

УДК 523.94

**Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца**

В. Г. Лоцицкий, Т. Т. Цан

Анализируются магнитографические наблюдения продольных магнитных полей, выполненные с высоким пространственным разрешением ( $1 \times 1''$  и  $1 \times 2''$ ) на магнитографе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовано шесть магниточувствительных линий: Fe I  $\lambda\lambda$  480.8, 523.3, 525.0, 525.3 и 630.2 нм и Mg I  $\lambda$  518.4 нм. Полученные данные интерпретируются в рамках двухкомпонентной модели, включающей пространственно неразрешимые силовые трубки с высокой напряженностью и окружающее их слабое поле. При построении модели учитывались также выполненные ранее другими авторами измерения в паре линий Fe I  $\lambda\lambda$  524.7—525.0 нм и в некоторых других линиях. Найдено, что напряженность в силовых трубках равна 220 мТл на уровне формирования линии Fe I  $\lambda$  525.0 нм; профиль напряженности в них гораздо круче, чем в пятнах (примерно такой, как в порях). Контуры линий в трубках на 30—40 % уже невозмущенных и имеют ослабленные крылья, что свидетельствует о понижении в них газового давления. Диаметр силовых трубок — не более 40—50 км.

*AN EMPIRICAL MODEL OF THE SMALL-SCALE MAGNETIC ELEMENT IN QUIET REGION OF THE SUN, by Lozitskij V. G., Tsap T. T.*—The magnetographic observations of longitudinal magnetic field with high spatial resolution ( $1 \times 1$  and  $1 \times 2$  seconds of arc) were analysed. The data were taken with magnetograph using six magnetosensitive lines: Fe I  $\lambda\lambda$  480.8, 523.3, 525.0, 525.3, 630.2 nm and Mg I  $\lambda$  518.4 nm. The data obtained were interpreted by the two-component model, which includes the spatially unresolved flux tubes and background fields. It is shown that the magnetic field strength in flux tubes is 220 mT at the formation level of the line Fe I  $\lambda$  525.0 nm. The magnetic field profile in flux tubes is considerably steeper than in spots. The profiles of spectral lines in flux tubes are 30—40 percent narrower than the undisturbed profiles and have weakened wings that evidences for a decrease of the gas pressure. The diameter of flux tubes is no more than 40—50 km.

Вопрос о величине и структуре магнитного поля в спокойных областях Солнца принципиально важен для понимания физики солнечного магнетизма. Прямыми наблюдениями здесь отмечают обычно лишь слабые и умеренные поля ( $H \lesssim 10$  мТл), однако имеются косвенные свидетельства того, что в этих местах солнечной поверхности также существуют магнитные поля с высокими напряженностями, сконцентрированные в весьма тонких (пространственно неразрешимых) силовых трубках. Применяя метод «отношения напряженностей» для интерпретации измерений в линиях Fe I  $\lambda\lambda$  524.7 и 525.0 нм, авторы [11, 21] пришли к выводу, что действительные напряженности в таких трубках составляют 150—200 мТл; их диаметры 100—300 [21] или даже 30—60 км [11].

Предложенные в работах [11, 21] неоднородные модели построены при некоторых упрощающих допущениях. Одно из них — предположение о том, что полуширины и формы контуров линий в субтелескопических силовых трубках такие же, как и вне их. Поскольку величина сигнала магнитографа сильно зависит от названных характеристик магниточувствительных линий [5, 17], следующий шаг в исследовании сверхтонкой структуры магнитных полей в спокойных областях должен состоять в том, чтобы эти характеристики находить непосредственно из наблюдений. Цель настоящей работы — построение соответствующей

модели магнитного поля, в которой были бы учтены данные по многим магниточувствительным линиям.

**Материал наблюдений и его предварительный анализ.** Наши измерения выполнены на модернизированном двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и относятся к спокойным областям в центральной зоне диска. Наблюдения проводились при хороших изображениях и ясном небе. Размер входной щели спектрографа:  $1 \times 1''$  и  $1 \times 2''$ . Выполнены попарные записи  $H_{\parallel}$  в шести магниточувствительных линиях (таблица). Эффективные высоты  $h$  формирования большинства линий Fe I указаны, согласно Шеминовой [15], для модели Холвегера—Мюллер, а для линии Mg I  $\lambda$  518.4 нм значение  $h$  взято из [16]. Для линии Fe I  $\lambda$  523.3 нм расчеты высоты формирования выполнялись отдельно (соответствующие данные в [15] отсутствуют), однако при этом использовалась также модель Холвегера—Мюллер и программа для ЭВМ, составленная В. А. Шеминовой. Для линий Fe I  $\lambda\lambda$  523.3, 525.0, 525.3 и 630.2 нм указаны экспериментальные [3] факторы Ланде  $g$ ; для остальных двух линий эти факторы даны для случая LS-связи.

