

УДК 523.4

## ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЕРЕХОДНОМ СЛОЕ ПРИ МАЛЫХ ОТКЛОНЕНИЯХ НАПРАВЛЕНИЯ ММП ОТ ВЕКТОРА СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

© 2013 г. А. В. Мезенцев

Сибирский Федеральный Университет, г. Красноярск

e-mail 2412298@rambler.ru

Поступила в редакцию 13.04.2011 г.

После доработки 16.05.2012 г.

На основе метода малых возмущений проанализировано поведение магнитного поля в переходном слое, когда межпланетное магнитное поле (ММП) почти коллинеарно скорости солнечного ветра. Магнитные возмущения рассматриваются на фоне стационарного МГД обтекания магнитосферы солнечным ветром в условиях строгой коллинеарности магнитного поля и скорости. Показано, что угол между векторами магнитного поля и скорости значительно возрастает в относительно тонком слое вблизи магнитопаузы. Определены профили коэффициента возрастания угла для различных расстояний от подсолнечной точки. Получена оценка толщины слоя, в котором угол достигает значений порядка единицы и более. Учет такого слоя важен при анализе устойчивости магнитопаузы относительно волн Кельвина–Гельмгольца.

DOI: 10.7868/S0016794013020119

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В изучении взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли задача обтекания играет важную роль. Этому вопросу посвящено множество работ. Так в работах [Spreiter and Summers, 1966; Spreiter and Alksne, 1966; Spreiter and Stahara, 1980] предложена магнитогазодинамическая модель обтекания солнечным ветром магнитосферы с замороженным магнитным полем. В результате расчетов было получено распределение кинематических параметров, магнитного поля в переходной области (магнитослое) и определено положение головной ударной волны.

Дальнейшее развитие данная модель получила в работах [Zwan and Wolf, 1976; Erkaev, 1988], где магнитопауза являлась тангенциальным разрывом. При наличии в солнечном ветре поперечной к скорости компоненты магнитного поля вблизи магнитопаузы образуются пограничные слои, где течение резко меняет свой характер – вместо точки торможения возникает застойная линия. Магнитное поле в этой области возрастает, а плотность плазмы солнечного ветра падает.

Особый интерес представляет случай, когда межпланетное магнитное поле (ММП) почти коллинеарно скорости солнечного ветра или составляет с ней малый угол. В работе [Farrugia et al., 2010] приводятся данные, полученные со спутника ACE 21–25 октября 2001 года, по которым угол между векторами магнитного поля и скорости в солнечном ветре составлял примерно 15°. В этот

период с дневной стороны магнитопаузы наблюдались пульсации высокоскоростных потоков плазмы солнечного ветра, со скоростью  $V \approx 600$  км/с в направлении Солнца. Для интерпретации полученных экспериментальных данных авторы работы [Farrugia et al., 2010] использовали магнитогазодинамическую модель обтекания Spreiter and Rizzi [Spreiter and Rizzi, 1974] в случае строгой коллинеарности магнитного поля и скорости. Согласно этой модели, магнитное поле в переходной области пропорционально скорости:

$$\mathbf{B} = \frac{B_\infty}{\rho_\infty \cdot V_\infty} \rho \cdot \mathbf{V},$$

где  $\rho$ ,  $V$  – плотность и скорость

плазмы в переходной области, а  $\rho_\infty$ ,  $V_\infty$ ,  $B_\infty$  – плотность, скорость и магнитное поле в солнечном ветре. На основе модели Spreiter and Rizzi и метода малых возмущений, были получены аналитические формулы для компонент магнитного поля вблизи магнитопаузы. Сравнение результата расчета с данными спутника ACE дало хорошее согласие. Авторы [Farrugia et al., 2010] выдвинули предположение о том, что причиной существования высокоскоростных потоков плазмы вблизи магнитопаузы может являться неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. При этом очень важную роль в развитии неустойчивости, играет угол между векторами скорости и магнитного поля на границе разрыва. В данной работе, на основе метода малых возмущений, проанализировано поведение магнитного поля в переходном слое, когда межпланетное магнитное поле (ММП) почти коллинеарно скорости солнечного ветра.

