

МГД–модель двойного токового слоя в солнечном ветре

Кислов Р.А.*

¹Институт космических исследований РАН, Россия, 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная 84/32.²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Россия, 108840, г. Москва, Троицк, Калужское шоссе 4
(Статья поступила 30.09.2020; Подписана в печать 01.12.2020)

Построена аналитическая МГД–модель осесимметричного стационарного токового слоя в солнечном ветре. Токовый слой ограничен магнитными сепаратрисами, разделяющими открытые и замкнутые линии магнитного поля. По границам токового слоя протекают мощные сепаратрисные токи. Плотность тока в них оказывается больше, чем вблизи нейтральной поверхности токового слоя. Модель может быть применима для описания гелиосферного плазменного слоя, либо части расположенной вблизи него токовой системы.

PACS: 96.60.Vg, 52.30.Cv, 95.30.Qd, 94.30.Kq

УДК: 523.62-337

Ключевые слова: солнечный ветер, магнитная гидродинамика, токовый слой.

ВВЕДЕНИЕ

Солнечный ветер возникает вследствие гидростатической неустойчивости плазмы в солнечной короне [1]. Целый ряд процессов, таких как микровспышки, магнитное пересоединение вблизи нейтральных линий магнитного поля и разогрев альфвеновскими волнами приводят к значительному увеличению температуры в короне по сравнению с фотосферой [2]. Горячая плазма при расширении в магнитном, электрическом и гравитационных полях Солнца достигает сверхзвуковых скоростей. Типичная величина скорости солнечного ветра на орбите Земли составляет 300–400 км/с [3], причём основная зона, где происходит ускорение солнечного ветра, расположена до 10–20 радиусов Солнца R_{\odot} [4]. Характерная температура основной холодной популяции ионов и электронов солнечного ветра лежит в интервале от 1–10 эВ на расстояниях от 1 до 10 а.е. [5], что соответствует скорости звука около 20–50 км/с. Вблизи Солнца в солнечной короне температура достигает 100 эВ, а звуковая скорость может приближаться к 200 км/с. По разным оценкам, на расстоянии от 2 до $45 R_{\odot}$ течение пересекает альфвеновскую поверхность, на которой скорость солнечного ветра достигает величины альфвеновской скорости $v_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$, где B — величина индукции магнитного поля, ρ — плотность плазмы [6, 7]. Например, на расстоянии $20 R_{\odot}$ $B \approx 5 \times 10^{-3}$ Гс, $n \approx 5 \times 10^3$ см⁻³, тогда $v_A \approx 200$ км/с, что близко к величине скорости солнечного ветра на данном расстоянии по модели Паркера [4]. Считается, что после пересечения альфвеновской поверхности магнитное поле Солнца вытягивается радиально направленными потоками солнечного ветра, а те неоднородности в магнитном поле, которые не распались до альфвеновской поверхности, распространяются дальше в гелиосферу на большие расстояния, в том числе до орбиты Земли

(1 а.е. = $215 R_{\odot}$). В частности, на этом основан выбор граничных условий в моделях с поверхностью источника (PFSS–модели, см. подробнее [8]), которые часто используются для восстановления магнитного поля в короне и за её пределами на основе данных по магнитному полю в фотосфере.

Межпланетное магнитное поле (ММП), которое вытягивается от Солнца замагниченными потоками солнечного ветра и усиливается локально протекающими в гелиосфере токами, в минимуме солнечной активности имеет дипольную структуру. Т.е. имеется две зоны с противоположной полярностью ММП, разделённые гелиосферным токовым слоем [4]. В максимуме солнечной активности ММП может быть более сложным, т.к. на Солнце увеличивается вклад недипольных гармоник в общее магнитное поле [9, 10].

Во многих моделях солнечного ветра ГТС рассматривается как тонкий пограничный слой, внутренняя структура которого не важна. В реальности ГТС имеет сложное многомасштабное строение. При детальном рассмотрении разделяют так называемый гелиосферный плазменный слой (ГПС), внутри которого находится тонкий ГТС. Характерная толщина ГТС — 10^4 км, толщина ГПС — более 10^6 км, т.е. больше на 2–3 порядка [11]. В ГТС выше, чем в ГПС, плотность тока [12], но полный ток через ГПС без ГТС больше, чем через ГТС из-за разницы в размерах.

