

**МГД–модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере**

Р. А. Кислов\*

*Институт космических исследований РАН, Россия, 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная 84/32*

(Статья поступила 11.07.2017; Подписана в печать 11.07.2017)

Построена аналитическая МГД–модель квазистационарного конусообразного токового слоя (магнитной «трубы»), который был обнаружен по данным *Ulysses* над южным полюсом Солнца. В рамках стационарной одножидкостной МГД–модели удаётся описать основные черты наблюдаемой структуры: резкое увеличение по сравнению с окружающим солнечным ветром магнитного поля, концентрации плазмы, электрического поля, температуры, а также провалы в величине скорости солнечного ветра и плазменного бета.

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

УДК: 523.62-337

Ключевые слова: солнечный ветер, магнитная гидродинамика, высокоширотные токовые слои в гелиосфере.

**ВВЕДЕНИЕ**

Согласно простейшим представлениям, заложенным в работах [1, 9], солнечный ветер (СВ) представляет собой радиальное истечение вещества из солнечной атмосферы по всем направлениям вследствие отсутствия в ней гидростатического равновесия. Основное ускорение вещества происходит вблизи Солнца, приблизительно до  $10R_s$ , где  $R_s = 7 \times 10^{10}$  см — радиус Солнца,  $1AU = 215R_s$ . Характерная скорость, которой достигают потоки плазмы в СВ, составляет около 400 км/с на низких широтах и около 700 км/с на высоких, в связи с чем СВ разделяют на быстрый и медленный [13]. При этом высокоширотный быстрый СВ истекает из областей, называемых корональными дырами, которые выделяются пониженной плотностью и температурой плазмы по сравнению с солнечной короной. В корональных дырах магнитные линии являются открытыми, что затрудняет удерживание плазмы вблизи Солнца и упрощает её ускорение. На низких широтах магнитные линии оказываются замкнутыми вплоть до  $2.5R_s$ , где расположена так называемая поверхность источника, после которой магнитное поле (МП) становится практически радиальным. Точное положение и форма этой поверхности являются предметом дискуссий [3]. Физически она соответствует альфвеновской поверхности, на которой скорость солнечного ветра достигает альфвеновской скорости  $v_A = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$ , где  $B$  — МП в плазме,  $\rho$  — плотность плазмы. Характерные величины этой скорости в солнечной короне — около 100 км/с. С удалением от Солнца она убывает. Таким образом, течение СВ является сверхальфвеновским, а также оно сверхзвуковое, т. к. скорость звука имеет тот же порядок величины, что и альфвеновская скорость. Последнее легко проверить, исходя из данных наблюдений по температуре и концентрации СВ. Температура в солнечной короне достигает 100 эВ и, далее, убывает, достигая на орбите Земли приблизительно 10 эВ [4]. Плотность квадратично

убывает с гелиоцентрическим расстоянием, составляет на орбите Земли  $1 \text{ см}^{-3}$  [10]. Вблизи Солнца закон её изменения более сложен, т. к. концентрация в короне превышает  $10^7 \text{ см}^{-3}$  [5]. МП Солнца в период низкой активности приближённо описывается диполем и может превышать на экваторе 1 Гс. В периоды высокой активности большую роль начинают играть высшие гармоники. В частности магнитный квадруполь может превышать диполь. Усреднённый за многие годы широтный профиль магнитного потока через солнечную поверхность хорошо описывается в квадрупольном приближении [12]. Вдали от Солнца межпланетное МП (ММП), как обычно считается, описывается моделью [9], согласно которой оно радиально в системе отсчёта, вращающейся вместе с Солнцем, квадратично убывает с расстоянием, достигая 1 нТл на орбите Земли. В инерциальной системе отсчёта оно закручивается в спираль Архимеда с углом на орбите Земли порядка  $45^\circ$ . Современные представления являются более сложными (ср., например, модель [11]). ММП имеет все три компонента (хотя радиальная доминирует), имеет сложную структуру вблизи нейтральных линий (например, около гелиосферного токового слоя), в связи с наличием быстрого и медленного ветра существенно зависит от широты.

Недавно [7] была обнаружена по данным *Ulysses* новая магнитная структура на высоких широтах в гелиосфере (области доминирования МП и вещества Солнца и СВ над межзвёздными МП и потоками вещества). Согласно наблюдениям, на фоне характерного для областей над корональными дырами быстрого плазменного потока имеется узкая цилиндрическая или коническая область (шириной в несколько градусов, по сравнению с корональной дырой шириной более  $30^\circ$ ), в которой скорость плазмы в два раза меньше окружающего фона при наличии провала в плазменном бета и пика плотности по данным 1994 г. В 2007 г. вместо пика плотности был провал плотности. Последнее было связано либо с пониженной температурой солнечной короны, либо с пролётом кометы *McNaught*. В работе [7] была представлена стационарная одножидкостная осесимметричная МГД–модель, по предсказаниям которой данная структура («магнитная труба»)

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

была обнаружена. При этом параметры модельной и реальной структуры находились только в качественном согласии.

