

УДК 523.9

С. И. Гопасюк, О. С. Гопасюк

НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
98409, Крым, п. Научный**Вращение Солнца и меридиональный дрейф магнитных структур**

Проведен анализ дрейфа с циклом солнечной активности структур общего магнитного поля и зон пятнообразования. Получены выражения, связывающие скорость дрейфа магнитных структур с различием плотностей плазмы в них. Показано, что вращение Солнца приводит к разделению магнитных структур на более легкие и более тяжелые по сравнению с окружающей их плазмой. Дрейф зон пятнообразования к экватору возможен вследствие вращения Солнца при условии, что пятна являются более тяжелыми образованиями. В то же время структуры общего магнитного поля должны быть более легкими, чтобы смещаться к полярным зонам. По величине наблюдаемой скорости дрейфа магнитных образований определено различие плотностей плазмы в них. Средняя напряженность поля в структурах общего магнитного поля, отвечающая установленной разности плотностей плазмы, оказалась равной 31.5 мТл.

ОБЕРТАННЯ СОЛНЦЯ І МЕРИДІОНАЛЬНИЙ ДРЕЙФ МАГНІТНИХ СТРУКТУР, Гопасюк С. І., Гопасюк О. С. — Проведено аналіз дрейфу з циклом сонячної активності магнітних структур загального магнітного поля і зон плямоутворення. Отримано співвідношення, які пов'язують швидкість дрейфу магнітних структур з різницею густини плазми в них. Показано, що обертання Сонця приводить до розділення магнітних структур на легші і важчі, ніж навколишня плазма. Дрейф зон плямоутворення до екватора є можливим внаслідок обертання Сонця при умові, що плями є важчими утвореннями. В той же час структури загального магнітного поля повинні бути легшими від оточення, щоб дрейфувати до полярних зон. За величині спостереженої швидкості дрейфу магнітних утворень встановлено різницю густин плазми в них. Середня напруженість поля в структурах загального магнітного поля, яка відповідає встановленій різниці густин плазми виявилась рівною 31.5 мТл.

ROTATION OF THE SUN AND THE MERIDIONAL DRIFT OF MAGNETIC STRUCTURES, by Gopasyuk S. I., Gopasyuk O. S. – The drift of structures of the general magnetic field and activity zones with the solar cycle

© С. И. ГОПАСЮК, О. С. ГОПАСЮК, 2004

activity is analyzed. The expressions linking the drift velocity of magnetic structures with the difference of their plasma density are derived. It is shown that the rotation of the Sun leads to the separate of magnetic structures into lighter and more heavy ones in comparison to the surrounding plasma. The drift of the sunspot zones toward the equator owing to the rotation of the Sun is possible under condition that magnetic structures with sunspots are more heavy structures. As the same time the structures of the general magnetic field are bound to be drift towards the polar zones. The difference of plasma densities in these structures is calculated on the basis of the observational drift velocity of magnetic structures. The mean strength of the magnetic field in the structures of the general magnetic field that corresponds to the difference of the plasma density is found to be 31.5 mT.

По-видимому, генерация магнитных полей в звездах и Солнце связана с конвекцией. Механические особенности конвекции во вращающихся звездах таковы, что движения плазмы приобретают циклонический характер, необходимый для генерации магнитного поля. В процессе возбуждения и усиления магнитное поле вращается вместе со звездой. Появившееся поле в глубоких слоях проявляется в небольшом понижении плотности среды. Область с пониженной плотностью поднимается из недр к поверхности, унося с собой и магнитное поле. Магнитное поле на поверхности Солнца (звезды) создает активные области, пятна в них и другие активные образования.