Некоторые параметры использованных спектральных линий, результаты наблюдений и расчетов

Линия $\lambda$ , нм	$\chi$ , эВ	$D$ , пм	$g$	$h$ , км	$\Delta\lambda$ , пм	$H_{\parallel}(\lambda_i)/H_{\parallel}(525.3)$	
						Наблюдения	Модель
Fe I 480.8	4.14	2.5	1.33	154	3.7—7.5	0.81	0.78
523.3	2.93	34.6	1.26	330	3.7—9.6	2.50	2.50
525.0	0.12	6.2	3.00	277	3.7—9.6	0.65	0.89
525.3	3.28	7.5	1.51	229	3.7—9.6	1.00	1.00
630.2	3.67	6.9	2.49	243	4.7—12.0	1.04	0.83
Mg I 518.4	2.71	156	1.25	740	3.7—9.6	1.50 1.15	1.50 1.18

При наблюдениях почти во всех случаях в одном из каналов выставлялась линия Fe I  $\lambda$  525.3 нм, а в другом — какая-либо иная линия из таблицы. Калибровка измерений магнитных полей проводилась для каждой записи отдельно, путем регистрации лучевых скоростей на восточном и западном краях диска Солнца.

Для каждой пары записей находились амплитуды отдельных пиков на регистрограммах и строились «диаграммы рассеяния» значений  $H_{\parallel}$  в одной линии относительно аналогичной величины для другой линии. Для примера на рис. 1 показано сопоставление напряженностей, измеренных в линиях Fe I  $\lambda$  525.3 нм и Mg I  $\lambda$  518.4 нм. Из рисунка видно, что распределение полей в этих линиях тесно коррелирует вплоть до  $H_{\parallel} \approx 20$  мТл, причем в данном случае отношение  $H_{\parallel}(518.4)/H_{\parallel}(525.3)$  близко к единице (в среднем 1.15). Для другой спокойной области получено 1.50. Эти значения, как и соответствующие отношения по другим линиям, представлены в таблице.

Полученные нами результаты хорошо согласуются с данными [1, 20] (рис. 2), что указывает на тенденцию зависимости напряженностей от эквивалентной ширины  $D$ .

Поскольку имелись данные о соотношении напряженностей в отдельных непосредственно наблюдаемых (размером несколько секунд дуги) элементах магнитного поля, было интересно сопоставить их с размерами тех же элементов. Мы построили соответствующие гистограммы. Оказалось, что диаметр магнитных деталей на уровнях формирования линий Fe I и Mg I в среднем одинаков и составляет чаще всего 6—7". Но так как величина  $H_{\parallel}$  на уровнях формирования линий

Fe I и Mg I отличается в 1.5—2.3 раза, то и измеренный поток продольной компоненты магнитного поля изменяется с высотой также в 1.5—2.3 раза. Аналогичный результат получен ранее в работе [1]. Если учесть тесную связь  $H_{\parallel}$  на разных уровнях (рис. 1), это эквивалентно предположению  $\operatorname{div} \vec{H} \neq 0$ , что представляется маловероятным.

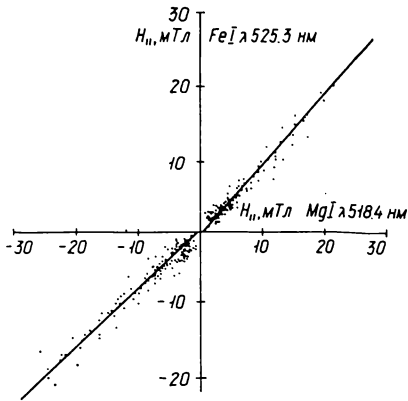


Рис. 1. Соотношение между напряженностями  $H_{\parallel}$  продольного магнитного поля, измеренными по линиям Fe I  $\lambda$  525.3 нм и Mg I  $\lambda$  518.4 нм в одной из спокойных областей в центре диска Солнца

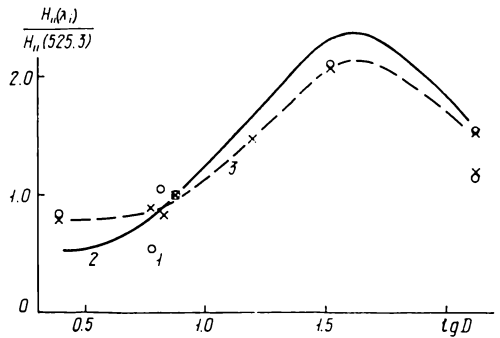


Рис. 2. Зависимости между относительными напряженностями  $H_{\parallel}(\lambda_i)/H_{\parallel}(525.3)$  и эквивалентной шириной  $D$ : 1 — по нашим наблюдениям (кружки); 2 — по наблюдениям [1]; 3 — согласно предложенной модели

Кроме этого теоретического соображения, имеются еще два наблюдательных аргумента, которые также свидетельствуют не в пользу буквальной трактовки данных о величине  $H_{\parallel}$ .

