	1.045	1.037	1.032	1.047	1.034	1.029	1.025
8	1.081	1.062	1.051	1.044	1.064	1.047	1.039	1.034
9	1.095	1.070	1.058	1.050	1.072	1.053	1.044	1.038

$$\left(\frac{H}{H_m}\right)^2 = 1 + \left[\left(\frac{H_0}{H_m}\right)^2 - 1\right] \left(\frac{3A_1x_0 + 2v_{Am}}{3A_1x + 2v_{Am}}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

где $H_0 = (H)_{x=x_0}$.

Изменение напряженности магнитного поля, как видно из формулы (4), зависит от выбора постоянной $A_1 = F'_1(\xi)$, которая равна тангенсу угла наклона прямой $F_1(\xi)$ к оси ξ . Переменная ξ зависит от x и t , выражаясь через них в виде $\xi = x - (u + v_A)t$. Полагая угол наклона равным 30° , 45° и 60° для $\frac{H_0}{H_m} = 1.5$ – на фронте волны сразу за магнитопаузой,

получаем, соответственно, $\frac{H}{H_m} \approx 1.11; 1.09;$

1.07 на расстоянии $5R_E$ от магнитопаузы. Таким образом, ударные волны с меньшим углом наклона профиля (осциллограммы) к оси ξ медленнее затухают, чем ударные волны с более резким профилем. Если ударная волна в потоке солнечного ветра имеет число Маха $M_2 = 4.5$, то для ударной волны,

преломленной в магнитосферу, $\frac{H}{H_m} = \frac{\rho}{\rho_m} = 1.06$ при

уменьшении плотности на магнитопаузе в 100 раз и T в 10 раз. Тогда, пользуясь (4) при $A = \text{tg } 30^\circ$, получим

$\frac{H}{H_m} \approx 1.02$ на расстоянии $4R_E$ от магнитопаузы. Отсюда видно, что несмотря на малую интенсивность волны, эффект затухания еще можно оценить по приведенной формуле.

По мере продвижения ударной волны треугольного вида вглубь магнитосферы ее профиль будет растягиваться, взаимодействуя с фронтом. Такие волны разрежения могут образоваться во время вспышки на Солнце из-за кратковременности выделения энергии.

В том случае, когда набегающая ударная волна в потоке солнечного ветра характеризуется ступенчатым профилем или профилем с возрастанием давления в области за фронтом ("поршневая ударная волна"), ее конфигурация может стать полой из-за взаимодействия с волной разреже-

ния, возникшей при вторичных взаимодействиях в магнитосфере.

Ударная волна, пройдя через "внешнюю" магнитосферу ($\approx 4-5R_E$), попадет в область с существенно переменными плотностью и напряженностью магнитного поля, так что ее затухание уже не будет описываться предложенным обобщенным законом Крюссара–Ландау. До прихода в эту область закон движения фронта ударной волны имеет вид:

$$x = x_0 + v_{Am}t + \frac{v_{Am}}{F'_1(\xi)} \frac{(\Delta\bar{p})_0}{2H_m^2} \left(\sqrt{1 + 3/2 F'_1(\xi) v_{Am}t} - 1 \right), \quad (5)$$

где $(\Delta\bar{p})_0$ – изменение магнитного давления на фронте ударной волны в сечении $x = x_0$ (сразу за магнитопаузой). Формула (5) полностью описывает движение фронта ударной волны.

Результаты расчетов затухания волн по формуле (4) приводятся в таблице 1, где r_1, r_2, r_3, r_4 – величины изменения напряженности на фронте волны для расстояний в $R_E, 2R_E, 3R_E$, и $4R_E$ от магнитопаузы, M – число Маха волны в потоке солнечного ветра, M_{ei} – эффективное число Маха для соответствующего r_i . Приведенные значения соответствуют $A = \text{tg } 30^\circ = 0.58$ и изменению величины плотности на границе магнитосферы в 10 раз.

4. ОТРАЖЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ПЛАЗМОПАУЗЫ

По данным измерений на космических аппаратах [Gringauz, 1963; Котова, 2007] и по наблюдениям за распространением свистящих атмосфериков [Carpenter, 1966] известно, что примерно на расстоянии $5-6R_E$ от центра Земли в магнитоспокойный период находится так называемое "колесо" Карпентера, или граница плазмосферы. Эта граница является поверхностью, при переходе через которую резко увеличивается величина концентрации заряженных тепловых частиц, так что ее можно моделировать в первом приближении поверхностью контактного разрыва.

Рассмотрим столкновение слабой ударной волны, прошедшей через внешнюю магнитосферу, с плазмопаузой. Будем считать, что [Niguchi, Jacobs, 1970] плотность частиц возрастает в 100 раз при переходе через эту границу.

Изучение столкновения ударной волны с плазмопаузой, представляемой в виде поверхности контактного разрыва, опять приводит к рассмотрению задачи о распаде произвольного разрыва.

В силу того, что быстрая ударная волна S_+ при лобовом столкновении может отразиться от поверхности разрыва C_p , при переходе через которую плотность резко растет, только в виде быстрой

ударной волны, процесс взаимодействия можно представить в следующем виде: $S_+ C_p \rightarrow S_+ C_p S_+$.
 Задаваясь параметрами прошедшей ударной волны, на основе соотношений, выражающих непрерывность полного давления и скорости потока на поверхности контактного разрыва, и на основании МГД соотношений Рэнкина–Гюгонио получаем:

$$\begin{aligned} u a'_m (\eta_y - 1) + u'_m &= \kappa a_p (1 - \eta_x), \\ \kappa y^2 D \left(\frac{1 - \eta_y}{1 + \frac{1}{\beta_m}} \right) + D &= \kappa x^2 \left(\frac{1 - \eta_x}{1 + \frac{1}{\beta_p}} \right) + 1, \end{aligned} \quad (6)$$

где y – число Маха отраженной от плазмопаузы волны, x – число Маха для преломленной в плазмосферу волны, D – отношение полных давлений.

Величины, входящие в систему (6), имеют следующий смысл: a'_m – скорость звука за прошедшей ударной волной, u'_m – скорость магнитосферного газа, η_y – отношение плотностей на фронте отраженной от плазмосферы волны, a_p – скорость звука внутри плазмосферы, η_x – отношение плотностей на фронте преломленной в плазмосферу волны. Для отношения полных давлений на фронте прошедшей к плазмопаузе волны имеем:

$$D = \frac{1 - \eta}{1 + \frac{1}{\beta_m}} \kappa M^2 + 1, \quad (7)$$

где η , M – параметры волны, а $\beta_m = \frac{p_m \delta \pi}{H_m^2} \approx 0.009 - 0.05$ – параметр давления. Полагая, что на границе плазмосферы концентрация заряженных частиц возрастает в 100 раз, находим отношение давлений внутри плазмосферы:

$$\beta_p = \frac{10}{1 + \frac{1}{\beta_m} - 10}. \quad (8)$$

Численно решая систему уравнений (6), получаем, что интенсивность преломленной в плазмосферу волны несколько увеличивается по сравнению с интенсивностью прошедшей волны, в то же время ее скорость распространения уменьшается. Так, для волны с эффективным числом Маха $M_e = \frac{\theta}{c} = 1.04$ имеем внутри плазмосферы $M_{ep} \approx 1.07$, при этом быстрая магнитозвуковая скорость уменьшается, так что скорость $\theta = M_e c$ уменьшается при переходе через плазмопаузу. Результаты расчетов для нескольких ударных волн приводятся в таблице 2, где M_{Ax} , M_{ex} , D_x – число Маха Альвена, эффективное число Маха и отношение полных давлений на фронте преломленной волны, M – число Маха ударной волны в потоке солнечного ветра.

