

## КИНЕТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ СЖИМАЕМОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ЗАСТОЙНОЙ ЗОНЕ ПЕРЕД МАГНИТОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

Кереселидзе З.А.

*Институт геофизики им. М.З.Нодиа, 0193, Тбилиси, Алексидзе, 1. [www.gqs.org.ge](http://www.gqs.org.ge)*

Наличие магнитного пограничного слоя, который отождествляется с магнитопаузой, является тем фактором, который во многом определяет крупномасштабную ламинарную картину обтекания магнитосферы в целом. Пограничный слой структурирует течение плазмы и дает возможность сделать такие допущения, которые позволяют пользоваться упрощенными уравнениями, справедливыми для отдельных сегментов переходной области. В магнитном пограничном слое также наиболее вероятно, по сравнению с другими частями переходной области, развитие тех кинетических неустойчивостей, которые способствуют возникновению эффекта аномальной электрической проводимости, т.е. увеличению магнитной вязкости солнечного ветра [1]. Одновременно, магнитопауза является защитным экраном магнитосферы, обеспечивающим относительную стабильность ее внутренних структур во время возмущений солнечного ветра и ММП.

В ламинарном приближении переходную область на дневной стороне магнитосферы можно разбить на три структуры: фокальную область, включающую окрестности критической точки (фокуса) магнитосферы, магнитный пограничный слой и периферийную часть, т.е. все остальное пространство переходной области, фланги которой примыкают к полярным каспам. Выделение фокальной области, как отдельной структуры переходной области, имеет газодинамическую основу в теории струй идеальной жидкости. В свое время, в таком приближении, С. Чаплыгиным было получено двумерное решение задачи обтекания плоской пластины конечного размера, на которой критическая точка, т.е. точка сингулярности уравнения движения среды, была заменена застойной зоной. Линейные размеры этого виртуального образования в постановке Чаплыгина являются неизвестными, зависящими от заранее требуемой точности аналитического решения, задаваемого при помощи некоторого свободного параметра, являющегося отношением гидродинамической скорости на границе застойной зоны к скорости течения на бесконечном удалении от пластины.

Построение аналитической модели магнитопаузы, которая будет полностью адекватной реальной картине обтекания магнитосферы из-за непреодолимых математических осложнений, вряд ли представляется возможным. Поэтому, приближенные аналитические решения для магнитного пограничного слоя, несмотря на допущения, сделанные с целью упрощения задачи, все же имеют физическую ценность, хотя бы потому, что позволяют моделировать динамические характеристики магнитопаузы, зависящие от параметров солнечного ветра и ММП. К решениям такого типа относятся, например, аналитические выражения для нестационарной толщины магнитопаузы и распределения магнитного поля в пограничном слое магнитосферы, полученные в рамках клиновидной модели методом последовательных приближений Швеца [2]. Однако, такие решения вряд ли полезны для сравнения с результатами численных экспериментов, популярных в последнее время. Например, в наиболее удачном, с точки зрения информативности результатов, в численном эксперименте [3], в котором использованы данные измерений, проведенных в переходной области, для сравнения с теорией используется известная кинематическая модель Паркера.

В этой модели компоненты скорости идеальной несжимаемой среды линейно зависят от координат [4]. Она также достаточно удобна и для магнитовязкой плазмы. Однако, модель Паркера всегда приводит к сингулярному в критической точке решению уравнения вмороженности магнитного поля. Это уравнение является справедливым только для сжимаемой среды, хотя в [5] получено его частное решение в случае осесимметричного течения, при допущении постоянства плотности из-за слабой сжимаемости плазмы. Математически логичная форма данного решения может показаться случайной, т.к. несжимаемость исключает возможность растяжения силовых линий ММП в случае идеальной электрической проводимости солнечного ветра. Вероятно из-за этого результаты этой работы не подверглись достаточно глубокому анализу. Однако, даже в рамках модели Паркера достаточно просто можно учесть эффект сжимаемости и тем самым получить решение для течения с произвольной структурой. Кроме того, на примере другой кинематической модели будет показано, что в случае осесимметричного обтекания структура течения в фокальной области магнитосферы не зависит от фактора сжимаемости и топологически подобна той структуре, которую дает модель Паркера.