1. Неоднократно отмечалось [11, 18, 21], что  $H_{\parallel}(525.0) < H_{\parallel}(524.7)$ , хотя эти линии образуются на одинаковой высоте в атмосфере Солнца. Если бы отличия в величинах  $H_{\parallel}$  (рис. 2) отражали только эффект высоты, было бы  $H_{\parallel}(525.0) = H_{\parallel}(524.7)$ .

2. По спектральным (фотографическим) наблюдениям непятенных магнитных полей, выполненным с анализатором круговой поляризации, линия Fe I  $\lambda$  525.0 нм расщепляется в ядре всегда меньше, чем в крыльях [7]. Если это интерпретировать как следствие изменения магнитного поля с высотой в фотосфере, то оно должно с глубиной усиливаться, что противоречит выводам [1], тем более что другие линии с такой же эквивалентной шириной, как у Fe I  $\lambda$  525.0 нм, показывают как аналогичный ход расщепления с увеличением расстояния от центра, так и обратный.

**Модель.** Так как объяснить результаты наблюдений одними лишь высотными изменениями магнитного поля нельзя, рассмотрим модель, в которой имеются высотная и поверхностная неоднородности магнитного поля. Пусть каждый магнитный «холм» на магнитограмме (размером несколько секунд дуги и больше) является в действительности локальным скоплением «тонких» ( $\approx 100$  км) осесимметричных силовых трубок, окруженных более слабым «фоновым» полем напряженностью  $H_i$ . Предположим, что трубки занимают долю  $\alpha$  площади, фоновое поле составит  $1-\alpha$ . Пусть магнитное поле везде будет продольным, причем суммарный магнитный поток (трубки+фоновое поле) — одним и тем же во всем диапазоне рассматриваемых высот в атмосфере.

Профиль напряженности в трубках обозначим через  $H(x)$ , где  $x=r/r_0$ ;  $r$  — расстояние от оси трубки;  $r_0$  — ее характерный радиус. Для простоты предположим, что контуры  $r_i(\lambda)$  спектральных линий в местах фонового поля такие же, как и невозмущенные контуры

согласно прямым наблюдениям, тогда как контуры  $r_f(\lambda)$  линий в трубках могут отличаться от них по ширине и форме. Лучевые скорости в трубках и вне их будем считать одинаковыми. Согласно [21], соответствующее различие скоростей  $\Delta v \leq 0.5$  км/с, что незначительно (на  $\leq 4\%$ ) изменяет величину сигнала магнитографа [9].

Можно показать, что в рамках этих предположений

$$H_{\parallel} = H_c \{ \alpha \delta_f + (1 - \alpha) \delta_i \} / \delta_c, \quad (1)$$

где

$$\delta_f = 2x_m^{-2} \int_{\Delta\lambda_0}^{x_m} \{ r_f(\lambda + \Delta\lambda_{H,f}) - r_f(\lambda - \Delta\lambda_{H,f}) \} x dx d\lambda; \quad (2)$$

$$\delta_i = \int_{\Delta\lambda} \{ r_i(\lambda + \Delta\lambda_{H,i}) - r_i(\lambda - \Delta\lambda_{H,i}) \} d\lambda; \quad (3)$$

$$\delta_c = \int_{\Delta\lambda} \{ r_i(\lambda + \Delta\lambda_c) - r_i(\lambda - \Delta\lambda_c) \} d\lambda; \quad (4)$$

$$H_c = 2.14 \cdot 10^7 \Delta\lambda_c / g\lambda^2; \quad \Delta\lambda_{H,f} = 4.67 \cdot 10^{-8} g\lambda^2 H(x). \quad (5)$$

Здесь  $\Delta\lambda_H$  и  $\Delta\lambda_c$  — магнитное расщепление и сдвиг линии при калибровке;  $\lambda$  — длина волны ( $\lambda$  — в нм,  $H$  — в Тл). Поскольку магнитограф регистрирует разность интенсивностей поляризованных по кругу зеемановских компонент спектральной линии, искаженной инструментом (спектрографом), целесообразно форму контуров  $r_i(\lambda)$  брать не согласно какой-либо теории, а непосредственно из наблюдений. Поэтому мы использовали при расчетах контуры, построенные в результате фотометрии спектров, полученных на БСТ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

**Результаты расчетов и их обсуждение.** При построении модели учтены также наблюдения [11, 21], выполненные в линиях Fe I  $\lambda\lambda$  524.7 и 525.0 нм (рис. 3). Данные по этим двум линиям и по линиям, приведенным в таблице, рассматривались совместно. Путем вариации параметров  $H_0$  (напряженность на оси неразрешимых трубок),  $H(x)$ ,  $H_i/\alpha$  и  $\Delta\lambda_{1/2,f}$  находилось наилучшее согласие теории и наблюдений.