Моделированию ГПС посвящено не так много работ. Условно, можно рассматривать как ГПС толстые МГД–слои, которые учитываются в начальных условиях глобальных численных моделей гелиосферы [13]. Есть работы, в которых рассматриваются динамические эффекты и ускорение частиц внутри ГПС [14], но их нельзя считать самосогласованными моделями. Иными словами, такими, в которых учитывается взаимное влияние ММП и параметров солнечного ветра. Одна из первых самосогласованных моделей ГПС была опубликована в 2015 г. [5]. В ней ГПС был рассмотрен как толстый осесимметричный дискообразный токовый слой, ограниченный сепаратрисами, которые разделяют открытые линии магнитного поля и замкну-

*E-mail: kr-rk@bk.ru

тые. Поясним, что замкнутые линии магнитного поля — те, которые пересекают нейтральную поверхность ГТС или другого токового слоя, открытые — такие, которые потенциально способны дотянуться до границ гелиосферы. На сепаратрисах в модели [5] возникают мощные сепаратрисные токовые слои, и меняется полярность ММП. В рамках модели изменение полярности было получено за счёт введения в граничные условия области смены полярности магнитного поля Солнца вблизи границы корональной дыры. Вдали от корональной дыры магнитное поле Солнца считалось близким к дипольному. В центре ГПС в модели [5] расположено тонкий ГТС, внутренняя структура которого не учитывалась. В итоге ГПС рассматривался как система трёх далеко разнесённых тонких дискообразных токовых слоёв с замкнутыми линиями магнитного поля вблизи ГТС.

По наблюдениям [15] система ГТС–ГПС устроена ещё сложнее, чем в модели [5]. ГПС представляет собой своеобразный «бутерброд» из токовых слоёв, общее число которых может быть очень велико. Часть токовых слоёв может быть связана с плазмоидами и с другими локальными структурами, другая часть может существовать в широком диапазоне гелиоцентрических расстояний и быть связанной с особенностями строения нейтральной линии магнитного поля на Солнце и/или пояса стримеров. Сепаратрисные токовые слои на краях «бутерброда» обычно наиболее ярко выражены. При этом выделить ГТС из множества внутренних токовых слоёв может быть сложно. Модель [5] можно рассматривать либо как упрощённое описание ГПС в целом, без учёта множества внутренних токовых слоёв, либо как внутреннюю часть системы, состоящую большого числа токовых слоёв.

В настоящей работе предложена модификация модели [5], в которой более точно, чем ранее, учитывается зависимость от магнитного потока скорости солнечного ветра и рассмотрен математически более сложный случай адиабатического течения плазмы, однако сделано предположение о том, что азимутальная компонента скорости плазмы равна нулю. В отличие от предыдущей модели, изучен один токовый слой с двумя однонаправленными максимумами плотности тока на краях. Данная конфигурация является необычной для токовых слоёв, поскольку более типична ситуация, когда в токовом слое имеется один максимум плотности тока вблизи нейтральной поверхности, но не на краях. В рамках новой модели ГПС может быть рассмотрен как единый крупномасштабный токовый слой со сложной структурой.

1. УРАВНЕНИЯ И ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

Воспользуемся приближением стационарной одножидкостной идеальной изотропной магнитной гидродинамики [16]. Будем работать в цилиндрической системе координат (r, φ, z) с началом в центре Солнца.

При задании функций магнитного потока использована сферическая система координат (R, θ, φ) , где θ — полярный угол. Все уравнения и решения записаны в инерциальной системе отсчёта. Исходные уравнения модели имеют вид:

$$P = nT, \tag{1}$$

$$\rho(\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \frac{1}{c} [\mathbf{j}, \mathbf{B}], \tag{2}$$

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{B}] = 0, \tag{3}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Psi, \tag{4}$$

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \tag{5}$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \tag{6}$$

$$\text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0. \tag{7}$$

Здесь (1) — уравнение состояния, связывающее давление P , концентрацию n и температуру T (измеряемую в энергетических единицах). Следующее, (2) — уравнение Эйлера для стационарного течения с учётом плотности силы Ампера, где $\rho = m_p n$ — плотность тока, m_p — масса протона. \mathbf{j} — плотность тока, \mathbf{B} — магнитное поле, \mathbf{v} — скорость плазмы. Далее (3) — уравнение в замороженности, в которое входит электрическое поле \mathbf{E} , которое, согласно (4), определяется градиентом электрического потенциала Ψ . (5) и (6) — уравнения Максвелла для магнитного поля, (7) — уравнение непрерывности.

