

УДК 523.9

**О. С. Гопасюк, С. И. Гопасюк**

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

### **Возможный механизм генерации крутильных колебаний пятен на Солнце**

*По данным наблюдений крутильных колебаний составляющих вектора магнитного поля и вектора скорости семи одиночных пятен установлена связь между увеличением периода крутильных колебаний пятен и периодом вращения Солнца, вычисленным по этим же пятнам. Амплитуды колебаний составляющих обоих векторов показывают тенденцию увеличения с увеличением широты пятна. Предложен механизм возбуждения крутильных колебаний магнитных трубок, основанный на течении плазмы в супергранулах и действии силы Кориолиса. Продолжительность процесса образования и распада ячеек супергрануляции, между которыми располагается вертикальная магнитная трубка, определяет период ее крутильных колебаний. Вычислены амплитуды составляющих колебаний. При радиальной скорости течения плазмы в супергранулах 0.2 км/с и плотности плазмы 2 г/м<sup>3</sup> величины амплитуд крутильных колебаний оказались близкими к наблюдаемым.*

**МОЖЛИВИЙ МЕХАНІЗМ ГЕНЕРАЦІЇ КРУТИЛЬНИХ КОЛИВАНЬ ПЛЯМ НА СОНЦІ**, Гопасюк О. С., Гопасюк С. І. — За даними спостережень крутильних коливань складових вектора магнітного поля і вектора швидкості семи одиночних плям встановлено зв'язок між збільшенням періоду крутильних коливань плям і періодом обертання Сонця, визначеним за цими ж плямами. Амплітуди коливань складових обох векторів показують тенденцію збільшення зі збільшенням широти плями. Запропоновано механізм збудження крутильних коливань магнітних трубок, заснований на течії плазми в супергранулах і дії сили Коріоліса. Тривалість процесу утворення і розпаду чарунок супергрануляції, між якими розташовується вертикальна магнітна трубка, визначає період її крутильних коливань. Обчислено амплітуди складових коливань. При радіальній швидкості течії плазми в супергранулах 0.2 км/с і густині плазми 2 г/м<sup>3</sup> амплітуди крутильних коливань узгоджуються з даними спостережень.

**POSSIBLE MECHANISM OF EXCITEMENT OF SUNSPOT TORSIONAL OSCILLATIONS**, by Gopasyuk O. S., Gopasyuk S. I. — The observational data on torsional oscillations of magnetic and velocity field vector components of seven single sunspots are studied. It is found that the period of sunspot torsional oscillations increases with the increase of the solar rotation period calculated with the use of these sunspots. The oscillation amplitudes show the

*tendency to be larger for the sunspots having a higher latitude. We suggest the excitement mechanism of magnetic flux tube torsional oscillations based on plasma motions in supergranulation cells and on the action of the Coriolis force on these motions. The time of formation and decay of the supergranulation cells between which the vertical magnetic tube is situated defines its torsional oscillation period. Amplitudes of oscillation components are calculated. For a radial velocity of plasma motions in supergranules of 0.2 km/s and plasma density of 2 g/m<sup>3</sup>, the magnitudes of torsional oscillation amplitudes are in good agreement with those obtained from observations.*

Вращение пятен относительно своего центра наблюдалось неоднократно [5—7, 11, 13, 14, 16, 18, 19, 25, 28]. Абетти [16], в частности, считал, что составляющая скорости вращения газа в пятне (азимутальная составляющая) есть всегда, но она очень нерегулярна. Напротив, некоторые из исследователей приходили к выводу, что азимутальная скорость не превышает величины ошибок измерений [17, 27]. Тем не менее, более поздние исследования показали, что вращение газа регулярно наблюдается в большом одиночном пятне, а его скорость зачастую превышает 1 км/с [6]. Вращение пятен, измеренное по фотогелиограммам, составляло 30—40° в день и более [5, 11]. Вращение пятна ведет к скручиванию его магнитных силовых линий не только в фотосферных слоях, но и к закручиванию  $H_z$  структуры, наблюдаемой в хромосфере [5, 7]. Скручивание магнитных линий становится более сильным с удалением от центра пятна. На границе полутень—фотосфера угол закрученности силовых линий соответствует углу вращения пятна, вычисленного по фотогелиограммам. Скорость вращения пятна, полученная по полю лучевой скорости, больше в 5—7 раз по сравнению со скоростью, вычисленной по фотогелиограммам. Качественное согласие между этими двумя видами данных хорошее, что подтверждает надежность результатов, полученных по фотогелиограммам [5, 7]. Закручивание петель в короне, наблюдаемых в EUV, вызвано также вращением пятен [18, 19].

