

УДК 523.98

Магнитные поля и электрические токи в хромосфере активной области

С.И. Гопасюк, О.С. Гопасюк

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 11 ноября 2002 г.

Аннотация. Исследована структура магнитного поля в хромосфере активной области по данным наблюдений продольной составляющей поля. Наблюдения проведены одновременно в фотосферной – FeI 5253 Å и хромосферной – H_β линиях на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории. Метод исследований основан на сравнении наблюдаемого поля в хромосфере с потенциальным. Потенциальное поле вычислялось по продольной составляющей фотосферного поля. Установлено, что наблюдаемые в хромосфере слабые поля имеют больший наклон по сравнению с полем потенциальным. При большей напряженности наблюдаемое поле становится более вертикальным. Наблюдаемое поле в хромосфере является бессильным, состоящим из потенциального поля и поля токов. Вычислена величина вертикального и азимутального электрических токов. В больших холмах поля над пятнами величина вертикального тока составила $2.4 \cdot 10^{12}$ А и азимутального тока – $1.1 \cdot 10^{11}$ А.

MAGNETIC FIELDS AND ELECTRIC CURRENTS IN THE CHROMOSPHERE OF AN ACTIVE REGION, *by S.I. Gopasyuk, O.S. Gopasyuk.* We investigated the magnetic field structure in the chromosphere of an active region on the basis of observational line-of-sight fields. The observations in the photospheric line FeI 5253 Å and in the chromospheric line H_β were carried out simultaneously by means of the double magnetograph of the Crimean astrophysical observatory. In our analysis we compared the observed magnetic field in the chromosphere with the potential one. The potential field was calculated on the line-of-sight photospheric field. We determined that the weak fields in the chromosphere have a larger inclination to the vertical line than potential fields. For higher strengths the observed fields are more vertical. The observed magnetic field in the chromosphere is the force-free magnetic field that consists of the potential field and the field generated by currents in the chromosphere. The vertical and azimuthal electric currents were calculated. In the large magnetic hills above sunspots their value were $2.4 \cdot 10^{12}$ A and $1.1 \cdot 10^{11}$ A, respectively.

Ключевые слова: Солнце, активные области, магнитные поля, электрические токи

1 Введение

Все многообразие нестационарных явлений, наблюдаемых в атмосфере Солнца, связано с магнитным полем. Источником энергии их, как общепризнанно в настоящее время, является энергия магнитного поля электрических токов. Измерения вектора поперечного поля в хромосфере активных

областей (АО) вне пятен, на основании которого вычисляется вертикальная составляющая электрических токов, практически отсутствуют. Причина этому – низкая чувствительность хромосферных линий к магнитному расщеплению. Для вычисления поперечных токов нужны наблюдения полного вектора магнитного поля на двух уровнях. Основные результаты по структуре поля в хромосфере были получены преимущественно по наблюдениям продольной H_{\parallel} составляющей.

Магнитографические наблюдения с высоким пространственным разрешением показали, что магнитные поля АО сконцентрированы, главным образом, в отдельных структурных образованиях – холмах различных размеров и напряженностей. Наиболее полно изучена структура магнитного поля пятна и ее изменение с высотой.

Получить физически ясный ответ о характере изменения наблюдаемого поля с высотой можно только на основании сравнения наблюдаемого в хромосфере поля с четко определенным модельным полем. В качестве такой модели нами взята потенциальная модель. Она бестоковая и вычисляется сравнительно легко. Отклонения структуры наблюдаемого поля от потенциальной содержат информацию об электрических токах.

2 Данные наблюдений

Наблюдения продольного магнитного поля проведены в четырех АО одновременно в линиях FeI 5253 Å и H_{β} . Линия FeI 5253 Å имеет простое магнитное расщепление с фактором Ланде $g \approx 1.5$. Линия H_{β} со сложным расщеплением и ее эффективный фактор $g \approx 1.07$ (Северный, 1960). Измерения продольного магнитного поля выполнены на двойном магнитографе (Котов и др., 1982) Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории.

Активные области находились на разных стадиях эволюции.

В дни наблюдений АО 23 – 25.06.92 г. ($L \approx 40^{\circ}W \div 67^{\circ}W, \varphi \approx 10^{\circ}N$) сильно менялась. Происходило, с одной стороны, объединение полутеней, а с другой – распад основных (трех) ядер. К концу наблюдений остались только малые ядра, окруженные одной общей полутенью.

АО 4 – 7.07.92 г. ($L \approx 13^{\circ}E \div 24^{\circ}W, \varphi \approx 14^{\circ}N$) вышла из-за восточного лимба в развитом состоянии. К 5 июля она достигла наибольших размеров по площади группы и количеству пятен и медленно уменьшалась в последующие дни. В день максимального развития ее пятна были распределены по долготе в пределах 20° и по широте – более чем на 10° .

