

УДК 523.98—337

## БЕССИЛОВОЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

А. А. СОЛОВЬЕВ

Поступила 31 мая 1982

Принята к печати 27 января 1983

Цилиндрические модели скрученных магнитных трубок имеют ограниченную область применимости. Для адекватного описания наблюдаемых на Солнце магнитных структур требуется более широкий класс аксиально симметричных бессилловых конфигураций с тремя компонентами поля  $H \{H_r, H_\varphi, H_z\}$ . Показано, что для таких структур всегда имеет место закон подобия в распределении поля, если сохраняется полный поток поля вдоль оси симметрии системы. Найдено единственное статическое бессилловое решение для магнитного жгута переменного сечения, в котором шаг винта магнитных силовых линий и вращающий момент не зависят от  $z$ . Подчеркивается значение найденной конфигурации для решения вопросов динамики скрученных магнитных петель на Солнце.

1. *Введение.* В последние годы, в связи с появлением ряда новых наблюдательных данных о тонкой структуре магнитных полей на Солнце и, в частности, о магнитной структуре вспышечно-активных областей, заметно усилился интерес к теоретическому исследованию свойств скрученных магнитных петель — магнитных жгутов (см., например, [1—6] и др.). Обычно речь идет о цилиндрически симметричных, прямых или слабоискривленных магнитных силовых трубках с двумя компонентами поля  $H \{0, H_\varphi, H_z\}$  в цилиндрической системе координат. Распределение поля в жгуте предполагается бессилловым:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \alpha(r) \vec{H}, \\ \operatorname{grad} \vec{H} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\alpha(r)$  — некоторая скалярная функция координат (бессилловой параметр). Приближение (1) вполне оправдано в короне и хромосфере для магнитных структур с напряженностью поля в десятки эрстед и выше. Такого рода «цилиндрические» модели могут быть успешно использованы для описания корональных магнитных петель и хромосферных волокон, кото-

рые, как правило, не показывают заметного изменения поперечных размеров вдоль своей оси.

Однако такие модели совершенно неприменимы, например, для описания магнитной силовой трубки, соединяющей пару солнечных пятен. Магнитное поле пор и элементов тонкой структуры также, по-видимому, быстро меняется с высотой. Это приводит к необходимости построения аналитической теории аксиально симметричных бессиловых конфигураций с тремя компонентами поля:  $H_r$ ,  $H_\varphi$ ,  $H_z$ , т. е. теории бессиловых магнитных жгутов переменного сечения. Распределение такого типа уже применялось нами в [7] для описания магнитного поля в биполярной группе солнечных пятен, но там это решение было использовано в готовом виде, без вывода и подробного анализа его свойств и особенностей.

2. Закон подобия как следствие аксиальной симметрии и бессилового характера поля в магнитной трубке с фиксированным потоком поля. При моделировании магнитных полей солнечных пятен обычно используется предложенный впервые Шлютером и Темесвари закон подобия в распределении магнитного поля по высоте (см., например, [8]). Суть его заключается в том, что вдоль оси системы меняются только поперечный масштаб и напряженность поля на оси, а функция, описывающая распределение поля по нормальному сечению, сохраняет свой вид. Математически это требование можно свести к тому, чтобы в цилиндрических координатах  $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$  поток поля в направлении оси  $z$  зависел только от аргумента вида  $t = x/\omega(z)$ , где  $x = r^2$ ,  $\omega(z)$  — некоторая функция одной переменной  $z$ . Использование переменной  $x$  вместо  $r$  связано с удобством математического описания (см. ниже). Уравнение  $x = A \cdot \omega(z)$  определяет, очевидно, проекцию магнитной поверхности, характеризующейся константой  $A$ , на плоскость  $\varphi = \text{const}$ .

