

УДК 523.98

О возможности исследования структуры магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца по наблюдениям крутильных колебаний пятен

О.С. Гопасюк, С.И. Гопасюк

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 19 декабря 2007 г.

Аннотация. Разработан метод, позволяющий исследовать структуру магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца. Метод основан на наблюдательных результатах о крутильных колебаниях одиночных пятен. Характеристики крутильных колебаний были получены из наблюдений в фотосферной линии Fe I $\lambda 5253$ Å продольного магнитного поля и лучевых скоростей семи одиночных пятен. Определены параметры крутильных колебаний и магнитных трубок в глубоких слоях. Радиус сечения магнитной силовой трубки, образующей пятно, наибольший у поверхности Солнца и примерно равен радиусу тени пятна. С переходом в глубокие слои он довольно быстро убывает. Продольный электрический ток, появляющийся в магнитной трубке, меняется по направлению. Характерное время изменения тока определяется периодом крутильных колебаний. Напряженность продольного магнитного поля в трубке увеличивается с глубиной. Средняя по длине магнитной трубки альвеновская скорость в десятки, сотни раз меньше альвеновской скорости в тени пятна и уменьшается с увеличением периода колебаний. Уменьшение альвеновской скорости ведет к увеличению угла закручивания силовых линий поля.

ON THE POSSIBILITY OF INVESTIGATION OF THE MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN SUBPHOTOSPHERIC LAYERS OF THE SUN ON OBSERVATIONS OF SUNSPOT TORSIONAL OSCILLATIONS, *by O.S. Gopasyuk, S.I. Gopasyuk.* The method of investigations of the magnetic field structure in subphotospheric layers of the Sun has been developed. Observational results on the torsional oscillations of sunspots formed the basis for this method. Characteristics of torsional oscillations were obtained on the longitudinal magnetic and velocity fields, observed in the photospheric Fe I $\lambda 5253$ Å line of seven single sunspots. Parameters of torsional oscillations and magnetic tubes in deep layers were determined. The radius of cross-section of a magnetic flux tube forming a sunspot is the greatest near the solar surface and is approximately the same as the radius of a sunspot umbra. In deeper layers it decreases rather rapidly. The longitudinal electric current appearing in the magnetic tube changes the direction with the period of torsional oscillations. The intensity of the longitudinal magnetic field in the magnetic tube increases with depth. The Alfvén wave velocity averaged over length of a magnetic tube is tens and hundreds times less than the same velocity in a sunspot umbra. It decreases with increase of the period of oscillations. Decreasing of the Alfvén wave velocity leads to increasing of a twisting angle of magnetic field lines.

Ключевые слова: солнечные пятна, крутильные колебания, магнитная силовая трубка, электрический ток, напряженность магнитного поля

1 Введение

Вращение пятен вокруг своей оси исследовали многие авторы (Абетти, 1932; Малтби, 1964; Бхатнагар, 1967; Гопасюк, 1965, 1981, 1982; Браун и др., 2001, 2003; Найтингейл и др., 2002). Это связано с важностью информации, которая следует из данных о вращении пятен для понимания нестационарных процессов на Солнце. Крутильные колебания пятен с периодом около 6 суток были обнаружены на основании наблюдений лучевых скоростей в фотосфере, фотогелиограмм и изображений активных областей в H_{α} (Гопасюк, 1981, 1982). В дальнейшем Гопасюк и Лямовой (1987) было показано, что крутильные колебания пятен отражают их характерное состояние.

Исследования вращения пятен проводятся как по фотогелиограммам, так и по лучевым скоростям. Определение вращения пятен по лучевым скоростям – задача чрезвычайно трудоемкая (Кинман, 1952; Ламб, 1975; Гопасюк, 1977), поэтому исследования вращения пятен по полю скоростей проведены только в отдельных случаях. Однако создание метода вычисления всех трех составляющих вектора поля по его лучевой составляющей (Гопасюк, Гопасюк, 1998) существенно упростило решение проблемы и дало возможность проводить исследование вращения одиночных пятен по данным наблюдений в них лучевых скоростей и продольного магнитного поля в фотосферной линии (Гопасюк, 2004а,б, 2005; Гопасюк, Гопасюк, 2005).