Для объяснения дифференциального вращения Солнца предлагалось много теорий, но ни одна из них не стала общепризнанной. Критерием для построения теории такого вращения должны быть наблюдательные данные о меридиональном дрейфе различных активных образований на поверхности и в более глубоких слоях Солнца. Таких подробных данных пока не имеется. Вращение Солнца исследовалось по пятнам [1, 2], волокнам [2], магнитному полю [18, 19], лучевым скоростям [2, 16] и данным гелиосейсмологии [14]. Наиболее полные сведения о вращении Солнца были получены по пятнам и волокнам. Эти наблюдения показали, что зоны пятнообразования в течение 11-летнего цикла мигрируют в целом к экватору (закон Шперера). Средняя величина смещения составляет 2–3 м/с [2]. По мнению Бьеркнеса, дрейф зон пятнообразования к экватору связан с общей меридиональной циркуляцией, которая появляется из-за перепада температур между полюсами и экватором [1]. Согласно его оценкам величина скорости циркуляции должна быть около 1 м/с. Однако, оказалось, что в обоих полушариях на широтах, больших 35°, в эпохи максимумов сильных циклов наблюдается вторичные зоны, смещающиеся к полюсу [5, 11, 13]. Кроме того, в течение цикла движение к полюсам показывают волокна, протуберанцы и структуры общего магнитного поля. Волокна и протуберанцы связаны с общим магнитным полем. Средняя скорость дрейфа волокон составляет около 1° за оборот или 5 м/с. Скорость смещения волокон уменьшается с увеличением широты. Она больше всего на восходящей ветви цикла пятнообразовательной деятельности и составляет 1.6° за оборот на широте 11 — 20° и 0.8°/оборот на широте 51— 69° [2]. Движение волокон к полюсам отражает дрейф к полярным зонам фоновых магнитных полей [7, 8].

Ниже мы провели анализ дрейфовых движений, полученных по пятнам и волокнам, данные по которым являются в настоящее время наиболее полными и надежными.

ДЕЙСТВИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ НА МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ

Для установления действия гидродинамических сил на дрейф магнитных структур рассмотрим вращающуюся газообразную сферу, которая удерживается силами гравитации (см. рисунок). Примем ось z , направленную вверх, за ось вращения сферы и точку O за центр притяжения. Возьмем тело в точке M внутри сферы, тогда расстояние его от начала координат равно $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$, а от оси вращения — $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. При этом $r = R \cos \varphi$, где φ — широта точки M .

Если обозначить через ω угловую скорость вращения сферы, которая направлена по z , то линейная скорость

$$\mathbf{v} = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}], \quad (1)$$

а ее составляющие равны

$$v_x = -\omega y, \quad v_y = \omega x, \quad v_z = 0. \quad (2)$$

С учетом (1) и (2) при $\omega = \text{const}$ уравнение Эйлера принимает вид

$$\nabla P = \rho (\omega^2 \mathbf{r} - \nabla \Omega), \quad (3)$$

где Ω — гравитационный потенциал, P — давление и ρ — плотность плазмы.

Выражение (3) определяет силу давления плазмы во вращающейся газообразной сфере. Примем, что во вращающуюся плазму плотности ρ_p погружено тело плотности ρ_m . На тело действует сила давления. При равномерном вращении гравитирующей массы плазмы она складывается на основании (3) из архимедовой подъемной силы (на единицу объема тела)

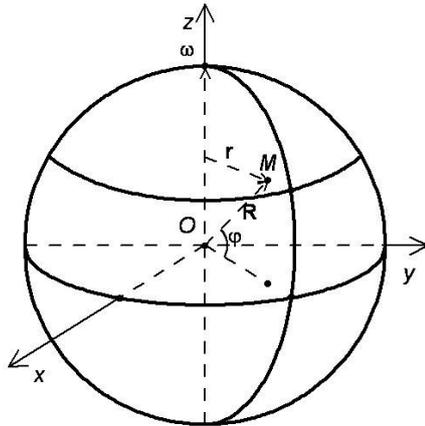
$$\mathbf{F}_A = -(\rho_m - \rho_p) \nabla \Omega \quad (4)$$

и силы центробежной, отнесенной к единице объема

$$\mathbf{f} = (\rho_m - \rho_p) \omega^2 \mathbf{r}. \quad (5)$$

Архимедова сила направлена вдоль радиуса R гравитирующей массы плазмы (Солнца, звезды), а центробежная сила — вдоль радиус-вектора \mathbf{r} , перпендикулярного к оси вращения сферы. Для Солнца центробежная сила мала по сравнению с архимедовой силой. На экваторе вблизи поверхности Солнца она составляет всего лишь $2.14 \cdot 10^{-5}$ от архимедовой подъемной силы. Центробежная сила \mathbf{f} имеет радиальную составляющую

$$f_R = (\rho_m - \rho_p) \omega^2 R \cos^2 \varphi \quad (6)$$



Расположение принятых векторов в системе координат хуз

и меридиональную составляющую, параллельную поверхности Солнца (рисунки):

$$f_L = -(\rho_m - \rho_p) \omega^2 R \cos \varphi \sin \varphi. \quad (7)$$

Поскольку $|\text{grad } \Omega| = g$ – ускорение свободного падения, в результате вдоль радиуса гравитирующей массы плазмы на основании (4) и (6) действует подъемная сила на единицу объема тела величиной

$$F_R = -(\rho_m - \rho_p)(g - \omega^2 R \cos^2 \varphi). \quad (8)$$

Она состоит из архимедовой подъемной силы в неподвижной гравитирующей газовой сфере и дополнительной силы, обусловленной вращением сферы. Из (8) следует хорошо известный факт: более легкие тела всплывают, а более тяжелые – тонут. При этом центробежная сила уменьшает действие силы гравитации.

