ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2020, том 46, № 11, с. 792–801

УЕДИНЕННЫЙ ФАКЕЛЬНЫЙ УЗЕЛ: ФОНТАННАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПРОФИЛЬ

© 2020 г. А. А. Соловьев[1,2*]

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

[2]Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

Поступила в редакцию 26.07.2020 г.
После доработки 17.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

На основе предложенной ранее стационарной 3D-модели солнечного факельного узла развит ее модифицированный вариант, в котором отражен уединенный характер факельного объекта: его магнитное поле резко ограничено в радиальном направлении. Температурный профиль факела, рассчитанный для стационарного состояния такой магнитной структуры, сопоставляется с фильтрограммой высокого разрешения, полученной в фотосферной линии TiO 7057 Å на Big Bear Solar Observatory 19 июня 2017 г. на New Solar Telescope (с апертурой 1.6 м). Снимок изображает две близко расположенных очень темных микропоры с поперечником около 300 км каждая. Микропоры окружены веером тонких, светлых, радиально вытянутых волоконец, напоминающим полутень солнечного пятна. Теоретически рассчитанный T-профиль факельного узла полностью воспроизводит эти морфологические особенности моделируемого объекта.

Ключевые слова: солнечная активность, факелы, факельные площадки, факельные узлы, магнитное поле, температурный профиль.

DOI: 10.31857/S0320010820110066

ВВЕДЕНИЕ

Солнечные факелы — одно из значительных проявлений солнечной активности. Они присутствуют на Солнце не только в активных областях вблизи пятен, но и в свободной фотосфере. Их магнитная природа несомненна, но напряженность магнитного поля в факелах значительно меньше, чем в пятнах. Видимо, с этим связан тот факт, что в активных областях они появляются раньше пятен и исчезают позже. Факелы плохо видны на диске, но отчетливо проявляются вблизи лимба. Основную роль в формировании факельных площадок как на уровне фотосферы, так и в хромосфере (plages) играют многочисленные, очень подвижные и эфемерные (время жизни 10–15–20 мин) факельные элементы гранулярных масштабов. Хотя яркость их относительно мала (на 1–3% процента выше фотосферной), число этих элементов достаточно велико для того, чтобы их вклад в общую светимость Солнца компенсировал (даже с небольшим избытком) ее дефицит, вызванный появлением темных пятен на фазе максимума солнечной активности. В свое время Пикельнер (1966) высказал идею, что относительно слабое магнитное поле факельных областей играет роль своеобразной “магнитной смазки”. Оно подавляет мелкомасштабную турбулентность (мелкие вихри) и тем облегчает конвекцию в основных масштабах порядка 1 Мм. Этим и объясняется повышенная в среднем яркость факельных площадок на Солнце. Справедливость этой догадки подтверждается тем, что в настоящее время мелкомасштабные факельные элементы гранулярных масштабов хорошо описываются численными МГД расчетами в рамках представлений о магнитной конвекции (Келлер и др.., 2004; Де Понтье и др., 2006; Бергер и др., 2007).

На фоне описанных выше мелкомасштабных факельных структур выделяются более крупные, устойчивые и долгоживущие (до 1 сут) магнитные образования — факельные узлы. Напряженность магнитного поля в них изменяется от 250–300 Гс (поле равнораспределения) до 1000–1200 Гс. Статистическое исследование физических и морфологических свойств этих факельных структур проведено недавно в (Райхокайнен и др., 2019).

Стационарная 3D-модель солнечного факельного узла, предложенная в работе Соловьева, Киричека (2019) (далее для краткости будем называть ее Модель I), представляет факельный узел в виде

*E-mail:solov.a.a@mail.ru

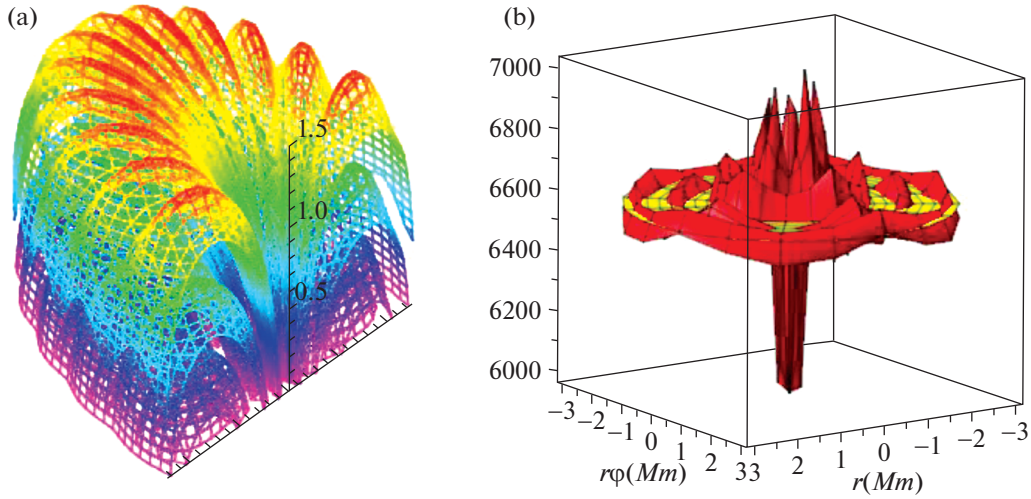

Рис. 1. a — Пример магнитной структуры факельного узла по Модели I в виде “фонтана” с тонкими струями. b — Температурный профиль факельного узла по модели I на уровне фотосферы (желтая плоскость) с магнитным полем $B = 1$ кГс в основании.

своеобразного магнитного фонтана, вдоль поднимающихся и спадающих дуг которого текут тонкие струйки горячей хромосферной плазмы. Модель I успешно описывает основные свойства следующих факельных образований:

1) тонкую волокнистую структуру факела;

2) центральное потемнение (микропору), яркость которого падает с ростом напряженности магнитного поля;

3) наличие в окрестности узла отдельных ярких факельных гранул;

4) повышенную в среднем яркость факела, по сравнению с яркостью фотосферы.

Пример магнитной структуры и температурного профиля факельного узла, рассчитанный по Модели I, приведен на рис. 1.

Все эти черты хорошо соответствуют наблюдательным данным.