Характер вращения пятен соответствует крутильным колебаниям со средним периодом около 6 сут [7, 11]. Исследования по фотогелиограммам крутильных колебаний 131 пятна были выполнены в работе [11]. Это были пятна одиночные и простые по структуре в сложных группах. Согласно [11] крутильные колебания не уникальное, а скорее характерное состояние пятен. Пятна в минимуме солнечной активности формируются за счет всплывания магнитных петель из верхних слоев конвективной зоны. Магнитные петли всплывают из все более глубоких слоев с наступлением максимума солнечной активности. Обширные конвективные движения способствуют всплыванию магнитных трубок на поверхность Солнца. Во время солнечного максимума амплитуда колебаний пятен больше, чем в минимуме солнечной активности. В работе [8] проводилось изучение структуры магнитного поля в подфотосферных слоях на основе данных о крутильных колебаниях пятен.

Определение вращения пятен по лучевым скоростям — задача чрезвычайно трудоемкая [6, 13, 27, 28, 30]. Именно поэтому исследования вращения их по полю скоростей были проведены только в отдельных случаях. Однако создание метода [9] вычисления всех трех составляющих вектора по его лучевой составляющей существенно упростило решение проблемы и расширило возможности исследования вращения пятен. Исследование вращения полутени четырех одиночных пятен и тени шести пятен проведено в работах [3, 4, 24] по данным наблюдений в них поля лучевых скоростей и продольного магнитного поля в фотосферной линии Fe I

$\lambda$  525.3 нм. Все три составляющие обоих векторов показали, что вращение пятен было идентично крутильным колебаниям. Все составляющие (вектора магнитного поля и вектора скорости) каждого пятна имели одинаковый период. Периоды колебаний полутени и тени разных пятен находились в интервале 2.2—7.7 сут. Азимутальная составляющая скорости опережала по фазе все другие составляющие обоих векторов.

Крутильные колебания в плазме с магнитным полем обязаны силам натяжения силовых линий магнитного поля, стремящимся возвратить смещенную массу газа в исходное состояние. В результате возмущение распространяется вдоль магнитного поля со скоростью волны Альвена.

Распространяясь в плазме с неоднородной плотностью, волна Альвена теряет часть своей энергии, так как разделяется на отраженную и преломленную. Каждая из них распространяется вдоль магнитного поля. Критерием изменения плотности служит сравнение длины волны  $\lambda$  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». При плавном изменении плотности ( $\lambda \ll 4\pi z$ ) отражение незначительное, и в результате поток энергии, который несет волна, изменяется слабо [23, 31].

В плазме с неоднородной плотностью и при наличии силы тяжести магнитогиродинамические волны могут испытывать также гравитационное затухание [12, 15]. Гравитационное затухание крутильных колебаний пятен на Солнце было исследовано в работе [8]. Согласно [8] 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 [12] из общих соображений. 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 [8, 12] характерное время гравитационного затухания крутильных колебаний пятен на Солнце мало по сравнению с их периодом.

Итак, несмотря на то, что крутильные колебания должны быстро затухать, они являются характерным состоянием пятен. Они наблюдаются не менее одного-двух периодов (10—14 сут). Очевидно, что и механизм, который возбуждает и поддерживает эти колебания, должен работать столь же длительное время.

Здесь мы предлагаем один из возможных механизмов генерации и поддержания крутильных колебаний магнитных трубок на Солнце.

#### НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПЯТЕН

В работе [3] были исследованы крутильные колебания полутени четырех одиночных пятен, а в работе [4] — колебания тени шести пятен по наблюдениям магнитного поля и поля скоростей в фотосферной линии Fe I  $\lambda$  525.3 нм. Здесь мы представляем результаты исследований колебаний тени семи одиночных пятен. Они позволяют лучше понять те процессы, которые приводят к возбуждению и поддержанию крутильных колебаний.