Все аксиально симметричные конфигурации магнитного поля можно разделить на 2 типа: а) Конфигурации, в которых полный поток продольного поля, проходящий через плоскость  $z = \text{const}$ , меняется с высотой, вдоль оси системы, вследствие того, что часть магнитных силовых линий «возвращается обратно» (рис. 1а). Для этих конфигураций функция  $x = A \omega(z)$  неоднозначна, одному значению  $z$  могут соответствовать два значения  $x$ . б) Полный поток продольного поля сохраняется (рис. 1б), зависимость  $x = A \omega(z)$  всюду однозначна.

Нас будут интересовать скрученные относительно оси  $z$  магнитные силовые трубки, вдоль оси симметрии которых магнитный поток не меняется в силу самого определения трубки поля. Таким образом, мы будем рассматривать только конфигурации второго типа.

В работе [7] нами было показано, что для бессиловых полей с осевой симметрией закон подобия может быть выведен формально из требования

однородной скрученности поля, т. е. из условия, чтобы шаг винта магнитных силовых линий не зависел от координат:  $p = \text{const}$ . Однако это условие оказывается избыточным. Покажем, что для вывода закона подобия достаточно указанных выше общих предположений: а) аксиальная симметрия системы; б) бессилловой характер поля; в) сохранение потока поля вдоль оси симметрии.

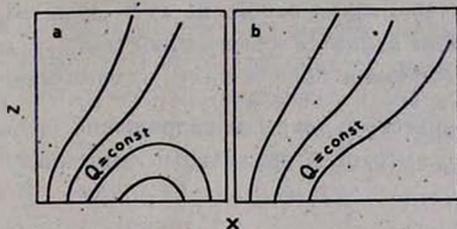


Рис. 1. Вид магнитных поверхностей (в проекции на плоскость  $\varphi = \text{const}$ ) для двух типов аксиально симметричных конфигураций: а) поток продольного поля уменьшается с высотой; б) поток поля вдоль оси  $z$  сохраняется.

Дифференциальное уравнение, описывающее бессилловое поле в случае осевой симметрии, может быть представлено в виде [3]:

$$4xQ_{xx} + Q_{zz} = -\frac{R(Q)dR}{dQ} \equiv \chi(Q). \quad (2)$$

При этом компоненты поля выражаются следующими соотношениями:

$$H_z(x, z) = 2Q_x; \quad H_r(x, z) = -\frac{1}{\sqrt{x}}Q_z; \quad H_\varphi(x, z) = \frac{R(Q)}{\sqrt{x}}, \quad (3)$$

Характерной особенностью уравнения (2) является то, что функция  $\chi(Q)$  в правой части, определяющая азимутальную компоненту поля  $H_\varphi$ , зависит только от потенциала  $Q$ , а явной зависимости от  $x$  и  $z$  не содержит. Потенциал  $Q(x, z)$  сохраняет свое значение на магнитной поверхности. В самом деле, уравнение проекции силовой линии поля на плоскость  $x, z$  (или  $\varphi = \text{const}$ ) имеет вид:

$$\frac{dz}{H_z} = \frac{dx}{2\sqrt{x}H_r}. \quad (4)$$

Подставляя сюда выражения для  $H_z$  и  $H_r$  из (3), получаем, что  $dQ=0$ , т. е. на каждой магнитной поверхности  $Q(x, z) = \text{const}$ . Покажем далее, что шаг винта магнитной силовой линии

$$p = \frac{2\pi r H_z}{H_\varphi} \quad (5)$$

в бессиловом аксиально симметричном поле зависит только от  $Q$ , также сохраняя свое значение на каждой магнитной поверхности.