Сила f_L создает в меридиональном направлении движение тела, погруженного в равномерно вращающуюся плазму. Если плотность тела ρ_m меньше плотности плазмы ρ_p на данном уровне, то сила направлена от экватора к полярным зонам. Однако если $\rho_m - \rho_p > 0$, то сила f_L направлена в противоположную сторону и приводит к движению тела от полярных зон к экватору. Сопоставляя эти результаты, вытекающие из (7), с данными наблюдений дрейфа магнитных структур на Солнце [2, 19], находим аналогии. Магнитные структуры общего магнитного поля движутся во вращающейся газовой сфере к полярным зонам подобно всплыванию легких тел в более тяжелой плазме, а тяжелые пятна, наоборот, движутся к экватору.

Продолжая аналогию, мы приходим к выводу, что магнитные структуры общего магнитного поля являются более легкими, а пятна – более тяжелыми образованиями по сравнению с окружающей плазмой.

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ

На движущееся тело действует сила сопротивления плазмы. Величина ее зависит от формы тела, а также и от состояния плазмы. В атмосфере Солнца плазма является сильно турбулентной, по крайней мере, в фотосферных слоях. На это указывает уширение спектральных линий. Из него следует, что в невозмущенной фотосфере скорость микротурбулентности равна $v_l \approx 1.25$ км/с [12, 15]. Считается [3], что характерный размер l элемента микротурбулентности составляет доли толщины слоя, в котором образуется спектральная линия. Для слабых фотосферных линий можно взять $l \leq 1$ км. В области размеров макротурбулентности, согласно [3], $v_l \approx 1.5$ км/с и $l \approx 560$ км. Вязкость связана главным образом с тяжелыми составляющими плазмы (ионов и нейтральных атомов): вязкие натяжения, обусловленные электронами, как правило, пренебрежимо малы. Для оценки коэффициента кинематической вязкости достаточно точности, которая получается из кинетической теории газов. Коэффициент кинематической вязкости в данном случае определяется выражением [10]:

$$\nu = \frac{0.179 \sqrt{mkT}}{\sqrt{\pi} S_{ai} \rho},$$

где m – масса атома водорода, k – постоянная Больцмана, T и ρ – температура и плотность плазмы, S_{ai} – эффективное сечение столкновений протон – атом водорода.

При $m = m_a = m_i$, $T = 1.4 \cdot 10^4$ К, $S_{ai} = 5 \cdot 10^{-20}$ м², $\rho = 10^{-4}$ кг/м³ находим $\nu \approx 0.365$ м²/с. В области размеров микротурбулентности число Рейнольдса

$Re \approx \nu_l/\nu \approx 3.4 \cdot 10^6$ и в области размеров макротурбулентности $Re \approx 2.3 \cdot 10^9$. Приведенные значения обосновывают высокое число Рейнольдса для плазмы данных масштабов движений.

В подфотосферных слоях магнитные поля обычно сконцентрированы в трубках, которые движутся под действием турбулентных движений. Для определенности примем, что сечения их круглой формы. Решение задачи об обтекании цилиндра перпендикулярно к его оси жидкостью с очень большим числом Рейнольдса содержится, например, в [4, 6]. Согласно решению сила F_p давления набегающего потока жидкости на цилиндр (сила сопротивления, испытываемая движущимся в жидкости цилиндром) выражается формулой

$$F_p \approx ah\rho_p u^2, \quad (9)$$

где u – скорость набегающего потока плазмы, обтекающей цилиндр, a – радиус сечения цилиндра и h – высота его. Сила F_p отнесена ко всему цилиндру. Примем, что сила, с которой действует движущаяся плазма на магнитные структуры, определяется также выражением (9). При этом плотность плазмы по объему всей магнитной структуры принята одинаковой. Умножая выражения (7) на объем элемента магнитной петли $\pi a^2 h$ и приравнявая его (9), находим:

$$\frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p} = \pm \frac{u^2}{\pi a \omega^2 R \cos \varphi \sin \varphi}. \quad (10)$$