Наблюдения магнитного комплекса проведены 10.07 – 16.07.92 г. Комплекс состоял из двух АО, тесно примыкавших друг к другу по долготе. Координаты центра комплекса соответствовали $L \approx 31^{\circ}E \div 49^{\circ}W, \varphi \approx 12^{\circ}S$. Первые пятна его стали видны на восточном лимбе 5.07.92. Обе группы развивались, но интенсивнее шло развитие более восточной группы. Наибольшего развития по площади пятен достигла лидирующая группа 8.07., а вторая группа – 15.07. По долготе пятна комплекса располагались в пределах 29° , а по широте всего лишь в пределах 8° . Достигнув наибольшего развития, каждая группа в последующем затухала. В лидирующей группе к 16.07 из больших пятен осталось только лидирующее пятно. В течение всех дней наблюдений обе группы по структуре поля оставались биполярными, хотя четко были видны собственные движения пятен.

При наблюдениях входная щель спектрографа была равной $1'' \times 4''$. Входные щели фотометров пропускали свет в интервале от 0.035 \AA до 0.090 \AA от центра линии FeI 5253 Å и от 0.10 \AA до 0.20 \AA для H_{β} . Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фототида (Границкий и др., 1977) со скоростью $2''/с$. Данные наблюдений были представлены в виде карт с сеткой $2'' \times 4''$. На рис. 1 в качестве примера приведены карты продольного магнитного поля в фотосфере и хромосфере по измерениям 6.07.92 г.

Было проведено 13 серий наблюдений (5.07.92 наблюдений АО в паре с H_{β} не было). Значения гелиоцентрического угла θ центра площадки АО во время наблюдений приведены в табл. 1. Калибровка сигналов магнитографа выполнялась в невозмущенной области в непосредственной близости от АО посредством сдвига линии из центрального положения. Перевод сигналов поля в абсолютные значения осуществлялся по калибровочным кривым, метод построения которых, изложен в (Ганджа и др., 1994).

Таблица 1. Данные о наблюдениях АО и параметры структуры потенциального поля, наилучшим образом соответствующей структуре наблюдаемого в H_β поля

Дата	Θ , град.	τ_0	h_0 , сек. дуги
23.06.92	41	0.91	3.50
23.06.92	42	0.90	3.50
24.06.92	54	0.89	2.50
25.06.92	67	0.87	2.00
04.07.92	17	0.97	1.75
06.07.92	16	0.96	1.25
07.07.92	26	0.97	1.25
10.07.92	35	0.95	1.75
11.07.92	22	0.96	1.50
11.07.92	21	0.96	1.75
12.07.92	16	0.94	2.50
14.07.92	28	0.93	2.00
16.07.92	52	0.88	2.00

3 Подбор потенциального поля к наблюдаемому в H_β

Вектор потенциального поля вычислялся на основании решения задачи Неймана для уравнения Лапласа и данных наблюдений фотосферной продольной составляющей H_\parallel , взятой в качестве граничных условий (Гопасюк и др., 1996).

Вычисления потенциального поля были проведены по данным каждого дня наблюдений с сеткой $2'' \times 4''$ в картинной плоскости и с шагом $0.25''$ вдоль луча зрения в пределах $0 \div 6''$.

Для сопоставления потенциального поля с наблюдаемым в H_β главным моментом является установление разности высот между уровнями образования линий FeI 5253 Å и H_β . Несомненно, каждому структурному образованию в АО соответствует своя разность высот. Эффективная глубина образования FeI 5253 Å в центре солнечного диска составляет ~ 140 км (Балфазар, 1983) и около 200 км согласно (Шеминова, Гуртовенко, 1978). По измерениям (Маттиг, 1962) эффективная высота формирования центральной части H_β в пятнах приходится на 1190 – 1960 км со средним значением около 1460 км. Вычисления в (Де Ягер, 1957) для модели хромосферы (Бом-Витенс, 1955) показали, что средняя высота эмиссии на расстоянии $0.10 - 0.20 \text{ \AA}$ от центра H_β соответствует 1300 – 1700 км. Эти участки линии H_β во флоккуле по вычислениям на основании теории переноса излучения с учетом отклонения от LTE и модели атмосферы Солнца (Верназа и др., 1976) образуются на высоте 1000 – 1300 км. С переходом к лимбу высота образования линий увеличивается для FeI 5253 Å примерно на 50 км, а для H_β – на 350 км для $\sin\Theta \approx 0.9$. Наши знания о тонкой структуре солнечной атмосферы, особенно активных областей, пока что недостаточно надежны, чтобы с хорошей точностью вычислить высоты образования линий. Более того, тонкая структура атмосферы Солнца в одной АО существенно отличается от другой, и несомненно, что она меняется в процессе эволюции активных областей.