Рассмотрим стационарное уравнение для идеально проводящей плазмы (уравнение вмороженности) для однокомпонентного магнитного поля. Используется прямоугольная система координат с центром в критической точке магнитосферы. Однокомпонентное магнитное поле, аппроксимирующее геомагнитное поле на границе дневной стороны магнитосферы, направлено вдоль оси  $Z$  и зависит только от вертикальной координаты  $X$ , отсчитываемой в сторону Солнца

$$H_z \frac{\partial V_z}{\partial Z} - V_x \frac{\partial H_z}{\partial X} - H_z \operatorname{div} \vec{V} = 0 \quad (1)$$

Поле скоростей плазмы солнечного ветра вблизи критической точки магнитосферы (фокальная область) задается трехмерной моделью Паркера, модифицированной на случай сжимаемости

$$V_x = -K_1 X, \quad V_y = K_2 Y, \quad V_z = K_3 Z \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \vec{V} = -K_1 + K_2 + K_3 = -\theta \quad (3)$$

где  $K_1, K_2, K_3$ , и  $\theta$  – постоянные.

При помощи (2) и (3) можно получить решение уравнения (1)

$$H_z = H_{0z} \left( \frac{X}{d} \right)^{\frac{K_3 - K_1}{K_1}} \quad (4)$$

где  $H_{0z}$  – характерная величина магнитного поля на некотором расстоянии  $d$  от границы магнитосферы. Очевидно, что максимум этого параметра равен толщине переходной области, минимумом же можно считать априори заданную толщину магнитопаузы. Однако, последний вариант следует считать физически недостаточно корректным и пригодным лишь для грубых количественных оценок. Исходя из сути магнитного пограничного слоя очевидно, что применительно к магнитопаузе в уравнение (1) необходимо добавить диссипативный член, появляющийся в магнито-вязкой среде.

В отличие от [5], анализ решения (4) будем проводить совместно с выражением для плотности плазмы. Для этого следует воспользоваться уравнением, являющимся следствием уравнения неразрывности в сжимаемой среде

$$K_1 X \frac{d}{dx} \ln \rho = \theta, \quad (5)$$

решением которого является

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{x}{d} \right)^{\frac{\theta}{K_1}}, \quad (6)$$

где  $\rho_0$  - плотность плазмы при  $x = d$ .

Рассмотрим следствия, вытекающие из выражения (6). В случае, если  $\theta > 0$  (сток), то при  $x \rightarrow 0, \rho \rightarrow 0$ , т.е. плотность плазмы вблизи критической точки уменьшается. Это согласуется с численным экспериментом, в котором на границе магнитосферы возник слой разрежения плазмы. В критической точке, к которой стекает плазма,  $H_z \rightarrow \infty$ . Если же здесь располагается источник ( $\theta < 0$ ), что является физически маловероятным, то  $H_z \rightarrow 0, \rho \rightarrow \infty$ . В этом случае, из-за расхождения силовых линий вмороженного магнитного поля, ограничивающих центральную магнитную силовую трубку, включающую критическую точку, неизбежным является нарушение инварианта уравнения вмороженности магнитного поля:  $\frac{H}{\Delta l \rho} = const$  ( $\Delta l$  - изменение поперечного размера магнитной трубки).

Формально, сохранение данного инварианта означает самосогласованность магнитного поля и плотности плазмы вблизи критической точки. Очевидно, что самосогласованность должна тем более существовать в магнитовязкой плазме. В первую очередь, это справедливо для области магнитного пограничного слоя, в котором поперечные изменения магнитного поля из-за стабилизирующего влияния магнитной вязкости должны сглаживаться. Такое предположение является очевидным следствием конечной электрической проводимости солнечного ветра вблизи границы магнитосферы. Поэтому, в этой области следует пользоваться не уравнением вмороженности, но полным уравнением индукции магнитного поля

$$\text{rot}[\vec{V} \vec{H}] = -\nu_m \Delta \vec{H}, \quad (7)$$

где  $\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma$  - магнитная вязкость,  $\sigma$  - электрическая проводимость,  $c$  - скорость света.

Для решения уравнения (7) в работе [6] была использована модель скоростей, которая в неявном виде отображает эффект обычной вязкости [7], которая, в некоторой степени, эквивалентна магнитной вязкости

$$V_x = -K_1 X^2, \quad V_y = K_2 XY, \quad V_z = K_3 XZ \quad (8)$$

В этом случае условие  $\text{div} \vec{v} = (-2K_1 + K_2 + K_3)X$ , формально означающее сжимаемость среды, при  $X \rightarrow 0$  будет выполняться и в несжимаемой среде. Для произвольного  $X$  к такому же результату приводит случай осесимметричного обтекания ( $K_1 = K_2 = K_3$ ) т.е. для осесимметричного течения, независимо от модели скоростей, топологическая картина течения сохранит подобие в случае несжимаемой среды. В таком частном случае, согласно модели (3),  $\frac{1}{2} K_1 = K_2 = K_3$ . Однако, для модели (8), как это было показано в [6], т.н.