2. МОДЕЛЬ ОБТЕКАНИЯ МАГНИТОСФЕРЫ, КОГДА ММП ПОЧТИ КОЛЛИНЕАРНО СКОРОСТИ

В данной работе исследуется изменение угла между векторами скорости и магнитного поля в переходной области вблизи магнитопаузы. В качестве модельной задачи рассмотрим обтекание солнечным ветром магнитосферы, когда ММП почти коллинеарно скорости солнечного ветра. Граница магнитосферы (магнитопауза) аппроксимируется уравнением, полученным на основе обработки спутниковых измерений [Chao et al., 1999]:

$$R = R_0 \left( \frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha, \quad (1)$$

где  $R, \theta$  – сферические координаты,  $R_0$  – расстояние от Земли до подсолнечной точки, показатель  $\alpha$  зависит от ориентации (ММП). В случае коллинеарности ММП и скорости солнечного ветра этот параметр принимает значение  $\alpha = 0.6$ .

Головная ударная волна определяется также по эмпирической формуле [Chao et al., 1999]:

$$R = R_0^* \left( \frac{1 + \varepsilon}{1 + \varepsilon \cos \theta} \right)^{\alpha^*}, \quad (2)$$

где  $R_0^* = 1.3R_0, \varepsilon = 1.029, \alpha^* = 0.7$ .

На рисунке 1 приведена схема обтекания солнечным ветром магнитосферы Земли рассматриваемой модели. Штриховыми линиями отмечены разрезы, вдоль которых представлены изменения угла между векторами магнитного поля и скорости в переходном слое.

На основе метода малых возмущений в работе [Farrugia et al., 2010] были получены формулы для компонент магнитного поля вблизи магнитопаузы на фоне стационарного МГД обтекания магнитосферы солнечным ветром, в условиях строгой коллинеарности магнитного поля и скорости:

$$\begin{aligned} B_l &= -[B_{z\infty} \cos(\varphi) + B_{y\infty} \sin(\varphi)] \times \\ &\times \left( \frac{2\tilde{\rho} \cdot \tilde{V}_l}{\tilde{r} \cdot \tilde{\mu}} \right)^{1/2} \frac{1}{a_0} - B_{x\infty} \tilde{\rho} \cdot \tilde{V}_l \\ B_\varphi &= [-B_{z\infty} \sin(\varphi) + B_{y\infty} \cos(\varphi)] \cdot \left( \frac{\tilde{r} \cdot \tilde{\rho}}{2\tilde{V}_l \cdot \tilde{\mu}} \right)^{1/2} \\ B_\mu &= -[B_{z\infty} \cos(\varphi) + B_{y\infty} \sin(\varphi)] \times \\ &\times \left( \frac{2\tilde{\rho} \cdot \tilde{\mu}}{\tilde{V}_l \cdot \tilde{r}} \right)^{1/2} \frac{a_0 - a}{a_0} - B_{x\infty} \tilde{\rho} \cdot \tilde{V}_\mu. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $B_l$  – компонента магнитного поля вдоль образующей обтекаемой поверхности,  $B_\varphi$  – азимутальная компонента,  $B_\mu$  – нормальная компонента;  $B_{z\infty}, B_{y\infty}, B_{x\infty}$  – компоненты ММП. Знак тильда соответствует нормированию переменных на па-

