

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ В РАЙОНЕ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

П.А. Седых, Е.А. Пономарев

ELECTRODYNAMICS OF PROCESSES IN THE BOW SHOCK REGION

P.A. Sedykh, E.A. Ponomarev

Введение

В предыдущих наших работах [1–7] было показано, что головная ударная волна является преобразователем кинетической энергии солнечного ветра в тепловую и электромагнитную. При обтекании магнитосферной полости структура течения солнечного ветра нарушается, вместе с ним искажаются и магнитные силовые линии межпланетного магнитного поля (ММП), а это означает появление в околоземном космическом пространстве системы электрических токов. Поскольку замагниченная плазма солнечного ветра движется со скоростью солнечного ветра в системе координат головной ударной волны, в этой системе появляется электрическое поле. Таким образом, в околоземном космическом пространстве, оказывается, размещен генератор электрической мощности. При определенных условиях часть этой мощности может расходоваться на поддержание магнитосферных процессов. В предыдущих работах [1–3] мы уже рассматривали эту проблему, однако лишь для случая, когда B_y -компонента ММП отсутствует, а параметры солнечного ветра фиксированы и соответствуют средним.

В этой работе мы предлагаем аналитическое решение проблемы, также связанное с ограничениями, но уже другого характера. Основная задача настоящей работы – уточнение зависимости выходных параметров этого МГД-генератора от параметров солнечного ветра.

Основные соотношения. Модель источника мощности

Ниже мы будем использовать три системы координат. Первая система – солнечно-земная прямоугольная с началом в центре Земли, в которой ось X направлена на Солнце, ось Z перпендикулярна плоскости эклиптики, ось Y , как и ось X , находится в плоскости эклиптики и направлена с утра на вечер. Вторая – прямоугольная система координат l, n, τ с центром на фронте ГУВ в точке касания оси l к фронту. При этом ось n направлена по внешней нормали, а ось τ дополняет систему координат до правой. Третья система имеет начало в центре Земли; расстояние до точки, координаты которой задаются, определяется радиус-вектором r , углом φ между радиус-вектором и осью X и углом ψ между плоскостью XZ и плоскостью $X\tau$ (см. рис. 1). Поверхность фронта ударной волны задается параболоидом вращения. На самом деле фронт ГУВ очень близок по форме к гиперблоиду, но мы пошли здесь на некоторое упрощение, которое кажется нам непринципиальным. Итак, уравнение фронта ГУВ

$$r = y_g / \cos(\varphi/2). \quad (1)$$

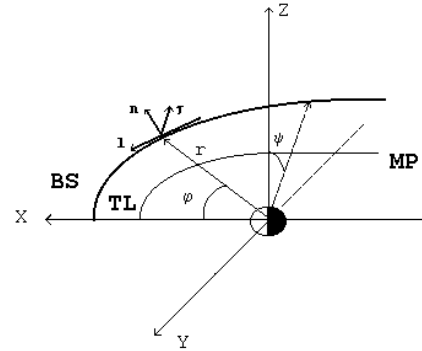


Рис. 1. Фрагмент головной ударной волны (BS), переходного слоя (TL), магнитопаузы (MP); прямоугольная система координат с началом в центре Земли (ось X направлена на Солнце, ось Y – с утра на вечер и ось Z – на географический север), а также вспомогательная система координат (r, φ, ψ) и локальная система координат (l, n, τ) .

Каждая точка на поверхности фронта будет, таким образом, задаваться парой координат φ, ψ . Компоненты ММП в системе координат (l, n, τ) будут выглядеть на поверхности фронта ГУВ как [2]:

$$B_{l0} = B_0 [b_{x0} \sin(\varphi/2) + (b_{y0} \sin\psi - b_{z0} \cos\psi) \cos(\varphi/2)], \quad (2)$$

$$B_{n0} = B_0 [b_{x0} \cos(\varphi/2) - (b_{y0} \sin\psi - b_{z0} \cos\psi) \sin(\varphi/2)], \quad (3)$$

$$B_{\tau 0} = B_0 [b_{y0} \cos\psi + b_{z0} \sin\psi]. \quad (4)$$

Соответствующая поверхностная плотность тока на фронте ГУВ:

$$J_{l1} = -c(\sigma - 1)B_{\tau 0}/4\pi, \quad (5)$$

$$J_{\tau 1} = c(\sigma - 1)B_{l0}/4\pi, \quad (6)$$

где $\sigma = (B_{l1}/B_{l0}) = (B_{\tau 1}/B_{\tau 0})$, т.е. отношение тангенциальных компонент магнитного поля перед фронтом и за фронтом головной ударной волны. Выражение для σ в функции параметров среды дано в [8]:

$$F(\sigma) = \sigma^3 + d_2\sigma^2 + d_1\sigma + d_0 = 0. \quad (7)$$

Коэффициенты (7) задаются, в свою очередь, следующими соотношениями [8]:

$$d_2 = [1 + (2 - \gamma)(A^2 - 1)], \quad (8)$$

$$d_1 = [\gamma - 2k + (\gamma - 1)(A^2 - 1)k](A^2 - 1), \quad (9)$$

$$d_0 = -(\gamma + 1)(A^2 - 1)^2 k, \quad (10)$$

где $k = (B_{n0}/B_{\tau 1})^2$, $A^2 = A_0^2 \cos^2(\varphi/2)/(B_{n0})^2$, $A_0^2 = 4\pi\rho_0 V_0^2/B_0^2$, ρ_0 – плотность, V_0 – скорость солнечного ветра, B_0 – модуль напряженности ММП.