динамические условия возможности движения накладывают определенные ограничения на структуру течения, которое из-за диссипативного эффекта может иметь лишь осесимметричный характер.

В дальнейшем удобно воспользоваться безразмерными величинами, переход к которым можно произвести при помощи замен:  $\eta = (K / \nu_m)^{1/2} X$ ,  $H_z(X) \rightarrow H(\eta)$ ,  $K_1 = K_2 = K_3 = K$ , после чего уравнение (8) примет вид

$$\frac{d^2H}{d\eta^2} + \eta^2 \frac{dH}{d\eta} + \eta H = 0 \quad (9)$$

Оба граничных условия для данного безразмерного уравнения удобно задать на границе магнитосферы (нижняя граница магнитопаузы)

$$H(0) = H_{0z} = const, \quad \left. \frac{\partial H}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = \left( \frac{K v_m^2}{c^3} \right)^{-1/3} E_{0y} \quad (10)$$

где  $H_{0z}$  - характеристическая величина магнитного поля на границе магнитосферы. Второе условие (10) вытекает из комбинации уравнения Максвелла для плотности электрического тока с законом Омма и предполагает, что поверхность магнитосферы отождествлена с бесконечной токовой плоскостью (аналог DCF-тока), на которой интенсивность электрического поля  $E_{0y}$  является заданной.

Решение уравнения (9), удовлетворяющее граничным условиям (10), дается в т.н. функциях Куммера (гипергеометрические функции)

$$H = \exp^{-\eta/3} \left[ \left( c^3 / K v_m^2 \right)^{1/3} E_{0y} \eta {}_1F_1 \left( \frac{2}{3}, \frac{4}{3}, \frac{\eta^3}{3} \right) + H_{0z} {}_1F_1 \left( \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, \frac{\eta^3}{3} \right) \right] \quad (11)$$

Очевидно, что выражение (11) является конечным всюду в области ее определения, т.е. на всей магнитопаузе, включая область критической точки. Отметим, что для модели Паркера (2), которая использовалась для сравнительного анализа результатов теоретического моделирования и численного эксперимента, характер функциональной зависимости, определенный выражением (11), не меняется [3]. Это означает, что модели (2) и (8) дают одинаковую конфигурацию тех линий тока плазмы, которые аппроксимируют фокальную область (застойную зону) перед магнитосферой. Очевидно, что вне диффузионной области ( $v_m = 0$ ), где картина крупномасштабного течения плазмы определяется градиентом газодинамического давления в переходной области, а также силой Ампера, действие которой приводит к асимметрии течения, сохранение топологического сходства является необязательным. Эффект этой силы очевиден в численном эксперименте [3], но на магнитопаузе он может нивелироваться силой вязкости, возникающей вблизи границы магнитосферы. Эта сила неявно присутствует в модели (8), в отличие от модели (2), и отображается в различии размерностей численных постоянных  $K$ , входящих в эти модели. В результате, можно считать, что в переходной области плазма является идеально проводящей вплоть до верхней границы магнитопаузы и, при этом, силовые линии замороженного в солнечный ветер ММП коллинеарны силовым линиям геомагнитного поля. В таком случае представляется естественным сшивание решений (4) и (11) на верхней границе магнитопаузы, после чего расходимость, т.е.  $H \rightarrow \infty$ , при  $x \rightarrow 0$ , будет устранена. Кроме прочего, это означает, что теоретическая возможность генерации вблизи границы магнитосферы слоя с повышенным магнитным давлением (магнитный барьер), допускаемая решением (4), будет практически нереальной. Отметим, что в численном эксперименте не возник ни только магнитный барьер, но не проявился также и эффект магнитного динамо, допускаемый условием замороженности ММП в солнечный ветер.

Действительно ли фокальная область магнитосферы для солнечного ветра является дозвуковой? Насколько это согласуется с предположением, что данная область пространства перед магнитосферой может быть наиболее вероятным местом генерации кинетических неустойчивостей, вызывающих развитие эффекта аномального сопротивления вблизи границы магнитосферы? Для ответа на эти вопросы может оказаться полезным аппроксимация фокальной области застойной зоной, а также модельное выражение для плотности (6). Очевидно, что в фокальной области солнечный ветер может подвергаться