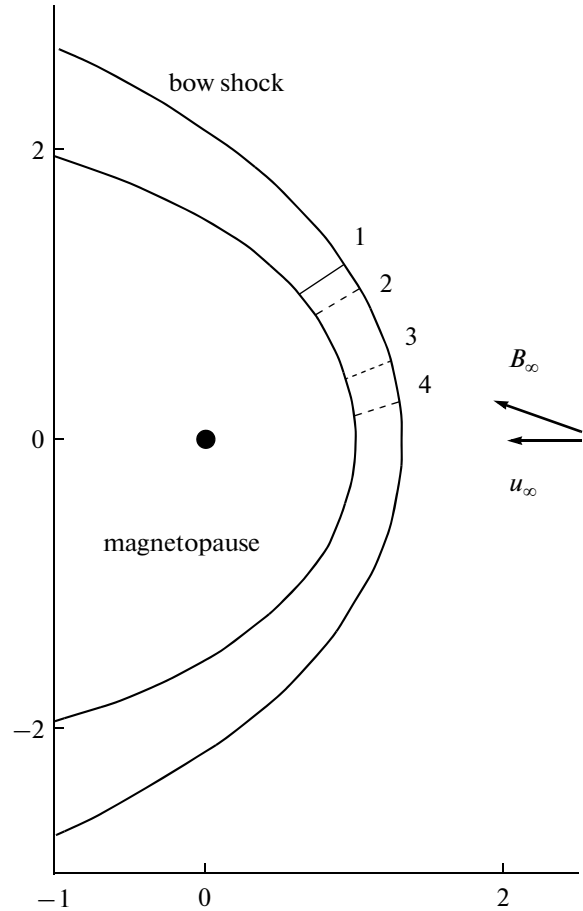


Рис. 1. Схема обтекания солнечным ветром магнитосферы Земли. Штриховыми линиями отмечены разрезы, вдоль которых представлены изменения угла между векторами магнитного поля и скорости в переходном слое.

аметры солнечного ветра:  $\tilde{\rho} = \rho/\rho_\infty$  – плотность,  $\tilde{V}_l = V_l/V_\infty$  – скорость вдоль образующей поверхности обтекания,  $\tilde{V}_\mu = -a \cdot \tilde{\mu}$  – скорость вдоль нормали к обтекаемой поверхности,  $\tilde{P} = P/\rho_\infty V_\infty^2$  – газовое давление плазмы,  $\tilde{r} = r/R_0$  – цилиндрический радиус,  $\tilde{\mu} = \mu/R_0$  – нормаль к обтекаемой поверхности,  $\varphi$  – азимутальный угол. Коэффициент  $a$  вычисляется через газодинамические параметры:  $a = \frac{1}{\tilde{\rho} \cdot \tilde{r}} \cdot \frac{\partial}{\partial l} [\tilde{\rho} \cdot \tilde{r} \cdot \tilde{V}_l]$ , и его значение в подсолнечной точке равно:  $a_0 = 2\sqrt{2P^*/\rho_0}$ . Здесь  $P^* =$

$$= \frac{1}{\gamma \cdot M_S^2} \left[ \frac{(\gamma + 1)^{\gamma+1} \cdot \left( \frac{M_S^2}{2} \right)^\gamma}{2\gamma \cdot M_S^2 - \gamma + 1} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} - \text{газовое давление в}$$

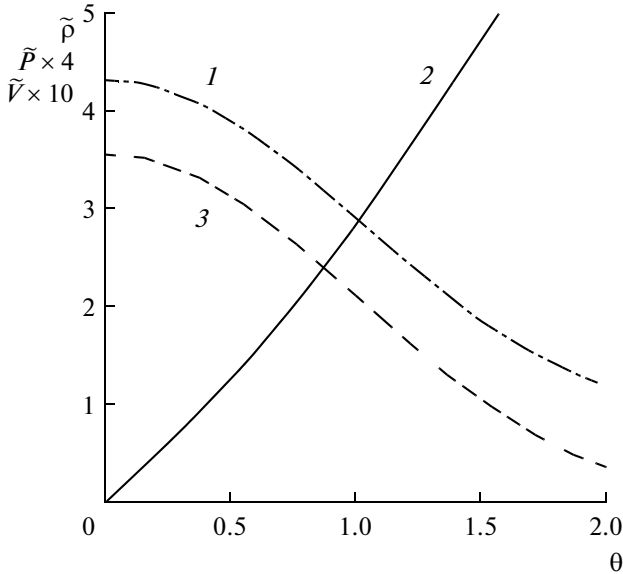


Рис. 2. Зависимость плотности  $\tilde{\rho}$  (1), скорости  $\tilde{V}$  (2), газового давления  $\tilde{P}$  (3) от угла  $\theta$ .