Структура потенциального поля, вычисленного по наблюдениям в FeI 5253 Å, подбиралась так, чтобы она лучше всего соответствовала структуре одновременно наблюдаемого в H_β поля. Это связано с тем, что в фотосфере (высота $h = 0''$) наблюдаемое магнитное поле имеет более тонкую структуру, чем на уровне H_β . С увеличением высоты h потенциальное поле расширяется и на некоторой высоте оказывается более размытым по сравнению с полем в H_β . Естественно, имеется высота h_0 , для которой структура потенциального и наблюдаемого в H_β полей наиболее близко соответствуют друг другу. Ей должен соответствовать максимум коэффициента корреляции.

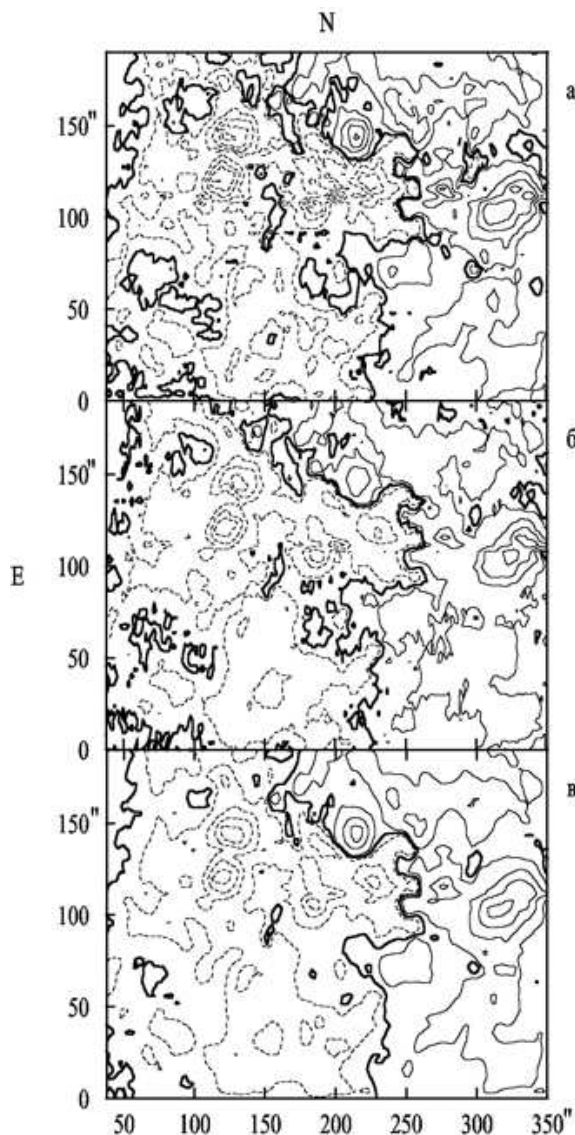


Рис. 1. Структура продольного магнитного поля АО 6.07.92. (а) – измеренного в FeI 5253 Å; (б) – измеренного в H_{β} ; (в) – соответствующая ему структура потенциального поля. Границы раздела полярностей выделены жирной линией. Изолинии проведены через 100; 500; 1000; 1500; 2000 Гс сплошными линиями для S-полярности и штриховыми – для N-полярности

Анализ карт парных наблюдений в FeI 5253 Å и H_{β} показал, что магнитные поля с напряженностью в фотосфере до 50 Гс наиболее часто относятся к местам по соседству с линией раздела полярностей, где из-за расширения поля с высотой, оно в фотосфере и хромосфере имеет, как правило, противоположные направления. Поэтому области с фотосферными полями $H_{\parallel} \leq 50$ Гс были исключены при дальнейших исследованиях. Границы с полем $H_{\parallel} = 50$ Гс, выделенные по карте фотосферного поля, переносились на карту одновременно измеренного в H_{β} поля и на карту потенциального поля. По этим данным вычислялись коэффициенты корреляции τ между полем, измеренным в H_{β} , и потенциальным полем.

На рис. 2 показаны изменения τ в зависимости от разности высот h для двух угловых расстояний АО.

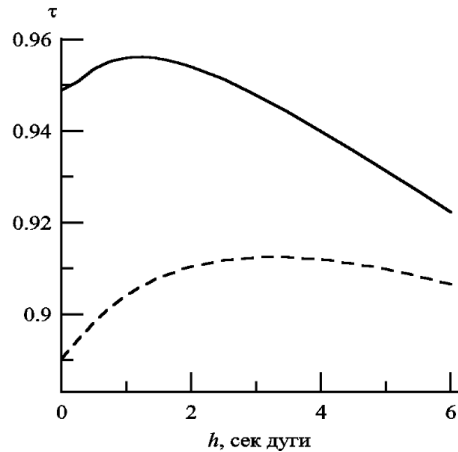


Рис. 2. Изменение коэффициента корреляции τ между продольным магнитным полем $H_{\parallel}(H_{\beta})$, измеренным в H_{β} , и потенциальным $H_{\parallel}^P(h)$ в зависимости от высоты h над уровнем образования линии FeI 5253 Å. Взяты области с полем в АО $H_{\parallel}(5253) \geq 50$ Гс. Сплошная линия — для АО 6.07.92 ($\theta \approx 16^\circ$); штриховая — для АО 23.06.92 ($\theta \approx 41^\circ$)