Целью данной работы является развитие модели магнитной трубы над полюсом Солнца из статьи [7]. Рассмотрена противоположная ориентация локального квадрупольного МП, величина и направление которого определяет размеры магнитной трубы. Более подробно анализируется влияние температуры и полного потока массы на параметры магнитной трубы. Контролируется непрерывное прохождение альфвеновской поверхности. Используются более общие предположения при выводе уравнений. Новая модель находится в лучшем количественном согласии с наблюдениями [7].

### 1. МГД –МОДЕЛЬ

Будем описывать плазменный цилиндр в рамках стационарной одножидкостной идеальной МГД–модели. Выберем цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi, z)$  с осью  $z$  направленной вдоль оси вращения Солнца с началом в центре Солнца. Все уравнения будем записывать в инерциальной системе отсчёта. Давление  $P$ , температура плазмы  $T$ , концентрация  $n$  связаны уравнением состояния:

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

Уравнения плазменного равновесия:

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

$$\text{div}\mathbf{B} = 0, \tag{3}$$

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

$$\text{rot}\mathbf{E} = 0 \rightarrow \mathbf{E} = -\nabla\Psi, \tag{5}$$

$$\mathbf{E} + 1/c[\mathbf{v}, \mathbf{B}] = 0, \tag{6}$$

$$\text{div}\rho\mathbf{v} = 0, \tag{7}$$

$$P = K\rho^\gamma, \tag{8}$$

где  $\rho$  — плотность,  $\varphi$  — электрический потенциал, показатель политропы  $\gamma = 1$ , коэффициент  $K$  предполагается константой (изотермическая модель). В уравнениях (1)–(8) обозначения стандартные:  $\mathbf{E}$  — электрическое поле,  $\mathbf{B}$  — МП,  $P$  — тепловое давление,  $T$  — температура,  $\rho = m_p n$  — соответственно, плотность, масса протона и концентрация плазмы,  $\mathbf{v}$  — скорость,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\Psi$  — электрический потенциал. Дополнительно может использоваться обозначение для полоидальной проекции любого вектора, содержащей только радиальную и направленную вдоль  $z$  (вертикальную) проекции, например для магнитного поля —  $\mathbf{B}_p$ . Модули векторов не выделяются жирным шрифтом.

Перечислим все предположения модели, позволяющие в итоге проинтегрировать систему (1)–(8). Предположения разделим на две группы — основные и дополнительные.

Основные предположения:

1. Осевая симметрия. Мы не учитываем угол между осью вращения Солнца и осью симметрии его МП. Как следствие, мы не рассматриваем такие связанные эффекты, как, например, изгиб трубы, который реально наблюдался [7].
2. Изотермическое течение плазмы. Предположение делается для простоты анализа. Исследование теплопереноса в солнечном ветре — тема отдельного сложного исследования. На низких широтах предположение об изотермическом течении приближённо выполняется (см. наблюдательные данные из [8]), мы предполагаем, что на высоких широтах картина принципиально не меняется. Данное предположение не влияет на методику построения модели. При, например, политропическом течении отличия будут только в порядке алгебраического уравнения относительно плотности, которое нужно будет решить.
3. Различные компоненты скорости и магнитного поля обращаются в ноль на конечном числе поверхностей вращения. Иными словами, всё пространство можно разбить на области, где магнитные потоки и потоки вещества монотонны.

Дополнительные предположения:

1. Высота плазменной трубы значительно превышает её радиус. Это означает, что в модели всегда  $z \gg r$ .
2. Солнечный ветер представляет собой сверхтепловое течение. Следовательно, газодинамическое давление  $\rho v^2/2$  значительно больше теплового давления  $P$ , основной вклад в скорость даёт вертикальная составляющая  $v_z$ .
3. Магнитное давление  $B^2/8\pi$  имеет приблизительно один порядок с тепловым  $P$ .

Дополнительные предположения следуют из наблюдений [7]. Также в модели будут предположения, связанные только с заданием граничных условий. Их мы обсудим после получения итоговой системы уравнений. Смысл разделения на основные и дополнительные предположения — первые используются всюду, вторые — при упрощении некоторых уравнений.

Рассмотрим следствия основных предположений. Прежде всего, введём магнитный и массовый потоки [2]:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r = -\frac{\partial\Phi}{r\partial z}, \quad B_z = \frac{\partial\Phi}{r\partial r}, \\ \rho v_r = -\frac{\partial F}{r\partial z}, \quad \rho v_z = \frac{\partial F}{r\partial r}, \end{array} \right. \tag{9}$$

где  $\Phi$  — магнитный поток,  $F$  — массовый поток. Из проекции вмороженности (6) вдоль МП следует с очевидностью, что  $\Psi(\Phi)$ , т.е. магнитные линии эквипотенциальны. Из азимутальной проекции вмороженности с учётом третьего предположения мы получаем, что  $F(\Phi)$ . Т.е. полоидальный перенос вещества происходит строго вдоль магнитных линий. Другая формулировка данного результата:

$$\begin{cases} \rho v_r = \alpha B_r \\ \rho v_z = \alpha B_z, \end{cases} \quad (10)$$

где  $\alpha = dF/d\Phi$  — массовая нагруженность магнитных линий. По порядку величины это  $\alpha^2/\rho \approx v_z^2/v_A^2$ . Т.е.  $\alpha^2/\rho = 1$  примерно соответствует пересечению альфвеновской поверхности. Из нормальной к МП проекции (6) мы получим

$$v_\varphi - \frac{\alpha}{\rho} B_\varphi = \Omega r = c \frac{d\Psi}{d\Phi} r, \quad (11)$$

где  $\Omega$  — угловая скорость оснований магнитных линий (там, где нет азимутального МП или ещё не сформировался солнечный ветер). Одновременно видно, что  $\Omega$  определяется электрическим полем, которое в основаниях линий может быть вызвано униполярной генерацией (вращением проводящей плазмы во внешнем МП).