Знак «плюс» относится к магнитным структурам с $\rho_p - \rho_m > 0$ (структурам с пятнами), а «минус» – к структурам с $\rho_p - \rho_m < 0$ (структурам общего магнитного поля). Следовательно, сила (9), изменяет направление в соответствии с изменением знака у $\rho_p - \rho_m$. Относительная разность плотностей плазмы $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$ в магнитной петле зависит от напряженности магнитного поля. На основании условия равновесия

$$P_m + \frac{H_m^2}{8\pi} = P_p, \quad (11)$$

где P_m – давление плазмы, $H_m^2/(8\pi)$ – давление магнитного поля внутри магнитной петли, P_p – давление окружающей плазмы и m – масса атома водорода. Так как $P = kT\rho/m$ (k – постоянная Больцмана, T – температура), то при однородной плотности внутри петли и одинаковой температуре плазмы как внутри, так и вне магнитной структуры ($T_m = T_p$) условие равновесия (11) дает:

$$\frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p} = \frac{H_m^2}{8\pi P_p}. \quad (12)$$

Между $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$ и $H_m^2/(8\pi)$ для магнитных структур с пятнами такой связи (12) не имеется. На основании (12) для магнитных структур без пятен, т.е. для структур общего магнитного поля,

$$H_m^2 = \frac{8P_p u^2}{a \omega^2 R \cos \varphi \sin \varphi}. \quad (13)$$

Для магнитных структур с пятнами по (10) были вычислены $(\rho_m - \rho_p)/\rho_p$ для различных значений скорости дрейфа u зон пятнообразования к экватору и разных φ . Средняя глубина a расположения магнитных структур под фотосферой взята равной 1000 км и 3000 км. Результаты вычислений приведены в табл. 1. Они показывают, что при наблюдаемой скорости дрейфа зон пятнообразования к экватору $u = 2$ м/с и $\varphi = 30^\circ$ $(\rho_m - \rho_p)/\rho_p \approx 1.72 \cdot 10^{-4}$.

Таблица 1. Результаты вычислений $(\rho_m - \rho_p)/\rho_p$ для структур с пятнами при разных u и φ

$u, \text{ м/с}$	$(\rho_m - \rho_p)/\rho_p$		
	$\varphi = 10^\circ$	$\varphi = 20^\circ$	$\varphi = 30^\circ$
2	$4.35 \cdot 10^{-4}$	$2.31 \cdot 10^{-4}$	$1.72 \cdot 10^{-4}$
5	$2.72 \cdot 10^{-3}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$1.07 \cdot 10^{-3}$
10	$1.09 \cdot 10^{-2}$	$5.78 \cdot 10^{-3}$	$4.29 \cdot 10^{-3}$
20	$4.35 \cdot 10^{-2}$	$2.31 \cdot 10^{-2}$	$1.72 \cdot 10^{-2}$
30	$9.78 \cdot 10^{-2}$	$5.20 \cdot 10^{-2}$	$3.86 \cdot 10^{-2}$
40	$1.74 \cdot 10^{-1}$	$9.25 \cdot 10^{-2}$	$6.87 \cdot 10^{-2}$
50	$2.72 \cdot 10^{-1}$	$1.45 \cdot 10^{-1}$	$1.07 \cdot 10^{-1}$

Таблица 2. Результаты вычислений $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$ и H_m для структур общего магнитного поля при разных u и φ

$u, \text{ м/с}$	$\varphi = 45^\circ$		$\varphi = 55^\circ$		$\varphi = 65^\circ$	
	$(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$	$H_m, \text{ мТл}$	$(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$	$H_m, \text{ мТл}$	$(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$	$H_m, \text{ мТл}$
2	$4.46 \cdot 10^{-4}$	12.6	$4.75 \cdot 10^{-4}$	13.0	$5.82 \cdot 10^{-4}$	14.4
5	$2.79 \cdot 10^{-3}$	31.5	$2.97 \cdot 10^{-3}$	32.5	$3.64 \cdot 10^{-3}$	35.9
10	$1.11 \cdot 10^{-2}$	62.9	$1.19 \cdot 10^{-2}$	64.9	$1.46 \cdot 10^{-2}$	71.9
20	$4.46 \cdot 10^{-2}$	125.8	$4.75 \cdot 10^{-2}$	129.8	$5.82 \cdot 10^{-2}$	143.8
30	$1.00 \cdot 10^{-2}$	188.7	$1.07 \cdot 10^{-1}$	194.7	$1.31 \cdot 10^{-1}$	215.7
40	$1.78 \cdot 10^{-1}$	251.7	$1.90 \cdot 10^{-1}$	259.6	$2.33 \cdot 10^{-1}$	287.6
50	$2.79 \cdot 10^{-1}$	314.6	$2.97 \cdot 10^{-1}$	324.6	$3.64 \cdot 10^{-1}$	359.5