Очевидно, что при $A^2 \rightarrow \infty$, $\sigma \rightarrow (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = \sigma_0 = 4$ для одноатомного газа.

Используя метод Ньютона уточнения грубых приближений

$$F(\sigma_1) = \sigma_0 - F(\sigma_0)/F'(\sigma_0),$$

найдем из (7)

$$\sigma_1 = \sigma_0(1 - d_2\sigma_0/d_1) = \sigma_0[1 - \sigma_0^3(b_{\tau 0})^2/2 A_0^2 \cos^2(\varphi/2)]. \quad (11)$$

Потребуем, чтобы (11) была применима до $X^* = -10R_E$. Тогда

$$\cos^2(\varphi^*/2) = 0.5/(1 - X^*/y_g) = 0.353$$

при $y_g = 24R_E$. Поскольку поправка к σ_1 должна быть малой величиной $\sigma_1 = \sigma_0(1 - \xi)$, $\xi \ll 1$, то:

$$A_0^2 = 90.25 (b_{\tau 0})^2/\xi$$

Предполагая, что вклад ММП во все компоненты одинаков, т.е. $(b_{\tau 0})^2 = 1/3$ и точность, соответствующая $\xi = 0.2$, для нас достаточна, находим, что минимальное значение A_0^2 , при котором мы еще можем производить оценки в диапазоне расстояний по меридиану полдень–полночь $y_g/2 > X > -10R_E$, равна ~ 150 . Оно соответствует возмущенным условиям. Для спокойного солнечного ветра $A_0^2 \sim 70$.

Плотность компоненты электрического тока, нормальной к ударному фронту, выражается через дивергенцию поверхностного тока:

$$j_{n1} = [\partial(\rho j_l)/\partial l + \partial j_r/\partial \psi]/\rho. \quad (12)$$

Подставив в (12) значения поверхностных токов из (5) и (6) и используя значения компонент поля (2)–(4), а также соотношения $dl/d\varphi = r/\cos(\varphi/2)$ и $dt/d\psi = \rho = r\sin\varphi$, получим:

$$j_{n1} = c/4\pi\rho[-B_{\tau 0}\sin\varphi\cos(\varphi/2)\partial\sigma/\partial\varphi + B_{l0}\partial\sigma/\partial\psi]. \quad (13)$$

Если ограничиться первым приближением $\sigma = \sigma_1$, то:

$$\partial\sigma_1/\partial\varphi = -\sigma_0^4(b_{\tau 0})^2 \sin(\varphi/2)/2 A_0^2 \cos^3(\varphi/2). \quad (14)$$

Для производной по ψ в общем случае нужно использовать формулу:

$$\partial\sigma/\partial\psi = \partial[\sigma(\varphi, \psi) - \sigma(0, \psi)]/\partial\psi.$$

Для первого приближения:

$$\partial\sigma_1/\partial\psi = -\sigma_0^4 \operatorname{tg}^2(\varphi/2) b_{\tau 0} (\partial b_{\tau 0}/\partial\psi)/A_0^2. \quad (15)$$

Подстановка значений производных из (14), (15) и значений полей из (2)–(4) в (13) дает выражение для j_{n1} :

$$j_{n1} = j_{\infty} R^3 \sin(\varphi/2) \sin(\psi + \psi_0) [1 - (b_{x0}/R) \operatorname{tg}(\varphi/2) \times \cos(\psi + \psi_0)]. \quad (16)$$

Здесь $j_{\infty} = cB_0\sigma_0^4/4\pi y_g A_0^2$, $R = [(b_{y0})^2 + (b_{z0})^2]^{1/2}$, $\operatorname{tg}\psi_0 = b_{y0}/b_{z0}$.

Сейчас обратимся к вопросу о распределении потенциала по поверхности ГУВ. При этом мы воспользуемся результатами работы [2]. Там получено выражение для потенциала без каких либо ограничений, кроме априорного задания формы фронта ГУВ:

$$\Phi = \Phi_0 R \sin(\psi + \psi_0) \operatorname{tg}(\varphi/2), \quad (17)$$

где $\Phi_0 = (-V_0 B_0/c)y_g$.