Расчеты показали (см. также [8]), что если  $H_0 < 0.2-0.3$  Тл, а суммарный магнитный поток не изменяется с высотой, то для большинства линий существенных различий в значениях  $H_{\parallel}$  не возникает. Но если  $H_0 > 0.3$  Тл, то более ярко выраженной становится зависимость  $H_{\parallel}$  от фактора  $g\lambda^2$ , а не от эквивалентной ширины  $D$ . Подобная же зависимость  $H_{\parallel} = f(D)$  возникает, если  $H_0 < 0.3$  Тл, а полуширины линий в силовых трубках значительно уже обычно наблюдаемых — на 30% для линий типа Fe I  $\lambda$  525.0 нм и 40% для линий типа Fe I  $\lambda$  523.3 нм. При этом различие  $H_{\parallel}$  по разным линиям возникает в основном по двум причинам: 1) из-за того, что выходные щели магнитографа брались одинаковыми для спектрально узких (типа Fe I  $\lambda$  525.0 нм) и спектрально широких (как Fe I  $\lambda$  523.3 нм) линий; 2) сужение линий в неразрешимых трубках существенно повышает сигнал магнитографа, так как крутизна контуров  $\partial r_{\lambda} / \partial \lambda$  при этом больше. Точнее, сужение контуров приводит к двум эффектам: к увеличению амплитуды  $V$ -параметра Стокса и смещению его максимума к центру линии. Поскольку для линий типа Fe I  $\lambda$  525.0 нм щели фотометра магнитографа были несколько дальше от их центров, чем оптимальные, и слишком близки к ядру для линий типа Fe I  $\lambda$  523.3 нм, то на результатах измерений  $H_{\parallel}$  это отразилось следующим образом (рис. 4). Для линий типа Fe I  $\lambda$  525.0 нм отмеченное смещение максимума  $V$ -параметра выводит его за пределы участков выходных ще-

лей и тем самым уменьшает сигнал магнитографа. Увеличение амплитуды  $V$ -параметра частично компенсируется «размыванием» зеemanовских  $\sigma$ -компонент дисперсией напряженностей (непрямоугольностью профиля  $H(x)$ ) в неразрешимых трубках.

Таким образом, величина  $H_{\parallel}$  по этим линиям несущественно отличается от соответствующих значений для однородного поля с той же величиной магнитного потока. Что же касается спектрально более широких линий, то, во-первых, при смещении максимума  $V$ -параметра

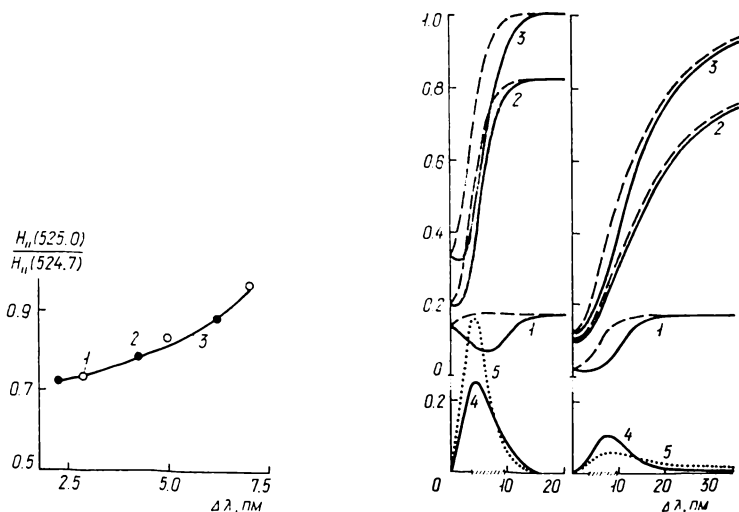


Рис. 3. Ход отношения  $H_{\parallel}(525.0) / H_{\parallel}(524.7)$  с изменением расстояния  $\Delta\lambda$  от центра линии, согласно: 1—[11]; 2—[21]; 3—предложенной модели

Рис. 4. Распределение с изменением расстояния от центра  $\Delta\lambda$  относительной интенсивности  $r_{I \pm r_V}$  и круговой поляризации  $r_V$  для линий Fe I  $\lambda$  525.0 нм (слева) и Fe I  $\lambda$  523.3 нм (справа): 1—контуры  $\langle \alpha \langle r_{I,i} \pm r_{V,i} \rangle \rangle$  (усреднение выполнено по всей площади сечений силовых трубок с распределением поля  $H(x) = H_0(1-x^4)$ ,  $\alpha = 0.175$ ,  $H_0 = 220$  мТл); 2—контуры  $(1-\alpha)(r_{I,i} \pm r_{V,i})$  при  $H_i = 20$  мТл; 3—суммарные контуры (доступные прямым наблюдениям), соответствующие указанным выше значениям параметров  $\alpha$ ,  $H_0$  и  $H_i$ ; 4—соответствующий контуру 3 параметр Стокса  $r_V$ ; 5—параметр Стокса  $r_V$  для однородного поля с  $H = 42.2$  мТл, при котором величина магнитного потока через апертуру такая же, как и в неоднородной модели. Заштрихованные интервалы оси  $\Delta\lambda$  показывают расположение выходных щелей магнитографа

выходные щели оказываются в более выгодном положении и, во-вторых, контуры  $\sigma$ -компонент таких линий меньше размываются дисперсией напряженностей. По этим причинам величина  $H_{\parallel}$  по широким спектральным линиям оказывается больше, чем по узким.

