ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ СПОКОЙНОГО СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

Королькова О.А., Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

3D MODEL OF THE QUIESCENT SOLAR PROMINENCE

Korolkova O.A., Solov'ev A.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

The stationary 3D MHD model of a quiescent solar prominence is presented. The components of the magnetic field depend on three variables (x, y, z) in the Cartesian coordinate system, the filament is located above the photospheric line of polarity inversion. The prominence has maximum thickness in the middle part where the plasma flow (Alfven Mach number) reaches the maximum value too, and it becomes thinner at the ends where plasma flow disappears. The choice of the ratio of the prominence length to its cross section is arbitrary: both short and very long filaments can be modeled. The thermodynamic parameters of steady state of the system (gas pressure, density and temperature) are calculated in accordance with a prescribed structure of the magnetic field. The external environment is determined by the hydrostatic model of the solar atmosphere. The prominences plasma parameters obtained in the model are in good agreement with the observational data.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-237-240

1. Введение

Работа продолжает цикл статей, посвященных описанию структуры и равновесия холодных и плотных волокон в магнитном поле солнечной короны. Ранее [2, 3, 5] для описания спокойного солнечного протуберанца мы рассчитывали магнитогазостатические модели: волокно неподвижно, течения плазмы в нем игнорируются. Считалось, что волокно однородно в длину (трансляционная симметрия), т.е. решалась двумерная задача. Цель данной работы – построение трехмерной стационарной модели солнечного волокна. Основная идея построения модели остается прежней [4]: термодинамические параметры (давление, плотность, температура и скорость плазмы) в каждой точке исследуемой стационарной конфигурации находятся по изначально заданной структуре её магнитного поля.

2. Уравнения стационарной МГД

$$-\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}(\vec{r}) = \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}, \quad (1)$$

$$\text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \frac{\rho R T}{\mu}. \quad (2), (3), (4)$$

Здесь $\mathbf{B}$ – напряженность магнитного поля, $\mathbf{V}$ – скорость плазменного элемента, P – плазменное давление, ρ – удельная плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа. В декартовой системе координат ось Z направим вертикально вверх от поверхности фотосферы (уровень $Z = 0$), ось X – поперек моделируемого волокна, а ось Y – вдоль.

В идеальной МГД плазма движется вдоль магнитных силовых линий со скоростью $\mathbf{V} = M_A \cdot (\mathbf{B} / \sqrt{4\pi\rho})$ (M_A – альвеновское число Маха, отношение скорости элемента плазмы к альвеновской скорости). Из уравнений (2),(3) следует: $\mathbf{B} \cdot \nabla (M_A \sqrt{\rho}) = 0$, т.е. $(M_A \sqrt{\rho})$ на силовой линии сохраняется. После ряда преобразований уравнение (1), согласно [6], сводится к виду:

$$(1 - M_A^2)(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} + \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \nabla(1 - M_A^2)) = 4\pi\nabla(P + \frac{B^2}{8\pi}) - 4\pi\rho\mathbf{g}. \quad (5)$$

Пусть поле имеет вид: $\mathbf{B} = \{B_x(x, y, z)\vec{e}_x, 0 \cdot \vec{e}_y, B_z(x, y, z)\vec{e}_z\}$. Благодаря отсутствию поля B_y y -составляющая уравнения (5) имеет простую форму:

$\frac{\partial}{\partial y}(P + \frac{B^2}{8\pi}) = 0$, и полное давление (газовое + магнитное) от y не зависит:

$$P(x, y, z) + B^2(x, y, z)(8\pi)^{-1} = \Pi(x, z). \quad (6)$$

При этом, $\Pi(\infty, z) = P_{ex}(z) + B_{ex}^2(z)(8\pi)^{-1}$; P_{ex} – внешнее давление, задаваемое моделью солнечной атмосферы [1], B_{ex} – напряженность внешнего поля. Компоненты поля $\mathbf{B}$ выражаются через функцию магнитного потока $A(x, z)$ и некоторую безразмерную функцию $F(A, y)$, зависящую от потока и y -координаты (B_0 – единица измерения напряженности магнитного поля):

$$A(x, z) = \int_0^x b_z dx \Rightarrow b_z(x, z) = \frac{\partial A}{\partial x}; b_x(x, z) = -\frac{\partial A}{\partial z}.$$

$$B_z(x, y, z) = B_0 \cdot F(A, y) \cdot b_z(x, z); \quad B_x(x, y, z) = B_0 \cdot F(A, y) \cdot b_x(x, z) \quad (7)$$

Выбор вида функции $F(A, y)$ – произволен: дивергенция магнитного поля остается равной нулю. Это позволяет моделировать конфигурации самой разной геометрии.