Однако определенное ограничение этой модели состоит в том, что для описания радиального распределения магнитного поля факела в ней использовались функции Бесселя $J_0(kr)$, $J_1(kr)$. Эти функции удобны для математического описания, но они знакопеременны и довольно медленно убывают с расстоянием от центра системы.

Поэтому для описания факельного узла приходится ограничиваться только центральной частью распределения, до первого корня первой функции Бесселя $J_1(kr)$. Несмотря на то что в литературе имеются определенные свидетельства о квазипериодическом повторении уярчений в окрестности факелов (Литс и др., 2004), это явление все же следует рассматривать как исключение. Как показывают современные данные высокого разрешения, полученные на больших наземных телескопах с использованием адаптивной оптики (анализ этих данных и снимки высокого разрешения можно найти в работе Соловье и др., 2019), факельные узлы, будучи достаточно устойчивыми и долгоживущими образованиями, являются уединенными магнитными структурами (Андич, 2013). На рис. 2 показан типичный пример факельной структуры, состоящей из двух темных микропор, каждая из которых окружена радиально вытянутыми волокнами по-

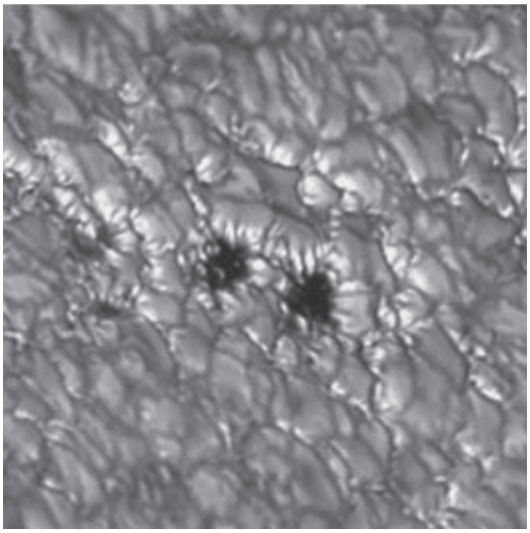

Рис. 2. Изображение спокойной фотосферы в линии TiO 7057 Å, полученное на Big Bear Solar Observatory в июне 2019 на New Solar Telescope (1.6 м). Два темных образования в центре — микропоры с поперечником около 300 км, окруженные тонкими, яркими, радиально вытянутыми волоконцами (изображение взято с сайта: www.bbso.njit.edu/~vayur/NST_catalog/2017/06/19/images/bbso_tio_pcosr_20170619_170005.png

вышенной яркости. Картина напоминает строение солнечного пятна: в центре располагается очень темная область — аналог тени пятна, на периферии имеется светлое кольцевое или полукольцевое окружение из радиально вытянутых ярких волокон, наподобие полутени солнечного пятна. Главное отличие от солнечного пятна в том, что поперечный масштаб всей этой факельной структуры в целом составляет всего около 1 Мм.

Из сказанного ясно, что для описания магнитных полей таких уединенных факельных образований осциллирующие и слабо спадающие по радиусу функции Бесселя не подходят, в этих случаях следует использовать другие, монотонно спадающие от центра функции, сохраняя ту же методологию расчета стационарных 3D моделей, что и в Модели I.

Построению именно таких конфигураций и посвящена данная работа.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СТАЦИОНАРНОЙ МГД И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Уравнения идеальной МГД для стационарного состояния имеют вид:

$$\rho\left(\mathbf{V}\cdot\nabla\right)\mathbf{V} = \tag{1}$$
$$= -\nabla P + (4\pi)^{-1}\left[\mathrm{curl}\,\mathbf{B}\times\mathbf{B}\right] + \rho\mathbf{g},$$

$$\mathrm{div}\ (\rho\mathbf{V}) = 0, \tag{2}$$

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

$$P = \rho\Re T\mu^{-1}. \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{B}$ — вектор напряженности магнитного поля, $\mathbf{V}$ — скорость элемента жидкости, а P, ρ, T, μ — давление, плотность массы, температура и средняя молярная масса газа соответственно.

Эта система является недоопределенной: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое в фотосфере и хромосфере Солнца имеет чрезвычайно сложный и во многих отношениях неизвестный вид. Здесь при составлении теплового баланса элементов плазмы необходимо было бы учитывать лучистый перенос и в континууме, и в линиях (для нижней хромосферы, где наблюдается “мешанина” очень тонких крайне неоднородных волокон, эта задача на сегодня неразрешима), продольную и поперечную теплопроводность, волновой нагрев и охлаждение (МГД и акустические волны). А в области температурного минимума, где температура опускается до 4500 К, надо было бы учесть еще и джоулев нагрев плазмы электрическими токами.

Наш подход состоит в том, что для устойчивых долгоживущих образований (солнечные пятна, поры, факелы, протуберанцы и т.п.) мы находим стационарные распределения давления, плотности, температуры и течений плазмы, соответствующие некоторой, наперед заданной магнитной структуре, которая, по нашим представлениям, достаточно близко отражает наблюдаемую магнитную конфигурацию моделируемого объекта. Если термодинамические характеристики, рассчитанные для этого объекта, достаточно хорошо отвечают его наблюдаемым свойствам, мы с уверенностью делаем вывод, что принятая магнитная структура и полученные именно для нее соответствующие равновесные параметры правильно отражают физическую природу моделируемого образования, а условия теплопереноса в нем (которые мы не умеем рассчитывать в виду чрезвычайной сложности этой задачи), очевидно, таковы, что полученного состояния они не нарушают. В противном случае вся исследуемая конфигурация была бы разрушена в течение нескольких минут, чего на деле не происходит. Разумеется, в реальных объектах идеального согласования условий равновесия и теплопереноса нет хотя бы по той причине, что конечная проводимость плазмы ведет к медленной диссипации магнитного поля, меняющей его напряженность и конфигурацию. В конечном итоге, рассогласование условий равновесия и теплопереноса приводит к разрушению и исчезновению данного магнитного элемента. Но до тех пор, пока он существует и отчетливо наблюдается, проявляя характерную для него структурную идентичность, мы можем утверждать, что особенности теплопереноса в нем соответствуют рассчитанным равновесным параметрам.