На рис. 1 показана зависимость периода крутильных колебаний тени пятен от периода вращения Солнца. Скорость вращения Солнца определялась по движению изучаемых пятен по диску Солнца (метод трассеров).

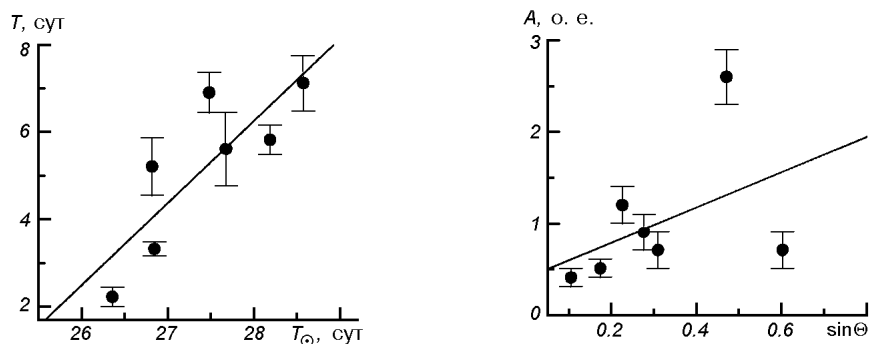


Рис. 1. Изменение периода  $T$  крутильных колебаний тени семи одиночных пятен от периода  $T_{\odot}$  вращения Солнца, вычисленного по этим же пятнам

Рис. 2. Зависимость средней из всех составляющих безразмерных амплитуд крутильных колебаний тени пятен от  $\sin\Theta$

Видно, что период крутильных колебаний пятен тем больше, чем больше период вращения Солнца (коэффициент корреляции равен 0.69). Это чрезвычайно веский довод в пользу того, что крутильные колебания пятен реальны. С другой стороны, крутильные колебания связаны в существенной мере с дифференциальным вращением Солнца.

Амплитуда колебаний каждой составляющей обоих векторов была приведена к своей средней по семи пятнам, и вычислена средняя амплитуда шести составляющих для каждого пятна. Результаты вычислений в зависимости от  $\sin\Theta$  ( $\Theta$  — широта пятна) приведены на рис. 2. Хотя разброс данных на рис. 2 довольно значительный, тем не менее они показывают тенденцию увеличения амплитуды с увеличением широты пятна. Приведенные результаты дают основание заподозрить, что причиной крутильных колебаний магнитных трубок, образующих пятна на поверхности Солнца, должны быть движения плазмы больших размеров и вращение Солнца.

Типичные поперечные размеры пятен, в которых были выявлены крутильные колебания, составляют 20 000—50 000 км. Следует ожидать, что эти гидродинамические вихревые движения связаны с супергрануляцией. Масштабы движений в ячейках супергрануляции соответствуют размерам пятен и указывают на то, что эти ячейки простираются в конвективной зоне на довольно большие глубины. Физические параметры супергрануляции были первоначально оценены в работе [29]. Было показано, что средний размер ячеек супергрануляции равен примерно 32 000 км, а пределы его изменения 20 000—54 000 км. Среднее значение максимальной горизонтальной скорости в ячейке на уровне фотосферы составляет 0.3—0.5 км/с. Горизонтальная скорость несколько возрастает с глубиной [22].

Довольно неопределенным остается время жизни супергранулы. По данным наблюдений [26, 29, 33] оно составляет 20—21 ч. Однако в работе [32] была использована та же последовательность снимков (в  $H_{\alpha}$ ), что и в [26], но обработана она была методом кросс-корреляций. Оказалось, что временной интервал, в течение которого кросс-корреляционная функция уменьшилась в  $e$  раз, составил  $25.0 \pm 1.6$  ч, а полуширина кросс-корреляционной функции была равна  $38.0 \pm 4.0$  ч. В то же время, взяв толщину супергранулы равной  $\Delta z = 10000$  км и скорость подъема плазмы в центре ячейки  $V_z = 0.1$  км/с [2], оцениваем время жизни супергранулы  $t \approx \Delta z / V_z \approx 28$  ч.