Таблица 2. Результаты расчета взаимодействия с плазмопаузой

M	X	Y	D_x	M_{Ax}	M_{ex}	η_x	η_y
1.5	3.66	11.62	1.02	1.05	1.01	0.99	0.99
3.5	3.75	11.70	1.08	1.07	1.03	0.96	0.98
4.5	3.79	11.86	1.11	1.08	1.04	0.95	0.98
5.5	3.80	11.80	1.12	1.09	1.05	0.94	0.97
8	3.87	11.91	1.17	1.10	1.06	0.92	0.96
9	3.90	11.88	1.20	1.11	1.07	0.91	0.96

Как видно из таблицы 2, для преломленной волны $M_{ex} > 1$ и $\eta_x > 1$, так что она сохраняет ударный характер, несмотря на малую скорость распространения ($a_p \approx 16$ км/сек, $c_p \approx 59$ км/сек).

При отражении ударной волны давление на плазмопаузу резко возрастает, и она начинает двигаться со скоростью потока по направлению к Земле. Полученный результат позволяет объяснить наблюдаемое во время геомагнитной бури смещение плазмопаузы, при наличии различных МГД волн [Кринберг и Кручинина, 2000], которые может возбудить быстрая ударная волна, являющаяся причиной или внезапного начала геомагнитной бури SSC [Gold, 1955; Wilken et al., 1982], или внезапного импульса SI [Lee and Kim, 2000]. Слабые магнитозвуковые волны могут также вызвать геомагнитные возмущения типа геомагнитных пульсаций [Wedeken et al., 1986; Samsonov, 2011].

Пройдя через плазмопаузу, ударная волна будет распространяться в среде с быстро возрастающим (по дипольному закону) магнитным полем и плотностью плазмы. Здесь начнут играть роль и такие эффекты, как влияние зон резкой неоднородности среды, конечной проводимости и т.д. Если в первом приближении отраженную от плазмосферы ударную волну заменить характеристикой, то мы придем к краевой задаче для системы линейных уравнений. При этом за фронтом преломленной в плазмосферу ударной волны второй инвариант Римана будет зависеть от координаты Лагранжа. Отраженная от плазмопаузы слабая ударная волна будет двигаться в обратном направлении к Солнцу, о чем говорят и численные расчеты, проведенные по другому, также одномерному, методу [Samsonov et al., 2007], и где приводится экспериментальное подтверждение смещения стационарных границ под действием рассматриваемых волновых процессов. Имеет смысл отметить, что волна, отраженная от плазмопаузы, при предполагаемом обратном движении в магнитослое может слиться со вторичной ударной волной [Гриб, 2011] в магнитослое и может способствовать экспериментально наблюдаемому

обратному движению фронта головной ударной волны [Samsonov et al., 2007] .

Само существование МГД ударной волны, возмущающей и сжимающей магнитосферную плазму [Wang et al., 2010], непосредственно указывает на нелинейный характер возмущения, вызывающего SSC.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Солнечная МГД ударная волна после взаимодействия с фронтом головной ударной волны, пройдя через магнитослой, преломляется внутрь магнитосферы Земли в виде слабой диссипативной быстрой МГД ударной волны.

2. Движение и затухание этой преломленной ударной волны в магнитосфере Земли приближенно может быть описано обобщенным законом Крюссара—Ландау.

3. Преломленная МГД ударная волна остается ударной, подчиняясь соотношениям Рэнкина—Гюгонио, вплоть до границы плазмосферы, представляемой в виде стационарного контактного МГД разрыва.

Теоретические результаты, сформулированные в настоящей работе, в основном, совпадают с результатами, полученными численным моделированием [Samsonov et al., 2007], и с анализом данных аппарата GOES [Wang et al., 2010].