При записи базовых уравнений (1–7) предполагалось, что модель описывает области гелиосферы достаточно далеко от Солнца, чтобы не учитывать гравитацию. Поскольку гравитация важна для корректного описания ускорения солнечного ветра, задача о процессе формирования и ускорения солнечного ветра выходит за рамки модели. Стационарное описание солнечного ветра подразумевает, что не учитываются высокоскоростные потоки и другие проявления солнечной активности. Также следует отметить, что характерная длина свободного пробега в солнечном ветре превышает 1 а.е. и на пространственных масштабах менее 1 а.е. его можно рассматривать как бесстолкновительную среду, не учитывать вязкость и, поэтому, применять уравнение (2).

Уравнения (1–7) следует дополнить предположением о законе переноса энергии. Пусть в солнечном ветре нет локальных источников нагрева. Тогда справедливо уравнение переноса энергии в форме

$$(\mathbf{v}, \nabla) \frac{P}{\rho^\gamma} = 0, \tag{8}$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты.

Как и в работе [5], будем описывать солнечный ветер как осесимметричное стационарное течение плазмы. Таким образом, полученные решения будут применимы в минимуме активности, когда система ГТС-ГПС слабо возмущена и приближённо может иметь дискообразную форму. Также модель может оставаться применима для сравнения с наблюдениями, усреднёнными за период обращения Солнца. Наконец, сделанное предположение не ограничивает сравнение с *in situ* измерениями, в области, где возмущения солнечного ветра несущественны. Далее будем применять метод магнитных потоков [16]. Введём магнитный поток Φ и поток массы F :

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (9)$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (10)$$

$$\rho v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\rho v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r}. \quad (12)$$

Определения (9–12) гарантируют в осесимметричной задаче выполнение уравнений (6, 7), т.е. магнитное поле и поле скорости являются вихревыми. С учётом предположения об осевой симметрии, из азимутальной проекции уравнения вмороженности (3) следует, что массовый и магнитный поток однозначно связаны (кроме областей, где все компоненты магнитного поля равны нулю):

$$F = F(\Phi). \quad (13)$$

Из (9–13) можно получить следствие — линии полоидальных составляющих магнитного поля и скорости параллельны: $\mathbf{v}_p \parallel \mathbf{B}_p$. Иными словами,

$$\rho \mathbf{v}_p = \alpha \mathbf{B}_p. \quad (14)$$

Здесь $\alpha(\Phi) = dF/d\Phi$ — массовая нагруженность линий магнитного поля. Из проекции уравнения вмороженности вдоль линий магнитного поля следует, что линии магнитного поля эквипотенциальны:

$$\Psi = \Psi(\Phi). \quad (15)$$

Наконец, из уравнения вмороженности (3) с помощью (9–15) можно получить связь между азимутальными компонентами скорости и магнитного поля:

$$v_\phi - \frac{\alpha}{\rho} B_\phi = \Omega r, \quad (16)$$

где

$$\Omega = c \frac{d\Psi}{d\Phi}. \quad (17)$$

Функция $\Omega(\Phi)$ имеет размерность угловой скорости и, если кроме вращения проводящей плазмы Солнца в магнитном поле и течений плазмы в солнечном ветре нет иных источников электрического поля, соответствует угловой скорости Солнца на данной потоковой поверхности Φ . Из азимутальной проекции уравнения плазменного равновесия (2) следует вторая связь между азимутальными компонентами скорости и ММП:

$$4\pi\alpha v_\phi - B_\phi = b(\Phi)/r. \quad (18)$$

Функция $b(\Phi)$ пропорциональна плотности момента импульса на альфвеновской поверхности. Из проекции уравнения баланса сил (2) вдоль линий магнитного поля можно получить интеграл Бернулли W с учётом магнитного поля:

$$W(\Phi) = h + \frac{v^2}{2} - \frac{\Omega B_\phi r}{4\pi\alpha}, \quad (19)$$

где h — массовая плотность энтальпии. Решением (8) является

$$P = K(\Phi)n^\gamma. \quad (20)$$

Здесь $K(\Phi)$ — известная из граничных условий константа интегрирования уравнения (8) вдоль направления полоидального магнитного поля. Тогда выражение для массовой плотности энтальпии примет вид (учитывается, что $(\mathbf{B}, \nabla)K(\Phi) = 0$):