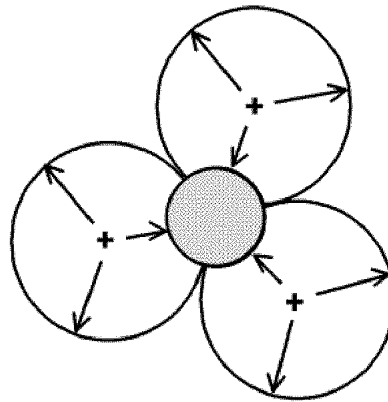
## ВОЗБУЖДЕНИЕ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Согласно исследованиям [20] появление кальциевых флоккулов и последующее увеличение их площади приходится на область между несколькими супергранулами. Зарождение и развитие пятен также совпадает с областью между несколькими ячейками супергрануляционной сетки. Магнитные поля сконцентрированы на границах супергранул. Эти результаты показывают, что движения внутри супергранул являются достаточно сильными. Они способны концентрировать не только слабые, но и довольно сильные магнитные поля на стыке границ нескольких супергранул, а также влиять на положение пятен [20], напряженность поля которых составляет 250—300 мТл. Супергранулярные движения имеют исключительно важное значение и в формировании и структуре активных областей. Новые области формируются непосредственно по соседству со старыми расширяющимися областями, которые видны как усиленная кальциевая сетка [20].

Крутильные колебания магнитных трубок с периодом несколько суток могут быть вызваны крупномасштабными вихревыми движениями плазмы. Такие движения, в частности, могут быть созданы одной ячейкой супергрануляции или несколькими — на стыке границ трех или большего числа ячеек. Согласно результатам работы [20] вторая ситуация для Солнца является, вероятно, более реальной.

Рассмотрим область стыка границ трех идентичных супергранул, в центре которой располагается магнитная трубка. Магнитная ось ее ориентирована вертикально. Предположим, что процесс развития во времени этих ячеек происходит синхронно. В центре каждой из ячеек плазма поднимается вверх и растекается горизонтально к периферии (рис. 3). На это течение плазмы оказывает действие сила Кориолиса, которая имеет азимутальную составляющую  $F_\varphi$ .

Рис. 3. Схематическое представление расположения магнитной трубки пятна (заштриховано) в области стыка трех супергранул и течения плазмы в ячейках. Указаны направления течения плазмы: вверх (+), горизонтально (стрелки)



В области стыка трех или большего числа ячеек, где предположительно находится магнитная трубка, радиальная скорость плазмы направлена к центру области. В результате сходящиеся потоки, растекающиеся от центра трех или большего числа ячеек, во-первых, приводят к сжатию магнитной трубки. Во-вторых, азимутальная составляющая  $F_\varphi$  силы Кориолиса создает азимутальную составляющую движения плазмы, которая приводит к закручиванию силовых линий магнитного поля. Процесс сжатия и закручивания силовых линий магнитной трубки продолжается до тех пор, пока не станут одинаковыми кинетические энергии радиальной и азимутальной составляющих движения плазмы с соответствующими энергиями составляющих индуцированного магнитного поля. В последующем должен начаться распад

ячеек, в результате которого создается противоположно направленное течение плазмы, приводящее к расширению и раскручиванию силовых линий магнитной трубки. Продолжительность процесса образования и распада конгломерата ячеек супергрануляции, на стыке границ которого расположена магнитная трубка, будет соответствовать периоду ее крутильных колебаний.

Оценим скорость плазмы в магнитном поле силовой трубки и величину возмущения поля в ней от набегающего вдоль радиуса магнитной трубки потока плазмы от трех или большего числа окружающих пятно супергранул. Принимаем в грубом приближении, что набегающий поток плазмы имеет осевую симметрию с центром в центре сечения магнитной трубки.