Работа проводилась в рамках Программы Президиума РАН П-22 и при частичной поддержке гранта РФФИ № 11-01-00235.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гриб С.А. Затухание плоских ударных волн в поперечном магнитном поле // Вестн. ЛГУ. В. 1. С. 77–90. 1968.
- Гриб С.А. Об одном механизме возникновения обратных ударных волн солнечного ветра в магнитослое перед магнитосферой Земли // Письма в Астрон. журн. Т. 37. № 12. С. 955–960. 2011.
- Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва в газах. М.: Наука, 278 с. 1973.
- Котова Г.А. Плазмосфера Земли. Современное состояние исследований (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 47. № 4. С. 435–449. 2007.
- Кринберг И.А., Кручинина М.А. Волновые явления в плазмосфере в периоды сильных геомагнитных возмущений // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 40. № 1. С. 95–99. 2000.
- Пушкарь Е.А. Газодинамические аналогии в задачах наклонного взаимодействия МГД ударных волн // Изв. АН, МЖГ. № 6. С. 153–169. 2001.
- Andreeova K., Pulkkinen T.L., Juusola L., Palmroth M., Sactolik O. Propagation of a shock-related disturbance in the Earth's magnetosphere // J. Geophys. Res. 116. A01213. doi:10.1029/2010JA015908. 2011.
- Carpenter D.L. Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 71. P. 693–709. 1966.
- Gold T. Contribution to discussion. In: Gas dynamics of cosmic clouds. Van de Hulst H.C., Burgers J.M. (Eds.), Amsterdam, North-Holland Publ.Co. P. 103. 1955.
- Grib S.A., Brunelli B.E., Dryer M., Shen W.-W. Interaction of interplanetary shock waves with the bow shock-magnetopause system // J. Geophys. Res. V. 84. A 10. P. 5907–5920. 1979.
- Gringauz K.I. The structure of the ionized gas envelope of Earth from the direct measurements of local charged particle concentrations in the USSR // Plan. Space. Sci. V.11. P. 281–296. 1963.
- Higuchi Y., Jacobs J.A. Plasma densities in the thermal magnetosphere, determined by using hydromagnetic whistlers // J. Geophys. Res. V. 75. P. 7105–7116. 1970.
- Lee Dong-Hun, Kim Kihong. Propagation of sudden impulses in the magnetosphere: linear waves // Adv. Space Res. V. 26. Iss. 7–8. P. 1531–1539. 2000.
- Samsonov A.A., Nimeček Z., Shafránková J. Numerical MHD modeling of propagation of interplanetary shock through the magnetosheath // J. Geophys. Res. V. 111. A08210. doi: 10.1029/2005JA011537. 2006.
- Samsonov A.A., Sibeck D.G., Imber J. MHD simulation for the interaction of an interplanetary shock with the Earth's magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 112. A12220, doi:10.1029/2007JA012627. 2007.
- Samsonov A.A., Sibeck D.G., Zolotova N.V., Biernat H.K., Chen S.-H., Rastaetter L., Singer H.J., Baumjohann W. Propagation of a sudden impulse through the magnetosphere initiating magnetospheric Pc5 pulsations // J. Geophys. Res. V. 116. A10216. doi:10.1029/2011JA016706. 2011.
- Spreiter J.R., Summers A.L., Alksne A.Y. Hydromagnetic Flow Around the Magnetosphere // Plan. Space Sci. 14. № 3. P. 223–238, 1966.
- Sugiura M., Skillman T.L., Ledley B.G., Heppner J.P. Propagation of the sudden commencement of July 8, 1966 to the magnetotail // J. Geophys. Res. V. 73. P. 6699–6709. 1968.
- Wang C., Sun T.R., Guo X.C., Richardson J.D. Case study of nightside magnetospheric magnetic field response to interplanetary shocks // J. Geophys. Res. V. 115. A10247. 2010. doi: 10.1029/2010JA015451.
- Wedeken U., Voelker H., Knott K., Lester M. SSC-excited pulsations recorded near noon on GEOS2 and on the ground (CDAW 6) // J. Geophys. Res. V. 91. P. 3089–3100. 1986.
- Wilken B., Goertz C.K., Baker D.N., Highbie P.R., Fritz T.A. The SSC on July 29, 1977 and its propagation within the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 87. A8. P. 5901–5910. 1982.
- Zhuang H.C., Russell C.T., Smith E.J., Gosling J.T. Three-dimensional interaction of interplanetary shock waves with the bow shock and the magnetopause: a comparison of theory with ISEE observations // J. Geophys. Res. V. 86. A7. P. 5590–5600. 1981.
- Zong O.O., Zhang Hui. On the magnetospheric response to solar wind discontinuities // J. Atmos. Solar-Terr. physics. V. 73. Issue 1. P. 1–4. 2011. doi: 10.1016/j.jast.10.2010.11.001.2011.