подсолнечной точке;  $\rho_0 = \frac{2\gamma P^* M_S^2}{(\gamma-1) \cdot M_S^2 + 2}$  — плотность в подсолнечной точке;  $M_S$  — число Маха;  $M_A$  — число Маха-Альвена,  $\gamma$  — показатель адиабаты ( $\gamma = 5/3$ ) [Petrinec and Russell, 1997].

Для определения скорости и плотности воспользуемся уравнениями Бернулли и адиабаты:  $\frac{V_l^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{P}{\rho} = \frac{V_\infty^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{P_\infty}{\rho_\infty}$ ,  $\tilde{P} = A \cdot \tilde{\rho}^\gamma$ , где  $A = \text{const} \frac{P^*}{\rho_0^\gamma}$ . Используя формулу Ньютона для полного давления [Petrinec and Russell, 1997]:  $\tilde{\Pi} = (P^* - \tilde{P}_\infty) \cdot \cos^2\psi + \tilde{P}_\infty \cdot \sin^2\psi$ , где  $\tilde{P}_\infty = \frac{1}{\gamma \cdot M_S^2}$ , получим выражение газового давления плазмы:  $\tilde{P} = \tilde{\Pi} - \frac{\tilde{\rho} \cdot \tilde{V}_l^2}{2M_A^2}$ . Здесь  $\psi$  — угол между нормалью к обтекаемой поверхности и вектором скорости в переходной области,  $\cos^2(\psi) = [\alpha \cdot \sin^2\theta + \cos\theta \cdot (1 + \cos\theta)]^2 / (\alpha^2 \cdot \sin^2\theta + (1 + \cos\theta)^2)$ .

Подставим выражение для газового давления в уравнение Бернулли и вычислим скорость плазмы вдоль образующей поверхности:

$$\tilde{V}_l = \left[ \frac{1 + \frac{2}{(\gamma-1) \cdot M_S^2} - \frac{2\gamma \cdot \tilde{\Pi}}{(\gamma-1) \cdot \tilde{\rho}}}{1 - \frac{\tilde{\rho} \cdot \gamma}{(\gamma-1) \cdot M_A^2}} \right]^{1/2}.$$

Из уравнения адиабаты, с учетом выражения для газового давления, получим уравнение для вычисления плотности:

$$A(\gamma-1)\tilde{\rho}^\gamma - \frac{A \cdot \gamma \cdot \tilde{\rho}^{\gamma+1}}{M_A^2} + \left[ \frac{(\gamma-1) \cdot M_S^2 + 2}{2M_S^2 \cdot M_A^2} \right] \cdot \tilde{\rho}^2 = \tilde{\Pi} \cdot (\gamma-1).$$

На рисунке 2 показаны изменения плотности, скорости и газового давления, как функции угла  $\theta$  сферической системы координат.

Вблизи магнитопаузы компоненты магнитного поля  $\tilde{B}_l$ ,  $\tilde{B}_\phi$  возрастают, как  $\approx 1/\sqrt{\mu}$ . Эту сингулярность можно устранить, учитывая эффект Холла. Согласно уравнениям Холловской МГД, электроны заморожены в плазму солнечного ветра. Выразим скорость электронов через плотность тока и скорость протонов:  $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_p - \frac{\mathbf{j}}{e \cdot n}$ . Подставим полученное выражение в уравнения Ома:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi \cdot e \cdot n} \text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} [\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}]. \quad (4)$$