Из азимутальной проекции плазменного равновесия (2) получим

$$(B, \nabla) (4\pi\alpha v_\varphi r - B_\varphi r) = 0 \rightarrow \\ \rightarrow 4\pi\alpha v_\varphi r - B_\varphi r = a(\Phi), \quad (12)$$

где  $a(\Phi)$  — определяется из граничных условий. Уравнение (12) описывает отклонения от закона сохранения момента импульса из-за действия силы Ампера. Из (11)–(12) можно выразить азимутальные МП и скорость:

$$B_\varphi = \rho \frac{4\pi\alpha\Omega r - a/r}{\rho - 4\pi\alpha^2}, \quad (13)$$

$$v_\varphi = \frac{\rho\Omega r - \alpha a/r}{\rho - 4\pi\alpha^2}. \quad (14)$$

Из (13), (14) видно, что при пересечении альфвеновской поверхности возможно обращение в бесконечность азимутальных полей и резкая смена знака. Такие решения физически не реализуются. Во избежание разрывов вводится условие регуляризации:  $4\pi\alpha\Omega r_A^2 = a$ . Где  $r_A$  — альфвеновский радиус. Впрочем, в силу дополнительного предположения 3 мы альфвеновскую поверхность пересекать будем только при оценке области применимости модели.

Рассмотрим следствия дополнительных предположений. Первое из них приводит к тому, что решения не будут применимы близко к Солнцу, однако это нам не помешает брать вблизи Солнца граничные условия для функций потока, потому что, как мы видели, часть уравнений модели не использует дополнительные предположения и справедлива как близко, так и далеко от Солнца.

Без дополнительных предположений проекции вдоль и поперёк магнитного поля плазменного равновесия (2) имеют вид:

$$\rho B_r \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \rho B_z \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \left( B_r \frac{\partial}{\partial r} + B_z \frac{\partial}{\partial z} \right) P, \quad (15)$$

$$\rho B_z \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) - \rho B_r \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = \\ = - \left( B_z \frac{\partial}{\partial r} - B_r \frac{\partial}{\partial z} \right) P - \frac{B_p^2}{4\pi r} \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \right) + \\ + \frac{1}{8\pi r^2} \left( \frac{\partial (B_\varphi r)^2}{\partial r} B_z + \frac{\partial (B_\varphi r)^2}{\partial z} B_r \right). \quad (16)$$

Продольная проекция (15) переписывается в виде

$$(B, \nabla) \left( H + \frac{v_r^2 + v_z^2}{2} \right) = \frac{B_r v_\varphi^2}{r}, \quad (17)$$

где  $H = \int \frac{dP}{\rho}$  — массовая плотность энтальпии. В си-

лу дополнительного предположения 2, мы можем пренебречь всеми членами по сравнению с  $v_z^2/2$ . Тогда после интегрирования  $v_z^2/2 = U(\Phi)$ , где  $U$  — функция массовой плотности газодинамического давления. Мы получили, что вдоль магнитной линии основная компонента скорости сохраняется. В уравнении (16) в силу

первого дополнительного предположения можно пре-небредить левой частью и членами  $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}$ ,  $\frac{\partial(B_\varphi r)^2}{\partial z} B_r$ ,  $B_r \frac{\partial}{\partial z} P$ . Также  $B_p \approx B_z$ . Тогда получим, интегрируя по  $z$ ,

$$P + \frac{B_z^2 + B_\varphi^2}{8\pi} = P_0(z), \quad (18)$$

где  $P_0(z)$  — давление в нейтральной поверхности токового слоя, ограничивающего трубу. Положение этой поверхности заранее знать не нужно. Примечательно, что азимутальное магнитное поле может быть сравнимо или больше вертикального, хотя для скоростей включено предположение о преобладании  $v_z$ .