Скорость дрейфа u быстро увеличивается по мере увеличения $(\rho_m - \rho_p)/\rho_p$ в магнитных структурах с пятнами, а также с уменьшением широты φ .

Вычисленные $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$ при разных u и φ и $a = 1000$ км для структур общего магнитного поля даны в табл. 2. Средние напряженности в структурах общего магнитного поля при тех же u , φ и a при $P_p = 1.413 \cdot 10^{-5}$, отвечающем глубине 1000 км, вычислены по формуле (13) и приведены в табл. 2. При $\varphi = 45^\circ$ для наблюдаемой скорости дрейфа магнитных структур к полярным зонам $u = 5$ м/с $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p \approx 2.79 \cdot 10^{-3}$, а средняя напряженность поля в магнитных структурах $H_m \approx 31.5$ мТл. С увеличением скорости увеличиваются значения $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$ и H_m .

При напряженности $H_m \approx 150$ мТл, отвечающей появлению пятен [9] в магнитной структуре, скорость дрейфа оказывается равной ~ 25 м/с, что существенно выше наблюдаемой. Если бы напряженность в магнитных структурах общего магнитного поля действительно составляла 150 мТл, как это вытекает из эффектов насыщения сигналов [17], и занимала бы значительную часть их объема, то скорость дрейфа магнитных структур к полярным областям была бы близка к 25 м/с (табл. 2). Поскольку этого не так, то приходится считать, что областей с напряженностью поля 150 мТл нет или же они занимают незначительную долю по объему. Это конечно при условии, что дрейф магнитных структур обусловлен вращения Солнца.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вращение Солнца (звезд) сопровождается процессами центрифугирования: происходит разделение легких и тяжелых структур. Более легкие по

сравнению с окружающей плазмой образования всплывают и движутся к полярным зонам, тогда как более тяжелые структуры погружаются на большую глубину и движутся к экватору.

Наблюдения Солнца показали, что с циклом активности зоны пятнообразования дрейфуют к экватору, тогда как структуры общего магнитного поля движутся к полярным зонам. Сопоставление данных наблюдений с результатами вращения дало возможность заключить, что структуры общего магнитного поля отвечают более легким образованиям. В то же время образования с пятнами следует отнести к структурам более тяжелым.

Для наблюдаемой скорости дрейфа магнитных структур определено различие средних плотностей в этих образованиях по отношению к окружающей плазме. Оно составило $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p \approx 2.79 \cdot 10^{-3}$ ($\varphi = 45^\circ$) для структур общего магнитного поля и $(\rho_m - \rho_p)/\rho_p \approx 1.72 \cdot 10^{-4}$ ($\varphi = 30^\circ$) – для структур с пятнами. Это отношение позволило оценить величину средней напряженности поля в структурах общего магнитного поля. Она составила около 31.5 мТл. Скорость дрейфа этих структур к полярным зонам должна увеличиваться пропорционально напряженности поля и $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$. И при напряженности 150 мТл (напряженность поля, при которой появляются пятна [9]) скорость дрейфа магнитных структур к полярным зонам должна быть близкой к 25 м/с. Поскольку этого не наблюдается, то приходится предполагать, что области с напряженностью 150 мТл, если и имеются в структурах общего магнитного поля, то они занимают незначительную долю по объему.

Напротив, вклад магнитных структур с сильным полем, но без пятен, в зонах пятнообразования значителен. Причем структуры с пятнами и без пятен в этих образованиях очень тесно связаны, что должно сказаться, в частности, на уменьшении скорости дрейфа зон пятнообразования. Для структур с пятнами $(\rho_m - \rho_p)/\rho_p \approx 1.72 \cdot 10^{-4}$ величина очень малая, но ее оказывается достаточно, чтобы магнитная структура двигалась как целое в другом направлении (к экватору).