сильной сжимаемости, т.е. здесь скорость звука может существенно уменьшаться, по сравнению с другими частями переходной области. Но в застойной зоне также должна уменьшаться и гидродинамическая скорость, что позволяет считать характер течения вблизи критической точки магнитосферы дозвуковым. Для ответа на второй вопрос воспользуемся допущением о малости тепловой скорости протонов солнечного ветра по сравнению с электронной скоростью. Кроме того, примем во внимание, что все же происходит направленное движение плазмы к критической точке магнитосферы, но с очень маленькими скоростями, предельное значение которых определяется заранее задаваемой точностью приближения застойной зоны. При этом, существует ММП, силовые линии которого параллельны (либо антипараллельны) граничным силовым линиям геомагнитного поля. Т.к., согласно (6), должен существовать градиент плотности плазмы в перпендикулярном к магнитному полю направлении, будет происходить также и электромагнитный дрейф электронов. Следовательно, возникнет электрическое поле на поверхности магнитосферы, вызывающее обратное движение электронов в перпендикулярном по отношению к градиенту плотности и магнитному полю направлении. Таким образом, если допустить выполнение физически вполне оправданного для солнечного ветра неравенства

$$(T_i / M)^{\frac{1}{2}} \ll \omega / K_y \ll (T_e / m)^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

где  $T_i$ ,  $T_e$  - температура протонов и электронов,  $M$ ,  $m$  - их масса будут выполняться все условия, необходимые для генерации дрейфовых волн. Для фазовой скорости этих волн существует следующее выражение [8]

$$V_d = -\frac{cT_e}{eH_z} \frac{d \ln \rho}{dx}, \quad (13)$$

где, наряду с уже определенными величинами,  $e$  - элементарный заряд.

Если воспользоваться выражением (6), из формулы (13) будем иметь

$$V_d = -\frac{\partial T_e}{eH_z X K_1} \quad (14)$$

Эта величина, т.е. относительная скорость движения между компонентами плазмы, является одной из параметров, определяющих критерии возбуждения плазменных неустойчивостей, в том числе ионно-звуковой и ионно-циклотронной. Именно через эти неустойчивости является наиболее вероятным развитие эффекта аномального сопротивления в плазме, которому содействует также температурная анизотропия между протонной и электронной компонентами [9]

$$v_m = 10^{-2} c^2 (\omega_{pe})^{-1} (mT_e / MT_p)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{V_d}{C_s} \right), \quad (15)$$

где  $\omega_{pe}$  - плазменная электронная частота,  $C_s$  - скорость звука.

Из (14) можно определить характерный диапазон изменения величины скорости электромагнитного дрейфа в фокальной области. Для этого, наряду с характерной величиной электронной температуры, магнитного поля и параметра  $\frac{\theta}{K_1}$ , также необходимо знать пределы изменения координаты  $X$ , меняющейся от параметра  $d$  до толщины магнитопаузы. Характер изменения плотности определяет также и интервал изменения волнового числа  $k_y$ .

Следовательно, во избежание бесконечного возрастания дрейфовой скорости  $V_d = \frac{\omega}{k_y}$ , т.е.

частоты электромагнитных волн  $\omega$ , можно оговориться, что плотность плазмы меняется лишь до границы магнитного пограничного слоя, характерная толщина которого (при характерной величине магнитной вязкости  $\nu_m = 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ )  $\delta \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см}$ .

Верхний предел изменения плотности определяет параметр  $d$ , который можно отождествить с высотой застойной зоны. Максимальная величина последней, соответствующей наиболее грубому приближению, равна толщине переходной области в ее центральной части [2]. Вместе с требованием повышения точности высота застойной зоны будет уменьшаться. Например, если считать, что на границе застойной зоны гидродинамическая скорость течения должна быть равна  $V_1 = 0,01V_0$ , где  $V_0$  характерная скорость солнечного ветра до взаимодействия с магнитосферой, то высота застойной зоны будет более чем на порядок превосходить толщину магнитопаузы [11]. Численную оценку величины скорости дрейфа в случае осесимметричного течения при достаточно сильной сжимаемости, когда параметр  $\frac{\theta}{K_1} = \frac{1}{2}$ , проведем именно с такой точностью, которой соответствует  $d = [6 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^7] \text{ см}$ . Воспользуемся также следующими характерными величинами электронной температуры и интенсивности ММП:  $T_e = 5 \cdot 10^5 \text{ К}^0$ ,  $H_z = 10^{-4} \text{ Гс}$  [2]. В результате получим интервал значений  $V_d = [4 \cdot 10^4 - 12 \cdot 10^5] \text{ см с}^{-1}$ . Таким образом, фазовая скорость дрейфовых волн в застойной зоне меняется в достаточно широком интервале значений и может превосходить гидродинамическую скорость на границе застойной зоны  $V_1 = 4 \cdot 10^5 \text{ см с}^{-1}$ .