Из (10), (13), (14), (17), (18), можно получить выражение для плотности:

$$\rho = \frac{2\pi v_T^2}{2U + \Omega^2 r^2} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{\rho_0(z)}{\pi v_T^2} \frac{2U + \Omega^2 r^2}{\alpha^2}} \right), \quad (19)$$

где введено обозначение  $v_T^2 = T/m_p$ .  $\rho_0(r)$  соответствует  $P_0(z)$ . При известных скорости  $v_z$  и прочих функциях потока зависимость магнитного потока  $\Phi(r, z)$  получается подстановкой (19) в (10) с использованием (9). При этом возникающее уравнение решается численно. При численном решении следует задать зависимость  $\Phi_0(z)$  на какой-нибудь поверхности, например на нейтральном граничном слое. Её положение в пространстве задавать не нужно, оно получится в результате решения. Можно не задавать поверхность через условия, например как нейтральный слой, а задать её положение, однако этот подход менее общий, т. к. в первом способе задания нам все равно не требовалось знать, где расположен нейтральный слой. При этом мы не сможем легко контролировать пересечение нейтральной поверхности, за которой (см. предположение 3) граничные условия нужно задавать независимо, что может привести к ошибке. Мы задаём  $\Phi_0 = \text{const}$  вдоль граничного нейтрального слоя. Задание константы приводит к тому, что магнитные линии вытягиваются вдоль слоя (переходя от практически вертикальной направленности к спиральной).

## 2. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Граничные условия должны позволить нам определить функции потока  $\Omega$ ,  $\alpha$  или  $F$ ,  $a$ ,  $U$ ,  $\Psi$ . Уравнения-определения всех этих функций, кроме  $U$ , получаются только из основных предположений, поэтому их можно задать в солнечной атмосфере, адаптировав имеющиеся наблюдательные данные. Функцию  $U$  следует задавать там, где солнечный ветер уже ускорился (как мы видели, предположение 1 о толщине при этом не учитывалось). Известно, что большая часть его ускорения происходит до 10–20 радиусов Солнца [9], поэтому можно задавать скорость на  $20R_s$ .

При задании граничных условий мы будем использовать сферическую систему координат  $(R, \varphi, \theta)$ , где угол  $\theta$ , отсчитывается от полюса. В нашей терминологии  $\theta = \pi/2$  соответствует экватору, т. е. «низким широтам», а близкий к нулю  $\theta$  — это «высокие широты». Зависимость от  $\theta$  иногда может называться зависимостью от широты, хотя следует не забывать, что  $\theta$  и широта  $\theta_s$  связаны  $\theta_s = \pi/2 - \theta$ .

Зададим магнитный поток на Солнце. Известный как функция  $\theta$ , он позволит все остальные зависимости от  $\theta$  переписывать в форме зависимостей от потока. В периоды низкой солнечной активности, в которые в работе [7] наблюдалась моделируемая структура, МП Солнца приближённо является квадрупольным. Имеющуюся на границе трубы нейтральную поверхность мы учтём добавлением локального квадрупольного МП. Тогда суммарный магнитный поток на поверхности заданной сферы будет иметь вид

$$\Phi = \Phi_1 \sin^2 \theta (1 + \varepsilon \cos \theta), \quad (20)$$

где  $\Phi_1$  — полный дипольный магнитный поток через северное полушарие,  $\varepsilon$  — относительный вклад в поток квадрупольной составляющей МП. Величина  $\Phi_1$  выбрана равной  $5 \times 10^{21}$  Мкс что соответствует относительно слабому МП на полюсе Солнца в 1 Гс. Магнитный поток (20) имеет два экстремума:

$$\cos \theta = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 3\varepsilon^2}}{3\varepsilon} \quad (21)$$

Первый из экстремумов — со знаком плюс — соответствует смещённому экваториальному нейтральному слою, который нас не интересует, экстремум со знаком минус соответствует приполюсной нейтральной поверхности. Последняя появляется только при  $|\varepsilon| > 1$ , причём на северном полюсе при отрицательном  $\varepsilon$ . Мы выбрали  $\varepsilon = -1.01$ , что соответствует углу  $\theta \sim 18^\circ$ . Изучаемая магнитная труба в итоге будет иметь вид, близкий к конусу с именно таким раствором.

Концентрация в солнечной атмосфере максимальна на экваторе, о высоких широтах данных немного. Зададим на полюсе локальный максимум концентрации плазмы следующим образом:

$$n = 3.75 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \left( 0.4 + 0.6 \cdot \exp(\theta^2 / (\pi/50)^2) \right), \quad (22)$$

концентрация задана в области, где солнечный ветер уже ускорился т. к. она нужна для вычисления скорости.  $\pi/50$  — ширина локального максимума. Т. к. скорость, как следует из [7], спадает около оси структуры, мы моделируем не плазменный выброс, а плазменную воронку. Отдалённая аналогия — водоворот в чашке с чаем, на дне которого собираются чайники. В роли чайнок у нас выступает плазма.

Отметим, что формулы (21) и (22), на первый взгляд, описывают всё Солнце. Однако в реальности они всюду не применимы. При приближении к экватору они

должны плавно переходить в хорошо известные угловые зависимости для низких широт, однако мы не моделируем низкие или средние широты, поэтому у нас нет необходимости подробно рассматривать вопрос перехода от локальных, заданных нами, возмущений в угловых распределениях к глобальным угловым распределениям.