Обезразмерим уравнение (4) на параметры солнечного ветра:

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{\lambda}{\tilde{\rho}} \tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{B}} \times \tilde{\mathbf{B}} - \tilde{\mathbf{V}}_p \times \tilde{\mathbf{B}}. \quad (5)$$

Здесь  $\lambda = \frac{\delta_p}{M_A \cdot R_0}$ , где  $\delta_p = \frac{c}{\omega_{p_i}}$  — инерционная длина протона;  $\omega_{p_i}$  — плазменная частота протона;  $\tilde{\mathbf{V}}_p = \mathbf{V}_p / V_\infty$ ,  $\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B} / B_\infty$ .

В уравнении (5)  $\frac{\lambda}{\tilde{\rho}} \tilde{\nabla} \times \tilde{\mathbf{B}} \times \tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{E}_h$  — холловская поправка к конвективному электрическому полю. Сопоставляя ее со вторым членом уравнения (5)  $\tilde{\mathbf{V}}_p \times \tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{E}_v$ , определим толщину слоя, на границе которого холловское поле сравнимо с конвективным полем. Толщина холловского слоя равна  $\Delta_h = \kappa_1 \cdot M_A^{-2/5}$  в подсолнечной точке, где коэффициент  $\kappa_1 = 0.144$  при  $M_S = 10$ . Из баланса газового и магнитного давлений можем оценить толщину магнитного барьера, которая в подсолнечной точке будет равна  $\Delta_m = \kappa_2 \cdot M_A^{-2}$ , где  $\kappa_2 = 6.64$  при  $M_S = 10$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рисунке 3 показаны изменения толщины магнитного барьера  $\Delta_m$  и толщины холловского слоя  $\Delta_h$  в зависимости от числа Маха-Альвена

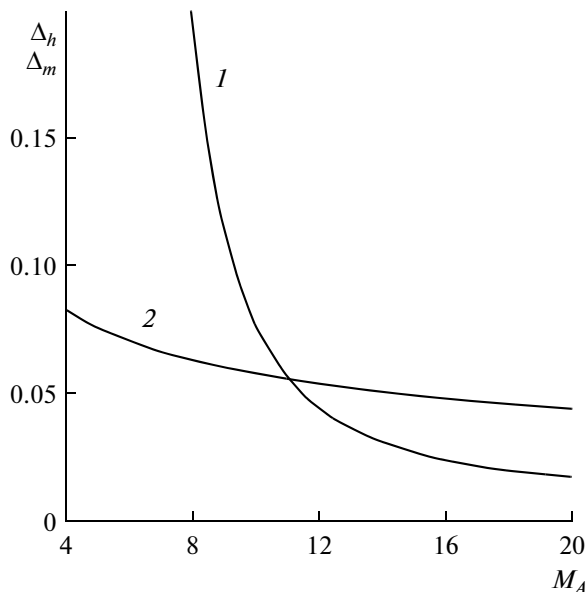


Рис. 3. Зависимость толщины магнитного барьера  $\Delta_m$ (1) и толщины холловского слоя  $\Delta_h$ (2) от числа Маха–Альвена.

$M_A$ . Толщина магнитного барьера становится больше толщины холловского слоя при  $M_A \leq 12$ .

На рисунке 4 показаны отношения холловского и конвективного полей  $E_h/E_v$  вдоль нормальных разрезов, согласно схеме обтекания (рис. 1). Как видно из рисунков, толщина холловского слоя  $\Delta_h \approx 0.04R_0$ .

На рисунке 5 показаны изменения угла  $\Omega$  между векторами магнитного поля и скорости вдоль нормальных разрезов. Видно, что угол значительно возрастает вблизи обтекаемой поверхности в плоскости  $\varphi = \pi/2$  и достигает своего максимального значения  $\Omega_m = 80^\circ$ . В плоскости симметрии угол между векторами магнитного поля и скорости на границе холловского слоя  $\Omega = 18^\circ$  (рис. 5а), при  $\varphi = \pi/4$  угол  $\Omega = 52^\circ$  (рис. 5б).