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} K(\Phi)n^{\gamma-1}. \quad (21)$$

Подчёркнём на данном этапе, что уравнения (9–18) из специфических предположений требуют только осевой симметрии. Уравнение (19) при наличии в модели гравитации будет содержать прибавку в виде гравитационного потенциала, что нам не потребуется. Таким образом, только (19) неприменимо вблизи Солнца. Для (20, 21) важно предположение об адиабатическом течении вещества. Для получения оставшихся уравнений сделаем дополнительные предположения:

1. Токовый слой является тонким, т.е. пространственные масштабы по z много меньше, чем по r (дискообразный токовый слой).
2. $v_\varphi = 0$. Известно [17], что линейная скорость вращения плазмы вокруг оси Солнца много меньше, чем радиальная компонента скорости солнечного ветра.

Также, при получении конечных уравнений учтены, как и в работе [5], характерные значения параметров ММП и солнечного ветра на орбите Земли. На их основе можно оценить величину различных слагаемых

в покомпонентной записи баланса сил (2) и отбросить малые. Типичные значения для 1 а.е. следующие: $B = 2$ нТл, температура 10 эВ, концентрация 5 см^{-3} , величина скорости солнечного ветра 400 км/с.

Поскольку $v_\phi = 0$, из (18) можно получить, что

$$B_\phi = -\frac{b(\Phi)}{r}. \quad (22)$$

Решение (22) при $\Phi = \text{const}$ (вдоль линий ММП) качественно согласуется с имеющимися наблюдениями [18, 19]. Из (16, 22) следует что

$$\rho = \frac{\alpha b}{\Omega r^2}. \quad (23)$$

Решение (23) согласуется с известным из наблюдений законом спада плотности с гелиоцентрическим расстоянием [20]

Из радиальной проекции уравнения плазменного равновесия (2) при сделанных предположениях можно записать выражение вида $\partial/\partial z(\dots) = 0$, после интегрирования которого получить баланс давлений:

$$8\pi P + B_r^2 + B_\phi^2 = 8\pi P_0(r), \quad (24)$$

где $P_0(r)$ — сумма теплового и магнитного (без учёта B_z) давлений при некотором фиксированном z . Функция $P_0(r)$ — константа интегрирования по z , которая в модели считается заранее известной (см. следующий раздел). Из (24) следует, что

$$B_r = \pm \sqrt{8\pi (P_0(r) - P) - b^2/r^2}, \quad (25)$$

где выбор \pm зависит от полярности той полусферы, в которой находится рассматриваемая точка. P может быть легко выражено из (20) и (23):

$$P = K \left(\frac{\alpha b}{m_p \Omega r^2} \right)^\gamma. \quad (26)$$

Из (25) и (26) можно заметить, что в модели $B_r \sim r^{-5/3}$, что хорошо согласуется с наблюдениями [18, 19]. (Стоит заметить, что $P_0(r)$ должно иметь зависимость от r , которая не противоречит (23), поэтому $P_0(r)$ не влияет на вывод.) Выражение для азимутальной компоненты плотности тока, согласно (5, 25) имеет вид в переменных (r, Φ)

$$j_\phi = -\frac{r}{2} \frac{\partial}{\partial \Phi} \left(8\pi (P_0(r) - P) - \frac{b^2}{r^2} \right). \quad (27)$$

Итак, получены основные решения: (13, 15, 19, 22, 23, 25, 26, 27). Чтобы найти все компоненты скорости и магнитного поля, а также термодинамические величины, нужно задать все независимые функции магнитного потока α , Ω , b , K и функцию $P_0(r)$. Таким образом, получено решение в переменных (r, Φ) . С помощью (9, 25) можно сделать обратную замену переменных и найти в неявном виде магнитный поток как функцию координат:

$$z(r, \Phi) = z_0(r) - \frac{1}{r} \int_{\Phi_0(r)}^{\Phi} \frac{df}{\sqrt{8\pi (P_0(r) - P(r, f)) - b(f)^2/r^2}}, \quad (28)$$

где $z_0(r)$ — форма поверхности, на которой задана зависимость от r магнитного потока $\Phi_0(r)$ («концы» замкнутых линий ММП). В данной модели выбрано $z_0(r) = 0$. Функция $\Phi_0(r)$ должна быть задана наряду с α , Ω , b , K и $P_0(r)$.