### Литература

1. Липеровский В.А., Пудовкин М.И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. Москва, Наука. 1983. 180 с.
2. З.А. Кереселидзе. МГД эффекты конечной электрической проводимости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. ТГУ. 1986. 122 с.
3. J.C. Dorelli, M. Hesse, M.M. Kuznetsova, L. Rastatter. A new look at driven magnetic reconnection at the terrestrial subsolar magnetopause. Journal of Geophysical Reserch. 2004. Vol. 109. A12216, doi:10.1029/2004JA010458/
4. Parker E.N. Comments on the reconnection rate of magnetic fields. J. Plasma Phys.1973. Vol..9. Part1. PP..49-63.
5. Пудовкин М.И. Формирование и характеристики магнитного барьера перед дневной магнитопаузой. Геомагнетизм и аэронаомия. 1987. Т.276, №1. С.18-21.
6. Khantadze A.G., Kereselidze Z.A. The problem of the MHD flow near stagnation point of the current sheet. Proc. of the Varena-Abastumani Int. school on "PLASMA ASTROPHYSICS". Sukhumi. 1986. (ESA SP-251-ISSN 0379-6566). PP.151-154.
7. Sonnerup B.U.O., Priest E.R. Resistive MHD stagnation-point flows at a current sheet. J. Plasma Phys. 1975. Vol.14. Part 2. PP.283-294.
8. Смирнов Б.М. Физика слабо-ионизированного газа. Москва, Наука. 1985. 423 с.
9. Sagdeev R.Z. The 1976 Openheimer lecture: Critical problems in plasma astrophysics; I. Turbulence and nonlinear waves. Rev. of Modern Phys.1976. Vol.51. PP.1-9.
10. Aburjania G.D., Kereselidze Z.A., Khantadze A.G., M.S. Chkhitunidze. Large-scale LF electromagnetic waves in the Earth's magnetosheath. Geomagnetizm and Aeronomy. 2007. Vol. 47. №5. PP. 584-590.

# მზის ქარის კუმშვადობის კინეტიკური ეფექტი დედამიწის მაგნიტოსფეროს წინამდებარე სტაგნაციის ზონაში

კერესელიძე ზ.

რეზიუმე

სიმქარეთა ველის პარკერის კინემატიკური მოდელის მოდიფიკაციის გამოყენებით, მიღებულია მაგნიტური ველის ინდუქციის განტოლების ანალიზური ამონახსნი კუმშვადი მზის ქარის იდეალური და სასრული ელექტრული გამტარებლობის შემთხვევაში. ნაჩვენებია, რომ ღერძულად სიმეტრიული ლამინარული დინების შემთხვევაში კუმშვადობის ეფექტი გავლენას არ ახდენს მდგარი ზონის კონფიგურაციაზე. მოდელის ფარგლებში შეფასებულია მზის ქარის პლაზმაში კინეტიკური არამდგრადობების განვითარების შესაძლებლობა მაგნიტოსფეროს წინამდებარე სტაგნაციის ზონაში ელექტრომაგნიტური დრეივის სიმქარის სიდიდის კრიტიკულ მნიშვნელობამდე გაზრდის გამო.

## КИНЕТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ СЖИМАЕМОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ЗАСТОЙНОЙ ЗОНЕ ПЕРЕД МАГНИТОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

Кереселидзе З.А.

Реферат

При помощи модификации кинематической модели Паркера получено аналитическое решение уравнения магнитной индукции в случаях идеальной и конечной электрической проводимости сжимаемого солнечного ветра. Показано, что в случае осесимметричного ламинарного течения эффект сжимаемости не влияет на конфигурацию застойной зоны. В рамках модели проведена оценка развития кинетических неустойчивостей в плазме солнечного ветра, из-за возрастания скорости электромагнитного дрейфа до критической величины в застойной зоне перед магнитосферой.

## KINETIC EFFECT OF THE SOLAR WIND COMPRESSIBILITY IN STAGNATION ZONE IN FRONT OF THE EARTH MAGNETOSPHERE

Kereselidze Z.

Abstract

Using a modification of the velocity field kinematic model by Parker, an analytical solution to the magnetic field induction equation has been received for the cases of ideal and finite electric conductivity of the compressive solar wind. It has been revealed that in case of axially symmetric laminar stream the compressibility effect does not influence the configuration of stagnation zone. A possibility of development of kinetic instabilities in the solar wind plasma has been estimated under the model framework due to a critical increase of electromagnetic drift velocity value in the front stagnation zone of the magnetosphere.