Такое нелинейное изменение угла  $\Omega$  между векторами скорости и магнитного поля может существенно повлиять на характер развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на границе магнитосферы. (Расчеты приведены для числа Маха–Альвена  $M_A = 8$ , числа Маха  $M_S = 10$ ,  $n_\infty = 5$ , угол между векторами ММП и скорости солнечного ветра равен  $15^\circ$ ).

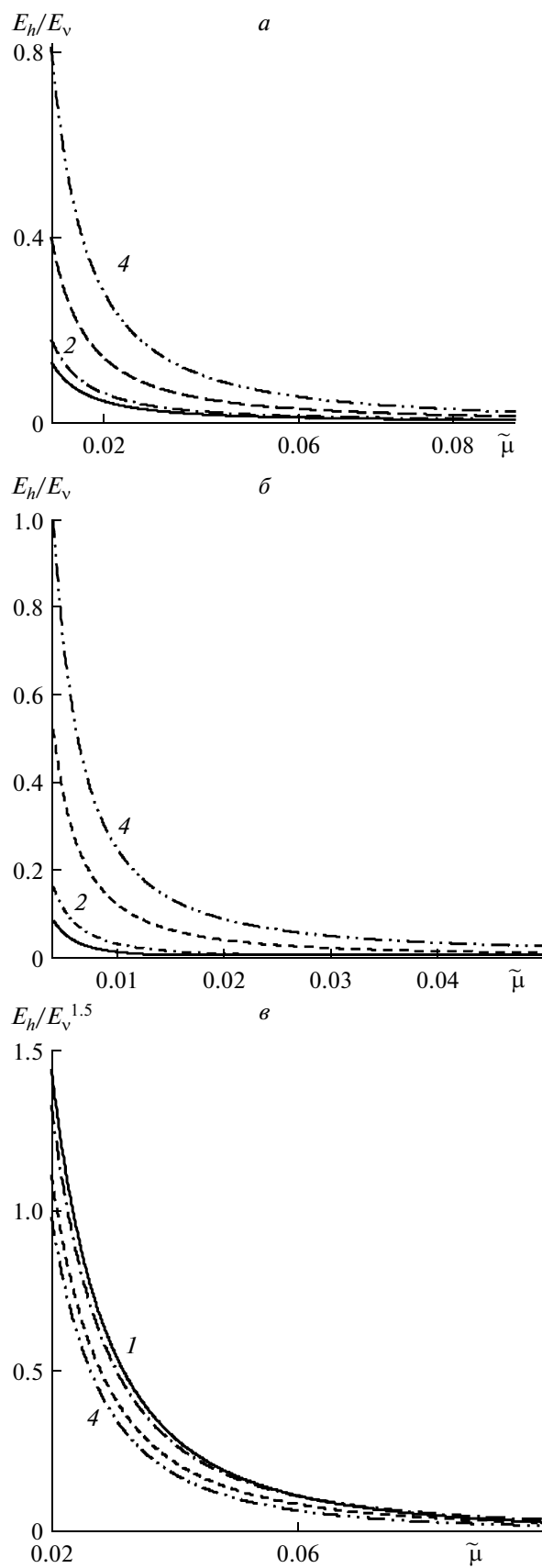


Рис. 4. Отношение холловского и конвективных полей  $E_h/E_v$  вдоль нормальных разрезов, согласно схеме обтекания (рис. 1): а –  $\varphi = \pi/2$ ; б –  $\varphi = \pi/4$ ; в –  $\varphi = 0$ .