Более того, необходимо учесть, что, даже если бы мы умели решать уравнение теплопереноса, нам все равно пришлось бы вначале задать геометрию и тонкую структуру объекта, поскольку решать уравнение переноса энергии, не имея представления о его форме и хотя бы предварительном распределении термодинамических параметров в его объеме, просто невозможно. Но геометрическая форма и внутренняя структура элементов солнечной активности формируются именно магнитным полем! Таким образом, опять возникает необходимость задавать априори магнитную структуру моделируемого объекта и находить для нее равновесное распределение термодинамических параметров — это неизбежный этап исследования.

Таким образом, описанной выше постановкой задачи мы хотим подчеркнуть, что условия равновесия (или, в более общем случае, стационарности) являются первыми и необходимыми условиями самого существования таких долгоживущих устойчивых солнечных образований, как пятна, факелы, спокойные протуберанцы-волокна, поры, микропоры и т.п. Именно эти условия должны быть

положены в основу моделирования физической структуры этих активных солнечных образований.

Конечно, отсутствие в задаче уравнения переноса тепла приводит к тому, что система оказывается масштабно инвариантной — ее размеры и элементы тонкой структуры мы не вычисляем в ходе решения, а задаем независимо в согласии с наблюдениями. Но это естественная плата за то, чтобы сложная, нелинейная задача в целом оказалась разрешима аналитически.

УРАВНЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО БАЛАНСА СИЛ И НАТЯЖЕНИЙ

Система (1)–(4) после ряда преобразований приводит к уравнению стационарного баланса сил и натяжений в конфигурации магнитного поля и стационарно текущей высокопроводящей плазмы (Соловьев, Киричек, 2016, 2019) в виде

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

Здесь предполагается, что скорость течений плазмы и вектор напряженности магнитного поля, благодаря высокой проводимости, связаны напрямую:

$$\mathbf{V}=M_A\frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (6)$$

где $M_A=V/V_A$ — альвеновское число Маха, отношение скорости элемента плазмы к альвеновской.

СТАЦИОНАРНОЕ СОСТОЯНИЕ ФАКЕЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Будем полагать, что магнитное поле факельного узла не скручено: имеются только две компоненты, каждая из которых зависит от всех трех пространственных переменных в цилиндрической системе координат (r,φ,z):

$$\mathbf{B}=\{B_r(r,\varphi,z)\mathbf{e}_r,0\cdot\mathbf{e}_\varphi,B_z(r,\varphi,z)\mathbf{e}_z\}. \quad (7)$$

Ось z направим вертикально вверх, и тогда сила тяжести примет вид $\rho\mathbf{g}=-\rho g\mathbf{e_z}$. Для магнитного поля вида (7), с $B_\varphi=0$, азимутальная составляющая уравнения (4) имеет очень простую форму:

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(P+\frac{B^2}{8\pi}\right)=0. \quad (8)$$

Отсюда после интегрирования по углу сразу следует:

$$P(r,\varphi,z)+\frac{B^2(r,\varphi,z)}{8\pi}=\Pi(r,z). \quad (9)$$

Очевидно, $\Pi(r,z)$имеет смысл полного (газовое + + магнитное) давления, не зависящего от угла поворота, но сохраняющего зависимость от r и z. Вдалеке от узла:

$$\Pi(\infty,z)=\frac{B_{ex}^2(z)}{8\pi}+P_{ex}(z), \quad (10)$$

где B_{ex} — напряженность внешнего по отношению к данной конфигурации магнитного поля, $P_{ex}(z)$ — газовое давление внешней среды, которая в среднем находится (несмотря на наличие макроскопической турбулентности) в состоянии, близком к гидростатическому равновесию:

$$\frac{\partial P_{ex}(z)}{\partial z}=-g\rho_{ex}(z). \quad (11)$$

Если добавить к $P_{ex}(z)$ малый динамический член $0.5\rho_{ex}(z)V_{\sup er}^2$, то мы получим из (11) уравнение для $P_{ex}(z)$ и $\rho_{ex}(z)$, которое можно решить методом итераций, слегка тем самым скорректировав гидростатическую модель внешней среды. Расчеты показывают, однако, что возникающие таким образом поправки к распределению давления и плотности примерно на два порядка меньше исходных фотосферных величин.

Запишем далее две другие составляющие уравнения (4), подставив предварительно выражение (9) в его правую часть:

$$\frac{(1-M_A^2)}{4\pi}\left(B_z\frac{\partial B_z}{\partial z}+B_r\frac{\partial B_z}{\partial r}\right)+ \quad (12)$$
$$+\frac{B_z}{4\pi}\left(B_z\frac{\partial(1-M_A^2)}{\partial z}+B_r\frac{\partial(1-M_A^2)}{\partial r}\right)=$$
$$=g\rho(r,\varphi,z)+\frac{\partial\Pi(r,z)}{\partial z},$$

$$\frac{(1-M_A^2)}{4\pi}\left(B_z\frac{\partial B_r}{\partial z}+B_r\frac{\partial B_r}{\partial r}\right)+ \quad (13)$$
$$+\frac{B_r}{4\pi}\left(B_z\frac{\partial(1-M_A^2)}{\partial z}+B_r\frac{\partial(1-M_A^2)}{\partial r}\right)=\frac{\partial\Pi(r,z)}{\partial r}.$$

Компоненты магнитного поля определим через функцию магнитного потока. Из условия соленоидальности (3), которое в данной геометрии имеет вид

$$\frac{\partial B_z}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}rB_r=0, \quad (14)$$

следует, что продольное и радиальное поля можно выразить через функцию потока $A(r,z)=\int_0^r b_z r dr$ и некоторую произвольную безразмерную функцию того же магнитного потока и угловой координаты $F(A,\varphi)$:

$$B_z(r,\varphi,z)\equiv B_0F(A,\varphi)b_z(r,z); \quad (15)$$

$$b_z(r,z) = \frac{1}{r}\frac{\partial A(r,z)}{\partial r};$$
$$B_r(r,\varphi,z) \equiv B_0 F(A,\varphi) b_r(r,z);$$
$$b_r(r,z) = -\frac{1}{r}\frac{\partial A(r,z)}{\partial z}.$$

B_0 — единица измерения напряженности магнитного поля. Магнитное поле (15) удовлетворяет условию (3) при любой дифференцируемой функции $F(A,\varphi)$. Здесь важно подчеркнуть, что зависимость функции F от угла можно выбирать произвольно, например, в таком простом варианте:

$$F^2(A,\varphi) = 1 + f(A,\varphi) = \\ = 1 + aA^s(1-\sin(m\varphi))^2, \quad (16)$$

где $f(A,\varphi)$ — осциллирующий положительный член, a, m, s — некоторые положительные численные коэффициенты. При достаточно большом m, благодаря сочетанию в выражении (16) радиальной и угловой переменности магнитного поля, можно описывать тонкую дискретную структуру внутри факельного узла (рис. 1). Когда угловой зависимости нет, $F = 1$.