Крутильные колебания в плазме с магнитным полем обязаны силам натяжения силовых линий магнитного поля, стремящимся вернуть смещенную массу газа в исходное состояние. В результате возмущение распространяется вдоль поля со скоростью волны Альвена. Это обстоятельство и позволяет на основании наблюдений крутильных колебаний в различных образованиях на Солнце изучать магнитные структуры на глубинах, недоступных прямым методам. Возможность использования результатов по крутильным колебаниям пятен для исследования структуры их магнитного поля в подфотосферных слоях показал Гопасюк (1984). Это позволило установить закономерности структуры в подфотосферных слоях магнитных трубок, образующих пятна на поверхности Солнца.

Ниже представлены основные результаты исследования крутильных колебаний тени семи одиночных пятен, полученные по наблюдениям продольного магнитного поля и лучевых скоростей в фотосферной линии, и возможность использования этих результатов при изучении структуры магнитного поля и электрических токов в глубоких слоях Солнца, недоступных прямым наблюдениям.

2 Данные наблюдений и основные характеристики крутильных колебаний

Исследование вращения тени семи одиночных пятен по данным наблюдений продольного магнитного поля, лучевых скоростей и яркостей в фотосферной линии $Fe\ I\ \lambda 5253\ \text{\AA}$ было проведено Гопасюк (2005). Данные наблюдений получены в Крымской астрофизической обсерватории в 1978 г. на двойном магнитографе (Котов и др., 1982) и в 2000 г. на быстродействующем цифровом магнитографе (Гопасюк, Залесов, 1996) Башенного солнечного телескопа. Во все дни наблюдений входная щель спектрографа составляла $1'' \times 2''$. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида (Границкий и др., 1977) вдоль суточной параллели со скоростью $2.23''/\text{с}$ в 1978 г. и $20''/\text{с}$ в 2000 г.

Линия $Fe\ I\ \lambda 5253\ \text{\AA}$ имеет простое магнитное расщепление с фактором Ланде $g = 1.5$. Ее эквивалентная ширина в центре солнечного диска составляет $75\ \text{m\AA}$. Потенциал возбуждения нижнего уровня равен $3.28\ \text{эВ}$ (Мур и др., 1966). Она слабо чувствительна к температуре; в пятне несколько усиливается (Мур и др., 1966). Входные щели фотометра пропускали свет в интервале от 35 до $90\ \text{m\AA}$ от центра линии при регистрации магнитного поля и доплеровских движений в $Fe\ I\ \lambda 5253\ \text{\AA}$ и в интервале $\pm 35\ \text{m\AA}$ в центре линии при регистрации яркости в ее ядре. Величина магнитного поля, при котором происходил сдвиг центра σ -компонент на середину щелей фотометра, была равной $3238\ \text{Гс}$.

Долгота, широта пятен и радиусы области тени r_0 , в пределах которой получены данные о крутильных колебаниях, приведены в табл. 1. За время наблюдений размеры пятен менялись мало.

Таблица 1. Данные наблюдений пятен и их крутильных колебаний

Дата	13–18 сент. 1978	15–22 сент. 1978	13–20 сент. 1978	8–12 авг. 2000	22–25 авг. 2000	18–22 авг. 2000	18–21 авг. 2000
Долгота	E18–W45	E39–W53	E54–W36	E06–W47	E09–W31	E27–W25	E20–W20
Широта	N16	N28	N37	N18	S10	S06	N13
$r_0, 10^3$ км	11.0	12.2	7.3	9.8	9.4	8.9	6.9
T , сутки	6.9	5.2	7.1	5.6	5.2	2.2	3.3
$H_f(0)$, Гс	320.1	1045.3	330.2	377.9	317.5	165.4	604.5
$V_f(0)$, м/с	550.0	550.4	137.4	450.2	376.6	187.0	1439.3
H_l , Гс	1349.1	1480.0	1238.1	1509.2	-1807.3	-1892.2	-1825.5