Используя результат  $\Delta\lambda_{1/2,f} = (0.6-0.7)\Delta\lambda_{1/2,i}$ , полученный при интерпретации зависимости  $H_{\parallel} = f(D)$  (рис. 2), можно найти численное значение  $H_0$  и форму профиля напряженности  $H(x)$ . Это оказалось возможным лишь для уровня формирования линий Fe I  $\lambda\lambda$  524.7, 525.0 нм ( $h = 277$  км), поскольку: 1) эти линии являются спектрально узкими и имеют большие факторы Ланде, благодаря чему они весьма чувствительны к параметрам  $H_0$  и  $H(x)$ ; 2) для них представленная на рис. 3 зависимость дает фактически целый ряд исходных эмпирических значений, необходимых для определения нескольких параметров модели. Для уровня формирования других линий известно лишь по одной наблюдательной характеристике —  $H_{\parallel}(\lambda_i) / H_{\parallel}(525.3)$ . Этого недостаточно для независимого определения всех параметров модели.

Для  $h = 277$  км получено  $H_0 = 220$  мТл,  $H_i/\alpha = 114$  мТл при профиле  $H(x) = H_0(1-x^4)$ ,  $|x| \leq 1$ , который по форме близок к профилю напряженности в порах по данным [14] прямых наблюдений с высоким пространственным разрешением (рис. 5). Что же касается других высот, то для них одинаково хорошее, в пределах точности измерений

( $\approx 5\%$ ), согласие теории и наблюдений можно получить как при указанных параметрах, так и при несколько иных, например для  $H_{\parallel} < H_0 \leq 0.3$  Тл.

Таким образом, в настоящем исследовании остается открытым вопрос о знаке и величине высотного градиента  $\partial H_0 / \partial h$ . Представленные на рис. 2, 4 и 6 теоретические зависимости соответствуют  $\partial H_0 / \partial h = 0$ .

Полученный в [1] немонотонный ход значений  $H_{\parallel}$  при изменении остаточной интенсивности  $I(\lambda) / I(\text{cont})$  размывает в модели тогда, ког-

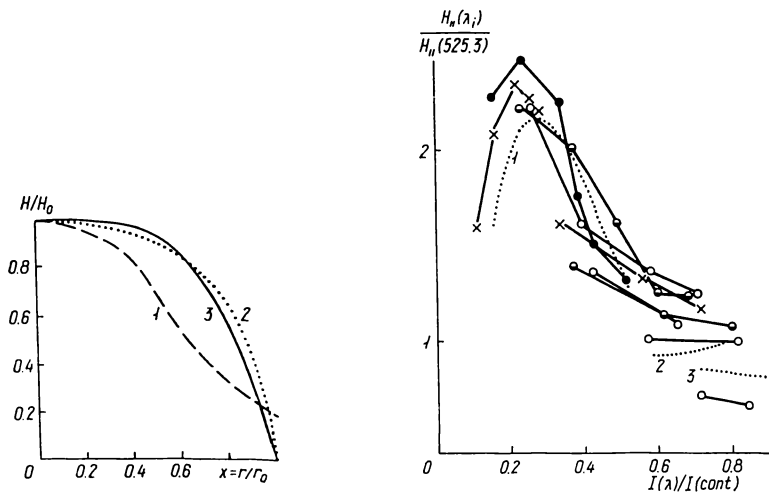


Рис. 5. Профили напряженности в различных образованиях: 1 — пятно [2]; 2 — пёра [14]; 3 — субтелескопическая силовая трубка

Рис. 6. Сопоставление наблюдаемых [1] (сплошные линии) и теоретических (пунктирные) зависимостей величин  $H_{\parallel}(\lambda_i) / H_{\parallel}(525.3)$  от остаточной интенсивности  $I(\lambda) / I(\text{cont})$ . Линия: 1 — Fe I  $\lambda$  523.3 нм; 2 — Fe I  $\lambda$  524.7 нм; 3 — Fe I  $\lambda$  480.8 нм

да контуры линий типа Fe I  $\lambda$  523.3 нм в силовых трубках не только на 40% уже обычно наблюдаемых, но и по форме ближе к доплеровским, т. е. такие, как у линии Fe I  $\lambda$  525.0 нм (рис. 6). При этих допущениях максимум на указанной зависимости вблизи  $I(\lambda) / I(\text{cont}) \approx 0.2-0.3$  не является «магнитным» (т. е. не соответствует максимуму величины поля на определенной высоте), а отражает лишь тот факт, что доплеровский контур имеет более высокий и смещенный от центра максимум  $V$ -параметра, чем соответствующий контур линии типа Fe I  $\lambda$  523.3 нм, используемый при калибровке.

