Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 4

АСТРОНОМИЯ

Г. М. ИДЛИС, М. Г. КАРИМОВ, А. Б. ДЕЛОНЕ и С. О. ОБАШЕВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ ПО ДВИЖЕНИЯМ ИХ УЗЛОВ В КАРТИННОЙ ПЛОСКОСТИ

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 21 II 1955)

В результате ряда исследований есть основание полагать, что отдельные узлы в протуберанцах должны двигаться и действительно движутся вдоль магнитных силовых линий. Желательно подтвердить это положение исследованием внутренних движений в конкретных индивидуальных протуберанцах, оценив попутно напряженность соответствующего магнитного поля.

Рассмотрим несколько возможных методов оценки напряженности магнитного поля в протуберанцах.

1. В солнечной плазме вещество «приклеено» к магнитным силовым линиям, двигаясь вместе с ними (стационарное движение поперек поля практически невозможно) ([1]). В зависимости от величины магнитного поля **H** его силовые линии, увлекаемые веществом, более или менее сильно извиваются, сохраняя в среднем исходное направление x, а вещество струится вдоль них со средней скоростью $\bar{v}_x$, на которую накладывается турбулентное движение со скоростью $v\,(v_x - \bar{v}_x, v_y, v_z)$. Аналогично оценке галактического магнитного поля Чандрасекара и Ферми ([2]), имеем:

$$H = \sqrt{4\pi\rho}\,\frac{\sqrt{\overline{v_y^2}}}{\sqrt{\operatorname{tg}^2\alpha}}, \tag{1}$$

где ρ — средняя плотность вещества; v_y — скорость турбулентного движения вещества поперек поля; α — угол извивания проекций силовых линий на некоторую плоскость, параллельную **H**.

2. Из равенства магнитной энергии и кинетической энергии турбулентного движения магнито-гидродинамической среды $H^2/8\pi = {}^1/_2\,\rho\overline{v^2}$ ([3]), учитывая, что $\overline{v^2} = \overline{(v_x - \bar{v}_x)^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = \overline{v_x^2} + 2\overline{v_y^2}$, получаем:

$$H = \sqrt{4\pi\rho}\,\sqrt{\overline{v_x^2} - \bar{v}_x^2 + 2\overline{v_y^2}}. \tag{2}$$

3. С. И. Сыроватский ([4]) считает, что для образования правильных струй и лент в протуберанцах важно выполнение устойчивости тангенциальных разрывов в магнито-гидродинамической среде:

$$\frac{1}{4\pi}(H'^2 + H''^2) \geqslant \frac{\rho\Delta v^2}{2},$$

где H' и H'' — проекции магнитных полей на направление скачка скорости $\Delta\mathbf{v} = \mathbf{v}'' - \mathbf{v}'$ в разрыве (штрихи обозначают области среды по разные стороны от поверхности разрыва). Очевидно, неравенство превращается в равенство, если в качестве Δv взять максимальный наблюдаемый скачок скорости. Итак, полагая $\Delta v = \max |v_x - \bar{v}_x|$ и $H' \simeq H'' \simeq H$, получаем:

$$H \simeq \sqrt{4\pi\rho}\, \max |v_x - \bar{v}_x| . \qquad (3)$$

4. Очевидно, $\operatorname{tg}\alpha = dy/dx = v_y/v_x$. Если v_x и $\operatorname{tg}\alpha$ — независимые величины, то (1) принимает вид:

$$H = \sqrt{4\pi\rho}\sqrt{\overline{v_x^2}} . \qquad (4)$$

(Это же соотношение можно получить при помощи обычной механической аналогии магнитного поля, рассматривая силовые линии как упругие материальные нити, натяжение которых $S = H/8\pi$ и число на единицу поперечного сечения $N = H$, и учитывая при решении уравнения движения их частей, что в начальный момент вещество покоилось * и находилось вне поля **.)

5. Если протуберанец образуется в короне, то уплотнение вещества, сопровождаемое соответственным усилением исходного магнитного поля, должно идти до тех пор, пока внешнее давление короны $2n_e^{(к)}kT^{(к)}$ не уравновесится внутренним давлением протуберанца, термическим $p = (1+x)\frac{\rho}{m_p}kT$, турбулентным $\rho\overline{v_y^2}$ и магнитным $H^2/8\pi$. На лобовой поверхности протуберанца, «обтекаемого» корональной средой, к термическому внешнему давлению добавляется кинетический член, который приблизительно равен $\frac{1}{4}n_e^{(к)}m_p\bar{v}_x^2$, магнитные силы из уравнения равновесия выпадают (вдоль равномерно движущихся струй градиент магнитного поля отсутствует), а внутреннее турбулентное давление равно $\rho\overline{(v_x - \bar{v}_x)^2}$. Исключая из двух уравнений равновесия сил (в поперечном и продольном направлениях) электронную плотность короны $n_e^{(к)}$ получаем для магнитного поля внутри коронального протуберанца формулу

