МОДЕЛЬ КВМ С ВИНТОВЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Дертеев С.Б., Михалыев Б.Б., Джимбеева Л.Н.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

MODEL OF CME WITH A HELICAL MAGNETIC FIELD

Derteev S.B., Mikhalyaev B.B., Dzhimbееva L.N.
Kalmyk State University, Elista, Russia

At this moment, a large number of different models of coronal mass ejections have been proposed. They all have their advantages and disadvantages over others. Due to the large amounts of data and the complexity of the equations at this stage of development, almost only numerical methods are used. Everything comes to the fact that computer modeling requires computer performance, which in short period of time can give results for grids with tens of millions of points.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-145-148

Большая часть моделей КВМ основывается на том факте, что основным источником, около 80%, являются протуберанцы, и уже исходя из этого, можно представить первоначальную геометрическую структуру. На начальных этапах (в работах 80–90-х гг.) приближенно геометрическую модель КВМ представляли в виде пузыря (рис. 1), но благодаря данным наблюдения с Skylab, стало понятно, чего и до сих пор многие придерживаются, что первоначальный вид – это петля (рис. 2).

Рис. 1. Схематичная геометрия КВМ в виде пузыря.

Рис. 2. Петля плотной плазмы.

Другой важный вопрос, также долгое время был нерешенным, но сейчас большая часть людей пришла к единому мнению, что петля представляет собой плазменную «скрученную нить» с винтовым магнитным полем. Изначально в ранних работах, когда стал ясен примерный вид, использовали случай, когда магнитное поле направлено вдоль петли [1]. В дальнейшем, уже основываясь на снимках Yohkoh, ни у кого не вызывало сомнений, что магнитное поле имеет «скрученный» вид (рис. 3) и с того момента начинает использоваться модель рассмотренная в статье Titov [2] (рис. 3), которая в скором времени была модифицирована в статье Török [3] (рис. 4).

Рис. 3. Изображение петли в рентгеновском диапазоне со скрученным магнитным полем.

Рис. 4. Модель Titov V.S., Démoulin P.

Рис. 5. Модель Török T., Kliem B.

Дальнейшие исследования сводятся к тому, как можно максимально точно описать решение бессилового тороидального магнитного поля, в работе Петуховой [4], делается обзор и анализ решений для тороидального поля, используемых разными авторами. В частности можно выделить решение Миллера-Тернера [5], а также наиболее интересным является модифицированное решение Миллера-Тернера описанное в работе Vandas [6]:

$$\begin{aligned} B_r &= B_0 \frac{R_0 - 2rcos\theta}{2\alpha R_0(R_0 + rcos\theta)} J_0(\alpha r) \sin\theta, \\ B_\varphi &= B_0 \left(1 - \frac{r}{2R_0} \cos\theta\right) J_0(\alpha r), \\ B_\theta &= -\frac{B_0}{2\alpha R_0(R_0 + rcos\theta)} \{2\alpha R_0^2 J_1(\alpha r) - R_0[J_0(\alpha r) - \alpha r J_1(\alpha r)] \cos\theta \\ &\quad + r[2J_0(\alpha r) - \alpha r J_1(\alpha r)] \cos^2\theta\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Основываясь на моделях Titov V.S., Démoulin P. и Török T., Kliem B. в работе Lionello R. et al. [7], была проведена симуляция межпланетного КВМ, но общее магнитное поле Солнца было представлено в виде диполя, что накладывает ограничение на рассматриваемые расстояния. В конце 1960-х годов, первые модели основывались на том, что магнитное поле Солнца можно представить в виде потенциального поля (рис. 6). Следующим шагом в развитии моделирования глобального магнитного поля является применение МГД приближения (рис. 7) [8]. Далее основываясь на том, что локальные изменения, происходящие в солнечной атмосфере не сильно влияют на общую картину, набирали популярность магнитогидростатические модели, и более популярные (но менее реалистичные) являются МГС – подходы с дополнительными ограничениями, например, по плотности электрического тока в виде:

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha_0 \vec{B} + f(r) (\nabla(\vec{r} \cdot \vec{B})) \times \vec{r}. \quad (2)$$

На данный момент большая часть работ основывается на том, что используют «бессиловое» магнитное поле, то есть его можно представить в виде

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}. \quad (3)$$

Соответственно, когда $\alpha = \text{const}$, то такое поле называется линейным «бессильным» полем (LFFF), но оно не подходит для моделирования солнечных активных областей, тогда α варьируют и получают нелинейное «бессильное» поле (NLFFF) (рис. 8) [9].