Двум наблюдаемым значениям  $H_{\parallel}(518.4) / H_{\parallel}(525.3)$ , равным 1.50 и 1.15 (таблица), соответствуют в модели три возможные ситуации в зоне температурного минимума.

1. Значение 1.50 соответствует рассмотренному случаю субтелескопических силовых трубок, окруженных более слабым полем. Контуры спектральных линий в трубках имеют при этом те же особенности, что и на уровне фотосферы.

2. Значение 1.15 очень близко к теоретическому 1.18, получаемому также при наличии неразрешимых трубок, в которых, однако, контуры линий такие же, как и вне их.

3. Почти такое же расчетное значение, равное 1.17, соответствует однородному полю, которое находится из условия равенства магнитных потоков в фотосфере и зоне температурного минимума. В этом случае напряженность указанного однородного поля совпадает с обычно измеряемой напряженностью  $H_{\parallel}$ .

Таким образом, зафиксированный нами результат  $H_{\parallel}(518.4) / H_{\parallel}(525.3) = 1.15$  (рис. 1) может свидетельствовать о том, что при

переходе от фотосферы к зоне температурного минимума иногда происходит существенная перестройка структуры магнитного поля из пространственно неразрешимой ( $\approx 100$  км) в более крупномасштабную ( $\geq 500$ — $1000$  км). Модель предсказывает, что если в центральной зоне диска наблюдается соотношение  $H_{\parallel}(518.4)/H_{\parallel}(525.3) = 1.15$  при указанных в таблице размерах выходной щели, то такое же соотношение должно быть и при других размерах щелей. Для большей ясности отметим, что представленная на рис. 6 эмпирическая зависимость соответствует иному случаю, когда  $H_{\parallel}(517.3)/H_{\parallel}(525.3) \approx 1.6$  [1].

Параметр  $H_i/\alpha$  характеризует в модели напряженность фонового поля, при которой (если фоновое поле занимает такую же площадь, как и неразрешимые элементы) его вклад в сигнал магнитографа сравним с вкладом самих элементов [8]. В соответствии с моделью в фотосфере  $H_i/\alpha = 114$  мТл, что хорошо согласуется с полученными ранее оценками: примерно 100 [8] и 86 мТл [11]. Поскольку в настоящей работе и в [8, 11] анализировались в общем разные линии и даже различные эффекты (зависимость  $H_{\parallel}$  от фактора  $g\lambda^2$  в [8], зависимость  $H_{\parallel}(525.0)/H_{\parallel}(524.7)$  от  $\Delta\lambda$  в [11] и, наконец, аналогичная зависимость плюс зависимость  $H_{\parallel}$  от  $D$  в настоящей работе), согласие оценок  $H_i/\alpha$  весьма обнадеживает. Оно означает, что для появления на поверхности Солнца определенного числа субтелескопических силовых трубок необходимо, чтобы напряженность  $H_i$  в данном месте достигла некоторого вполне определенного «критического» значения. Если величина  $H_i$  будет ниже этого значения, то и трубок на единице площади образуется меньше. Поскольку параметры  $H_i$  и  $\alpha$  столь жестко связаны между собой, напрашивается предположение, что они относятся не к физически различным компонентам поля (т. е. не к действительно фоновому полю и генетически независимым от него силовым трубкам), а к неким единым в смысле образования и структуры элементам. Возможно, такими элементами магнитного поля являются экранированные мелкомасштабные бессиловые жгуты [7, 12].

Следует отметить, что выводы работ [7, 12] основаны на результатах исследований мелкомасштабных магнитных элементов не в спокойных областях, а в активных. Однако, как увидим ниже, многие свойства тонкоструктурных элементов в невозмущенных местах солнечной поверхности и в активных областях удивительно похожи.

1. Напряженности в «сверхтонких» трубках спокойных областей согласно модели равны 0.22 Тл на фотосферном уровне, что соответствует напряженностям в порах [14] и почти совпадает с нижней границей диапазона напряженностей в элементах вблизи пятен [6, 7].

2. Как уже отмечалось, боковой профиль напряженности в элементе «спокойного» Солнца также аналогичен профилю для пор [14]. Такой профиль близок по форме к профилю поля в элементах активных областей [7, 8].

3. Контуры линий в мелкомасштабных элементах спокойных областей должны быть на 30—40 % уже обычно наблюдаемых. В работах [4, 6—8] показано, что в субтелескопических магнитных структурах активных областей и вспышек контуры линий уже невозмущенных на 30—50 %, а для некоторых линий — более чем на 60 %.