$$H = \sqrt{8\pi\rho}\left\{\overline{v_x^2} - \bar{v}_x^2 - \overline{v_y^2} - \left[\frac{\bar{v}_x^2\left(\frac{1+x}{m_p}kT + \overline{v_x^2} - \bar{v}_x^2\right)}{\frac{8}{m_p}kT^{(к)} + \bar{v}_x^2}\right]\right\}^{1/2} . \qquad (5)$$

Член в квадратных скобках под корнем имеет характер небольшой поправки, и для его вычисления нет необходимости точно знать степень ионизации x в протуберанце и кинетическую температуру в протуберанце T и короне $T^{(к)}$. Поэтому в дальнейшем примем: $T = 6000°\mathrm{K}$ ([6]), $T^{(к)} = 1{,}2\cdot 10^{6°}\mathrm{K}$ и $x = 1$ ([7]).

У хромосферного протуберанца, выброшенного в уже имевшееся магнитное поле над поверхностью Солнца, напряженности внутри и снаружи должны иметь один и тот же порядок, и в первое уравнение равновесия войдет не внутреннее магнитное давление, а разность

---

* Обычные турбулентные скорости на Солнце заметно меньше типичных направленных скоростей в протуберанцах.

** Мы встречаемся в подавляющем большинстве случаев со втеканием в пятна, а наблюдающиеся иногда вытекания располагаются вне пятен ([5]).

магнитных давлений изнутри и снаружи, т. е. левая часть уравнения (5), которую мы обозначим через H_5, равна

$$H_5 = \sqrt{H^2 - H^{*2}}, \qquad (6)$$

где H — поле внутри протуберанца, а H^* — снаружи. Для корональных протуберанцев должно быть $H^* \ll H$ и $H_5 \simeq H$, а для хромосферных $H^* \simeq H$ и $H_5 \simeq 0$.

Если наблюдаемые свойства протуберанцев с явной тенденцией регулярного движения вдоль определенных направлений обусловлены наличием магнитного поля, то должны сходиться между собой полученные выше оценки его напряженности (1)—(4): $H_1 \simeq H_2 \simeq H_3 \simeq H_4 \simeq H$.

Вытянутость низкоширотных протуберанцев и волокон по широте, форма полярных щеточек и характер магнетограмм Солнца указывают, что магнитные поля на Солнце имеют в основном меридиональное направление, а у полюсов — почти вертикальное, т. е. можно считать, что в случае протуберанцев **H** лежит в картинной плоскости. Имея ряд последовательных снимков одного и того же протуберанца, можно выявить основное направление его движения (определяющее в каждой точке направление x) и вычислить для различных узлов в различные моменты времени скорости вдоль этого направления v_x и поперек v_y, а также углы отклонения их индивидуальных движений от основного направления α. В табл. 1 приведены результаты такой обработки для 5 протуберанцев 9 VII 1953 г., фотографировавшихся в Астрофизическом институте АН Каз.ССР на внезатменном коронографе через интерференционно-поляризационный фильтр конструкции А. Б. Гильварга с полушириной полосы пропускания у H_α в 3,5 Å.

Так как в оценки величины $H/\sqrt{4\pi\rho}$ входят средние значения соответствующих величин, средние относительные уклонения σ различных оценок (1)—(4) от среднего значения $\overline{H/\sqrt{4\pi\rho}}$ должны быть обратно пропорциональны корню квадратному из числа n усредняемых величин. Сравнение последних строк таблицы полностью подтверждает это.

Протуберанцы №№ 3 (а), 1 и 2 явно не корональные (выброшены из хромосферы), и для них, как и следовало ожидать, $H_5 \simeq 0$. Наоборот, протуберанцы №№ 3 (б) и 3 (а′), повидимому, корональные (движутся сверху вниз, в хромосферу), и для них, опять-таки в согласии с предсказаниями теории, $H_5 \simeq \overline{H}$. Больше того, протуберанцы №№ 3 (а′) и 3 (а) наблюдались примерно в одном и том же месте, так что величину $H_5/\sqrt{4\pi\rho}$ для первого протуберанца можно оценить непосредственно по формуле (6), подставляя в качестве H^* величину $\overline{H}$ для последнего протуберанца. В результате получаем $H_5/\sqrt{4\pi\rho}\cdot 10^{-7} = 1{,}7 \pm 0{,}4$, что превосходно совпадает с оценкой этой величины в таблице (1,8). Аналогично для коронального протуберанца № 3 (б), пространственно близкого к хромосферному протуберанцу № 3 (а), подобная процедура дает $H_5/\sqrt{4\pi\rho}\cdot 10^{-7} = 0{,}7 \pm 0{,}4$, что в точности совпадает с оценкой этой величины в таблице (0,7).