Рис. 6. Потенциальное магнитное поле (PFSS модель).

Рис. 7. МГД модель магнитного поля.

Рис. 8. Общее магнитное поле Солнца в NLFFF модели.

Рис. 9. Магнитное поле толкает KBM.

Следующим действием является определение начального условия для распределений плотности и давления, в работе Zuccarello F., Meliani Z., Poedts S. используется то, что экстраполированное магнитное поле накладывается на изотермическое гидростатическое равновесие, $T_0 = 1.5 \cdot 10^6$ K, в данном случае оно будет немного изменено для тороидальной модели [10]:

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp \left\{ \frac{GM_\odot}{v_0^2} \left(\frac{1}{f(r) + R_\odot} - \frac{1}{R_\odot} \right) \right\}, \quad (4)$$

$$p = p_0 \cdot \exp \left\{ \frac{GM_{\odot}}{v_0^2} \left(\frac{1}{f(r) + R_{\odot}} - \frac{1}{R_{\odot}} \right) \right\}, \quad (5)$$

где $p_0 = v_0^2 \rho_0$.

Дальнейшие расчеты будут основываться на том, как будет зависеть начальная скорость от положения, направления и физических параметров, в той же работе Zuccarello F., Meliani Z., Poedts S. начальный профиль скорости представляет собой связь между альфвеновской скоростью и изменением магнитного поля, в более ранней работе использовался профиль скорости, который зависит от первоначальной скорости и угла раствора, точнее скорости расширения магнитного давления на КВМ в двумерном случае (рис. 9) [11].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-20001).

Литература

1. *Antiochos S.K., DeVore C.R., Klimchuk J.A.* A model for solar coronal mass ejections // The Astrophysical Journal, 1999. Vol. 510. PP. 485-493.
2. *Titov V.S., Démoulin P.* Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares // Astronomy and Astrophysics, 1999. Vol. 351. PP. 707-720.
3. *Török T., Kliem B.* Confined and ejective eruptions of kink-unstable flux ropes // The Astrophysical Journal, 2005. Vol. 630. PP. 97-100.
4. *Петухова А.С., С.И. Петухов.* Тороидальные модели магнитного поля с винтовой структурой // Солнечно-земная физика, 2019. Т. 5. № 2.
5. *Miller G., Turner L.* Force free equilibria in toroidal geometry // Physics of Fluids, 1981. V. 24. PP. 363-365.
6. *Vandas M., Romashets E.* Comparative study of a constant-alpha force-free field and its approximations in an ideal toroid // Astronomy and Astrophysics, 2015. V. 580. A123.
7. *Lionello R. et al.* Magnetohydrodynamic simulations of interplanetary coronal mass ejections // The Astrophysical Journal, 2013. 777:76 (11pp).
8. *Mikić Z., Linker J.A., Lionello R. et al.* Magnetohydrodynamic modeling of the global solar corona // Physics of plasmas, 1999. Vol. 6. №5.
9. *Wiegmann T.* Nonlinear force-free modeling of the solar coronal magnetic field // Journal of geophysical research, 2007. Vol.113. A03S02.
10. *Zuccarello F., Meliani Z., Poedts S.* Numerical modeling of the initiation of coronal mass ejections in active region NOAA9415 // The Astrophysical Journal, 2012. 758:117 (12pp).
11. *Zuccarello F.P., Jacobs C., Poedts S., van der Holst B. et al.* Modeling the initiation of coronal mass ejections: magnetic flux emergence versus shearing motions // Astronomy and Astrophysics, 2009. Vol. 507. PP. 441-452.