4. В элементах невозмущенных областей контуры линий типа Fe I  $\lambda$  523.3 нм отличаются от обычно наблюдаемых: они по форме ближе к доплеровским, т. е. более крутые, со слабыми крыльями. Между тем наблюдаемые во вспышках спектральные вклады тонкоструктурных полей (эмиссионные  $\sigma$ -компоненты) являются вообще «бескрылыми» — линии имеют одни лишь ядра [4]. Вероятной физической причиной этого эффекта, а также указанного выше сужения контуров (пункт 3) является понижение газового давления в силовых трубках; в таком случае число соударений атомов меньше, поэтому энергетические термы атомов менее размыты, чем при более высоком

давлении. Такое предположение хорошо согласуется с общеизвестными магнитогидродинамическими соображениями о том, что для равновесия магнитной трубки газовое давление внутри нее должно быть меньше, чем снаружи.

5. В настоящей модели магнитный поток неразрешимых трубок в 1.56 раза превышает магнитный поток фонового поля. Это согласуется с оценкой соответствующих потоков для элементов активных областей [7].

6. Наиболее экзотическим свойством мелкомасштабных элементов в активных областях является дискретность напряженностей в них [6—8, 12]. Исследование этого эффекта требует детального анализа картин зеэмановского расщепления многих спектральных линий, относящихся к одному и тому же месту на Солнце и одному моменту времени. С этой точки зрения использованный нами материал является, строго говоря, неинформативным, допускающим различные трактовки. В частности, авторами [10] показано, что представленные выше наблюдения могут указывать на существование трубок двух типов, в которых напряженности отличаются в два раза. В настоящей работе, исходя из соображения максимальной простоты модели, мы отдаем предпочтение варианту с одним типом силовых трубок.

Для оценки верхнего предела диаметров  $d$  трубок примем, как и в [11], что если на входную щель с эквивалентной площадью  $S_0 \approx \approx 10^6$  км<sup>2</sup> попадает всего одна трубка, то регистрируется измеренная напряженность  $H_{\parallel} = 0.4$  мТл. Считая, что магнитограф правильно измеряет магнитные потоки, имеем

$$\bar{H}_{\parallel} = (1 - \alpha) H_i + \alpha k H_0, \quad (6)$$

где  $k = 2/3$  — коэффициент, характеризующий для профиля  $H(x) \sim \sim 1 - x^4$  отношение средней по сечению трубки напряженности к напряженности на оси  $H_0$ . Преобразуя выражение (6) с учетом того, что  $H_i \ll k H_0$ ,  $H_i/\alpha \sim k H_0$ , получаем

$$\alpha \approx \bar{H}_{\parallel} / (H_i/\alpha + k H_0); \quad (7)$$

тогда

$$d = 2(\alpha S_0/\pi)^{1/2} \approx 2\{\bar{H}_{\parallel} S_0 / [\pi (H_i/\alpha + k H_0)]\}^{1/2}. \quad (8)$$

Подставив в (8) значения  $\bar{H}_{\parallel} = 0.4$  мТл,  $H_i/\alpha = 114$  мТл и  $H_0 = 220$  мТл, находим  $d = 44$  км, что хорошо согласуется с результатами работы [11].

Таким образом, диаметр трубок  $d$  оказывается примерно на два порядка меньше размеров тех непосредственно наблюдаемых магнитных «холмов» на магнитограммах, которые чаще всего имеют диаметр  $d_x = 6-7''$ , т. е. около 5000 км. С другой стороны, согласно (7) для  $\bar{H}_{\parallel} < 25$  мТл получается  $\alpha < 0.1$ , т. е. в спокойных областях между соседними субтелескопическими трубками должны быть большие промежутки. Ввиду того, что  $d_x/d \sim 10^2$  и  $\alpha < 0.1$ , даже при значительном высотном градиенте магнитного поля в трубках, порядка 1 мТл/км, поперечное сечение  $d_x$  непосредственно наблюдаемых магнитных «холмов» должно быть практически одинаковым на разных высотах, что и отмечалось при наблюдениях.

Здесь необходимо отметить, что точность, с которой выполняется равенство (6), зависит от модели магнитного поля, спектральной линии и размеров выходных щелей. В обсуждаемой модели и при  $\Delta\lambda = 3.7-9.6$  пм это равенство является строгим лишь для линий с  $D \approx \approx 10$  пм, например для линии Fe I  $\lambda$  521.74 нм ( $D = 10.2$  пм,  $g = 1.5$ ). При измерениях продольных полей в линии Fe I  $\lambda$  525.0 нм происходит недооценка действительных потоков на 24 %, тогда как при записи  $H_{\parallel}$  по линии Fe I  $\lambda$  523.3 нм потоки завышаются на 74 %. Это следует



учитывать при численных оценках магнитных потоков в спокойных областях.

Из приведенных данных следует, что одной силовой трубке соответствует магнитный поток  $\Phi_0 \leq 2 \cdot 10^8$  Вб. Если считать, что общее магнитное поле Солнца с полным потоком  $10^{15}$  Вб [13] сплошь состоит из аналогичных силовых трубок, то общее их число  $N \geq 5 \cdot 10^6$ , что не менее чем в 10 раз превышает число всех спикул.