Данные вычислений показали, что в пределах разности высот $0 \div 6''$ у коэффициента корреляции всегда был максимум. Для АО вблизи центрального меридиана максимум выражен довольно четко (рис. 2). Для АО у лимба максимум коэффициента корреляции оказался сильно размытым (рис. 2).

На основании анализа данных о коэффициентах корреляции были установлены разности высот h_0 (для каждой пары наблюдений), для которых наблюдаемое в H_{β} поле и потенциальное поле по структуре наилучшим образом соответствовали друг другу. Величины коэффициентов корреляции τ_0 и соответствующие им высоты h_0 приведены в табл. 1.

Пример структуры потенциального поля, которая наилучшим образом соответствует структуре наблюдавшегося в H_{β} поля АО вблизи центрального меридиана, показан на рис. 1в. Отметим, что для АО вблизи края солнечного диска структура потенциального поля получается систематически несколько более размытой, чем структура наблюдаемого в H_{β} поля.

Разность высот, выведенная по коэффициенту корреляции, показывает тенденцию роста с переходом АО к краю солнечного диска: в среднем от $h_0 \approx 1.7''$ при $\sin\theta \approx 0.34$ до $h_0 \approx 2.7''$ при $\sin\theta \approx 0.76$. Установленная по коэффициенту корреляции разность высот для АО вблизи центрального меридиана практически совпала с той, что получена на основании теории переноса излучения и данных измерений для пятен. Для АО вблизи края солнечного диска различие в разностях высот значительное: из вычислений по теории переноса излучения разность высот соответствует примерно $2.0''$ для углового расстояния $\sin\theta \approx 0.90$, а по коэффициенту корреляции $\approx 2.7''$ при $\sin\theta \approx 0.76$. Получившиеся различия в разности высот, установленных разными методами, являются, вероятно, естественными. При вычислениях глубин образования линий тонкая структура атмосферы, особенно в хромосфере АО, учтена недостаточно точно. Кроме того, здесь может дополнительно налагаться и другой эффект. Между яркостью в H_{β} и напряженностью поля имеется статистическая связь (Гопасюк, Цап, 1972). Поэтому не обязательно, чтобы в самых ярких местах тонкоструктурных образований флоккулов была наибольшая напряженность поля. Разные структурные образования, имея разную плотность вещества и разную величину яркости, могут приводить к тому, что в среднем высоты формирования эмиссии флоккулов и измерения поля будут отличаться. Подобное явление имеет место и для CIV 1548 Å (Хензе и др., 1981).

4 Структура магнитного поля АО в хромосфере

Для исследования структуры магнитного поля в хромосфере напряженность продольной составляющей H_{\parallel} каждой полярности поля, измеренного по FeI 5253 Å, была разделена на семь интервалов ($i = 1, \dots, 7$): 50 – 100; 100 – 150; 150 – 200; 200 – 300; 300 – 500; 500 – 1000 Гс и $H_{\parallel} \geq 1000$ Гс. Граница каждого интервала переносилась на карту поля, измеренного одновременно по H_{β} , и на подобранную к ней карту потенциального поля. По парным картам каждой серии были вычислены

Таблица 2. Характеристики наблюдаемого в H_{β} и подобранного к нему потенциального магнитных полей АО

$H_{\parallel}(5253)$ для середины интервала, Гс	A_i	C_i	$A_i + C_i$	$\bar{H}_{zi}(H_{\beta})$, Гс	$\bar{H}_{\perp i}(H_{\beta})$, Гс	$\bar{H}_{zi}^P(h_0)$, Гс	$\bar{H}_{\perp i}^P(h_0)$, Гс
75	0.75	0.84	1.59	67	89	89	56
125	0.88	0.21	1.10	116	97	132	88
175	0.92	0.01	0.93	158	112	172	120
250	0.92	-0.12	0.80	212	152	230	190
400	0.94	-0.25	0.69	308	198	328	287
750	1.03	-0.44	0.59	610	265	592	449
1750	1.13	-0.62	0.51	1419	563	1344	1104

отношения средних по площадке зоны напряженностей $\bar{H}_{\parallel i}(H_{\beta})/\bar{H}_{\parallel i}^P(h_0)$. Различия в отношениях для N- и S- поля в соответствующих зонах были небольшими, поэтому данные по обеим полярностям объединены. Результаты вычислений $\bar{H}_{\parallel i}(H_{\beta})/\bar{H}_{\parallel i}^P(h_0)$ для каждой зоны в зависимости от $\sin\theta$ для четырех АО приведены на рис. 3.