Подставим выражения (15) в формулы (12) и (13):

$$(1-M_A^2)F^2(A,\varphi)\frac{B_0^2}{4\pi}\left[\left(b_z\frac{\partial b_r}{\partial z} + b_r\frac{\partial b_r}{\partial r}\right) + \right. \quad (17)$$
$$\left. + \left(b_r b_z \frac{\partial \ln(1-M_A^2)}{\partial z} + b_r^2 \frac{\partial \ln(1-M_A^2)}{\partial r}\right)\right] = \\ = \frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial r}.$$

$$(1-M_A^2)F^2(A,\varphi)\frac{B_0^2}{4\pi}\left[\left(b_z\frac{\partial b_z}{\partial z} + b_r\frac{\partial b_z}{\partial r}\right) + \right. \quad (18)$$
$$\left. + \left(b_z^2 \frac{\partial \ln(1-M_A^2)}{\partial z} + b_z b_r \frac{\partial \ln(1-M_A^2)}{\partial r}\right)\right] = \\ = g\rho(r,\varphi,z) + \frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial z}.$$

Правая часть выражения (17) не содержит зависимости от угла. Следовательно, необходимо, чтобы

$$\left[1 - M_A^2(r,\varphi)\right] F^2(A,\varphi) = C(A), \quad (19)$$

гдеC(A) — некоторая положительная функция магнитного потока, не зависящая от угла. В этом случае, как нетрудно убедиться, малые логарифмические члены во вторых круглых скобках в левых частях уравнений (17) и (18) тождественно обращаются в ноль. Учитывая, что функция F выбирается достаточно произвольно, можно для упрощения модели положить $C = 1$ и тогда

$$M_A^2 = 1 - \frac{1}{F^2} = \frac{f}{1+f} > 0. \quad (20)$$

Как видим, функция f не может принимать отрицательных значений. В предельном случае, когда $f = 0$, имеем $M_A^2 = 0$. В другом пределе, когда $f \gg 1$, получаем $M_A^2 \to 1$. Таким образом, уравнения (17), (18) принимают вид

$$\frac{B_0^2}{4\pi}\left(b_z\frac{\partial b_r}{\partial z} + b_r\frac{\partial b_r}{\partial r}\right) = \frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial r}, \quad (21)$$

$$\frac{B_0^2}{4\pi}\left(b_z\frac{\partial b_z}{\partial z} + b_r\frac{\partial b_z}{\partial r}\right) - \frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial z} = \\ = g\rho(r,\varphi,z). \quad (22)$$

Левая часть уравнения (22) от угла не зависит, следовательно, эта зависимость исчезает и для распределения плотности плазмы, которое в данной конфигурации оказывается осесимметричным: $\rho = \rho(r,z)$.

Выражение (21) проинтегрируем по r от некоторой бесконечно удаленной точки до точки, взятой внутри конфигурации:

$$\Pi(r,z) = \frac{B_0^2}{8\pi}\left[b_r^2 + 2\int\limits_{\infty}^{r} b_z\frac{\partial b_r}{\partial z}dr\right] + \\ + P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2}{8\pi}. \quad (23)$$

Подставив полученное для $\Pi(r,z)$ выражение в уравнение (22), получаем

$$\rho(r,z) = \rho_{ex}(z) + \frac{k}{g}\frac{B_0^2}{8\pi}\left[2b_r\frac{\partial b_z}{\partial r} + \right. \quad (24)$$
$$\left. + \frac{\partial}{\partial z}\left(b_z^2 - b_r^2 - 2\int\limits_{\infty}^{r} b_z\frac{\partial b_r}{\partial z}dr\right)\right] - \frac{1}{8\pi}\frac{\partial B_{ex}^2}{g\partial z},$$

где k — обратный масштаб длины. Мы в данном случае, учитывая масштаб приведенного на рис. 2 изображения высокого разрешения, будем для численных расчетов брать его равным $k = (250km)^{-1} = 4(Mm)^{-1}$.

Баланс давлений следует из выражений (9) и (23):

$$P(r,z,\varphi) = \Pi(r,z) - \frac{B^2(r,z,\varphi)}{8\pi} = \\ = P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2}{8\pi} + P_m(r,z,\varphi), \quad (25)$$

где

$$P_m(r,z,\varphi) = \frac{B_0^2}{8\pi}\left[b_r^2 + 2\int_\infty^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr\right] - \frac{B^2(r,z,\varphi)}{8\pi}$$

представляет вызванное наличием магнитного поля отклонение газового давления в системе от соответствующего гидростатического распределения, задаваемого моделью солнечной атмосферы (Аврет, Лозер, 2008). Отметим, что давление газа в факеле зависит от угла только благодаря наличию в формуле (25) члена $B^2(r,z,\varphi)$.

Соответствующее выражение для плотности газа примет вид

$$\rho(r,z) = \rho_{ex}(z) - \frac{\partial}{\partial z}\frac{B_{ex}^2}{8\pi} + \rho_m(r,z), \qquad (26)$$

где

$$\rho_m(r,z) = \frac{B_0^2}{8\pi}\frac{G}{g}\left[\frac{2b_r\partial b_z}{\partial r} - \right.$$
$$\left. - \frac{\partial}{\partial z}\left(b_r^2 - b_z^2 + 2\int_\infty^r \frac{b_z \partial b_r}{\partial z} dr\right)\right]$$

— отклонение плотности от гидростатического распределения $\rho_{ex}(z)$, вызванное наличием магнитного поля в факеле. Распределение плотности (26) от угла φ не зависит.