Воспользуемся уравнением движения плазмы в магнитном поле, которое содержит силу Кориолиса (последний член)

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H} \times \mathbf{H} + \rho \mathbf{g} + 2\rho \mathbf{V} \times \omega. \quad (1)$$

Разложим напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$ , давление  $P$ , плотность  $\rho$  и скорость  $\mathbf{V}$  плазмы в ряд по малому параметру (здесь  $\mathbf{V}$  — величина малого порядка). После подстановки результатов разложения в (1) и сохранения членов до второго порядка малости и приравнивания суммы членов при данной степени малого параметра нулю получаем систему уравнений

$$\frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H}_0 \times \mathbf{H}_0 - \nabla P_0 + \rho_0 \mathbf{g} = 0, \quad (2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\nabla P_1 + \frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H}_0 \times \mathbf{h} + \frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{h} \times \mathbf{H}_0 + \rho_1 \mathbf{g} + 2\rho_0 \mathbf{V} \times \omega, \quad (3)$$

$$\rho_0 (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P_2 + \frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{h} \times \mathbf{h} + \rho_2 \mathbf{g}, \quad (4)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения Солнца,  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения. В уравнении (4) оставлены только те члены (второго порядка малости), которые не отражены непосредственно в уравнении (3). Полагаем, что силовая трубка имеет только вертикальную составляющую магнитного поля. В отсутствие набегающего потока уравнение (2) определяет условие равновесия силовой трубки с окружающей плазмой

$$\frac{H_0^2}{8\pi} + P_{0i} = P_{0e}, \quad (5)$$

где  $P_{0i}$  и  $P_{0e}$  — давление плазмы внутри магнитной трубки и вне ее.

Уравнения (3) и (4) позволяют определить амплитуды составляющих магнитного поля и скорости крутильных колебаний магнитной трубки. Поток плазмы плотности  $\rho_0$ , набегающий со скоростью  $V_r$ , сжимает магнитную трубку и тем самым нарушает условие (5). Плазма вместе с магнитным полем сжимается и под действием силы тяжести опускается вниз (уравнение (4)).

Усиление поля в магнитной трубке оцениваем на основании равенства радиальной (вдоль радиуса ячейки) составляющей кинетической энергии и возмущения вертикальной составляющей магнитной энергии (уравнения (4))

$$\rho_0 \frac{V_r^2}{2} \approx \frac{1}{8\pi} h_z^2, \quad (6)$$

где  $h_z$  — возмущение вертикальной составляющей магнитного поля.

Конвективная зона находится под фотосферой и ячейки супергрануляции в ней простираются на довольно большую глубину. Примем, что характерная величина плотности плазмы  $\rho_0$  в ячейке в верхней части конвективной зоны по модели Солнца [1] примерно равна  $2 \text{ г/м}^3$  на глубине около  $1000 \text{ км}$ , а радиальная скорость в ней средняя по радиусу  $V_r \approx \approx 0.2 \text{ км/с}$  [29]. В результате после подстановки этих значений в (6) находим, что вертикальная составляющая  $H_{0z}$  напряженности поля в магнитной трубке тени пятна увеличится примерно на  $10.0 \text{ мТл}$ , т. е.  $h_z = = 10.0 \text{ мТл}$ . Эта величина является амплитудой колебаний вертикальной составляющей магнитного поля.

Наряду с этим сходящийся поток плазмы закручивается под действием силы Кориолиса (уравнение (3)). Появляется азимутальная составляющая скорости  $V_\varphi$ . Оценим ее величину на основании уравнения (3), в котором оставлены только два члена (частная производная от скорости  $V_\varphi$  по времени и азимутальная составляющая силы Кориолиса):

$$\frac{\partial V_\varphi}{\partial t} \approx - 2V_r \omega \sin\Theta, \quad (7)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения Солнца.

Примем, что характерное время изменения всех величин в этом процессе равно периоду крутильных колебаний пятен  $T$ . При этом условии

$$\frac{\partial V_\varphi}{\partial t} \approx \frac{V_\varphi}{T},$$

и выражение для азимутальной скорости принимает вид

$$V_\varphi \approx - 2TV_r \omega \sin\Theta. \quad (8)$$

У сходящегося к магнитной трубке потока плазмы радиальная скорость отрицательна. Это означает, что при сжатии магнитной трубки набегающим потоком плазмы азимутальная составляющая скорости, появляющаяся в северном полушарии Солнца, положительна. Плазма в северном полушарии ( $\sin\Theta > 0$ ) закручивается в направлении ESWN — по часовой стрелке. Величина азимутальной скорости уменьшается с приближением к экватору. На экваторе она становится равной нулю (выражение (8)).