Через данные наблюдений в каждой зоне методом наименьших квадратов была проведена прямая:

$$y_i = A_i + C_i \cdot \sin\theta \quad (1)$$

и вычислены коэффициенты A_i и C_i . Их значения, а также $A_i + C_i$ приведены в табл. 2.

Рис. 3 показывает, что данные четырех АО, имевших разную структуру поля и находившиеся на разных этапах развития, укладываются в закономерность изменения $\bar{H}_{\parallel i}(H_{\beta})/\bar{H}_{\parallel i}^P(h_0)$ вследствие перемещения АО от центра к лимбу солнечного диска. Эта закономерность является характерной для АО и не зависит от ее стадии и состояния эволюции.

Продольная составляющая поля H_{\parallel} в общем случае включает в себя вертикальную H_z и перпендикулярную H_{\perp} составляющие:

$$H_{\parallel} = H_z \cos\theta + H_{\perp} \cos\Omega \sin\theta, \quad (2)$$

где угол Ω – азимут вектора поперечного поля относительно оси (OX), проекция которой на картинную плоскость совпадает с радиус-вектором, проведенным из центра площадки АО в центр солнечного диска.

Из выражений (1) и (2) следует, что для АО, находящейся у центра солнечного диска коэффициент A_i определяет, главным образом, отношение средних по площадке зоны вертикальных составляющих:

$$A_i = \bar{H}_{zi}(H_{\beta})/\bar{H}_{zi}^P(h_0). \quad (3)$$

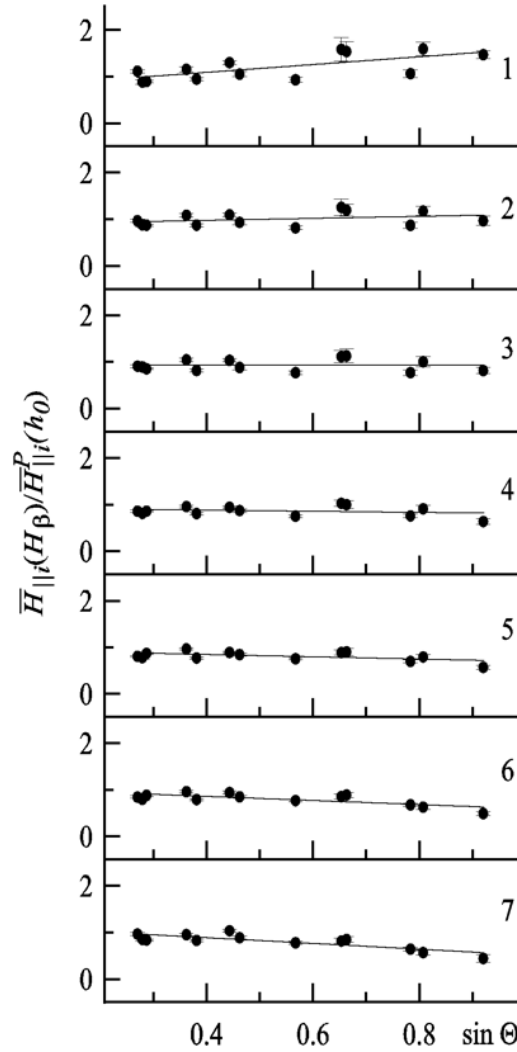


Рис. 3. Изменение с переходом к лимбу солнечного диска ($\sin\Theta$) средних по зонам напряженностей продольного магнитного поля, измеренного в H_{β} . За единицу напряженности в каждой зоне взята средняя по зоне величина подобранного к нему потенциального поля. Цифрами обозначены номера зон

В случае если соотношение (1) сохраняется и для углов $\Theta > 67^{\circ}$, то

$$A_i + C_i \approx \frac{[\bar{H}_{\perp}(H_{\beta})\cos\Omega(H_{\beta})]_i}{[\bar{H}_{\perp}(h_0)\cos\Omega(h_0)]_i} = \frac{\bar{H}_{Xi}(H_{\beta})}{\bar{H}_{Xi}(h_0)} = \frac{\bar{H}_{\perp i}(H_{\beta})}{\bar{H}_{\perp i}^P(h_0)}, \quad (4)$$

т.е. $A_i + C_i$ в пределе определяет отношение поперечных полей.

В табл. 2 приведены $\bar{H}_{zi}(H_{\beta})$ и $\bar{H}_{\perp}(H_{\beta})$, вычисленные по данным табл. 2 на основании A_i и $A_i + C_i$ и средних по площадке зоны напряженностей потенциального поля $\bar{H}_{zi}^P(h_0)$ и $\bar{H}_{\perp i}^P(h_0)$. Составляющие потенциального поля $\bar{H}_{zi}^P(h_0)$ и $\bar{H}_{\perp i}^P(h_0)$ определены на основании вычислений вектора потенциального поля. Их значения приведены в последних двух столбцах табл. 2.