В полученных формулах присутствует такой плохо определяемый параметр, как квадрат внешнего магнитного поля B_{ex}^2, а также производная от него по вертикали. Здесь следует различать два случая: когда мы наблюдаем факельную структуру вдалеке от пятен, вне активной области, то внешнее магнитное поле есть просто общее поле Солнца, не превышающее нескольких гаусс (Тайтл, Шриджвер, 1998) и изменяющееся с высотой на масштабах в сотни тысяч километров. В том случае, когда наблюдается факельный узел в активной области, недалеко от солнечного пятна, внешнее поле может достигать величины в 50–300 Гс и, возможно, более. Но даже в этом случае для расчета температурного профиля на уровне фотосферы, в которой газовое давление составляет несколько единиц на 10^5 dyne/cm^2, а характерный масштаб высоты составляет всего 200–300 км, члены с B_{ex}^2 дают ничтожно малую поправку. Значение этих членов оказывается, однако, заметным при расчете температуры факелов в верхней хромосфере, где их магнитное поле значительно слабее фотосферных величин, но в данной работе мы этой задачей заниматься не будем, ограничившись лишь фотосферным уровнем, для которого на сегодня имеются эталонные изображения высокого разрешения типа того, что приведен на рис. 2.

Выражения (25) и (26) позволяют по заданным функциям $B_0 b_z(r,z)$, $B_0 b_r(r,z)$ рассчитать газовое давление и плотность газа в факельном узле, а затем по уравнению состояния идеального газа (формула (4)) — его температурный профиль. Стационарные течения, описываемые альвеновским числом Маха M_A^2, вносят вклад в баланс давлений через фактор C (см. выражение 20), который мы в данном случае положили равным 1, и через функцию $f(A,\varphi)$, входящую в слагаемое $(8\pi)^{-1}B^2(r,z,\varphi)$.

МАГНИТНАЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРЫ ФАКЕЛЬНОГО УЗЛА

Магнитная структура

Выбор конкретной магнитной структуры объекта в нашей постановке задачи имеет решающее значение, поскольку именно этим определяется температурный профиль объекта, который мы только и можем сопоставить с наблюдательными данными. К сожалению, о пространственной структуре магнитного поля факелов мы на сегодня почти ничего не знаем. Нам известны из наблюдений только оценки величины среднего по сечению поля и тот факт, что уровень центрального потемнения (микропоры) тем ниже, чем выше напряженность этого поля (Райхокайнен и др., 2019). Вторая особенность магнитного поля факела, положенная в основу данной работы, состоит в том, что это должна быть уединенная структура, т.е. поле должно быстро и монотонно убывать с расстоянием от центра.

Учитывая сказанное, выберем магнитную структуру факельного узла в виде

$$A = \frac{r^2}{2k^2(r^2+z+1)} - b_0\frac{r^2}{2k^2}. \qquad (27)$$

Здесь координаты r, z считаем безразмерными, нормированными на 250 км. Коэффициент k^2 введен для сохранения размерности: при дифференцировании (27), согласно (15), получаются компоненты магнитного поля. Константа b_0 — положительная величина меньше единицы, ограничивающая радиальное распространение продольного поля. Магнитный поток A меняет знак на расстоянии от центра $r_0 = \sqrt{\frac{1}{b_0} - 1}$. Для $b_0 = 0.1$, $r_0 = 3$, а для $b_0 = 0.2$, $r_0 = 2$, чем больше параметр b_0, тем резче ограничена конфигурация в поперечном направлении. При магнитном потоке (27) компоненты магнитного поля имеют вид

$$\left.\begin{aligned} B_z &= B_0 F(A,\varphi) b_z = \\ &= B_0 F(A,\varphi)\left(\frac{z+1}{(r^2+z+1)^2} - b_0\right), \\ B_r &= B_0 F(A,\varphi) b_r = \\ &= B_0 F(A,\varphi)\left(\frac{r}{2(r^2+z+1)^2}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (28)$$

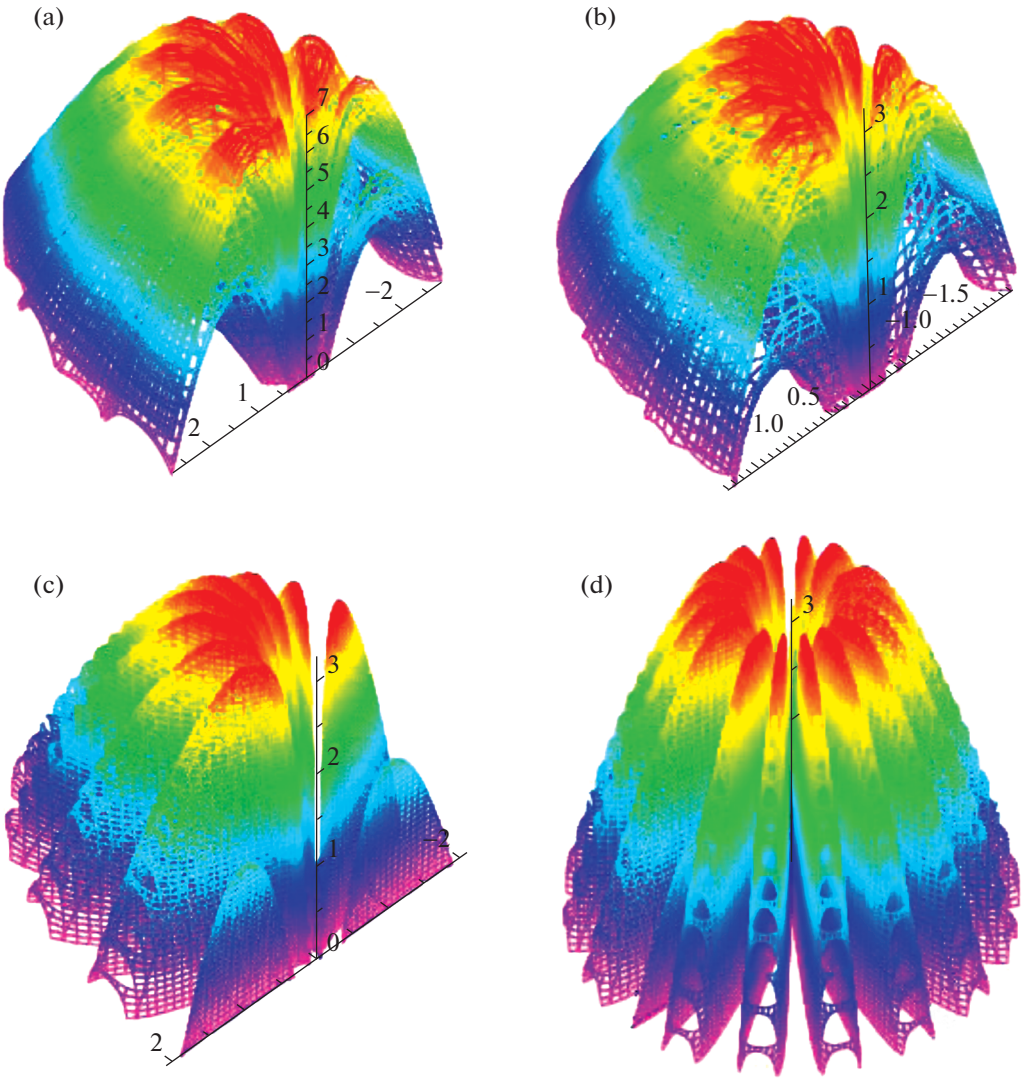

Рис. 3. a — Заданы поверхности уровней функции $1 + (1 - \sin(12\varphi))^2 \times \left(\frac{r^2}{2(r^2+z+1)} - 0.1\frac{r^2}{2}\right)$. Поперечный размер магнитной структуры 6×250 км $= 1500$ км. b — Показаны поверхности уровней функции $1 + (1 - \sin(17\varphi))^2 \times 0.5 \times \times \left(\frac{r^2}{2(r^2+z+1)} - 0.2\frac{r^2}{2}\right)$. Поперечный размер магнитной структуры 4×250 км $= 1000$ км $= 1$ Мм. c — Показаны поверхности уровней функции $1 + (1 - \sin(17\varphi))^2 \times 1 \times \left(\frac{r^2}{2(r^2+z+1)} - 0.2\frac{r^2}{2}\right)^{1/2}$. Поперечный размер магнитной структуры 4×250 км $= 1$ Мм. d — Изображение того же объекта, но с полной круговой разверткой. Размытость боковых границ обусловлена трудностью извлечения квадратного корня у границ, где значения функции переходят через ноль.

Уровень $z = 0$ принимаем за уровень фотосферы и рассматриваем только область $z \geqslant 0$. В центре конфигурации при $z = 0$, $r = 0$, $F = 1$ имеем: $B_z = B_0(1 - b_0)$ — напряженность магнитного поля в основании факельного узла. Заметим, что напряженность магнитного поля факела падает с радиальным расстоянием очень быстро, как $1/r^4$. Эта магнитная конфигурация погружена в спокойную гидростатическую солнечную атмосферу, задаваемую моделью Аврет, Лозер (2008), в которой основание фотосферы лежит на уровне с параметрами: $T(0) = 6583$ K, $P(0) = 1.228 \times 10^5$ dyn/см^2, $\rho(0) = 2.87 \times 10^{-7}$ г/см^3.

Уровень с температурой 5800 K, которую обычно считают фотосферной, находится в этой модели на 50 км выше.

Подставим выражения для b_z и b_r из (28) в общие формулы (25), (26):

$$P(r, z, \varphi) = P_{ex}(z) - \qquad (29)$$

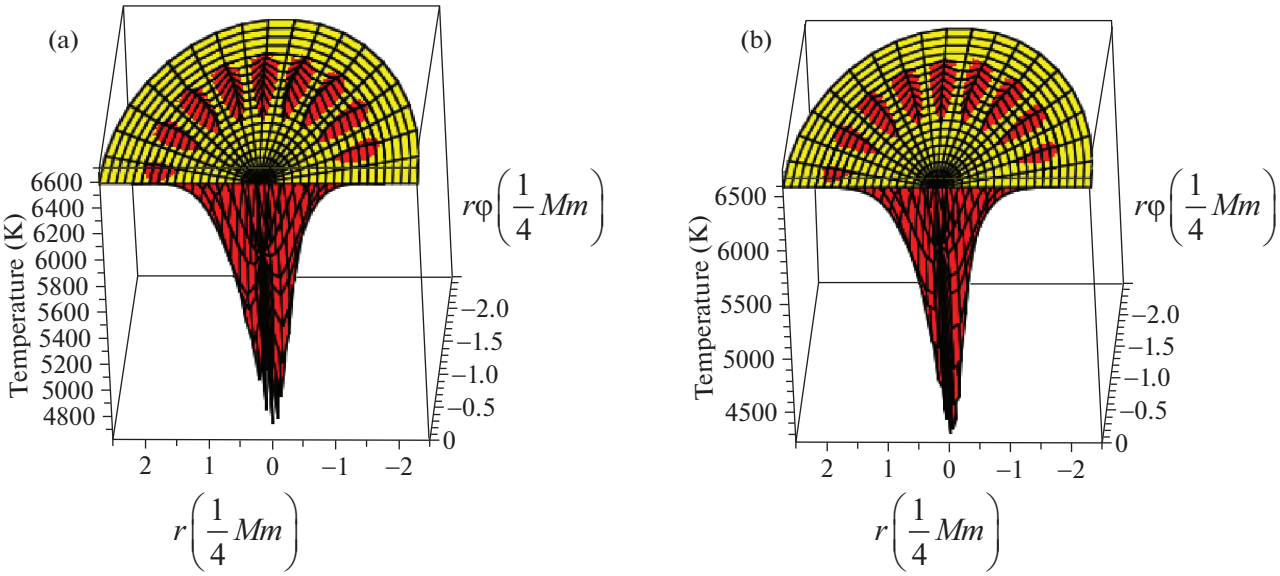

Рис. 4. a — Температурный профиль для факельного узла на уровне фотосферы $B_0 = 1000$ Гс, при параметрах функции $f : a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. b — Здесь температурный профиль рассчитан при: $a = 1$, $s = 1/4$, $m = 18$. С уменьшением параметра s уменьшаются радиус и температура центрального потемнения.

$$-\frac{B_0^2}{8\pi}\left[\frac{(z+1)^2-0.25(z+1)}{(r^2+z+1)^4}-\right.$$
$$\left.-b_0\frac{2(z+1)-0.5}{(r^2+z+1)^2}+\left(b_z^2+b_r^2\right)f(A,\varphi)\right],$$

$$\rho(r,z)=\rho_{ex}(z)- \tag{30}$$
$$-\frac{B_0^2k}{8\pi g}\left[\frac{r^2(4z+3)+4z^2+7z+3}{(r^2+z+1)^5}+\right.$$
$$\left.+\frac{2z+1}{(r^2+z+1)^4}-\frac{b_0(4z+5)}{(r^2+z+1)^3}+\frac{2b_0}{(r^2+z+1)^2}\right].$$

Графическое представление магнитной структуры уединенного факельного узла и численные расчеты его температурных профилей мы будем проводить для уровня фотосферы ($z = 0$) при $k = 4/(Mm)$ и $B_0 = 1000, 500, 250G$.

Для угловой функции $f(A, \varphi)$ примем форму, приведенную в (16), значения численных коэффициентов в ней будем варьировать.

На рис. 3 представлена пространственная магнитная структура факельного узла для двух значений параметра b_0, ограничивающего поле по радиусу: для $b_0 = 0.1$ (рис. 3a) и $b_0 = 0.2$ (рис. 3b). На рисунках отчетливо выражены “фонтанная” структура магнитного поля и его тонкая азимутальная вариация. В первом случае азимутальный множитель взят $m = 12$, во втором — 17. Параметр s в формуле (16) принят равным 1. По сравнению с моделью I (рис. 1a) магнитное поле здесь более компактно, сильнее сконцентрировано к оси. Если принять $s = 0.5$, структура поля изменится, концентрация его к оси усилится, и азимутальные вариации будут сильнее выражены (рис. 3c и 3d). В случае $s = 0.25$ изображение мало изменится по сравнению со случаем $s = 0.5$, только еще больше усилится концентрация продольного поля к оси, что отчетливо отразится на температурных профилях, представленных ниже на рис. 4a и 4b: при $s = 0.25$ увеличение концентрации продольного поля к оси ведет к уменьшению радиуса центрального потемнения (микропоры) и более низкой температуре в ее центре.

Температурные профили

Исходя из этих соображений, при расчете температурных профилей узла мы будем использовать численные значение параметра $s = 0.5$ и 0.25, чтобы обеспечить наиболее четкое проявление центральной части факела — темной микропоры. Температурные профили факела рассчитываются по формулам (29), (30) и (4), а параметры функции f, входящей в формулу для давления (29) и задаваемой формулой (16), приводятся в подписях к рисункам.

Зависимость потемнения поры от магнитного поля

В работе (Райхокайнен и др., 2019) показано, по данным SDO, что интенсивность центрального потемнения факела (микропоры) линейно падает с

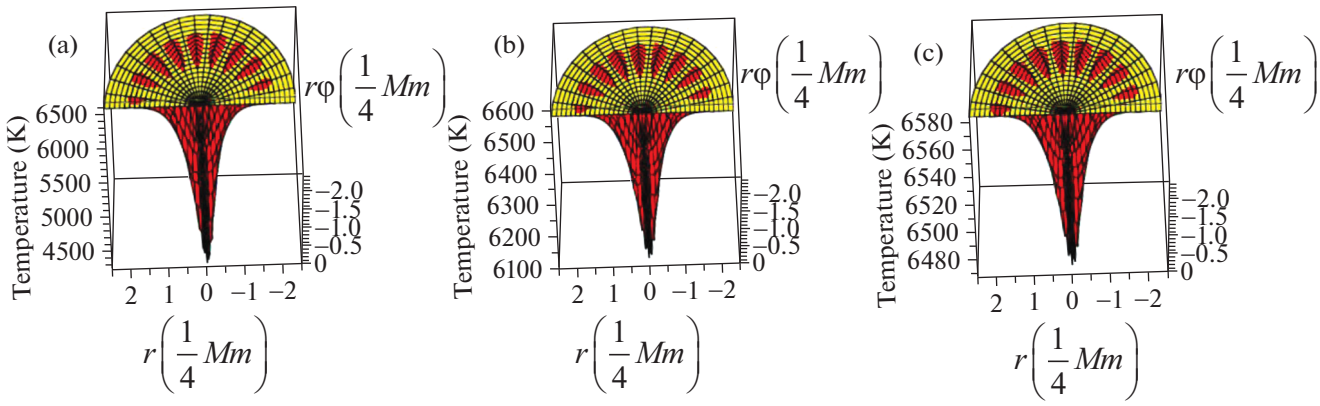

Рис. 5. a — Температурный профиль при $B_0 = 1000G$ и f с параметрами: $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. В центре T опускается до 4500 K. b — Температурный профиль при $B_0 = 500G$ и f с параметрами: $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. В центре T опускается до 6150 K. c — Температурный профиль при $B_0 = 250G$ и f с параметрами: $a = 1$, $s = 1/2$, $m = 18$. В центре T ниже фотосферной только на 100 K.

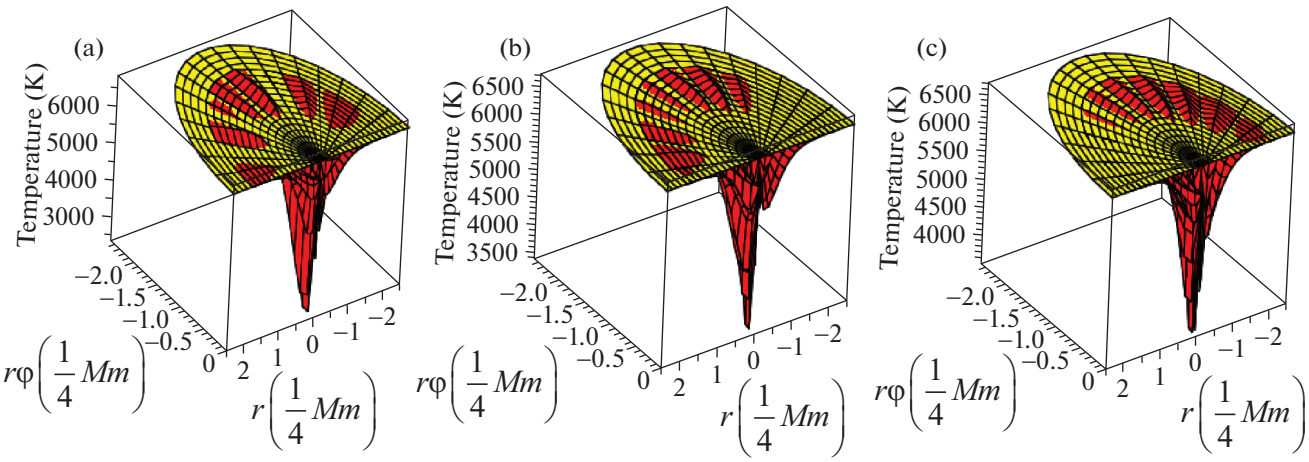

Рис. 6. a — T-профиль для факела с $B_0 = 1kG$ и f вида $1 \times A^{1/4}\left(1 + \sin(18\varphi) + \sin(12\varphi)\right)^2$. b — T-профиль для факела с $B_0 = 1kG$ и f вида $1 \times A^{1/4}\left(1 + \sin(18\varphi) + \frac{1}{2}\sin(4\varphi)\right)^2$. c — T-профиль для факела с $B_0 = 1kG$ и f вида $1 \times A^{1/4}\left(1 + \sin(18\varphi) + \frac{1}{2}\sin(2\varphi)\right)^2$.

ростом магнитного поля. Этот эффект имеет место как для Модели I, так и для нашей модели. Мы продемонстрируем его здесь для температурных профилей с магнитным полем в основании факела: $B_0 = 1000, 500, 250G$ (рис. 5a,b,c). При сохранении общей геометрии картины факела шкала его температур резко сокращается с уменьшением напряженности магнитного поля: при поле в основании 1000 Гс имеется разница температур между верхней и нижней частью факела около 2000 K, а при поле 250 Гс (близком к полю равнораспределения) перепад температур от самой горячей до самой холодной точки в центре составляет всего около 100 K!

Асимметричные паттерны светлых волокон

Изучение снимков высокого разрешения типа того, что приведен на рис. 2, показывает, что распределение светлых волоконец около темной центральной части обычно очень несимметрично, правильные кольцевые или полукольцевые структуры (Литс и др., 2004) встречаются крайне редко. Этот эффект мы можем легко промоделировать

выбором угловой зависимости в функции f, который является в нашей модели совершенно произвольным. Выше, в формуле (16), мы выбирали для наглядности самое простое выражение с одним синусом азимутального угла, но если даже взять для функции f только два синусоидальных члена, например, в таком виде:

$$f(A,\varphi) = aA^s(1 + d_1 \sin(m_1\varphi) + + d_2 \sin(m_2\varphi))^2, \quad (31)$$

то мы имеем возможность, варьируя здесь свободные параметры, получать огромное количество разнообразных комбинаций в распределении светлых волоконец по азимуту (как это имело место при моделировании полутени солнечного пятна в работе Соловьева, Киричека, 2016).

Рисунки 6a, 6b и 6c это наглядно демонстрируют на трех примерах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Факельные магнитные узлы являются, как правило, достаточно изолированными, отделенными друг от друга структурами. Соответственно, для их теоретического описания следует использовать функции, резко ограниченные в радиальном направлении.

2. Одна из таких моделей представлена в настоящей работе. Построенные на ее основе распределения магнитных и температурных параметров хорошо соответствуют современным наблюдательным данным высокого разрешения.

3. Важнейшим свойством Модели I и настоящей модели является возможность описания характерной для факельных образований очень тонкой филаментарной структуры как магнитных, так и температурных профилей.

Автор признателен руководству Big Bear Solar Observatory за предоставленную возможность воспользоваться снимками высокого разрешения, размещенными на сайте обсерватории www.bbso.njit.edu/~vayur/NST_catalog/2017/06/19/images/bbso_tio_pcosr_20170619_170005.png

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку работы (грант № 18-02-00168). Автор также благодарит за поддержку Министерство Науки и Высшего образования РФ в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андич (A. Anđić), Sol. Phys. **282** (2), 443 (2013); https://doi.org/10.1007/s11207-012-0137-z
2. Аврет, Лозер (E.H. Avrett, R. Loeser), Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**, 229 (2008).
3. Бергер и др. (T.E. Berger, L. Rouppe van der Voort, and M. Löfdahl), Astrophys. J. **661**(2), 1272 (2007). https://doi.org/10.1086/517502
4. Де Понтье и др. (B. De Pontieu, M. Carlsson, R. Stein, et al.), Astrophys. J. **646**, 1405 (2006), https://doi.org/10.1086/505074
5. Келлер и др. (C.U. Keller, M. Schussler, A. Vogler, and V. Zakharov), Astrophys. J. **607**(1), L59 (2004). https://doi.org/10.1086/421553
6. Литс и др. (B.W. Lites, G.B. Scharmer, T.E. Berger, and A.M. Title), Solar Phys. **221**, 65 (2004), https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000033355.24845.5a
7. Пикельнер С.Б., *Основы космической электродинамики* (М.: Наука, 1966), с. 68.
8. Райхокайнен и др. (A. Riehokainen, P.V. Strekalova, A.A. Solov'ev, V.V. Smirnova, I. Zhivanovich, A. Moskaleva, and N. Varun), Astron. Astrophys. **627**, id.A10, 7 (2019), https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935629
9. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), Solar Phys. **291**, 1647 (2016), https://doi.org/10.1007/s11207-016-0922-1
10. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), MNRAS **482**, 5290 (2019), https://doi.org/10.1093/mnras/sty3050
11. Соловьев и др. (A.A. Solov'ev, L.D. Parfinenko, V.I. Efremov, E.A. Kirichek, and O.A. Korolkova), Astrophys. Space Science **364**, 222 (2019), https://doi.org/10.1007/s10509-019-3710-1