В сжимающейся магнитной трубке и ее окрестностях плазма стекает вниз. Поэтому следует ожидать, что в северном полушарии при положительном значении азимутальной скорости должно наблюдаться отрицательное значение скорости  $V_z$ . В южном полушарии опускание плазмы должно происходить при отрицательном значении скорости  $V_\varphi$ .

При значении периода крутильных колебаний  $T = 5.0$  сут, полученного из наблюдений [4], и  $V_r = 0.2 \text{ км/с}$  (среднее по радиусу) на основании выражения (8) находим, что амплитуда колебаний азимутальной скорости  $V_\varphi = 0.49 \sin\Theta \text{ км/с}$ .

Азимутальная составляющая движения плазмы приводит к закручиванию силовых линий магнитной трубки. Процесс закручивания магнитных силовых линий будет продолжаться до тех пор, пока не трансформируется кинетическая энергия вихревого движения плазмы в азимутальную составляющую энергии магнитного поля. В этом случае должно выполняться условие равенства азимутальных составляющих кинетической и магнитной энергий (уравнение (4))

$$\frac{1}{2} \rho_0 V_\varphi^2 \approx \frac{h_\varphi^2}{8\pi}. \quad (9)$$

На основании (9) получаем выражение для амплитуды колебаний азимутальной составляющей поля:

$$h_{\varphi} = \sqrt{4\pi\rho_0 V_{\varphi}^2}. \quad (10)$$

Из выражения (10) с учетом (8) находим, что  $h_{\varphi} \approx 25 \sin\Theta$  мТл.

После того как достигнуто максимальное сжатие силовой трубки магнитного поля, начинается распад ячеек супергрануляции. Распад супергранул приводит к исчезновению бокового давления сходящегося плазменного потока на магнитное поле силовой трубки. Магнитное поле силовой трубки расширяется. Этому способствует натяжение силовых линий магнитного поля, стремящееся возратить смещенную массу плазмы в исходное состояние. Появляется радиальная составляющая расширения плазмы в магнитной трубке поля. Плазма поднимается в центре магнитной трубки. Под действием силы Кориолиса начинается процесс раскручивания магнитных силовых линий поля жгута (вследствие изменения знака радиальной скорости), составляющая  $h_{\varphi}$  ранее закрученных силовых линий уменьшается и возвращается в начальное состояние — цикл, равный периоду, заканчивается. В результате период крутильных колебаний пятен равен удвоенному времени жизни ячеек супергрануляции. Из выражений (8) и (10) следует, что амплитуды колебаний  $\varphi$ -составляющих и вектора скорости, и вектора магнитного поля уменьшаются с уменьшением широты пропорционально  $\sin\Theta$ . На экваторе они становятся равными нулю. Это означает, что строго на экваторе характер колебаний магнитных силовых трубок должен быть другим: исчезает азимутальная составляющая колебаний, и остаются радиальные колебания с таким же периодом.

При взятых значениях  $V_r$  и  $\rho_0$  (самых заниженных) вычисленные величины амплитуд крутильных колебаний составляющих магнитного поля и скорости оказались вполне сопоставимыми с наблюдаемыми [3, 4]. Наблюдения показывают (рис. 2), что амплитуда колебаний всех составляющих обоих векторов в среднем уменьшается с приближением пятна к экватору.

Наблюдения также показывают (рис. 1), что период крутильных колебаний пятен уменьшается с уменьшением широты, причем уменьшение происходит в соответствии с изменением скорости дифференциального вращения Солнца. Это может указывать на то, что дифференциальное вращение Солнца ответственно за формирование ячеек супергрануляции наравне с конвективной неустойчивостью. Уменьшение периода крутильных колебаний пятен с уменьшением периода обращения пятна (увеличением скорости движения пятна по диску Солнца) возможно в рамках предложенной концепции, если линейные размеры супергранул уменьшаются с уменьшением широты или скорость движения плазмы в супергранулах становится больше. Не исключено, что имеет место и то, и другое. Исследования [10] показали, что размеры супергранул несколько увеличиваются с увеличением широты зоны, в которой они определены. Исследования, связанные с определением параметров супергрануляционных ячеек в зависимости от широты на Солнце, могут дать важную информацию для понимания процессов, приводящих к дифференциальному вращению Солнца, а также взаимодействия вращения с процессами конвективной неустойчивости.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданный метод определения всех трех составляющих вектора по наблюдениям его лучевой составляющей [9] открыл широкие возможности исследований, в частности крутильных колебаний пятен.