Концентрацию на нейтральной линии зададим по аналогии с низкими широтами [10]:

$$n_0 = 3.75 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} (10R_s/z)^2. \quad (23)$$

Поток массы мы зададим исходя из предположения, что его плотность не зависит локально от широты. Т.е. Солнце выбрасывает по всем направлениям одинаковое количество вещества. Тогда

$$\alpha = \frac{\dot{M}/\Phi_1}{3\varepsilon \cdot \cos^2\theta + 2\cos\theta - \varepsilon}, \quad (24)$$

где  $\dot{M}$  — полный поток массы через трубу. Мы его выбрали в 100 раз меньше полного потока массы через всю поверхность Солнца. Последний оценивался как  $1.4 \times 10^{12}$  г/с [6].

Угловую скорость плазмы вблизи Солнца мы считаем постоянной и равной  $\omega = 2.56 \times 10^{-6}$  рад/с. Т.е. дифференциальное вращение солнечной атмосферы нами не учитывается.

Также мы предполагаем наличие в солнечной атмосфере азимутального магнитного поля. Последнее связано с появлением электрического потенциала из-за вращения плазмы в магнитном поле (см. ур. вмерозности 6):

$$\Psi = \int_0^\Phi \frac{\omega d\Phi}{c} = \omega\Phi/c. \quad (25)$$

Формула (25) справедлива в области солнечной короны или корональной дыры, где имеет место вмерозность (6). Ниже в фотосфере проводимость конечна и внешняя разность потенциалов между широтами приведёт к появлению тока  $J = \Sigma\Psi$  (на полюсе  $\Psi = 0$ ) от данной широты к полюсу (если  $\Psi$  положительно). Здесь  $\Sigma$  — проинтегрированная по высоте проводимость области протекания тока. Из интегральной формы уравнения (4) можно оценить азимутальное МП в солнечной атмосфере:  $B_\varphi = 2J/cR = \Sigma\omega\Phi^2/R$ . Приведённые рассуждения сделаны в рамках сильно упрощённого представления о солнечной атмосфере, однако позволяют интерпретировать выбранный конкретный вид зависимости азимутального МП и электрического потенциала от магнитного потока. Величина высотно-интегрированной проводимости выбрана  $\Sigma = 105$  с, где  $c$  — скорость света. Выбор именно такого порядка величины проводимости позволяет получать непротиворечивые с наблюдениями величины азимутального МП. В более сложной модели для низкоширотного солнечного ветра [8] было показано, что величина азимутального МП более чувствительна к проводимости, чем следует из приведённого выше рассуждения. Поэтому выбрано значение именно  $\Sigma = 105$  с,

при котором азимутальное МП имеет правильный порядок величины в более сложной модели (учитывающей разность угловых скоростей между короной и фотосферой и образование двойного слоя).

Приведённых граничных условий достаточно, чтобы вычислить все функции потока с помощью (10)–(12), (17), а также  $P_0(z)$ . Суммируя, можно сказать, что труба описывается как плазменная воронка.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Решения приведены для расстояния 2.5 AU над полюсом Солнца, где проводились измерения аппаратом Ulysses. Выбранные нами параметры лучше всего соответствуют условиями, которые наблюдались в 1994 году [7]. Условиям 2007 г. будет соответствовать меньшая температура 1 эВ при прочих параметрах неизменных. Главное и, практически единственное, отличие от результатов наблюдений 1994 г. будет заключаться в отсутствии максимума у концентрации. На рис. 1 изображены радиальные распределения для  $z$ -компоненты скорости (*a*), плазменного бета (*б*), концентрации (*в*) и  $z$ -компоненты магнитного поля (*г*). Видно, что приведённые результаты согласуются с приведёнными во введении наблюдательными сведениями об особенностях плазменной трубы. Имеется качественное согласие с [7]. Следует помнить, что из-за дополнительного предположения 1 модель плохо работает вдали от оси, в частности около токового слоя, который, как видно из рис. 1, *г*, расположен на  $35R_s$  от оси. Вблизи токового слоя имеются локальные пики плазменного бета, связанные с обнулением  $z$ -компоненты магнитного поля. Вдали от оси  $z$ -проекция скорости достигает максимума порядка 700 км/с и перестаёт меняться. Центральный пик концентрации становится более явным при увеличении высоты над полюсом Солнца, и на расстояниях в десятки AU концентрация принимает исключительно колоколообразный профиль. Причём, тенденции к росту около нейтральной поверхности граничного токового слоя (видной на рис. 1, *в*) не остаётся, т.к.  $z$ -компонента магнитного поля быстрее убывает с ростом  $z$ , чем  $B_\varphi$ , поэтому обнуление  $B_z$  в нейтральной плоскости практически незаметно на фоне большого  $B_\varphi$ . Которое, как видно из рис. 2, *а*, убывает. На рис. 2 изображены радиальные распределения азимутального МП (*а*), азимутальной плотности тока (*в*) и отношение квадратов альфвеновской скорости вертикальной компоненты скорости солнечного ветра (*г*). На панели (*б*) изображена зависимость радиуса трубы от высоты над полюсом Солнца.