Большие различия наблюдаемого в H_{β} и соответствующего ему потенциального поля показывают поперечные составляющие. Поперечная составляющая, установленная из измеренного в H_{β} поля, больше поперечной составляющей потенциального поля в 1.6 раза для самых слабых полей. Различие уменьшается с ростом напряженности фотосферного поля и пропадает для $H_{\parallel}(5253) \approx 150$

Гс. При больших напряженностях фотосферного поля поперечная составляющая потенциального поля становится больше и превосходит $H_{\perp}(H_{\beta})$ почти в два раза при $H_{\parallel}(5253) \approx 1750$ Гс.

По вертикальной составляющей оба поля различаются мало. Тем не менее, выделим следующее: при низких напряженностях вертикальная составляющая наблюдаемого в H_{β} поля меньше вертикальной составляющей потенциального поля. С ростом напряженности различие их уменьшается и исчезает для $H_{\parallel}(5253) \approx 650$ Гс. При больших полях вертикальная составляющая наблюдаемого поля становится больше. Изменение разности вертикальных составляющих с ростом напряженности имеет регулярный характер и находится как бы в противофазе по отношению к изменению различия поперечных составляющих поля.

Итак, эти данные показывают характер структуры наблюдаемого поля в хромосфере АО. Слабые поля имеют больший наклон, чем потенциальные. С ростом напряженности различие в наклоне обоих полей уменьшается. И при $H_{\parallel}(5253) > 150$ Гс наблюдаемое поле имеет меньший наклон по сравнению с полем потенциальным. В хромосфере, где давление плазмы мало по сравнению с магнитным давлением, поле не может быть в равновесии. Метод разделения АО на зоны по напряженности не позволяет непосредственно выделить азимутальную составляющую. Она ортогональна к радиальной составляющей. Поэтому приходится допускать, что у наблюдаемых магнитных структур имеется азимутальная составляющая, которая обеспечивает их равновесие, т. е. в хромосфере магнитное поле является бессильным. Данное заключение находит подтверждение и в том, что вертикальная составляющая сильного магнитного поля в хромосфере больше, чем у потенциального поля.

Наблюдаемое в хромосфере активной области магнитное поле отличается от потенциального поля во всем диапазоне напряженностей. Различия имеются и по вертикальной и по горизонтальной составляющим поля.

Полученные результаты о прижатии слабых полей к поверхности Солнца согласуются с данными наблюдений вектора магнитного поля (Степанов, Гопасюк, 1962) и данными фильтровых наблюдений АО в H_{α} , которые показывают, что полутьнь пятен в хромосфере простирается на большие расстояния – суперполутьнь (Брэй, 1974).

Поля с напряженностью $H_{\parallel}(5253) > 150$ Гс имеют меньший наклон к вертикали, чем потенциальные.

Итак, наблюдаемое поле в хромосфере, с одной стороны, соответствует по структуре потенциальному полю. На это указывает высокий коэффициент корреляции между обоими полями (табл. 1). С другой стороны, поле в хромосфере по характеру своего отличия от потенциального соответствует структуре бессильного поля. Следовательно, наблюдаемое поле в хромосфере является суперпозицией потенциального поля и поля токов.

Условие того, что ток течет вдоль силовых линий поля, запишем в виде:

$$\mathbf{j} = f\mathbf{H} = f(\mathbf{H}^C + \mathbf{H}^P), \quad (5)$$

где f - любая скалярная функция координат, \mathbf{H}^C - напряженность поля, связанная с током \mathbf{j} , и \mathbf{H}^P - напряженность потенциального поля.

Отношение проекций уравнения (5) на направления, перпендикулярное и параллельное к \mathbf{H}^P , дает:

$$\frac{j_{\perp}}{j_{\parallel}} = \frac{H_{\perp}^C}{H^P + H_{\parallel}^C}. \quad (6)$$

Из соотношения (6) следует, что, если вдоль потенциального поля начинает течь ток плотности j_{\parallel} , поле меняется и становится равным $H^P + H_{\parallel}^C$. При этом появляется плотность тока j_{\perp} такая, которая обеспечивает нужную напряженность H_{\perp}^C . Таким образом, потенциальное поле, вдоль которого течет ток любой плотности, является бессильным. Традиционно считается, что для бессильного поля в выражении (5) $\mathbf{H}^P = 0$ (Пикельнер, 1961, Чандрасекар, 1956, Вольфийер, 1958).