На основании метода, разработанного Гопасюк и Гопасюк (1998), были вычислены вертикальные H_z (V_z), радиальные H_r (V_r) – вдоль радиуса пятна, и азимутальные H_φ (V_φ) составляющие вектора магнитного поля и вектора скорости. Все составляющие каждого пятна показали крутильные колебания (Гопасюк, 2005). На рис. 1, в качестве примера, приведены изменения со временем всех трех составляющих вектора магнитного поля и вектора скорости в тени пятна, находившегося на широте N13.

Периоды колебаний T , амплитуды колебаний азимутальных составляющих вектора магнитного поля $H_\varphi(0)$ и вектора скорости $V_\varphi(0)$ из работы Гопасюк (2005) представлены в табл. 1. В табл. 1 также приведена средняя по площади тени пятна вертикальная составляющая H_l магнитного поля.

3 Метод исследования структуры магнитного поля и электрических токов

Магнитное поле своим появлением на поверхности Солнца обязано всплытию магнитных петель. Рассмотрим частично вышедшую петлю, образующую на поверхности Солнца пятно. Считаем, что сечение магнитной трубки круглое. Осевое поле петли H_l однородно по сечению и на границе резко спадает до нуля. Вдоль силовой трубки магнитное поле и плотность плазмы могут быть неоднородными. Если в петле появляется возмущение в виде крутильной волны, то оно приводит к закручиванию осевого поля на одном конце трубки на угол φ (в радианах) по отношению к другому концу. Возмущение закручивания будет распространяться вдоль магнитного поля с локальной скоростью волны Альвена. Допустим, что крутильные колебания и возмущение таковы, что трубка вращается как жесткое образование. Создается азимутальное магнитное поле напряженностью H_φ (Альвен, Фельтмахер, 1967; Пикельнер, 1961)

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

где r – расстояние от магнитной оси трубки, и в пределе оно равно радиусу трубки r_0 ($r \leq r_0$), l – длина магнитной трубки, расположенной в глубоких слоях (расстояние от фотосферы до источника крутильных колебаний).

Как следует из (1), азимутальное поле обрывается на границе трубки. Его присутствие означает, что электрический ток течет вдоль трубки. О постоянстве плотности тока по сечению свидетельствует однородность скручивания осевого поля. С другой стороны, на основании уравнения Максвелла азимутальная составляющая поля определяется через полный ток I_l , текущий вдоль трубки (Тамм, 1956) радиусом r_0 , при условии, что $r \leq r_0$:

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

где $I_l = \pi r_0^2 j_l$; j_l – плотность тока, постоянная по сечению магнитной трубки. Азимутальная составляющая магнитного поля, определяемая (2), вообще не переходит в нуль на границе трубки. Ограничим поле H_φ размером $r = r_0$.