Из рис. 2, *а* и рис. 1, *г* видно, что при приближении к границе магнитное поле становится исключительно кольцевым. При этом полученная нами структура заметно отличается от известного  $z$ -пинча, поскольку у нас преобладающей является азимутальная плотность тока, изображённая на рис. 2, *в*. Из последнего видно, что, особенно на границах, течёт мощный азиму-

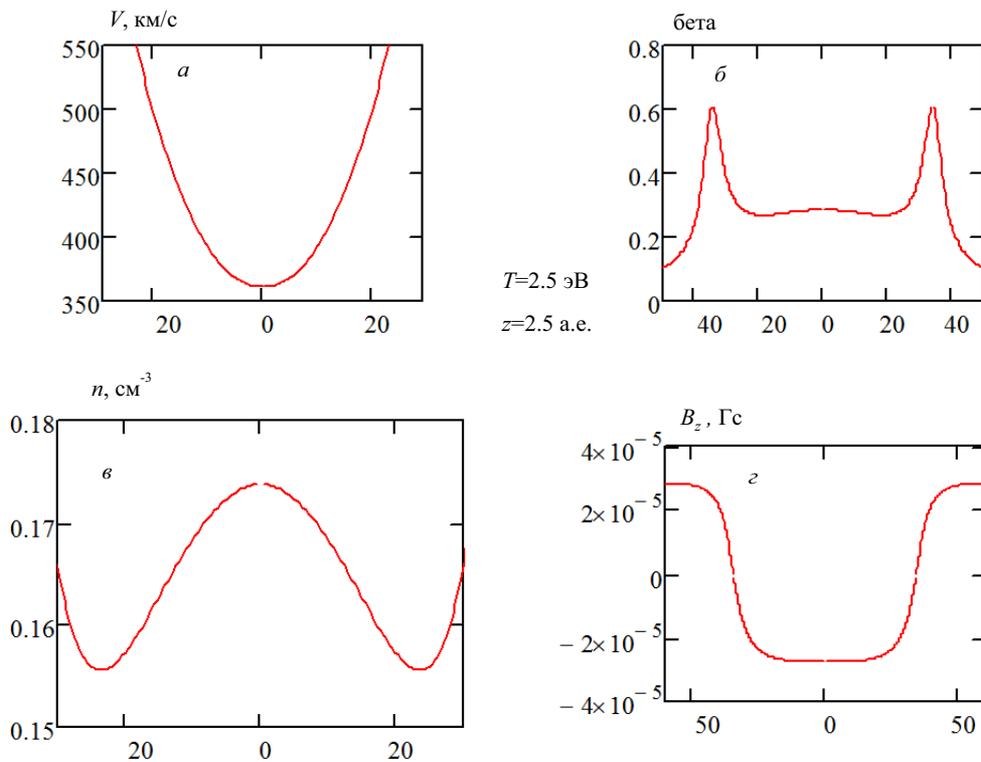


Рис. 1: Радиальные распределения  $a$  —  $z$ -компоненты скорости,  $б$  — плазменного бета,  $в$  — концентрации и  $г$  —  $z$ -компоненты магнитного поля. По горизонтальной оси всюду радиус  $r$ , единица измерения — радиус Солнца

тальный ток, который, однако, равен нулю в непосредственной близости от оси, где остаётся вертикальная компонента плотности тока. Рис. 2,б показывает форму границы трубы, которая в целом близка к конической. Нелинейная форма видна только вблизи Солнца, где модель не применима в силу дополнительных предположений. Рис. 2,г показывает, что всюду мы не пересекаем альфвеновскую поверхность, так что в уравнениях (13),(14) не возникает неопределённостей. Форма кривой на рис. 2,г мало зависит от высоты  $z$ , а амплитуда — практически линейна, так что на высоте 1 AU мы вполне можем столкнуться с пересечением альфвеновской поверхности, что крайне неожиданно, так как на низких широтах в Солнечном ветре альфвеновская поверхность расположена очень близко к Солнцу (менее  $20R_s$ ). Причём положение альфвеновской поверхности там, где она может быть пересечена, близко к границам всюду, кроме тех областей, где она едва отделилась от оси. Иными словами, вершина кривой, аналогичной изображённой на рис. 2,г, но построенной для меньших  $z$ , может быть довольно плоской.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

В работе была развита стационарная осесимметричная одножидкостная МГД — модель плазменной трубы

над полюсом Солнца, ранее обнаруженной по данным *Ulysses* [7]. Сравнительно с первоначальным вариантом модели из указанной статьи, были выбраны более реалистичные граничные условия, контролируется прохождение альфвеновской поверхности, не делается не всюду верное предположение о сверхальфвеновском течении плазмы (согласно рис. 2,г нам «повезло», что мы её не пересекли в области измерений *Ulysses*). Следствием оптимизированных граничных условий стало уменьшенное значение радиуса трубы, которое, однако, ещё завышено по сравнению с реальными данными в 2-3 раза (реальная толщина в 1994 г.  $16R_s$ ). Другим важным результатом анализа граничных условий стал правильный угол между МП и скоростью. В [7] мы рассматривали две модели с различной симметрией — осесимметричная для относительно низких высот над полюсом Солнца (менее 1 AU) и симметричная по  $z$  — для высоких (порядка 2.5 AU и выше), где предлагалось приблизить коническую трубу цилиндрической. В первой модели угол между МП и скоростью всюду был невелик, во второй модели его легко удавалось сделать большим, однако использовался специфический выбор и способ задания граничных условий, связанный с невозможностью задать их вблизи Солнца, где они могут быть найдены из наглядных соображений. Зависимость угла между скоростью и МП в новой модели изображена