В заключение кратко остановимся на изменении «центр — край» в измерениях  $H_{\parallel}$  по разным линиям. Согласно наблюдениям (см. рис. 4 в [1]) отношение  $H_{\parallel}(532.4)/H_{\parallel}(525.3)$  составляет примерно 2.3 для центра диска и 1.5 для  $\cos \theta = 0.608$ . Как показали расчеты, этот результат мог возникнуть, если при  $\cos \theta = 0.608$  полуширины линий в трубках уже невозмущенных не на 30—40 %, как в центре диска, а на 20 %. Поскольку величина сужения контуров в модели практически одинакова (при данном  $\cos \theta$ ) на всех высотах, можно предположить анизотропию (частичную двумерность) нетепловых движений в субтелескопических трубках. Явление двумерности движений в сильных полях предсказано теоретически в [19], а экспериментально еще не изучено.

Таким образом, предложенная модель хорошо объясняет рассмотренную выше совокупность наблюдательных данных и приводит к выводам, которые не противоречат заключениям о свойствах тонкоструктурных магнитных полей, полученным ранее спектрально-поляризационным методом [4, 6, 7].

1. Гопасюк С. И. Измерения солнечных магнитных полей вне пятен по линиям разной силы // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1985.— 72.— С. 159—171.
2. Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.— 1987.— 34.— С. 6—77.
3. Земанек Е. Н., Стефанов А. П. Расщепление некоторых линий Fe I в магнитном поле // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия.— 1976.— № 18.— С. 20—36.
4. Лоцицкая Н. И., Лоцицкий В. Г. Существуют ли «магнитные транзенты» в солнечных вспышках? // Письма в Астрон. журн.— 1982.— 8, № 8.— С. 500—505.
5. Лоцицкая Н. И., Чеснок Ю. А., Лоцицкий В. Г. Об источниках расхождений между теоретическими и лабораторными калибровочными зависимостями солнечного магнитографа // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия.— 1982.— № 24.— С. 45—50.
6. Лоцицкий В. Г. О калибровке магнитографических наблюдений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей // Phys. Solariterr.— 1980.— N 14.— P. 88—94.
7. Лоцицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.— 2, № 1.— С. 28—35.
8. Лоцицкий В. Г., Долгополов В. И. К вопросу о калибровке измерений солнечного магнитографа. II // Солнеч. данные.— 1983.— № 5.— С. 71—76.
9. Лоцицкий В. Г., Цап Т. Т. О влиянии нескомпенсированных доплеровских смещений спектральных линий на магнитографические измерения магнитных полей // Астрон. циркуляр.— 1981.— № 1192.— С. 3—5.
10. Лоцицкий В. Г., Цап Т. Т. Эмпирическая модель магнитного поля в элементах тонкой структуры невозмущенных областей Солнца // Сб. тез. докл. Всесоюз. конф. по физике Солнца.— Алма-Ата, 1987.— С. 68—69.
11. Рачковский Д. Н., Цап Т. Т. Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1985.— 71.— С. 79—87.
12. Соловьев А. А., Лоцицкий В. Г. Бессиловая модель тонкоструктурного магнитного элемента // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.— 2, № 5.— С. 80—84.
13. Стенфло Я. О. Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце // Проблемы солнечной активности.— М.: Мир, 1979.— С. 73—120.
14. Стещенко Н. В. Магнитные поля мелких солнечных пятен и пор // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1967.— 37.— С. 21—28.
15. Шеминова В. А. Поле скоростей и профили фраунгоферовых линий в спектре Солнца как звезды: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Киев, 1985.— 14 с.
16. Athay R. G., Canfield R. C. Computed profiles for solar Mg b and Na D lines // Astrophys. J.— 1969.— 156, N 2.— P. 695—706.
17. Bachmann G., Jäger F. W., Künzel H. et al. Methodical experiences regarding the measurements of solar magnetic fields at the Sonnenobservatorium Einsteinurm // Rept Heinrich—Hertz—Institut. STP.— 1975.— N 4.— 38 p.

Окончание. Начало с. 50.

---

18. *Frazier E. N., Stenflo J. O.* Magnetic, velocity and brightness structure of solar faculae // *Astron. and Astrophys.*—1978.—70, N 6.—P. 789—799.
19. *Krause F., Rüdiger G.* On the turbulent decay of strong magnetic fields and the development of sunspot areas // *Solar Phys.*—1975.—42, N 1.—P. 107—119.
20. *Semel M.* Magnetic fields observed in a sunspot and faculae using 12 lines simultaneously // *Astron. and Astrophys.*—1981.—97, N 1.—P. 75—78.
21. *Stenflo J. O.* Magnetic-field structure of the photospheric network // *Solar Phys.*—1973.—32, N 1.—P. 41—63.

Астрон. обсерватория  
Киев. ун-та им. Т. Г. Шевченко,  
Крым. астрофиз. обсерватория АН СССР, Научный

Поступила в редакцию 30.10.87,  
после доработки 15.03.88