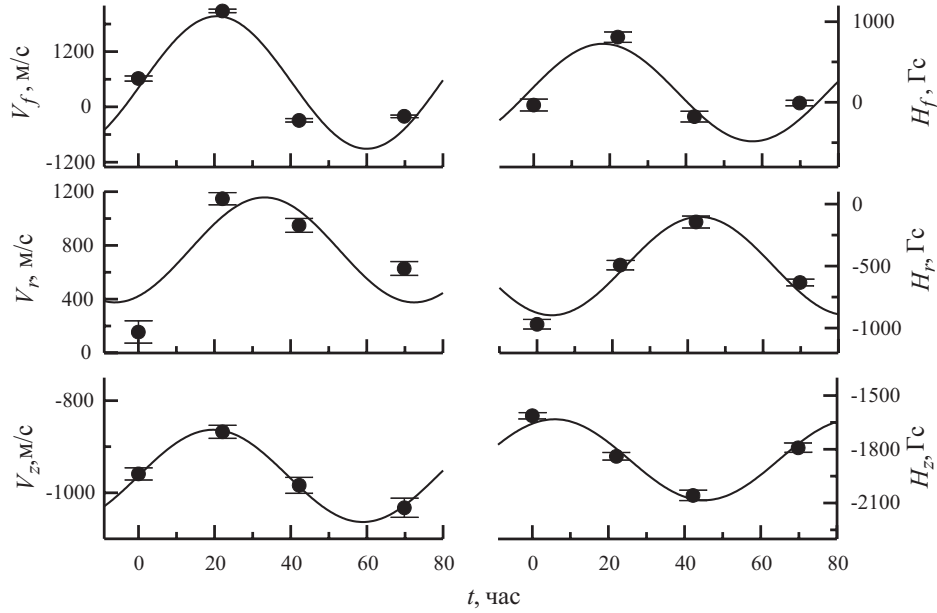


Рис. 1. Временные зависимости составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля в тени пятна, находившегося на широте N13. Через данные наблюдений методом наименьших квадратов проведены синусоиды. Показана величина вероятной ошибки.

Угол скручивания магнитной трубки, отнесенный к ее длине l , находим из выражений (1) и (2)

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

где $\Phi_l = \pi r_0^2 H_l$ – магнитный поток через сечение трубки. Поток Φ_l должен оставаться постоянным при сжатии и расширении контура.

При крутильных колебаниях один конец магнитной трубки, образующий на поверхности пятна, показывает во времени крутильные колебания с периодом T и амплитудой $\varphi(0)$ (Гопасюк, Лямова, 1987; Гопасюк, 2004а,б, 2005):

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

Как следует из (3) и (4), электрический ток в магнитной трубке меняется с периодом крутильных колебаний:

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

где амплитуда тока

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

Из выражений (2) и (5) получаем

$$I(0) = \frac{c r_0}{2} H_\varphi(0), \quad (7)$$

где $H_\varphi(0)$ – амплитуда азимутального магнитного поля.

Амплитуда угла скручивания магнитной трубки, отнесенная к ее длине, определяется на основании выражения (6)

$$\frac{\varphi(0)}{l} = \frac{2\pi}{c} \frac{I(0)}{\Phi_l}. \quad (8)$$

Крутильные колебания магнитных трубок, вероятно, порождаются вихревыми движениями плазмы. Эти движения создают циркулирующий в магнитной трубке переменный по знаку и по величине электрический ток (выражение (5)). Время характерных изменений тока определяется периодом крутильных колебаний T . В обычных условиях время изменения тока и его магнитного поля определяется электропроводностью плазмы и размером данной неоднородности поля.

4 Результаты вычислений

Как показывают наблюдения (Гопасюк, 1981; Гопасюк, 2004а,б, 2005), скорость вращения пятен, вычисленная по фотогелиограммам, в 5–7 раз меньше азимутальной скорости вращения пятен, вычисленной по полю лучевых скоростей в фотосфере. При этом закрученность силовых линий магнитного поля на внешней границе полутени соответствует углу поворота пятна, вычисленного по фотогелиограммам (Гопасюк, 1987). Чтобы иметь соответствие между вращением пятна и закрученностью силовых линий магнитного поля, за амплитуду скорости вращения тени каждого пятна примем $V_\varphi^*(0) = V_\varphi(0)/2\pi$ ($V_\varphi(0)$ – амплитуда азимутальной составляющей скорости в тени пятна, вычисленная по полю наблюдаемых лучевых скоростей). Тогда очевидно, что амплитуда угла скручивания магнитной трубки $\varphi(0)$ с учетом $V_\varphi^*(0)$

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

Вычисленные значения $\varphi(0)$ содержатся в табл. 2.