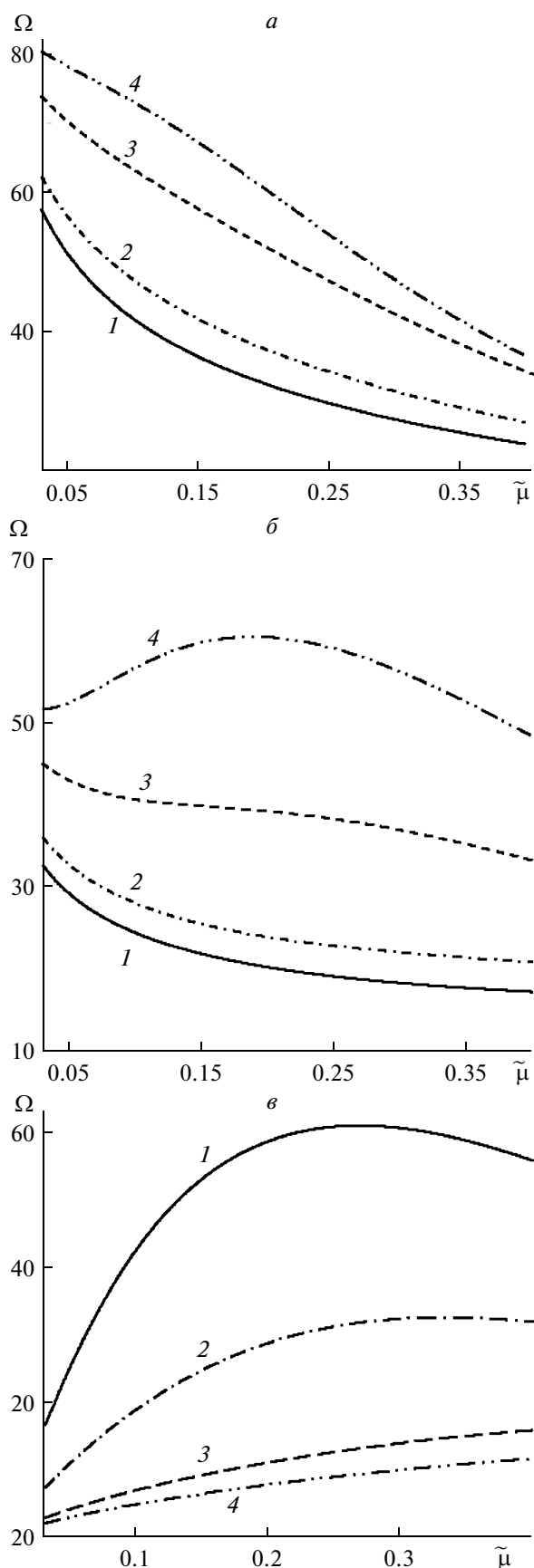


Рис. 5. Изменение угла  $\Omega$  между векторами магнитного поля и скорости вдоль нормальных разрезов, согласно схемы обтекания (рис. 1): а —  $\varphi = \pi/2$ ; б —  $\varphi = \pi/4$ ; в —  $\varphi = 0$ .

#### 4. ВЫВОДЫ

Выполненные расчеты показали, что в случае, когда ММП в солнечном ветре почти коллинеарно скорости, угол  $\Omega$  между векторами скорости и магнитного поля существенно возрастает в тонком слое вблизи магнитопаузы. Толщина этого слоя больше толщины холловского слоя при  $M_A \leq 12$ . Угол  $\Omega$  достигает максимального значения в плоскости  $\varphi = \pi/2$ . Это связано с искривлением и натяжением силовой линии ММП на магнитопаузе. Возрастание угла между ММП и вектором скорости, в случае развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, приводит к увеличению инкремента нарастания неустойчивости, т. е. является благоприятным фактором для развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца.