2. ВЫБОР ФУНКЦИЙ МАГНИТНОГО ПОТОКА

Чтобы вычислить функции магнитного потока, опишем условия на граничной сфере радиусом $20R_\odot$. Укажем их в безразмерной форме.

Пусть единица длины $r_0 = 1$ а.е., единица скорости $v_0 = 400$ км/с $= \omega_0 \times (1 \text{ а.е.})$, где $\omega_0 \approx 2.7 \times 10^{-6}$ рад/с — угловая скорость Солнца на средних широтах (дифференциальное вращение не учитываем). Тогда единица магнитного потока $\phi_1 = 2 \times 10^{21}$ Мкс, температура $T_0 = 1000$ эВ, концентрация $n_0 = B_0^2/T_0 = 0.06 \text{ см}^{-3}$. Тогда единицы измерений для функций потока окажутся равны: $b_0 = 1.4 \times 10^8$ СГС для b , $W_0 = 1.6 \times 10^{15}$ СГС для W , $\alpha_0 = 2.4 \times 10^{-13}$ СГС для α , что соответствует $F_0 = 5 \times 10^8$ г/с для потока массы. Отметим, что это единицы измерения, но не характерные значения на орбите Земли. Теперь введём параметры модели, которые определяют величины, заданные на граничной сфере так: $R_0 = 20R_\odot$ — радиус граничной сферы, $b_1 = b_0$, $\Phi_1 = 0.1\phi_1$, $n_1 = 10 \times (1 \text{ а.е.}/R - 0)^2 n_0$, $v_1 = v_0$, $T_1 = 0.1T_0$, $\delta = 0.25\phi_1$. Перечисленные параметры определяют характерные значения всех величин в решениях. Условия на граничной сфере заданы как функции полярного угла θ . При известной зависимости магнитного потока на границе $\Phi_b(\theta)$, выразить их через Φ не составит труда. Ниже приведён список заданных на R_0 функций:

$$\Phi_b = \frac{1AU \cdot \Phi_1}{R_0} \sin^2 \theta, \quad (29)$$

$$\Omega = \omega_0, \quad (30)$$

$$b = b_1 \sin \theta \cos \theta, \quad (31)$$

$$n_b = n_1 (1 - 0.2 \cos^2 \theta), \quad (32)$$

$$v_b = v_1 (0.75 + 0.5 \cos^2 \theta), \quad (33)$$

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{\phi_1}{n_0 v_0} \right) \frac{n_1 v_1}{d\Phi_b/d\theta}, \quad (34)$$

$$T_b = T_1, \quad (35)$$

$$K = \frac{T_1}{n_1^{\gamma-1}}, \quad (36)$$

$$W = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T_1}{m_p} + \frac{v_1^2}{2} + \frac{\Omega b}{4\pi\alpha}. \quad (37)$$

Проясним смысл (29)–(37). Условие (29) соответствует дипольному магнитному полю вблизи Солнца. Условие (30) подразумевает, что дифференциальное вращение Солнца и/или короны не учтено, (31) подразумевает, что на некоторой широте (здесь это 45°) азимутальное магнитное поле может менять знак (см. подробнее [5, 10]). Далее, (32), (33) позволяют учесть, что на низких широтах вблизи Солнца плотность плазмы больше, чем на высоких широтах, а скорость — наоборот, больше на высоких широтах, чем на низких. Выбор α в (34) не является свободным и продиктован видом (29), (31), (32). Условие (35) соответствует изотермической плазме вблизи Солнца по аналогии с ранними моделями солнечного ветра [21]. Величина функции K в (36) следует из (20), (32), (35). Последнее выражение (37) задаёт интеграл Бернулли при известных прочих условиях. Значения параметров выбраны так, чтобы заданные величины на границе не противоречили современным представлениям о Солнце и солнечном ветре [23].

Выражения (23), (24), (30), (31), (34) при известной зависимости $\Phi_0(r)$ задают функцию давления $P_0(r)$. Зададим $\Phi_0(r)$ так, чтобы в модели двойной токовый слой был отделён от области открытых линий магнитного поля сепаратрисами. Этого можно достичь, если задать на экваторе не равное нулю на бесконечности $\Phi_0(\infty) = \delta$. Тогда те линии магнитного поля, которые вышли из высоких гелиоширот, никогда в области моделирования не пересекут экватор. Без учёта добавки δ будем считать, что магнитный поток через нейтральную поверхность определяется слабым B_z магнитного диполя Солнца. Тогда

$$\Phi_0(r) = \delta + \Phi_1 \frac{1 \text{ a.e.}}{r}. \quad (38)$$

Итак, определены все необходимые для получения решений функции.

3. ДВОЙНОЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ

В этом разделе показаны зависимости от z основных характеристик внутри токового слоя и форма линий магнитного поля. Силовые линии изображены на рис. 1. Различными цветами выделены замкнутые магнитные силовые линии. Их форма типична для токовых слоёв с нормальной компонентой магнитного поля. Чёрным отмечены силовые линии, расположенные выше сепаратрисы. Можно заметить, что они медленно

удаляются от экватора ($z = 0$) при увеличении гелиоцентрического расстояния. Из рис. 1 видно, что линии магнитного поля сильно вытянуты вдоль нейтральной поверхности, расположенной на экваторе. На 1 а.е. расстояние между расходящимися линиями ММП равно 0.05 а.е., так что толщина токового слоя оказывается менее $10R_\odot$. Также можно заметить, что вблизи сепаратрисы может меняться полярность B_z , хотя по построению, в модели основная компонента ММП B_r , кроме как на экваторе, знак нигде не меняет.

На рис. 2 показаны зависимости от z основной компоненты ММП — B_r (красный график), и азимутальная компонента плотности тока (синий график). B_r в модели имеет необычное свойство — кривые в зависимости $B_r(z)$ вогнуты вниз (рис. 2, красный), в то время, как для токовых слоёв типично противоположное направление выпуклости. Объясним данный эффект. Из-за наличия сепаратрисы, которая соответствует близкому к оси полярному углу выхода с границы линии магнитного поля

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{R_0 \delta}{1 \text{ a.e.} \cdot \Phi_1}}, \quad (39)$$

при данных параметрах равному $\theta_0 \approx 9^\circ$, линии магнитного поля с большинства широт достигают экватора. При этом на расстояниях порядка 1 а.е. экватор пересекают линии магнитного поля, выходящие с границы не ближе $15\text{--}20^\circ$ к полюсу. Поскольку сепаратриса расположена на конечном расстоянии от экватора, то линии ММП, имеющие основания на границе в интервале от 9° до 15° от полюса, находятся вблизи орбиты далеко от экватора и концентрируются вблизи сепаратрисы. Как следствие, возникает большой градиент магнитного поля и вблизи сепаратрис происходит быстрый рост плотности тока. Последний заметен из рис. 2, синего графика. Увеличение плотности тока на сепаратрисах столь велико, что типичный для токовых слоёв максимум плотности тока вблизи нейтральной поверхности исчезает за счёт прибавки к плотности тока на краях. При этом, как видно из рис. 3 (красный), концентрация остаётся максимальной вблизи нейтральной линии, т.к. из-за баланса давлений (24) плазма удерживается магнитным полем внутри области, где магнитное поле меньше, чем на краях. Изображённая на рис. 3 (синий) скорость солнечного ветра минимальна вблизи оси вращения, т.к. ММП не достаточно велико, чтобы исказить существенно профиль скорости, заданный вблизи граничной сферы (см. (33)).

Подчёркнём, что хотя в модели два максимума плотности тока, полярность основной компоненты ММП B_r меняется только при пересечении экватора. Поскольку токовые слои определяются как пограничные слои между областями пространства с различной полярностью ММП [22], можно утверждать, что получено плазменное равновесие, которое описывает единый токовый слой с двумя максимумами плотности тока.

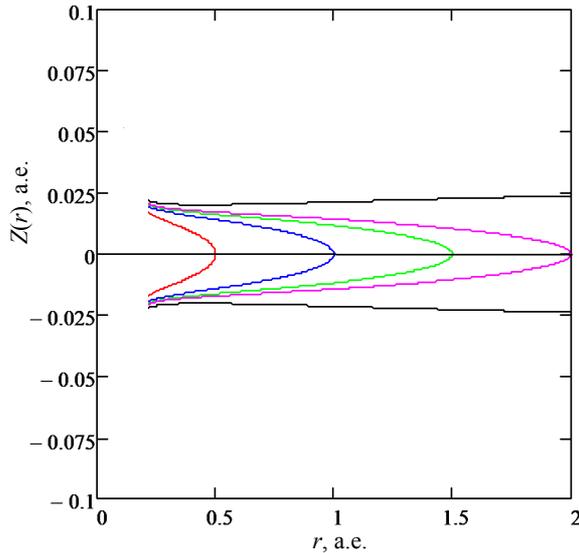


Рис. 1: Линии магнитного поля в модели, меридиональное сечение. Чёрным цветом показана линия магнитного поля, расположенная над сепаратрисой