Таблица 2. Параметры магнитных трубок

T , сут.	6.9	5.2	7.1	5.6	2.2	3.3	5.2
$r(\xi)$, 10^3 км	2.9	13.9	9.8	4.8	6.8	1.7	4.2
$\bar{H}_l(\xi)$, кГс	18.94	1.15	0.69	6.40	3.22	29.15	9.27
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
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

Средние по длине трубки, т. е. от источника возбуждения крутильных колебаний до фотосферы, величины $I(0)$ и $\varphi(0)/l$ были определены по выражениям (7) и (8) и по результатам наблюдений (табл. 1). Расстояния l от источника колебаний до уровня их регистрации – фотосферы вычислены на основании выражений (8) и (9)

$$l = \frac{cV_\varphi^*(0)}{r_0} \frac{\Phi_l}{I(0)} T. \quad (10)$$

Значения $I(0)$, $\varphi(0)/l$ и l , соответствующие $V_\varphi^*(0)$, приведены в табл. 2.

При неоднородных плотности плазмы и напряженности поля в магнитной трубке альвеновская скорость разная в различных местах. Средняя по трассе скорость волны $\bar{V}_A = l/T$ (l – расстояние, которое пройдет передний фронт волны за время, равное периоду T). При вычислении скорости

волны Альвена V_A в тени пятна плотность плазмы была взята равной 10^{-4} кг/м³. Значения \bar{V}_A и V_A представлены в табл. 2.

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

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

где H_l – напряженность магнитного поля и ρ_i – плотность плазмы в магнитной трубке.

Для определения плотности плазмы в магнитной трубке, воспользуемся условием равновесия трубки с давлением окружающей плазмы:

$$\frac{H_l^2}{8\pi} + P_i = P_e,$$

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

Если принять, что пятно как темное образование – поверхностное явление (Каулинг, 1959), и в основной части трубки температура внутри и вне ее на одной и той же глубине одинакова, тогда, пренебрегая протяженностью тени пятна с глубиной по сравнению с l , имеем

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

и согласно (11)

$$\frac{\rho_e}{2P_e} V_A^2 = \frac{H_l^2}{8\pi P_e} \left(1 - \frac{H_l^2}{8\pi P_e}\right)^{-1}. \quad (12)$$

Сравнение средней по трассе альвеновской скорости \bar{V}_A с соответствующей скоростью V_A в тени пятна (табл. 2) с моделью Солнца (Аллен, 1977) дает возможность сделать вывод, что на основном участке длины l величина $H_l^2/8\pi P_e \ll 1$. Тогда член $(1 - H_l^2/8\pi P_e)^{-1}$ в уравнении (12) можно разложить в степенной ряд и ограничиться в разложении первыми двумя членами. В результате из (12) имеем уравнение второй степени:

$$x^2 + x - \frac{\rho_e}{2P_e} V_A^2 = 0, \quad (13)$$

где $x = H_l^2/8\pi P_e$. Разложив в ряд выражение $(1 + 2V_A^2\rho_e/P_e)^{1/2}$, полученное в решении уравнения (13), и сохранив в разложении первые два члена, окончательно имеем

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

При усреднении (14) по l применим теорему о среднем и получим

$$\bar{H}_l(\xi) = \sqrt{4\pi\rho_e(\xi)\bar{V}_A^2(\xi)}, \quad (15)$$

где черта сверху обозначает усреднение по l , ξ – характерное значение глубины.

Крутильные колебания в наклонной трубке, находящейся в стратифицированной атмосфере, с периодом несколько дней испытывают сильное гравитационное затухание. Энергия колебаний расходуется на перемешивание плазмы в трубке. Время уменьшения энергии волны в e раз существенно меньше периода крутильных колебаний, составляющего несколько дней (Гопасюк, 1984). Если это так, то чтобы такая волна существовала в течение одного-двух периодов, приходится предполагать, что ось трубки ориентирована почти вертикально. Так что длина трубки определяет и глубину, на которую она простирается в атмосфере Солнца. Значение плотности плазмы $\rho_e(\xi)$ вне трубки и глубины ξ были определены по данным модели Солнца (Аллен, 1977) и приведены в табл. 2. На основании (15) и табл. 2 были вычислены $\bar{H}_l(\xi)$. Средние величины поля $\bar{H}_l(\xi)$ в магнитной петле, отнесенные к глубине ξ , оказались несколько больше средней по площади напряженности поля в