Принимая для плотности протуберанцев оценку $\rho \simeq 2\cdot 10^{-14}$ г/см^3 ([5], [7]), получаем, что 9 VII 1953 г. на западном краю полярной области Солнца в районе протуберанцев №№ 3, 1 и 2, т. е. на гелиографических широтах 70, 80 и 90°, и на высотах 40000—50000 км магнитное поле имело напряженность порядка 4,5; 5 и 10 гаусс, соответственно. Для 10 VII 1953 г. имеется опубликованная солнечная магнетограмма Бэбкока ([8]), дающая запись компоненты магнитного поля по лучу зрения на диске Солнца (по эффекту Зеемана) вплоть до широты $\varphi = 67°$. Считая поле дипольным, можно оценить его полную величину на этой широте в 2 ÷ 4 гаусс. Очевидно, так называемые электромагнитные про-

Таблица 1

	Протуберанцы 9 VII 1953 г.				
	№ 3(а)	№ 1	№ 2(б)	№ 2	№ 3(а')
Время всемирное	$5^{ч}16^{м}$—$5^{ч}30^{м}$	$3^{ч}52^{м}$—$4^{ч}07^{м}$	$5^{ч}16^{м}$—$10^{ч}12^{м}$	$4^{ч}27^{м}$—$5^{ч}11^{м}$	$5^{ч}30^{м}$—$10^{ч}12^{м}$
Гелиографическая широта	70°N	80°N	70°N	90°N	70°N
Число измерений смещ. узлов n	9	20	23	38	41
$\sqrt{\overline{tg^2\alpha}}$	0,18	0,20	0,33	0,43	0,20
$\sqrt{\overline{v_y^2}}$, км/сек	17	25	28	93	29
$\sqrt{\overline{v_x^2}}$ „ „	106	131	142	228	219
$\overline{v_x}$ „ „	98	109	126	196	157
$\max\|v_x-\overline{v_x}\|$, км/сек	82	176	184	299	420
$\frac{H_1}{\sqrt{4\pi\rho}}\cdot 10^{-7}$ гаусс/г$^{1/2}$см$^{3/2}$	0,9	1,2	0,8	2,2	1,4
$\frac{H_2}{\sqrt{4\pi\rho}}\cdot 10^{-7}$ „	0,5	0,8	0,8	1,8	1,6
$\frac{H_3}{\sqrt{4\pi\rho}}\cdot 10^{-7}$ „	0,4	0,9	0,9	1,5	2,1
$\frac{H_4}{\sqrt{4\pi\rho}}\cdot 10^{-7}$ „	1,1	1,3	1,4	2,3	2,2
$\frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}\cdot 10^{-7}$ „	$0,7\pm0,3$	$1,0\pm0,2$	$1,0\pm0,2$	$2,0\pm0,3$	$1,8\pm0,3$
$\frac{H_5}{\sqrt{4\pi\rho}}\cdot 10^{-7}$ „	0,0*	0,0*	0,7	0,3	1,8
σ	0,39	0,19	0,22	0,15	0,18
$1/\sqrt{n}$	0,33	0,24	0,21	0,16	0,16

* В (5) под корнем получается малая отрицательная величина, не отличимая в пределах точности исходных данных от нуля.

туберанцы возникают именно там, где локальные значения магнитного поля несколько превышают среднюю величину поля в окрестности данной области на поверхности Солнца, достигая, повидимому, относительного максимума.

Астрофизический институт
Академии наук Каз. ССР
Алма-Ата

Поступило
17 XII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Х. Альфвен, Космическая электродинамика, ИЛ, 1952. [2] S. Chandrasekhar, E. Fermi, Ap. J., **118**, № 1, 113 (1953). [3] E. Fermi, Phys. Rev., 1169 (1949). [4] С. И. Сыроватский, ЖЭТФ, **24**, № 6, 622 (1953). [5] М. Вальдмайер, Результаты и проблемы исследования Солнца, ИЛ, 1950. [6] В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, 1952. [7] И. С. Шкловский, Солнечная корона, 1951. [8] H. W. Babcock, Ap. J., **118**, № 3, 387 (1953).