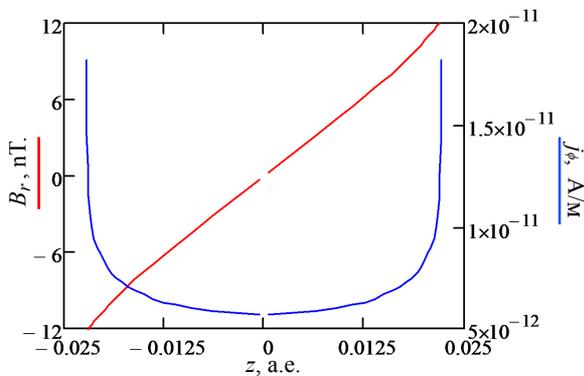


Рис. 2: Зависимости от z радиальной компоненты магнитного поля (красный график, левая ось) и азимутальной компоненты плотности тока (синий график, правая ось). Решения показаны внутри токовой структуры под сепаратрисами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена стационарная МГД-модель осесимметричного двойного дискообразного токового слоя в солнечном ветре, ограниченного сепаратрисами и имеющего одну нейтральную поверхность в центре. Получены следующие результаты:

1. Модифицирована модель [5]. Теперь учитывается

сохранение интеграла Бернулли (19) вдоль линий магнитного поля и есть возможность рассматривать не только изотермическое течение плазмы,

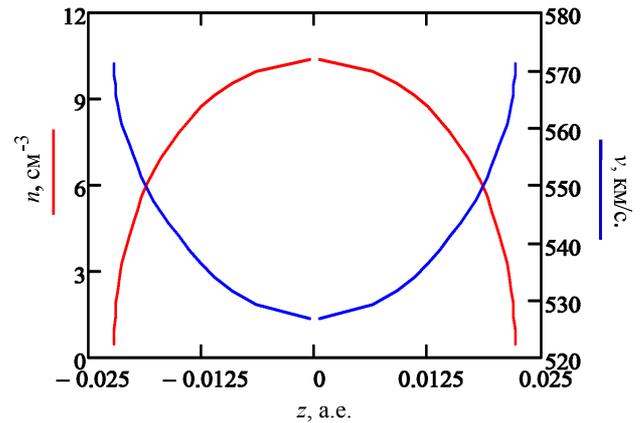


Рис. 3: Зависимости от z концентрации плазмы (красный график, левая ось) и модуля скорости солнечного ветра (синий график, правая ось). Решения показаны внутри токовой структуры под сепаратрисами

но и течения, характеризующиеся другими показателями полнотропы.

2. Зависимости от гелиоцентрического расстояния плотности плазмы (23), азимутальной (22) и радиальной (25) компонент магнитного поля согласуются с наблюдениями.
3. Показано, что в ограниченном сепаратрисами токовом слое максимумы плотности тока могут быть расположены на краях токового слоя, а не вблизи нейтральной поверхности.
4. Предложена магнитная и плазменная конфигурация гелиосферного плазменного слоя (ГПС), альтернативные тем, что описаны в работе [5]. Пригодность той или иной модели для изучения ГПС может зависеть от условий вблизи Солнца и в гелиосфере.

В дальнейшем полученные плазменные равновесия должны быть исследованы на устойчивость. В рамках новой модели возможно описание влияния неоднородностей в температуре плазмы вблизи Солнца на структуру ГПС. За счёт более точного учёта зависимости скорости солнечного ветра от магнитного потока и координат возможно подробное изучение эффектов неоднородности радиально направленного потока массы и их связей с неоднородностями внутри ГПС.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-02-00957.