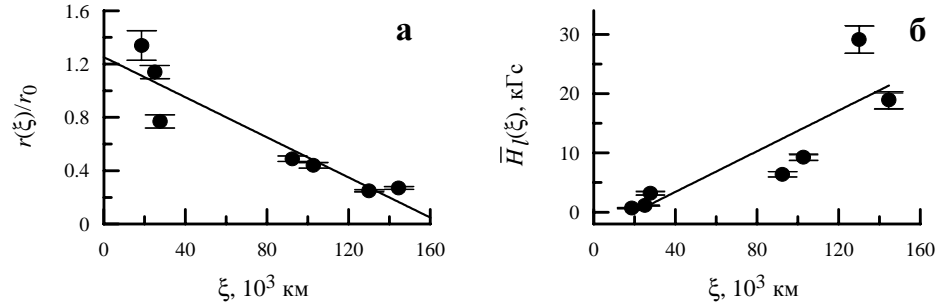


Рис. 2. Изменения в зависимости от параметра ξ , связанного с длиной магнитной трубки, (а) – радиуса сечения магнитной трубки $r(\xi)$ (радиус сечения отнесен к радиусу тени пятна r_0); (б) – напряженности продольного магнитного поля. Прямые линии проведены методом наименьших квадратов. Показана величина вероятной ошибки

тени пятен. Однако они очень близки к значениям, которые были получены Гопасюком (1984, 1992) и Пристом (1985).

При условии, что на пути от источника крутильных колебаний до фотосферы магнитный поток должен оставаться постоянным и быть равным потоку в тени пятна на уровне фотосферы ($\pi r_0^2 H_l = \text{const}$), находим средний радиус сечения магнитной петли

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

Значения $r(\xi)$ и величины плотности тока $j(\xi) = I(0)/\pi r^2(\xi)$ представлены в табл. 2. Амплитуда полного продольного тока при этом сохраняется постоянной на всем протяжении трубки. В табл. 2 собраны основные характеристики крутильных колебаний и магнитных трубок, которые получены в результате вычислений.

5 Заключение

Использование данных о крутильных колебаниях, полученных по наблюдениям продольного магнитного поля и лучевых скоростей в фотосферной линии Fe I $\lambda 5253 \text{ \AA}$ позволило разработать метод исследования структуры магнитного поля и движений плазмы в глубоких слоях Солнца.

В процессе крутильных колебаний магнитной трубки в ней появляется продольный электрический ток. Этот ток, как оказалось, меняется не только по величине, но и по направлению. Характерное время изменения тока составляет 2.2–7.1 сут и определяется периодом колебаний. Это тот редкий случай, когда ток таких масштабов меняет свое направление в течение короткого времени. В обычных условиях ток меняется за счет джоулевых потерь, и для таких геометрических размеров это время значительно больше (конечно, исключая явление вспышки). С периодом колебаний связаны длина и ориентация той части трубки, которая испытывает колебания.

Данные об изменении плотности тока в магнитных петлях с глубиной (табл. 2) отражают в основном ход изменения площади сечения трубки с глубиной. При вычислении плотности тока величина амплитуды полного тока считалась постоянной на всем протяжении трубки и равной ее величине в тени пятна. Амплитуды полного тока в тени пятен приведены в табл. 2. Они вычислены на основании выражения (2) и определяются по величинам, которые измеряются непосредственно: амплитуде азимутальной составляющей вектора магнитного поля $H_\varphi(0)$ и по радиусу тени пятна r_0 .