Скорость дрейфа магнитных структур зависит прямо пропорционально от угловой скорости вращения звезды. Скорости осевого вращения звезд могут различаться на 1 – 2 порядка. В звездах, для которых угловая скорость вращения больше солнечной, скорость дрейфа магнитных структур к экватору и к полярным зонам выше. По аналогии с Солнцем, следует ожидать, что магнитные структуры на таких звездах должны достигать экваториальных и полярных зон за более короткое время. Вследствие чего за более короткое время должна происходить и смена полярности общего магнитного поля звезды. А это означает, что становится короче длительность цикла магнитной активности звезды. На звездах со скоростью осевого вращения меньшей, чем у Солнца, длительность магнитного цикла должна быть больше.

Таким образом, при всех других равных условиях получается, что чем выше скорость вращения звезды, тем меньше должна быть продолжительность цикла ее магнитной активности. Частая смена полярности магнитных полей требует их эффективной генерации. Это накладывает определенные условия на эффективность работы динамо.

Скорость дрейфа магнитных структур зависит от многих параметров (выражение (10)). Добавление конвекции и силы Кориолиса может повлиять на скорость осевого вращения звезды с глубиной и существенно изменить скорость дрейфа магнитных структур. Конечно, решение этих проблем должно основываться на данных наблюдений.

1. *Витинский Ю. И., Копецкий М., Куклин Г. В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986. – 296 с.
2. *Койпер Дж. П.* Солнце. – М.: Изд-во иностр. лит., 1957. – 610 с.
3. *Костык Р. И.* Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение фотосферы Солнца: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Киев, 1983. – 322 с. – Машинопись.
4. *Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидродинамика. – М.: Физматгиз, 1963. – Ч. II. – 728 с.
5. *Куклин Г.В.* Структура широтного распределения индекса суммарной площади групп пятен в 11 летнем цикле // Солнеч. данные. – 1971. – № 2. – С. 75 – 80.
6. *Ламб Г.* Гидродинамика. – М., Л.: ОГИЗ-ГОСТЕХИЗДАТ, 1947. – 929 с.
7. *Макаров В. И.* Широтная зональная структура коронального магнитного поля Солнца // Солнеч. данные. – 1984. – № 9. – С. 52 – 61.
8. *Степанян Н. Н.* Изменение дифференциального вращения фоновых магнитных полей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. – 1983. – **67**. – С. 59 – 65.
9. *Стещенко Н. В.* Магнитные поля мелких солнечных пятен и пор // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. – 1967. – **37**. – С. 21 – 28.
10. *Чепмен С., Каулинг Т.* Математическая теория неоднородных газов. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 512 с.
11. *Becker U.* Über eine sekundäre Fleckenzone // Zs. Astrophys. – 1959. – **48**. – P. 88 – 94.
12. *Gurtovenko E., Troyan V.* The use of the Golberg – Unno method for the investigation of small-scale photosphere motions // Solar Phys. – 1971 – **20**, N 2, P. 264 – 274.
13. *Копецкий М.* The dependence of the average impotence of sunspot groups on heliographic latitude and the phase of the 11-year cycle // Bull. Astron. Inst. Czech. – 1962. – **13**, N2 – P. 63 – 67.
14. *Kosovichev A. G., Schou J., Scherrer P. H., et al.* Structure and rotation of the solar interior: initial results from the MDI MEDIUM-L program // Solar Phys. – 1997. – **170**, N 1. – P. 43 – 61.
15. *Kostik R. I., Orlova T. V.* On the microturbulence in the solar photosphere // Solar Phys. – 1979. – **62**, N 1, P. 89 – 92.
16. *LaBonte B. J., Howard R.* Solar rotation measurements at Mount Wilson. II. Systemic instrumental effects and the absolute rotation rate // Solar Phys. – 1981. – **73**, N 1, P. 3 – 12.
17. *Stenflo J. O.* Magnetic-field structure of the photospheric network // Solar Phys. – 1973. – **32**, N 1. – P. 41 – 63.
18. *Unz F., Walter K.* General magnetic field and rotation of the outer layers of the Sun // Solar Phys. – 1969. – **8**, N 2, P. 310 – 315.
19. *Wilcox J. M., Schatten K. H., Tanenbaum A. S., Howard R.* Photospheric magnetic field rotation: rigid and differential // Solar Phys. – 1970. – **14**, N 2, P. 255 – 262.

Поступила в редакцию 16.02.04