В результате исследований семи одиночных пятен установлена тесная связь между крутильными колебаниями пятен и периодом вращения Солнца, вычисленного по этим же пятнам методом трассеров (рис. 1). Это явилось, во-первых, чрезвычайно веским доводом в пользу того, что крутильные колебания пятен реальны. С другой стороны, было показано, что крутильные колебания пятен связаны с дифференциальным вращением Солнца. Показано, что имеется тенденция увеличения амплитуд колебаний составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля с увеличением широты пятна (рис. 2). Анализ этих данных, а также результатов по крутильным колебаниям пятен [3, 4] позволил сделать вывод, что крутильные колебания магнитных трубок с периодом несколько суток обязаны движениям плазмы больших масштабов (супергранул) и вращению Солнца. Пятна, как правило, расположены на стыке трех или большего числа супергранул [20]. Сходящиеся потоки плазмы, растекающейся от центра этих супергранул, приводят к сжатию магнитной трубки, расположенной вертикально на стыке ячеек. Азимутальная составляющая силы Кориолиса создает азимутальную составляющую скорости плазмы, которая приводит к закручиванию силовых линий магнитного поля силовой трубки. Процесс сжатия и закручивания силовых линий продолжается до тех пор, пока не станут равными радиальная и азимутальная составляющие кинетической энергии плазмы с соответствующими (вертикальной и азимутальной) составляющими энергии индуцированного магнитного поля. Затем начинается распад ячеек, в результате которого создается противоположно направленное течение плазмы, приводящее к расширению и раскручиванию силовых линий магнитной трубки. Продолжительность процесса образования и распада совокупности ячеек супергрануляции определяет период крутильных колебаний магнитной трубки.

Предложенный механизм качественно объясняет уменьшение амплитуды колебаний азимутальных составляющих с уменьшением широты пятна (рис. 2) (амплитуда колебаний пропорциональна синусу широты). Амплитуда колебаний составляющих обоих векторов зависит от радиальной скорости в ячейках супергрануляции, в области стыка которых находится силовая трубка. Конгломерат ячеек, который определяет величину амплитуды колебаний, может иметь случайную скорость для различных пятен. Именно этим и может определяться значительный разброс точек на рис. 2.

Период крутильных колебаний пятен уменьшается с уменьшением широты пятна, т. е. период уменьшается в соответствии с изменением скорости дифференциального вращения Солнца.

Наблюдаемый период крутильных колебаний пятен в целом оказывается меньше (до четырех раз, согласно сопоставлению с результатами [4]) ожидаемого по средним характеристикам и размерам супергранул, и радиальной в них скорости в спокойных областях. Это различие может быть сглажено, особенно если учесть, что размеры супергранул в активных областях, как показывают наблюдения, значительно больше, чем в невозмущенном Солнце [2].

Возможно, что дифференциальное вращение Солнца ответственно за формирование ячеек супергрануляции наравне с конвективной неустойчивостью. Согласно предложенной концепции и результатам [10] не исключено, что размеры ячеек супергрануляции уменьшаются с переходом к экватору (либо увеличивается скорость плазмы в них). Это заключение качественно можно увязать с характером дифференциального вращения Солнца: скорость вращения увеличивается к экватору. Влияние вращения плазмы и магнитного поля на возникновение в ней конвекции рассмотрено

в [21]. Оказалось, что вращение и вертикальное магнитное поле несколько затрудняют конвекцию, и при этом размер ячеек уменьшается.

Магнитные поля, образующие хромосферную сетку, тоже располагаются на границе ячеек супергрануляции [20, 29]. Естественно ожидать, что эти магнитные трубки, как и магнитные силовые трубки, образующие пятна, тоже будут испытывать крутильные колебания. Однако амплитуда и период их колебаний должны быть меньше.

В заключение отметим, что предложенный механизм возникновения крутильных колебаний магнитных трубок с цилиндрической симметрией хотя и ограничил исследования, но все же позволил лучше представить процессы, которые определяют колебания. Учет радиальной составляющей поля в магнитной трубке безусловно расширит возможности сопоставления результатов наблюдений и модели.