Таким образом, решение задачи сводится к анализу уравнений:

$$(1 - M_A^2)F^2(A, y) \frac{B_0^2}{4\pi} \left(b_z \frac{\partial b_x}{\partial z} + b_x \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial \Pi(x, z)}{\partial x} \quad (8)$$

$$(1 - M_A^2)F^2(A, y) \frac{B_0^2}{4\pi g} \left(b_z \frac{\partial b_z}{\partial z} + b_x \frac{\partial b_x}{\partial x} \right) = - \left[\frac{1}{g} \frac{\partial \Pi(x, z)}{\partial z} + \rho(x, y, z) \right] \quad (9)$$

Правая часть (8) от y не зависит, следовательно, следует принять: $(1 - M_A^2)F^2(A, y) = C(A)$. Если положить $F^2 = 1 + f(A, y)$, где положитель-

ная функция $f(A, y)$ определит зависимость параметров волокна от y , то: $M_A^2 = (1 - C + f) \cdot (1 + f)^{-1}$. Примем, что $C = 1$, тогда: $M_A^2 = f \cdot (1 + f)^{-1} < 1$. Проинтегрировав уравнение (8) по координате x при постоянном z , мы получим распределение полного давления. Подставив его в (9), найдем плотность плазмы, после чего, рассчитаем температуру по закону (4).

3. Моделирование прямого солнечного волокна

Для нахождения термодинамических параметров плазмы волокна необходимо задать разумную (с точки зрения наблюдений) магнитную структуру протуберанца, т.е. считать распределение магнитного поля в нем известным. При этом должны выполняться следующие граничные условия: 1). Волокно уединенное: магнитное поле волокна достаточно быстро убывает с расстоянием от его оси. 2). Волокно располагается над фотосферной линией раздела полярности. 3). На больших расстояниях от оси волокна параметры системы переходят в параметры гидростатической атмосферы Солнца, и продольное поле становится однородным (потенциальным).

Наша задача – подобрать такие функции $A(x, z)$ и $f(A, y)$, чтобы геометрическая форма протуберанца оказалась максимально близкой к реальным наблюдаемым формам. Пример такого расчета дан на рисунках 1, 2 при следующем выборе магнитной структуры:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} \cdot \sin(m(z - 2)) \cdot \exp(-k^2 x^2 - k^2 (z - 2)^2); f(A, y) = \exp(-l^2 y^2). \quad (10)$$

Рис. 1. Геометрическая форма спокойного солнечного протуберанца конечной длины.

Слева: Волокно представляет собой единое тело.

Справа: Волокно состоит из нескольких тонких волоконцев.

Значения параметров, входящих в формулы, даны в подписи к рисунку (2). Как правило, волокно имеет максимальную толщину в середине и утончается на концах, и, соответственно, течения плазмы (альвеновское число Маха) в нем максимальны в центре и исчезают на периферии. Свобода в выборе отношения длины протуберанца к его поперечному сечению позволяет моделировать как короткие, так и очень длинные волокна.

Рис. 2. Распределения температуры плазмы для разных поперечных сечений волокна, имеющего геометрию (10), показанную на рис. 1 слева, при следующем выборе параметров: $B_0 = 5$ Гс, $m = 0.1$, $k = 0.125$, $l = 0.01$. Значение $y = 0$ соответствует центру волокна, с ростом координаты y волокно утончается.

4. Заключение

Впервые предложен метод расчета стационарной трехмерной конфигурации магнитного поля и плазмы, соответствующей наблюдаемым солнечным волокнам конечной длины. Термодинамические параметры плазмы, рассчитанные по модели, имеют значения, близкие к наблюдаемым: температура волокна в самой холодной его части достигает значений 4000–5000 К, а концентрация – порядка $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00168 и Программой КП 19-270.

Литература

1. Avrett, E.H., Loeser, R. // *Ap. J. Suppl. Ser.*, 2008, **175**, pp.229-276.
2. Korolkova, O.A., Solov'ev, A.A. // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2017, **57**, № 8, pp. 1018-1022.
3. Korolkova, O.A., Solov'ev, A.A. // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2019, **59**, № 7, pp. 858-863.
4. Solov'ev, A.A. // *Astronom. Reports*, 2010, **54**, pp. 86-95.
5. Solov'ev, A.A., Korolkova, O.A., Kirichek, E.A. // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2016, **56**, № 8, pp.1090-1094.
6. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. // *MNRAS*, 2019, **482**, №4, pp. 5290-5301.