Радиус сечения магнитной трубки у поверхности Солнца (до 30–40 тыс. км) остается примерно таким же, как и радиус тени пятна (рис. 2а). С переходом к большим глубинам диаметр сечения

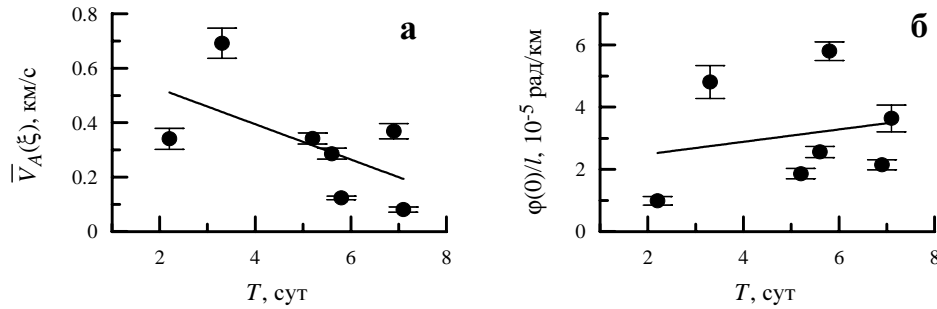


Рис. 3. Зависимости от периода крутильных колебаний магнитной трубки (а) – скорости волны Альвена, усредненной по длине магнитной трубки; (б) – угла прокручивания магнитных силовых линий на единицу длины трубки. Прямые линии проведены методом наименьших квадратов. Показана величина вероятной ошибки

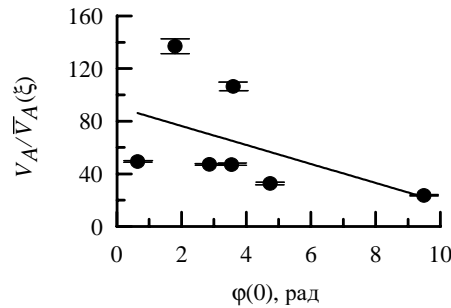


Рис. 4. Изменение отношения альвеновской скорости в тени пятна к средней по длине трубки альвеновской скорости в зависимости от амплитуды угла прокручивания силовых линий магнитного поля. Прямая линия проведена методом наименьших квадратов. Показана величина вероятной ошибки

трубки довольно быстро убывает. И те обоснования, которые приводились в пользу того, что пятно – это своего рода перетяжка в магнитной петле (Паркер, 1955), вероятно, не состоятельны.

Напряженность продольного магнитного поля в трубке растет с глубиной в соответствии с уменьшением сечения трубки (табл. 2). Средняя по длине трубки альвеновская скорость в десятки и даже сотню раз меньше этой же скорости в тени пятен (табл. 2). Имеется тенденция ее уменьшения с увеличением периода крутильных колебаний тени пятна (длины магнитной трубки) (рис. 3а). Но, с одной стороны, длина магнитной трубки в среднем становится больше с ростом периода колебаний. С другой стороны, период крутильных колебаний показывает сильную пропорциональную зависимость от широты положения пятна (Гопасюк, 2005). Это дает основание предположить, что вращение Солнца влияет на формирование крутильных колебаний магнитных трубок. Уменьшение альвеновской скорости с глубиной не противоречит данным рис. 3б, которые показывают тенденцию увеличения угла закручивания силовых линий поля на единицу длины трубки с увеличением периода крутильных колебаний пятна (длины трубки). 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 (рис. 4).

Таким образом, использование наблюдательных данных о крутильных колебаниях, таких как амплитуды азимутальных составляющих векторов скорости $V_\varphi(0)$ и магнитного поля $H_\varphi(0)$, напряженности осевого магнитного поля тени пятна H_l и периода колебаний T , открывает боль-

шие возможности для исследований магнитных структур и движений плазмы в них на глубинах, недоступных прямым наблюдениям.