Необходимо отметить, что наблюдения на спутниках ИНТЕРБОЛ, WIND и GEOTAIL [Россоленко и др., 2008; Северев и др., 2002] подтвердили полученные ранее результаты о существовании сильных флуктуаций параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое при сравнительно стабильных параметрах солнечного ветра. При этом было показано, что значительная часть вариаций плазмы и магнитного поля в магнитослое не является усилением вариаций межпланетной среды, а генерируется внутри магнитослоя или на его границе. Сопоставление измеренных значений вдоль траектории спутника ИНТЕРБОЛ-1 в магнитослое с МГД расчетами [Dobrova et al., 2005], продемонстрировало качественное согласие — спад потока ионов и рост магнитного поля в направлении от ударной волны к магнитопаузе. Таким образом, квазистационарная МГД модель может претендовать на описание усредненных характеристик плазмы и магнитного поля между ударной волной и магнитопаузой, на фоне которых развиваются различные неустойчивости. Поэтому полученные в данной работе результаты можно использовать для изучения поведения усредненных характеристик плазмы и магнитного поля на границе магнитосферы.

Автор благодарен Н.В. Еркаеву за плодотворное обсуждение результатов работы, а также В.Г. Карпук — за подготовку статьи к публикации. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 09-05-91000.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Еркаев Н.В. Результаты исследования МГД обтекания магнитосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 38. № 4. С. 529–541. 1988.

- *Россоленко С.С., Антонова Е.Е., Ермолаев Ю.И., Веригин М.И., Кирпичев И.П., Бородкова Н.Л.* Турбулентные флуктуации параметров плазмы и магнитного поля в магнитослое и формирование низкоширотного погранслоя: многоспутниковые наблюдения 2 марта 1996 г. // *Космич. исслед.* Т. 46. № 5. С. 387–397. 2008.
- *Шеврев Н.Н., Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немецек З., Гайош М., Ричардсон Дж. Д.* Большие и быстрые изменения параметров в магнитослое: 3. Амплитуды и поперечные профили низкочастотных и высокочастотных вариаций плазмы и магнитного поля // *Космич. исслед.* Т. 40. № 4. С. 361–373. 2002.
- *Chao J.K., Lin C.-H., Yang Y.-H.* A model for the size and shape of the Earth's bow shock, EOS, Transaction // AGU 1999 Fall Meeting. V. 80. № 46. P.897–907. 1999.
- *Dobrev P.S., Kartalev M.D., Shevyrev N.N., Zastenker G.N.* Comparison of new magnetosphere-magnetosheath model with Interball-1 magnetosheath plasma measurements // *Planet. Space Sci.* V. 53. P. 117–125. 2005.
- *Farrugia C.J., Erkaev N.V., Torbert R.B., Biernat H.K., Gratton F.T., Szabo A., Kucharek H., Matsui H., Lin R.P., Ogilvie K.W., Lepping R.P., Smith C.W.* Magnetosheath for almost-aligned solar wind magnetic field and flow vector: Wind observations across the dawnside magnetosheath at  $X = -12 R_E$  // *J. Geophys. Res.* V. 115. № A08227. P. 18–32. 2010.
- *Petrinec S.M., Russell C.T.* Hydrodynamic and MHD equations across the bow shock and along the surfaces of planetary obstacles // *Space Sci. Rev.* V. 79. P. 757–791. 1997.
- *Spreiter J.R., Summers A.L., Alksne A.Y.* // Hydromagnetic flow around the magnetosphere // *Planet. Space Sci.* V. 14. P. 223–253. 1966.
- *Spreiter J.R., Alksne A.Y.* Plasma flow around the magnetosphere // *Rev. Geophys.* V. 7. P. 11–50. 1969.
- *Spreiter J.R., Stahara S.* A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interaction // *J. Geophys. Res.* V. 85. P. 6769–6777. 1980.
- *Spreiter J.R., Rizzi A.W.* Aligned magneto hydrodynamic solution for solar wind flow past the Earth's magnetosphere // *Acta Astronaut.* V. 1. P.15–35. 1974.
- *Zwan B.J., Wolf R.A.* Depletion of the solar wind plasma near a planetary boundary // *J. Geophys. Res.* V. 81. P. 1636–1648. 1976.