5 Электрические токи в хромосфере АО

Отличия наблюдаемого поля от потенциального мы связываем с присутствием электрических токов в хромосфере. Нами проведена оценка величины токов в холмах поля с $H_{\parallel}(5253) \approx 1750$ Гс, для которых получено наибольшее различие обоих полей (табл. 2). Принято, что вертикальный ток J_z , с которым связано различие поперечных составляющих поля, направлен вдоль оси цилиндра радиусом r и распределен по всему его сечению. Поперечный ток, который определяет различие вертикальных составляющих поля, является азимутальным линейным током J_{ω} и течет он по внешней окружности того же цилиндра. Для оценки r были использованы карты $H_{\parallel}(5253)$ АО вблизи центрального меридиана. По ним определялись площади холмов внутри изолиний с напряженностью большей 750 Гс, на основании которых был выведен эквивалент средней величины r отдельного холма, $r \approx 8.9 \cdot 10^6$ м.

В хромосфере, где давление плазмы мало по сравнению с магнитным давлением, именно азимутальная составляющая поля приводит к поджатию магнитных структур. Так что установленное различие поперечных составляющих наблюдаемого и потенциального полей следует связать с ней. Если принять, что $H_{\omega} \approx \bar{H}_{\perp}(H_{\beta}) - \bar{H}_{\perp}^P(h_0)$, то на границе цилиндра согласно данным табл. 2 $H_{\omega} \approx 540$ Гс (для $H_{\parallel}(5253) \approx 1750$ Гс). Напряженность поля H_{ω} для цилиндра с равномерно распределенным по сечению вертикальным током J_z связана с ним соотношением (Тамм, 1956):

$$H_{\omega} = \frac{2J_z}{cr}, \quad (7)$$

где c – скорость света.

Согласно выражению (7) значению $H_{\omega} \approx 540$ Гс соответствует величина $J_z \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ А, а средняя по сечению цилиндра его плотность $j_z \approx 8.8 \cdot 10^3$ А/км². Эта величина j_z оказалась в 4–6 раз меньше максимальной плотности тока в фотосфере (в пятнах), вычисленной непосредственно по наблюдениям поперечных полей с достаточно низким разрешением ($2.5'' \times 9.2''$) (Гопасюк, 1987). Однако следует отметить, что в пятне, как впервые было показано в (Северный, 1965), токи имеют разные направления, а поле самого пятна сконцентрировано в отдельных волокнистых структурах. Поэтому величина $J_z \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ А в хромосфере вполне вероятна.

Азимутальный ток создает вертикальную составляющую магнитного поля в соответствии с (Тамм, 1956):

$$H_z = \frac{2\pi J_{\omega}}{cr}. \quad (8)$$

На основании выражения (8) разности $\Delta H_z = \bar{H}_z(H_{\beta}) - \bar{H}_z^P(h_0) \approx 75$ Гс (табл. 2) отвечает азимутальный ток $J_{\omega} \approx 1.1 \cdot 10^{11}$ А. Величина азимутального тока, вычисленная по средней разности ΔH_z в 3–5 раз меньше той, что дают оценки по индивидуальным холмам поля.

Обращаем внимание на то, что для определения поперечного тока, в частности J_{ω} , необходимы наблюдения полного вектора магнитного поля на двух уровнях. Как отмечалось выше, измерения поперечного поля по хромосферным линиям проводятся с большой погрешностью. Поэтому предложенный здесь метод сравнения наблюдаемого в хромосфере (по H_{β}) продольного поля с подобранным к нему потенциальным полем, вычисленным по продольной составляющей фотосферного наблюдаемого поля, является весьма эффективным. Он позволяет проводить оценку и вертикального, и поперечного электрических токов в холмах (пятнах) поля.

Присутствие вертикального и азимутального токов в магнитных структурах, в которых поле имеет меньший наклон к вертикали по сравнению с потенциальным, дает основание заключить, что магнитное поле в хромосфере с напряженностью выше 150 Гс является бессильным.

6 Заключение

Наблюдаемое поле в хромосфере, с одной стороны, близко соответствует по структуре потенциальному полю. На это указывает высокий коэффициент корреляции между обоими полями (табл.

1). С другой стороны, наблюдаемое в хромосфере активной области магнитное поле отличается от потенциального во всем диапазоне напряженностей. Различия имеются и по вертикальной и по горизонтальной составляющим.

Слабые поля с напряженностью $H_{\parallel} \leq 150$ Гс наклонены сильнее чем в случае, если бы они были потенциальными. Поля с напряженностью $H_{\parallel} > 150$ Гс более вертикальные, чем потенциальные. Установленный характер отличия показывает, что поля в хромосфере с напряженностью большей 150 Гс близко соответствуют по своей структуре бессиловому полю.

Мы принимаем, что часть напряженности наблюдаемого в хромосфере поля связана с электрическими токами, которые текут в хромосфере. Вторая часть поля – потенциальное поле. Поэтому магнитное поле в хромосфере может быть разложено на две части (выражение 5).