Позаимствуем из [9] еще одно важное соотношение – выражение плотности потока электромагнитной энергии через ток и потенциал:

$$S = j\Phi - (c/4\pi) \operatorname{rot} \nabla \Phi. \quad (18)$$

Отсюда видно, что плотность потока энергии состоит из двух частей – дивергентной и вихревой: $S = S_D + S_R$. Очевидно, что вихревая часть $S_R = -(c/4\pi) \operatorname{rot}(\nabla \Phi)$ не дает вклада в расходуемую мощность и

поэтому может не учитываться. Это легко проверить, взяв дивергенцию от обеих частей.:

$$\operatorname{div} S = \operatorname{div} S_D = -Ej. \quad (19)$$

$$S_{nD} = S_0 R^4 \operatorname{tg}(\varphi/2) \sin(\varphi/2) \sin^2(\psi + \psi_0) [1 - b_{x0}/R] \operatorname{tg}(\varphi/2) \times \cos(\psi + \psi_0), \quad (20)$$

где $S_0 = (-\sigma_0^4/M_A)(V_A B_0^2/4\pi)$, V_A – альфвеновская скорость, M_A – число Маха-Альфвена.

Исследование модели. Обсуждение результатов

Напомним, что направление нормальной компоненты тока и плотности потока энергии определяется относительно направления нормали. Положительным считается направление в сторону выпуклости. Проинтегрируем (20) по половине параболоида, т.е. от 0 до $-\pi$, пронормировав на π :

$$S^* = S_0 R^4 \sin(\varphi/2) \operatorname{tg}(\varphi/2) [1 \pm (4b_{x0}/3\pi R) \operatorname{tg}(\varphi/2) \times \sin^3\psi_0]. \quad (21)$$

Знак «+» относится к потоку энергии, втекающему с вечерней стороны, а «-» – к потоку энергии, втекающему с утренней стороны. При рассмотрении формулы (21) бросаются в глаза два важных обстоятельства. Во-первых, S^* практически не зависит от знака компонент ММП. В самом деле, S^y можно записать в виде явной функции ортов ММП:

$$S^* = S_0 \sin(\varphi/2) \operatorname{tg}(\varphi/2) [(b_{y0})^2 + (b_{z0})^2] \pm 4b_{x0} (b_{y0})^3 \operatorname{tg}(\varphi/2)/3\pi. \quad (22)$$

Нет и следов зависимости вырабатываемой мощности от знака B_z -компоненты ММП!

Второе, на что следует обратить внимание, – это зависимость потока энергии, втекающей через боковые стороны фронта ГУВ внутрь пространства, ограниченного этим фронтом, от знака b_{y0} . В зависимости от ориентации B_y -компоненты или, что то же самое, от направления ММП от Солнца или к Солнцу, поток энергии может быть больше то с утренней, то с вечерней стороны. Такая асимметрия действительно проявляется в наблюдениях и носит название эффекта Свальгарда-Мансурава.

Из первого заключения вытекает важное следствие, которое можно сформулировать так: МГД-генератор на фронте ГУВ выдает электрическую мощность вне зависимости от знака B_z -компоненты ММП. Этот эффект появляется лишь при взаимодействии потока электрической энергии, выработанной главным МГД-генератором, с магнитосферой [см. работы 1–7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пономарев Е.А., Седых П.А., Магер О.В., Урбанович В.Д. Условия возбуждения магнитосферной конвекции электрическим током, генерируемым в головной ударной волне // Электронный журнал «Исследовано в России». 2003. 90. С. 996–1012. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2003/090.pdf>.
2. Пономарев Е.А., Седых П.А., Магер О.В., Урбанович В.Д. Генерация электрического поля в магнитосфере Земли, обусловленная процессами в головной ударной волне // Сб. докладов III международной конференции «Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений». П-Камчатский: ИКИР ДВО РАН, 2004. Ч. II. С. 110–118.

3. Пономарев Е.А., Седых П.А., Мажер О.В. Модель магнитосферных возмущений // Сб. докладов VII Байкальской международной молодежной научной школы по фундаментальной физике. 2004. Иркутск. С. 20–204.
4. Седых П.А. Энергетические аспекты магнитосферных возмущений. Кандидатская диссертация. Иркутск, 2003. 102 с.
5. Ponomarev E.A., Urbanovich V.D., Nemtsova E.I. On the excitation mechanism of magnetospheric convection by the solar wind // Proc. 5th International Conference on Substorms. ESA SP-443. 2000. P. 553.
6. Ponomarev E.A., Sedykh P.A., Mager O.V., Urbanovich V.D. Conditions of excitation of magnetospheric convection by the electric current generated in the bow shock. LANL (Los Alamos National Laboratory) e-print archive. <http://arxiv.org/abs/physics/0306041>, 2003. P. 1–11.
7. Ponomarev E.A., Sedykh P.A. An alternative approach to explaining magnetospheric processes. LANL e-print archive. 2004. <http://arxiv.org/abs/physics/0407139>, 2004.
8. Whang Y.C. Slow shocks and their transition to fast shocks in the inner solar wind // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, N 5. P. 4349–4356.
9. Heikkila W.J. Interpretation of recent AMPTE data at the magnetopause // J. Geophys. Res. 1997. V. 102, A2. P. 2115–2124.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск