

УДК 523.98

С. И. Гопасюк, О. С. Гопасюк

НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
98409 Крым, п. Научный

Возможности исследования магнитных структур в подфотосферных слоях Солнца

Разработан метод исследования магнитных структур в подфотосферных слоях Солнца, основанный на наблюдательных результатах о крутильных колебаниях семи одиночных пятен с периодом 2.2—7.1 сут. Определены параметры самих крутильных колебаний и магнитных трубок в глубоких слоях. Магнитная силовая трубка, образующая пятно, является протяженным образованием. Ее радиус сечения наибольший у поверхности Солнца и примерно равен радиусу тени пятна. С переходом в глубокие слои он довольно быстро уменьшается. Продольный электрический ток, появляющийся в магнитной трубке, изменяет направление с периодом колебаний. Плотность тока и напряженность продольного магнитного поля в трубке увеличиваются с глубиной в соответствии с уменьшением сечения магнитной трубки. Средняя по длине магнитной трубки альвеновская скорость в десятки и сотни раз меньше этой же скорости в тени пятна. Она уменьшается с увеличением периода колебаний — длины магнитной трубки.

МОЖЛИВОСТІ ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТНИХ СТРУКТУР У ПІДФОТОСФЕРНИХ ШАРАХ СОНЦЯ, Гопасюк С. І., Гопасюк О. С. — Розроблено метод досліджень магнітних структур у підфотосферних шарах Сонця, заснований на результатах спостережень крутильних коливань в семи одиночних плям з періодом 2.2—7.1 доби. Визначено параметри самих крутильних коливань і магнітних трубок у глибоких шарах. Магнітна силова трубка, що утворює пляму, має значні розміри по довжині. Її радіус перетину найбільший біля поверхні Сонця і приблизно дорівнює радіусу тіні плями. З переходом у глибокі шари він досить швидко зменшується. Поздовжній електричний струм, що з'являється у магнітній трубці, змінює напрямок з періодом коливань. Щільність струму і напруженість поздовжнього магнітного поля у магнітній трубці збільшуються з глибиною відповідно до зменшення перетину магнітної трубки. Середня по довжині магнітної трубки альвеновська швидкість у десятки і сотні разів менша від цієї ж швидкості в тіні плями. Вона зменшується зі збільшенням періоду коливань — довжини магнітної трубки.

POSSIBILITIES OF MAGNETIC FIELD STRUCTURE INVESTIGATIONS IN SUBPHOTOSPHERIC LAYERS OF THE SUN, by Gopasyuk S. I., Gopasyuk O. S. — The method for investigations of magnetic field structures

in subphotospheric layers of the Sun is elaborated. Observational results on the torsional oscillations of sunspots with the period 2.2—7.1 days were putted into bases of this method. Parameters of torsional oscillations and magnetic tubes in deep layers were determined. The magnetic flux tube forming a sunspot is a stretching formation. The radius of cross-section of magnetic tubes is the greatest near the solar surface and is approximately the same as radius of a sunspot umbra. In deeper layers it decreases enough rapidly. The longitudinal electric current appearing in a magnetic tube changes direction with the period of torsional oscillations. The density of a current and intensity of a longitudinal magnetic field in a magnetic tube increase with depth according to decreasing of the cross-section of the magnetic tube. An Alfvén wave velocity averaged over length of a magnetic tube is in tens and hundred times less than the same velocity in a sunspot umbra. It decreases with an increase of the period of oscillations or of the magnetic tube length.

Одна из возможностей исследования структуры магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца может быть основана на данных о крутильных колебаниях пятен. Крутильные колебания в плазме с магнитным полем возможны благодаря силам натяжения силовых линий магнитного поля, стремящимся возратить смещенную массу газа в исходное положение. В результате возмущение распространяется вдоль силовых линий с альвеновской скоростью. Крутильные колебания пятен на Солнце были обнаружены в работах [6, 22] и исследовались в [11, 19]. В работе [11] изучено 131 пятно (одиночные и в группах). Все пятна, для которых можно было (по каким-то деталям) определить вращение, показали наличие крутильных колебаний со средним периодом около 6 сут. Крутильные колебания пятен отражают, скорее всего, их характерное состояние. Между периодом и амплитудой колебаний имеется связь: с увеличением периода увеличивается амплитуда [11].

Период свободных колебаний линейной системы с однородными параметрами не зависит от амплитуды. Амплитуда колебаний определяется начальными условиями, а период — жесткостью системы. Для нелинейных систем собственная частота колебаний уже не является независимой от амплитуды. Такие колебания являются вынужденными. Это возможно, в частности, когда колебания сильно затухают. В процессе затухания волны Альвена за счет омических потерь плотность энергии убывает пропорционально квадрату частоты [12, 14]. Для частот, характерных для крутильных колебаний пятен, этот вид затухания в атмосфере Солнца пренебрежимо мал.

Распространяясь в плазме с неоднородной плотностью, волна Альвена теряет часть своей энергии, так как разделяется на отраженную и преломленную. Каждая из них распространяется в прямом и обратном направлении относительно вектора магнитного поля. Критерием изменения плотности служит сравнение длины волны λ и расстояния z , на котором плотность плазмы убывает в e раз. В простейшем случае, когда $\lambda \gg 4\pi z$, и магнитное поле в волне параллельно «поверхности раздела» (сама волна может быть наклонной), отношение потоков энергий отраженной и преломленной волн симметрично по отношению к плотности «обеих сред» ρ_1 и ρ_2 ($(\sqrt{\rho_1} - \sqrt{\rho_2})^2 / (4\sqrt{\rho_1\rho_2})$). При плавном изменении плотности ($\lambda \ll 4\pi z$) отражение незначительное, и в результате поток энергии, который несет волна, изменяется слабо [20, 24].

В плазме с неоднородной плотностью и при наличии силы тяжести магнитогидродинамические волны могут испытывать также гравитационное затухание [13, 16]. Гравитационное затухание крутильных колебаний

пятен на Солнце было исследовано в работе [7]. Согласно [7] вертикальная часть общей энергии волны уменьшается со временем экспоненциально. Выражение для характерного времени затухания энергии крутильной волны имеет такой же вид, как и для плоской волны, полученной в [13]. Гравитационное затухание означает, что энергия волны расходуется на подъем более плотного нижнего газа против силы тяжести и опускания верхнего разреженного вещества против сил давления, т. е. на вертикальное перемешивание вещества атмосферы. По мере затухания крутильные колебания вырождаются в плоские волновые с горизонтальным движением газа. Согласно результатам работ [7, 13] характерное время гравитационного затухания крутильных колебаний пятен на Солнце мало по сравнению с их периодом.

Последние два механизма затухания альвеновских волн налагают довольно жесткие условия на ориентацию в глубинах Солнца магнитных силовых трубок и на генерацию и распространение в них крутильных колебаний.

Скручивание магнитного поля в плазме приводит к появлению электрического тока. Использование параметров крутильных колебаний магнитных силовых трубок открывает новые возможности в исследовании электрических токов и структуры магнитного поля в глубоких слоях Солнца, недоступных прямым наблюдениям. Этим проблемам посвящена данная работа. Используемые результаты наблюдений относятся к тени пятен, где магнитное поле в основном вертикальное.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Магнитное поле своим появлением на поверхности Солнца обязано всплыванию магнитных петель.

Рассмотрим частично вышедшую магнитную петлю, образующую на поверхности Солнца пятно или магнитный элемент. Предполагаем, что сечение магнитной трубки круглое, аксиальное поле H_1 ее однородно по сечению и резко уменьшается до нуля на границе. Вдоль силовой трубки магнитное поле и плотность плазмы могут быть неоднородными. Пусть в некоторый момент времени в магнитной петле появляется возмущение в виде крутильной волны, которое приводит к закручиванию осевого поля. Возмущение закручивания будет распространяться вдоль магнитного поля с локальной скоростью волны Альвена. Длину магнитной трубки, расположенной в глубоких слоях — от фотосферы до источника крутильных колебаний — обозначим через l . Допустим, что крутильные колебания и возмущение таковы, что сечение трубки вращается как жесткое образование. Известно [2, 14], что если на одном конце трубки длиной l осевое магнитное поле H_1 закручивается на угол φ (в радианах) по отношению к другому концу, то создается азимутальное магнитное поле напряженностью

$$H_\varphi = r \frac{\varphi}{l} H_1, \quad (1)$$

где r — расстояние от магнитной оси трубки и в пределе равно ее радиусу r_0 ($r \leq r_0$).

Из (1) следует, что азимутальное поле обрывается на границе трубки. Наличие азимутальной составляющей поля означает, что электрический ток течет вдоль трубки, а однородность скручивания свидетельствует о постоянстве плотности тока по сечению. С другой стороны, на основании уравнения Максвелла азимутальная составляющая поля определяется через полный ток I_1 вдоль трубки в виде [17]

$$H_{\varphi} = \frac{2r}{cr_0^2} I_1, \quad (2)$$

при $r \leq r_0$, $I_1 = \pi r_0^2 j_1$; j_1 — плотность тока, постоянная по сечению магнитной трубки. Азимутальная составляющая магнитного поля, определяемая (2), вообще не переходит в нуль на границе трубки. В некоторых случаях вводится возвратный ток, магнитное поле которого ограничивает поле тока I_1 . Мы принимаем, что поле H_{φ} ограничено размером $r = r_0$. Из (1) и (2) находим отношение угла скручивания магнитной трубки к ее длине l :

$$\frac{\varphi}{l} = \frac{2\pi}{c} \frac{I_1}{\Phi_1}, \quad (3)$$

где $\Phi_1 = \pi r_0^2 H_1$ — магнитный поток через сечение трубки, который должен оставаться постоянным при сжатии и расширении контура.

При крутильных колебаниях пятен согласно [3, 4, 11, 21] один конец магнитной трубки — тот, который образует пятно на поверхности Солнца, показывает во времени крутильные колебания с периодом T и амплитудой $\varphi(0)$:

$$\varphi = \varphi(0) \sin \frac{2\pi}{T} t. \quad (4)$$

Из (3) с учетом (4) следует, что электрический ток в магнитной трубке изменяется с периодом крутильных колебаний:

$$I_1 = I(0) \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad (5)$$

где амплитуда тока

$$I(0) = \frac{c}{2\pi} \frac{\varphi(0)}{l} \Phi_1. \quad (6)$$

На основании (6) амплитуда угла скручивания магнитной трубки, отнесенная к ее длине, равна

$$\frac{\varphi(0)}{l} = \frac{2\pi}{c} \frac{I(0)}{\Phi_1}. \quad (7)$$

Амплитуда азимутального магнитного поля на основании (2) и (5) равна

$$H_{\varphi}(0) = \frac{2}{cr_0} I(0). \quad (8)$$

Для крутильных колебаний в работе [4] приведены данные наблюдений о периодах, амплитудах всех составляющих вектора магнитного поля и вектора скорости тени шести одиночных пятен и радиусы r_0 самой тени.

Крутильные колебания магнитных трубок, вероятно, порождаются вихревыми движениями плазмы. Эти движения создают циркулирующий в магнитной трубке переменный электрический ток (5). Время характерных изменений тока определяется периодом T . В обычных условиях время изменения тока и его магнитного поля определяется электропроводностью плазмы и размером данной неоднородности поля. В случае крутильных колебаний, как и при подъеме магнитных петель [10], происходят быстрые изменения электрических токов. По сравнению с подъемом магнитных петель, сопровождающихся только изменением величины тока, крутильные колебания магнитных трубок порождают переменный и по направлению электрический ток.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В работах [3, 4, 6] было установлено, что скорость вращения пятен, вычисленная по фотогелиограммам, в 5—7 раз меньше азимутальной скорости вращения пятен, вычисленной по полю лучевых скоростей в фотосфере. В то же время закрученность силовых линий магнитного поля на внешней границе полутени соответствует углу поворота пятна, вычисленного по фотогелиограммам [5]. Физические причины различия этих скоростей остаются пока неясными. Возможно, причина кроется в том, что, как показывают наблюдения, в тени пятна фотосферная плазма движется поперек магнитного поля (угол между обоими векторами составляет 65° [9]). И для того, чтобы иметь соответствие между вращением пятна и закрученностью силовых линий магнитного поля, за амплитуду скорости вращения тени каждого пятна нами была принята разделенная на 2π амплитуда азимутальной составляющей скорости в тени пятна $V_\varphi(0)$, вычисленная по полю наблюдаемых лучевых скоростей. По $V_\varphi(0)/2\pi$ были вычислены величины $\varphi(0)$. Очевидно, что

$$\varphi(0) = \frac{V_\varphi(0)}{2\pi r_0} T. \quad (9)$$

Значения скоростей $V_\varphi(0)$ и вычисленные по ним значения $\varphi(0)$ содержатся в таблице, где приведены также средние по площади тени пятна вертикальная составляющая H_1 магнитного поля и радиус тени пятна r_0 , т. е. параметры, которые необходимы для дальнейших расчетов.

По выражениям (6)—(8) и на основании результатов наблюдений, полученных в [4] для шести пятен и воспроизведенных здесь в таблице, были вычислены значения величин $I(0)$, $\varphi(0)/l$, средние по трассе, т. е. от источника возбуждения крутильных колебаний до фотосферы. На основании значений $\varphi(0)/l$ и амплитуды поворота тени пятна $\varphi(0)$ (таблица), а также выражений (7) и (9) были вычислены расстояния l от источника крутильных колебаний до уровня их регистрации — фотосферы:

$$l = \frac{cV_\varphi(0)}{2\pi r_0} \frac{\Phi_1}{I(0)} T. \quad (10)$$

Значения l , соответствующие $V_\varphi(0)/2\pi$, приведены в таблице.

При неоднородных плотности плазмы и напряженности поля в магнитной трубке альвеновская скорость разная в различных местах. Расстояние, которое пройдет передний фронт волны (длина волны большая) за время T равно $l = V_A T$, или средняя скорость волны по трассе $V_A = l/T$. Значения V_A и скорость V_A волны Альвена в тени пятен также приведены в таблице. При вычислении V_A плотность плазмы в тени пятна была взята равной плотности невозмущенной фотосферы 10^{-4} кг/м³.

Средняя напряженность поля на участке l магнитной петли была определена на основании выражения для альвеновской скорости. Квадрат альвеновской скорости

$$V_A^2 = \frac{H_1^2}{4\pi\rho_1}, \quad (11)$$

где H_1 и ρ_1 — напряженность магнитного поля и плотность плазмы в магнитной трубке. Для определения ρ_1 мы воспользовались условием равновесия магнитной трубки с давлением окружающей плазмы:

$$\frac{H_1^2}{8\pi} + P_1 = P_e, \quad (12)$$

Данные наблюдений пятен, параметры магнитных трубок и их крутильных колебаний

Дата	13—18 сентября 1978	15—22 сентября 1978	13—20 сентября 1978	8—12 августа 2000	18—22 августа 2000	18—21 августа 2000	22—25 августа 2000
Широта	N16	N28	N37	N18	S06	N13	S10
Долгота	E18—W45	E39—W53	E54—W36	E06—W47	E27—W25	E20—W20	E09—W31
T , сут.	6.9	5.2	7.1	5.6	2.2	3.3	5.2
r_0 , 10^3 км	11.0	12.2	7.3	9.8	8.9	6.9	9.4
$r(\xi)$, 10^3 км	2.9	13.9	9.8	4.8	6.8	1.7	4.2
V_φ , км/с	0.55	0.55	0.14	0.45	0.19	1.44	0.38
H_φ , мТл	32.0	104.5	33.0	37.8	16.5	60.5	31.8
H_l , мТл	134.9	148.0	123.8	150.9	-189.2	-182.6	-181.1
$H_l(\xi)$, мТл	1894.0	114.0	69.0	640.0	322.0	2915.0	927.0
l , 10^5 км	2.20	0.62	0.49	1.38	0.65	1.97	1.54
ξ , 10^5 км	1.45	0.25	0.19	0.92	0.28	1.30	1.03
$I(0)$, 10^{12} А	1.76	6.36	1.21	1.85	0.73	2.08	1.50
j , 10^3 А/км ²	4.61	13.65	7.18	6.15	2.97	13.96	5.38
$j(\xi)$, 10^4 А/км ²	6.48	1.06	0.40	2.61	0.50	22.28	2.75
$\varphi(0)$, рад.	4.74	3.60	1.80	3.54	0.64	9.49	2.86
$\varphi(0)/l$, 10^{-5} рад/км	2.15	5.80	3.64	2.56	0.99	4.81	1.86
\bar{V}_A , км/с	12.0	13.2	11.0	13.5	16.9	16.3	16.2
$\bar{V}_A(\xi)$, км/с	0.4	0.1	0.1	0.3	0.3	0.7	0.3
$\rho_e(\xi)$, кг/м ³	20.97	0.68	0.58	3.99	0.71	14.12	5.85

где индекс i отвечает внутреннему значению параметров плазмы, а индекс e — внешним ее значениям, P — давление плазмы.

Если принять, что пятно как темное образование — поверхностное явление [13], и что температура внутри основной части трубки и вне ее на одной и той же глубине одинакова, тогда в пренебрежении протяженностью тени пятна с глубиной по сравнению с l имеем

$$\rho_i = \rho_e \left(1 - \frac{H_l^2}{8\pi P_e} \right).$$

Тогда согласно (11)

$$\frac{\rho_e}{2P_e} V_A^2 = \frac{H_l^2}{8\pi P_e} \frac{1}{1 - H_l^2/(8\pi P_e)}. \quad (13)$$

Из сравнения средней по трассе альвеновской скорости \bar{V}_A с соответствующей скоростью V_A в тени пятна (таблица) и моделью Солнца [1] можно сделать вывод, что на основном участке длины l справедливо $H_l^2/(8\pi P_e) \ll 1$. Это дает основание разложить $(1 - H_l^2/(8\pi P_e))^{-1}$ в выражении (13) в степенной ряд [18] и ограничиться в разложении первыми двумя членами. В результате из (13) имеем уравнение второй степени для определения $x = H_l^2/(8\pi P_e)$:

$$x^2 + x - \frac{\rho_e}{2P_e} V_A^2 = 0.$$

После разложения в ряд выражения $(1 + 2 \frac{\rho_e}{P_e} V_A^2)^{1/2}$ в решении уравнения и сохранения в разложении первых двух членов получаем окончательно

$$H_l = V_A \sqrt{4\pi \rho_e}. \quad (14)$$

Усреднение (14) по l с применением теоремы о среднем приводит к выражению

$$\overline{H_1(\xi)} = \sqrt{4\pi\rho_e(\xi)V_A(\xi)}, \quad (15)$$

где черта сверху обозначает усреднение по l ; ξ — характерное значение глубины.

Крутильные колебания в наклонной трубке, находящейся в стратифицированной атмосфере, с периодом несколько суток, испытывают сильное гравитационное затухание. Их энергия расходуется на перемешивание плазмы в магнитной трубке. Время уменьшения энергии волны в e раз существенно меньше периода крутильных колебаний. Для того чтобы такая волна существовала в течение одного-двух периодов, приходится предполагать, что ось магнитной трубки ориентирована почти вертикально. Так что длина трубки определяет и глубину в атмосфере Солнца, на которую она простирается. Значение плотности плазмы $\rho_e(\xi)$ вне магнитной трубки и глубины ξ (таблица) были определены по данным модели Солнца [1]. На основании (15) были вычислены $\overline{H_1(\xi)}$, которые также приведены в таблице. Средние значения поля $\overline{H_1(\xi)}$ в магнитной петле, отнесенные к глубине ξ , оказались несколько большими, чем средняя по площади напряженность поля в тени пятен. Однако они близки к тем значениям, которые были получены на основании оценок при несколько другом подходе [7, 8, 15].

При условии, что на пути от источника крутильных колебаний до фотосферы нет отщепления структур поля от магнитной петли, магнитный поток должен оставаться постоянным и быть равным потоку в тени пятна на уровне фотосферы:

$$\pi r_0^2 H_1 = \text{const}. \quad (16)$$

Из него находим средний радиус сечения магнитной петли:

$$r(\xi) = r_0 \left(\frac{H_1}{\overline{H_1(\xi)}} \right)^{1/2}.$$

Значения $r(\xi)$ даны в таблице. Они показывают, что радиус магнитной трубки сначала остается примерно таким же, как и радиус тени пятна, а затем сильно уменьшается с переходом в более глубокие слои. В таблице приведены также величины плотности тока $j(\xi)$. Они получены посредством деления $I(0)$ на $\pi r^2(\xi)$ и имеют значение, если амплитуда продольного тока сохраняется постоянной на всем протяжении магнитной трубки. В таблице собраны основные характеристики крутильных колебаний и магнитных трубок, которые были получены в результате вычислений.

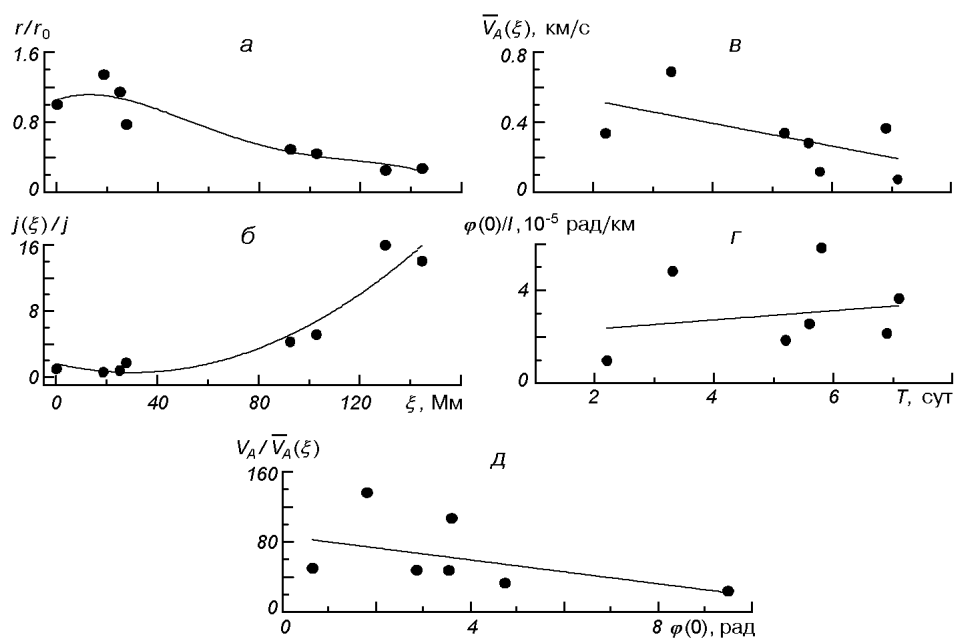
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Использование наблюдений продольного магнитного поля и лучевых скоростей и разработанные методы определения по ним всех трех составляющих каждого из векторов [9] дали новые возможности в исследовании крутильных колебаний пятен [3, 21]. В процессе крутильных колебаний магнитной трубки в ней появляется продольный электрический ток. Этот ток, как оказалось, изменяется не только по величине, но и по направлению. Характерное время изменения тока составляет 2.2—7.1 сут и определяется периодом крутильных колебаний. Это тот редкий случай, когда ток таких масштабов изменяет свое направление в течение короткого времени. В обычных условиях ток изменяется за счет джоулевых потерь. И для таких геометрических размеров это время значительно больше (конечно, исклю-

чая явление вспышки). С периодом колебаний связаны длина и ориентация той части магнитной трубки, которая испытывает крутильные колебания. На основании данных таблицы заключаем, что магнитная силовая трубка, образующая пятно, является протяженным образованием.

Только некоторые из результатов вычислений приведены на рисунках. Согласно данным рисунка *a* радиус сечения магнитной трубки у поверхности Солнца остается на протяжении до 30—40 тыс. км примерно таким же по величине, как и размер тени пятна. С переходом к большим глубинам диаметр сечения магнитной трубки довольно быстро уменьшается. Поэтому обоснования того, что пятно — это своего рода перетяжка в магнитной петле [23], вероятно, не состоятельны. Данные об изменении плотности тока в магнитных петлях с глубиной (рисунок *б*) отражают в основном ход изменения площади сечения магнитной трубки с глубиной. При вычислении плотности тока величина амплитуды полного тока считалась постоянной на всем протяжении магнитной трубки и равной величине ее в тени пятен. Амплитуды полного тока в тени пятен приведены в таблице. Они вычислены на основании выражения (2) и определяются по величинам, которые непосредственно измеряются: амплитуде $H_{\varphi}(0)$ и по радиусу тени пятна.

Средняя по длине магнитной трубки альвеновская скорость в многие десятки раз меньше этой же скорости в тени пятен. Есть тенденция ее уменьшения с увеличением периода крутильных колебаний тени пятна (длины магнитной трубки) (рисунок *в*). Но длина магнитной трубки в среднем становится больше с увеличением периода колебаний с одной стороны. С другой стороны, период крутильных колебаний показывает



Зависимости: *a*, *б* — радиуса r сечения магнитной трубки и плотности тока j в ней от параметра ξ , связанного с ее длиной (радиус сечения отнесен к радиусу r_0 тени пятна); *в*, *г* — скорости \bar{V}_A волны Альвена, усредненной по длине магнитной трубки, и угла $\varphi(0)$ прокручивания магнитных силовых линий на единицу длины трубки в зависимости от периода ее крутильных колебаний; *д* — отношения альвеновской скорости в тени пятна к средней по длине трубки альвеновской скорости в зависимости от амплитуды угла $\varphi(0)$ прокручивания силовых линий магнитного поля

сильную пропорциональную зависимость от широты положения пятна [4]. Это дает основание заподозрить, что вращение Солнца влияет на формирование крутильных колебаний магнитных трубок.

В то же время с увеличением длины магнитной трубки увеличивается напряженность магнитного поля в ней (таблица). Скорость волны Альвена равна $V_A = H_1 / \sqrt{4\pi\rho}$. Может показаться, что это противоречит предыдущему результату. Однако согласно выражению для альвеновской скорости это означает, что увеличение напряженности поля с глубиной в магнитной трубке не соответствует увеличению плотности плазмы в ней. Уменьшение альвеновской скорости с глубиной не противоречит данным рисунка *з*, которые показывают тенденцию увеличения угла закручивания силовых линий поля на единицу длины магнитной трубки с увеличением периода крутильных колебаний пятна (или длины магнитной трубки). В противном случае, если бы скорость волны Альвена увеличивалась с глубиной, то угол закручивания на единицу длины уменьшался бы, ибо $l \sim V_A$. Физически это означает, что если скорость волны уменьшается, то волна, при всех других равных условиях, закручивает силовые линии поля на больший угол на одном и том же участке пути. Напротив, увеличение скорости приводит к уменьшению угла прокручивания силовых линий (рисунок *д*).

Подводя итоги, можно подчеркнуть, что использование данных о крутильных колебаниях, таких как V_φ , H_φ , H_1 и T , открывает большие возможности для исследований магнитных структур и движений плазмы в них на глубинах, недоступных прямым наблюдениям. Для получения детальных результатов о структуре этих образований необходим учет неоднородности плазмы и магнитного поля с глубиной, которые уже проявляются даже при таком упрощенном рассмотрении.

1. Аллен К. У. Астрофизические величины. — М.: Мир, 1977.—448 с.
2. Альвен Г., Фельтмахер К.-Г. Космическая электродинамика. — М.: Мир, 1967.—260 с.
3. Гопасюк О. С. Крутильные колебания пятен на Солнце // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 5.—С. 387—395.
4. Гопасюк О. С. Крутильные колебания тени солнечных пятен // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 3.—С. 209—218.
5. Гопасюк С. И. Временные изменения структуры поперечного магнитного поля в группах пятен и оптические явления // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории—1965.—33.—С. 100—110.
6. Гопасюк С. И. Некоторые особенности вращения пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории—1981.—64.—С. 108—118.
7. Гопасюк С. И. Крутильные колебания и диагностика структуры подфотосферного магнитного поля // Астрон. журн.—1984.—61, вып. 1.—С. 157—162.
8. Гопасюк С. И. О крутильных колебаниях магнитных трубок // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории—1992.—85.—С. 32—35.
9. Гопасюк С. И., Гопасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. 1. Наблюдения по фотосферным линиям // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 5.—С. 389—400.
10. Гопасюк С. И., Гопасюк О. С. Динамические явления в активных областях Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 4.—С. 344—351.
11. Гопасюк С. И., Лямова Г. В. Крутильные колебания солнечных пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории—1987.—77.—С. 17—24.
12. Данжи Дж. Космическая электродинамика. — М.: Гос. изд-во лит. в области атомной науки и техники, 1961.—205 с.
13. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959.—130 с.
14. Пикельнер С. Б. Основы космической электродинамики. — М.: Физматгиз, 1961.—296 с.
15. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—592 с.
16. Северный А. Б. О магнитогидродинамических явлениях у поверхности Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории—1954.—11.—С. 129—151.
17. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: ГИТТЛ, 1956.—620 с.
18. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. — М.: Физматгиз, 1962.—Т. 1.—607 с.

19. *Brown B. N., Nightingale R. W., Alexander D., et al.* Observations of rotating sunspots from TRACE // *Solar Phys.*—2003.—**216**, N 1-2.—P. 79—108.
20. *Ferraro V. C. A.* On the reflection and refraction of Alfvén waves // *Astrophys. J.*—1955.—**119**.—P. 393—406.
21. *Gopasyuk O. S.* Torsional oscillations of sunspots on magnetic and velocity fields observations // IAU Symposium N 223. Book of abstracts. — St. Petersburg, Pulkovo, Russia, 2004.—P. 80.
22. *Gopasyuk S. I.* Motions in sunspots like torsional oscillations // *Sun and Planetary System* / Eds W. Fricke, G. Teleki. — Dordrecht: Reidel, 1982.—P. 125—126.
23. *Parker E. N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. J.*—1955.—**121**.—P. 491—507.
24. *Roberts P. H.* On the reflection and refraction of hydromagnetic waves // *Astrophys. J.*—1955.—**121**.—P. 720—730.

Поступила в редакцию 30.03.05