Появление некоторого, даже слабого, электрического тока вдоль потенциального поля создает азимутальную составляющую магнитного поля. Она приводит к сжатию потенциального поля, что сопровождается появлением азимутального тока и усилением исходного потенциального поля. Новое поле уже не является потенциальным, оно становится бессильным полем. Поэтому, даже слабые электрические токи создают бессильное поле. Такая конфигурация поля более выгодна с энергетической точки зрения, чем чисто бессильная. Причина в том, что для создания чисто бессильной конфигурации поля с напряженностью 1000 – 2000 Гс, которая наблюдается в хромосфере или короне над пятнами, требуется довольно высокая плотность тока ($1.6 \div 3.2 \cdot 10^4$ А/км² при линейном размере структур $r \approx 9 \cdot 10^6$ м). Присутствие токов таких величин в плазме низкого давления не всегда допустимо в обычных условиях. Появление слабых токов в хромосфере и короне всегда возможно.

В хромосферной плазме ток переносится главным образом электронами, столкновение которых происходит преимущественно с ионами. Для параметров плазмы, характерных для хромосферы АО и при $H = 150$ Гс $\omega_e \tau_e \approx 20 - 25$ (ω_e – частота вращения электрона в магнитном поле и τ_e – время свободного пробега его между столкновениями). $H = 150$ Гс это напряженность поля, начиная с которой, как видно из табл. 2, поле в хромосфере становится более вертикальным по сравнению с потенциальным. При $\omega_e \tau_e \geq 20 - 25$ электрический ток, переносимый электронами, имеет тенденцию течь вдоль магнитного поля. В результате поле становится бессильным даже при любой плотности тока в соответствии с выражением (6).

По установленному различию наблюдаемого в хромосфере (наблюдения в H_{β}) продольного поля и подобранного к нему потенциального поля определены величины вертикального и азимутального электрических токов в магнитных структурах в хромосфере над пятнами. Величина токов составила: $J_z \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ А и $J_{\omega} \approx 1.1 \cdot 10^{11}$ А, а плотность вертикального тока $j_z \approx 8.8 \cdot 10^3$ А/км². Полученные нами нетрадиционными методами значения плотности вертикальных токов в хромосфере над пятнами согласуются с теми, которые были вычислены на основании измерений полного вектора магнитного поля (Гопасюк, 1987). Для получения информации об азимутальном (поперечном) электрическом токе прямым методом необходимы данные наблюдений полного вектора поля на двух уровнях. В хромосфере это возможно только над пятнами, где поля сильные.

Литература

- Балфазар (Balthasar H.) // Solar Phys. 1983. V. 84. N. 1/2. P. 371.
 Бом-Витенс (Bohm-Vitense E.) // Z. Astrophys. 1955. V. 36. P. 145.
 Брэй (Bray R.J.) // Solar Phys. 1974. V. 38. N 2. P. 377.
 Вернацца (Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.) // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1976. V. 30. N. 1. P. 1.
 Вольтйер (Woltjer L.) // Proc. Nat. Acad. Sci. 1958. V. 44. N. 6. P. 489.
 Ганджа С.И., Гопасюк С.И., Тарасова Т.Н. // Кинемат. и физика небесн. тел. 1994. Т. 10. N. 4. С. 36.
 Гопасюк С.И., Цап Т.Т. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1972. Т. 46. С. 90.
 Гопасюк С.И. // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия Т. 34. Солнечные вспышки. ВИНТИ. М.: 1987. С. 6.

- Гопасюк (Gopasyuk S.I., Gopasyuk O.S., Tarasova T.N., Shakhovskaya A.N.) // Solar Phys. 1996. V. 168. N. 1. P. 65.
- Границкий Л.В., Границкая Л.А., Дидковский Л.В., Никулин Н.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1977. Т. 56. С. 181.
- Де Ягер (De Jager C.) // Bull. Astron. Instit. Neth. 1957. V.13. N. 474. P.133.
- Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1982. Т. 65. С. 3.
- Маттиг (Mattig W.) // Z. Astrophys. 1962. V. 56. N. 3. P. 161.
- Пикельнер С.Б. Основы космической электродинамики. М.:ГИФМЛ. 1961.
- Северный А.Б. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1960. Т. 22. С. 12.
- Северный А.Б. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1965. Т. 33. С. 3.
- Степанов В.Е., Гопасюк С.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1962. Т. 28. С. 194.
- Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.:ГИТТЛ. 1956.
- Хензе (Henze W., Tanberg-Hanssen E, Nagyard M.J. et al) //Solar Phys. 1981. V 81. N. 2. P. 231.
- Чандрасекар (Chandrasekhar S.) // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1956. V. 42. N. 1. P. 1.
- Шеминова В.А., Гуртовенко Э.А. // Астрометрия и Астрофизика. 1978. Вып. 36. С. 32.