Литература

- Абетти (Abetti G.) // *Osserv. Mem. Oss. Astrofis. Arcetri*. 1932. V. 50. P. 47.
- Аллен К.У. // *Астрофизические величины*. М.: Мир. 1977.
- Альвен Г., Фельтмахер К.-Г. // *Космическая электродинамика*. М.: Мир. 1967.
- Браун и др. (Brown D.S., Parnell C.E., Deluca E.E., Golub L., McMullen R.A.) // *Solar Phys.* 2001. V. 201. P. 305.
- Браун и др. (Brown B.N., Nightingale R.W., Alexander D., Schrijver C.J., Metcalf T.R., Shine R.A., Title A.M., Wolfson C.J.) // *Solar Phys.* 2003. V. 216. №. 1–2. P. 79.
- Бхатнагар (Bhatnagar A.) // *Kodaikanal Observ. Bull.* 1967. A180.
- Гопасюк О.С. // *Кинем. и физ. небесн. тел.* 2004а. Т. 20. №. 5. С. 387.
- Гопасюк (Gopasyuk O.S.) // *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. Proc. IAU Symp. №. 223/ Eds Stepanov A.V., Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G.* Cambridge Univ. Press. 2004б. P. 249.
- Гопасюк О.С. // *Кинем. и физ. небесн. тел.* 2005. Т. 21. №. 3. С. 209.
- Гопасюк С.И. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1965. Т. 33. С. 100.
- Гопасюк С.И. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1977. Т. 57. С. 107.
- Гопасюк С.И. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1981. Т. 64. С. 108.
- Гопасюк (Gopasyuk S.I.) // *Sun and Planetary System/ Eds Fricke W., Teleki G.D.* Reidel Publ. Co. Dordrecht. Holland. 1982. P. 125.
- Гопасюк С.И. // *Астрон. журн.* 1984. Т. 61. Вып. 1. С. 157.
- Гопасюк С.И. // *Итоги науки и техники. Астрономия.* 1987. Т. 34. М.: ВИНТИ. С. 6.
- Гопасюк С.И. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1992. Т. 85. С. 32.
- Гопасюк С.И., Гопасюк О.С. // *Кинем. и физ. небесн. тел.* 1998. Т. 14. №. 5. С. 389.
- Гопасюк С.И., Гопасюк О.С. // *Кинем. и физ. небесн. тел.* 2003. Т. 19. №. 4. С. 344.
- Гопасюк, Гопасюк (Gopasyuk S.I., Gopasyuk O.S.) // *Solar Phys.* 2005. V. 231. №. 1-2. С. 11.
- Гопасюк С.И., Залесов И.П. // *Кинем. и физ. небесн. тел.* 1996. Т. 12. №. 5. С. 48.
- Гопасюк С.И., Лямова Г.В. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1987. Т. 77. С. 17.
- Границкий Л.В., Границкая Л.А., Дидковский Л.В., Никулин Н.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1977. Т. 56. С. 181.
- Каулинг Т. // *Магнитная гидродинамика*. М.: Изд-во иностр. лит. 1959.
- Кинман (Kinman T.D.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1952. V. 112. №. 4. P. 425.
- Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1982. Т. 65. С. 3.
- Ламб (Lamb S.A.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1975. V. 172. №. 1. P. 205.
- Малтби (Maltby P.) // *Astrophys. Norw.* 1964. V. 8. P. 205.
- Мур и др. (Moore Ch.E., Minnaert M.G.J., Houtgast J.) // *The solar spectrum from 2935 Å to 8770 Å.* Washington. 1966.
- Найтингейл и др. (Nightingale R.W., Shine R.A., Brown D.S., Wolfson C.J., Schrijver C.J., Metcalf T.R., Title A.M.) // *Proc. Yokoh 10th Anniversary Meeting/ Eds Martens P.C.H., Cauffman D.* Elsevier Science and COSPAR. 2002. P. 149.
- Паркер (Parker E.N.) // *Astrophys. J.* 1955. V. 121. P. 491.
- Пикельнер С.Б. // *Основы космической электродинамики*. М.: Физматгиз. 1961.
- Прист Э.Р. // *Солнечная магнитогидродинамика*. М.: Мир. 1985.
- Тамм И.Е. // *Основы теории электричества*. М.: ГИТТЛ. 1956.