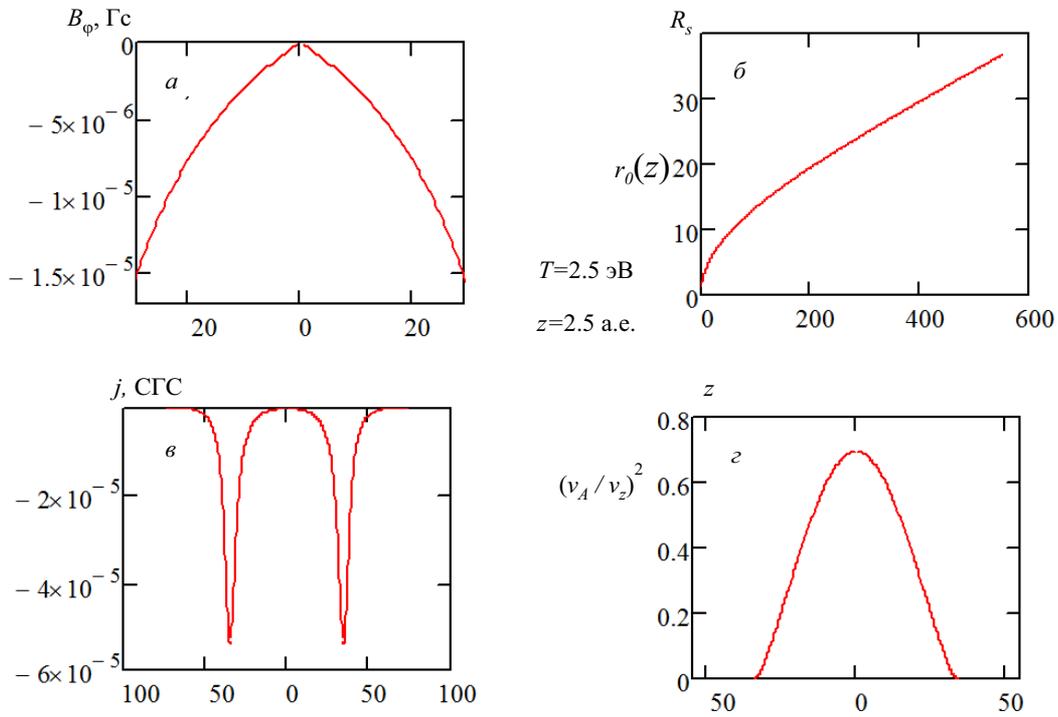


Рис. 2: *a* — Радиальные распределения азимутального МП, *b* — азимутальной плотности тока и *c* — отношение квадратов альфвеновской скорости вертикальной компоненты скорости солнечного ветра. На панели *b* изображена зависимость радиуса трубы от высоты над полюсом Солнца. По горизонтальной оси всюду радиус  $r$ , единица измерения — радиус Солнца

на рис. 3. Видно, что при приближении к границе МП и скорость становятся перпендикулярными. В большей части трубы угол порядка  $30-45^\circ$  (или  $135-150^\circ$ ). Область разворота вблизи границ оказывается умеренно узкой: радиус центральной области  $20R_s$ , ширина приграничной области — около  $10R_s$ . Важно, что зависимость угла от  $r$  является монотонной, как видно из рис. 3. Поскольку реальная труба наклонена, это может помочь в решении непростой задачи о нахождении её оси симметрии.

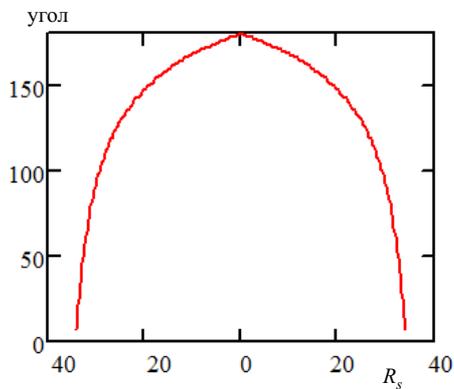


Рис. 3: Зависимость угла между магнитным полем и скоростью солнечного ветра от радиуса. Угол указан в градусах. Граничные условия те же, что и на рис. 1, 2

Хотя в работе используются довольно стандартные методы физики плазмы, существенно, что, кроме автора и его коллег по работе [7], ещё никто не моделировал недавно обнаруженную структуру. В силу упрощающих предположений, согласие с наблюдениями остаётся лишь качественным. Реальная геометрия системы несколько иная, т. к. труба наклонена, содержит внутри дополнительные нейтральные поверхности и токовые слои (филаментация или слоистость), интерес представляют особенности теплопереноса в трубе и приграничные эффекты, такие, как пересоединение вблизи нейтральных слоёв. Все эти вопросы являются предметом дальнейших исследований и для этого важно иметь упрощённую модель, из которой видно, какие особенности структуры связаны с простыми эффектами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были получены следующие результаты:

1. Развита стационарная осесимметричная МГД модель магнитной трубы, имеющая лучшее согласие с наблюдениями, чем предыдущая.
2. Изменение температуры плазмы в 2–3 раза способно привести к исчезновению максимума концентрации.