- [1] Всехсвятский С. К., Никольский Г. М., Пономарёв Е. А., Чередищиченко В. И. // *Астрономический журнал*. 1955. **22**. P. 165.
- [2] Fleishman G. D., Gary D. E., Chen B., Kuroda N., Yu S., Nita G. M. // *Science*. 2020. **367**. N 6475. P. 278.
- [3] Хабарова О. В., Обридко В. Н., Кислов Р. А., Малова Х. В., Бемпорад А., Зелёный Л. М., Кузнецов В. Д., Харшиладзе А. Ф. // *Физика плазмы*. 2018. **44**. N 9. P. 752.
- [4] Parker E. N. // *The Astrophysical Journal*. 1958. **128**. P. 664.
- [5] Kislov R. A., Khabarova O. V., Malova H. V. // *Journal of Geophysical Research*. 2015. **120**. N 10. P. 8210.
- [6] Levine R. H., Schultz M., Frazier E. N. // *Solar Physics*. 1982. **77**. P. 363.
- [7] Fahr H.-J., Fichtner H. // *Space Science Reviews*. 1991. **58**. P. 193.
- [8] Cohen O. // *Solar Physics*. 2015. **290**. P. 2245.
- [9] Kislov R. A., Khabarova O. V., Malova H. V. // *The Astrophysical Journal*. 2019. **875**. N 1.
- [10] Maiewski E. V., Kislov R. A., Khabarova O. V., Malova H. V., Popov V. Yu., Petrukovich A. A., Zelenyi L. M. // *The Astrophysical Journal*. 2020. **892**. N 1.
- [11] Winterhalter D., Smith E. J., Burton M. E., Murphy N., McComas D. J. // *J. of Geophys. Res.* 1994. **99**. P. 6667.
- [12] Malova H. V., Popov V. Yu., Grigorenko E. E., Petrukovich A. A., Delcourt D., Sharma A. S., Khabarova O. V., Zelenyi L. M. // *The Astrophysical Journal*. 2017. **834**. N 1.
- [13] Usmanov A. V. // *Solar Physics*. 1993. **146**. N 2. P. 377.
- [14] Zank G. P., le Roux J. A., Webb G. M., Dosch A., Khabarova O. V. // *The Astrophysical Journal*. 2014. **797**. N 1.
- [15] Малова Х. В., Попов В. Ю., Хабарова О. В., Григоренко Е. Е., Петрукович А. А., Зелёный Л. М. // *Космические исследования*. 2018. **56**. N 6.
- [16] Морозов А. И., Соловьёв Л. С. // *Стационарные течения плазмы в магнитном поле*. В кн. *Вопросы теории Плазмы*. под ред. М. А. Леонтовича. Т. 8. М.: Атомиздат, 1974.
- [17] Pizzo V., Schwenn R., Marsch E., Rosenbauer H., Mühlhäuser K.-H., Neubauer F. M. // *The Astrophysical Journal*. 1983. **271**. P. 333.
- [18] Khabarova O. V., Obriadko V. N. // *The Astrophysical Journal*. 2012. **761**. N 2.
- [19] Хабарова О. В. // *Астрономический журнал*. 2013. **90**. N 11. P. 919.
- [20] Richardson J. D., Paularena K. I., Lazarus A. J., Belcher J. W. // *Geophys. Res. Lett.* 1995. **22**. N 4. P. 325.
- [21] Писанко Ю. В. // *Солнечный ветер*. М.: Институт прикладной геофизики им. Е. К. Фёдорова, 2011.
- [22] Veselovsky I. S., Kislov R. A., Malova H. V., Khabarova O. V. // *Physics of Plasmas*. 2016. **23**. 102902.
- [23] Weber, Davis The *Astrophysical Journal*. 1967. **148**. P. 217.

The MHD model of double current sheet in the solar wind

Kislov R. A.

¹Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (IKI)
Moscow 117997, Russia

²Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN)
Moscow, Troitsk, 108840 Russia
E-mail: kr-rk@bk.ru

The stationary analytic MHD model of the axisymmetric current sheet in the solar wind is built. The current sheet is bounded by magnetic separatrices that separate open and closed magnetic field lines. Powerful separatrix currents flow along the boundaries of the current sheet. The separatrix currents are stronger than current in the vicinity of the neutral line of the global current sheet. The model can be used to describe a heliospheric plasma sheet or a part of current system located near it.

PACS: 96.60.Vg, 52.30.Cv, 95.30.Qd, 94.30.Kq.

Keywords: solar wind, magnetohydrodynamics, current sheet.

Received 30 September 2020.

Сведения об авторе

Кислов Роман Анатольевич — мл. науч. сотрудник; e-mail: kr-rk@bk.ru.