1. Аллен К. У. Астрофизические величины. — М.: Мир, 1977.—448 с.
2. Гибсон Э. Спокойное Солнце. — М.: Мир, 1977.—408 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—216.
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. Фотосферные движения газа в одиночном пятне // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1977.—57.—С. 107—121.
7. Гопасюк С. И. Некоторые особенности вращения пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1981.—64.—С. 108—118.
8. Гопасюк С. И. Крутильные колебания и диагностика структуры подфотосферного магнитного поля // Астрон. журн.—1984.—61, вып. 1.—С. 157—162.
9. Гопасюк С. И., Гопасюк О. С. Движения плазмы в магнитном поле солнечного пятна. I. Наблюдения по фотосферным линиям // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 5.—С. 389—400.
10. Гопасюк С. И., Калман Б. О крупномасштабном поле скоростей в фотосфере Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1972.—44.—С. 52—63.
11. Гопасюк С. И., Лямова Г. В. Крутильные колебания солнечных пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1987.—77.—С. 17—24.
12. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. — М.: Изд-во иностр. лит., 1959.—130 с.
13. Котов В. А. Вращение вещества в солнечном пятне // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1976.—54.—С. 184—200.
14. Наговицына Е. Ю., Наговицын Ю. А. Некоторые особенности собственных движений солнечных пятен // Солнеч. данные.—1986.—№ 6.—С. 69—74.
15. Северный А. Б. О магнитогидродинамических явлениях у поверхности Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1954.—11.—С. 129—151.
16. Abetti G. The Sun. — London, Faber and Faber, 1963.—358 p.
17. Bray R. J., Loughhead R. E. Sunspots. — London: Chapman and Hall Ltd., 1964.—303 p.
18. 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.
19. Brown D. S., Parnell C. E., Deluca E. E., et al. The magnetic structure of a coronal X-ray bright point // Solar Phys.—2001.—201, N 2.—P. 305—321.
20. Bumba V., Howard R. F. A study of the development of active regions on the Sun // Astrophys. J.—1965.—141, N 4.—P. 1492—1501.
21. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. — Oxford: Clarendon Press, 1961.—654 p.
22. Deubner F.-L. Some properties of velocity fields in the solar photosphere // Solar Phys.—1971.—17, N 1.—P. 6—20.
23. Ferraro V. C. A. On the reflection and refraction of Alfvén waves // Astrophys. J.—1955.—119.—P. 393—406.
24. Gopasyuk O. S. Torsional oscillations of sunspots: magnetic and velocity fields observations // Proc. IAU Symp. N 223 / Eds A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskay, A. G. Kosovichev. — Cambridge: Univ. Press, 2004.—P. 249—250.
25. Gopasyuk S. I. Motions in sunspots like torsional oscillations // Sun and Planetary System / Eds W. Fricke, G. Teleki. — Dordrecht: Reidel, 1982.—P. 125—126.

26. *Janssens T. J.* Long term observations of the  $H_{\alpha}$  chromospheric network // *Solar Phys.*—1970.—**11**, N 2.—P. 222—242.
27. *Kinman T. D.* Motions in the Sun at the photospheric level. II. The Evershed effect in sunspot Mt. Wilson N 9987 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1952.—**112**, N 4.—P. 425—444.
28. *Lamb S. A.* An investigation of material motions in a spot // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1975.—**172**, N 1.—P. 205—220.
29. *Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W.* Velocity fields in the solar atmosphere. Pt. 1 // Preliminary Rep. *Astrophys. J.*—1962.—**135**.—P. 474—499.
30. *Maltby P.* On the velocity field in sunspots // *Astrophys. Norvegica.*—1964.—**8**.—P. 205—270.
31. *Roberts P. H.* On the reflection and refraction of hydromagnetic waves // *Astrophys. J.*—1955.—**121**.—P. 720—730.
32. *Rogers E. H.* Lifetime of the  $H_{\alpha}$  chromospheric network // *Solar Phys.*—1970.—**13**, N 1.—P. 57—77.
33. *Simon G. W., Leighton R. B.* Velocity fields in solar atmosphere. III. Large-scale motions, the chromospheric network, and magnetic fields // *Astrophys. J.*—1964.—**140**, N 3.—P. 1120—1147.

Поступила в редакцию 29.07.05