3. Сложность радиальных распределений плазменных параметров определяется влиянием границ трубы и зависит от высоты над полюсом.
4. На значительных гелиоцентрических расстояниях порядка 1 AU от Солнца возможно пересечение альфвеновской поверхности.
5. Угол между МП и скоростью существенно зависит от расстояния до оси, и может быть полезен для точного определения границ и оси симметрии реальной структуры.
6. Труба имеет коническую форму.

7. Труба моделируется в первую очередь посредством задания локального пика концентрации, постоянства плотности потока массы по всем направлениям и ограничена нейтральной поверхностью смеси дипольной и квадрупольной компонент МП, что позволяет её интерпретировать как плазменную воронку, в которой плазма солнечного ветра застаивается.

Автор благодарен О. В. Хабаровой, Х. В. Маловой, В. Ю. Попову за ценные обсуждения и интерес к работе, а также РФФИ за финансовую поддержку (гранты 16-52-16009 НЦНИЛ-а и 16-02-00479 А).

- 
- |   |   |
|---|---|
| <p>[1] <i>Всехсвятский С. К., Никольский Г. М., Пономарёв Е. А., Череди́ченко В. И.</i> // <i>Астрономический Журнал</i>. 1955. <b>Т.22</b>. С. 165.</p> <p>[2] <i>Морозов А. И., Соловьёв Л. С.</i> // <i>Стационарные течения плазмы в магнитном поле</i>. в кн. <i>Вопросы теории Плазмы</i>. под ред. М. А. Леонтовича. <b>8</b>. М.: Атомиздат. 1974.</p> <p>[3] <i>Cohen O.</i> // <i>Sol. Phys.</i> 2015. <b>290</b>. P. 2245</p> <p>[4] <i>Elliott H. A., Henney C. J., McComas D. J., Smith C. W., Vasquez B. J.</i> // <i>J. of Geophys. Res.</i> 2012. <b>11</b>. A09102. doi:10.1029/2011JA017125.</p> <p>[5] <i>Gibson S. E., Foster D. J., Guhathacurta M., Holzer T., Cyr O. C. S.</i> // <i>J. Geophys. Res.</i> 2003. <b>108(A12)</b>. 1444. doi:10.1029/2003JA009994.</p> <p>[6] <i>Hundhausen A. J.</i> // <i>Coronal expansion and solar wind</i>. in <i>Cosmic Winds and the Heliosphere</i>. edited by J. R. Jokipii, C. S. Sonett, and M. S. Giampappa. pp. 259–296, Univ. Ariz. Press, Tucson, 1997.</p> <p>[7] <i>Khabarova O. V., Malova H. V., Kislov R. A., Zelenyi</i></p> | <p><i>L. M., Obridko V. N., Khahiladze A. F., Tokumaru M., Sokyj I. M., Grzedzielski S., Fujiki K.</i> // <i>The Astrophys. J.</i> 2017. <b>836</b>:108. doi:10.3847/1538-4357/836/1/108.</p> <p>[8] <i>Kislov R. A., Khabarova O. V., Malova H. V.</i> // <i>J. Geophys. Res.: Space Physics.</i> <b>120</b>. doi:10.1002/2015JA021294.</p> <p>[9] <i>Parker E. N.</i> // <i>Astrophys. J.</i> 1958. <b>128</b>. P. 664.</p> <p>[10] <i>Richardson J. D., Paularena K. I., Lazarus A. J., Belcher J. W.</i> // <i>J. of Geophys. Res.</i> 1995. <b>22</b>. 4. 325-328. doi: 10.1029/94GL03273.</p> <p>[11] <i>Usmanov A. V., Goldstein M. L., Matthaeus W. H.</i> // <i>Astrophys. J.</i> 2014. <b>788</b>. P. 43.</p> <p>[12] <i>Vernova E. S., Tyasto M. I., Baranov D. G.</i> // <i>Solar Phys.</i> 2016. <b>291</b>:741–750. doi:10.1007/s11207-016-0862-9.</p> <p>[13] <i>Yermolaev Yu. I., Stupin V. V.</i> // <i>J. of Geophys. Res.</i> 1997. <b>102</b>. P. 2125.</p> |
|---|---|

---

## The MHD model of high-latitude current sheet in the heliosphere

**Kislov R. A.**

*Space Research Institute of the RAS (IKI). Moscow 117997, Russia  
E-mail: kr-rk@bk.ru*

It is developed an analytical MHD model of quasi-stationary conic-like current sheet (magnetic «tube»), which was detected by Ulysses over the South pole of the Sun. We can describe the main features of the observed structure in frame of stationary one-fluid MHD model: the sharp increase of the magnetic field compared to the surrounding magnetic field of solar wind, the sharp increases of plasma concentration, electric field, temperature, and drops in value of solar wind speed and plasma beta.

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

*Keywords:* solar wind, magnetohydrodynamics, high-latitude current sheets in the heliosphere.

*Received 11 July 2017.*

### Сведения об авторе

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

---