Рассмотрим поток продольного поля, заключенный между двумя близкими магнитными поверхностями, т. е. поток, проходящий через кольцо  $(r + r + \Delta r)$ ,

$$2\pi r H_z \Delta r = \text{const} (Q). \quad (6)$$

Эта величина, представляющая собой, по сути дела, разность  $Q_2 - Q_1$ , не меняется при движении вдоль силовых линий поля, т. е. не зависит от  $z$ . Наряду с этим, в бессиловом поле, в силу условия параллельности векторов плотности электрического тока  $\vec{j}$  и напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ , должен сохраняться с высотой и продольный ток, протекающий через данное кольцо,

$$j_z = 2\pi r \Delta r = 2\pi \int_r^{r+\Delta r} \frac{1}{r} \frac{\partial(rH_z)}{\partial r} r dr = 2\pi H_z \Delta r = \text{const} (Q). \quad (7)$$

Разделив (6) на (7), получаем, что  $p = p(Q)$ , т. е. шаг винта может быть различным на разных магнитных поверхностях; но явно от  $x$  и  $z$  не зависит.

С другой стороны, из (3) и (5) следует, что

$$p(Q) = \frac{2\pi x dQ/dx}{R(Q)}. \quad (8)$$

В этом соотношении переменная  $z$  не содержится в явном виде. Рассматривая ее как параметр и интегрируя, будем иметь:

$$\ln x = F(Q) + \ln \omega(z), \quad (9)$$

где  $F(Q)$  есть первообразная функция от  $\frac{2\pi}{p(Q)R(Q)}$ , а  $\omega(z)$  — произвольная функция  $z$ . Из (9) следует:

$$\frac{x}{\omega(z)} = e^{F(Q)} = f(Q). \quad (10)$$

Отсюда видно, что  $Q$  может зависеть только от аргумента  $t = \frac{x}{\omega(z)}$ .

т. е.  $Q \equiv Q\left(\frac{x}{\omega(z)}\right)$ . Последнее и означает, что в системе имеет место закон подобия.

3. Бессилковое решение, описывающее магнитный жгут переменного сечения. Будем искать решение дифференциального уравнения (2) с учетом закона подобия. Подставляя  $Q(t)$  в (2) и производя соответствующее дифференцирование, мы после некоторых преобразований получим:

$$\frac{4}{\omega} t \cdot Q_{tt} + t \cdot Q_t \left\{ \left[ 2 + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right] \left( \frac{\omega_z}{\omega} \right)^2 - \frac{\omega_{zz}}{\omega} \right\} = - \frac{RdR}{dQ} \equiv \chi(t). \quad (11)$$

Основная идея решения состоит в том, что поскольку правая часть уравнения зависит только от одного аргумента  $z$ , то и левая его часть не должна явно зависеть от  $z$ . Структура первого члена в левой части, содержащего множитель  $1/\omega$ , однозначно указывает на то, что выражения  $\omega^2/\omega^2$  и  $\omega_{zz}/\omega$  в фигурной скобке могут быть только линейными функциями переменной  $1/\omega$ . В противном случае явной зависимости от  $z$  в левой части избежать не удастся. Значит,

$$\left( \frac{\omega_z}{\omega} \right)^2 = -C + D \frac{1}{\omega}, \quad (12)$$

$$\frac{\omega_{zz}}{\omega} = -C' + D' \frac{1}{\omega}, \quad (13)$$

где  $C, D, C', D'$  — некоторые произвольные константы. Знак минус перед  $C$  и  $C'$  выбран только из соображений удобства. Дифференцируя (12) по  $z$  и сравнивая результат с (13), мы убеждаемся, что эти уравнения совместны, если  $C = C', D = 2D'$ . Подставим (12), (13) в уравнение (11) и произведем перегруппировку членов:

$$\frac{1}{\omega(z)} \left[ 4tQ_{tt} + tQ_t D \left( \frac{3}{2} + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) \right] - CtQ_t \left( 1 + \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) = - \frac{RdR}{dQ} \equiv \chi(t). \quad (14)$$

Легко видеть, что из-за наличия слева множителя  $1/\omega$  полученное уравнение автоматически распадается на два:

$$CtQ_t \left( 1 + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) = \frac{1}{2} \frac{dR^2}{dQ} = \frac{1}{2Q_t} \frac{dR^2(t)}{dt}, \quad (15)$$

$$4tQ_{tt} + tQ_t D \left( \frac{3}{2} + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) = 0. \quad (16)$$

Уравнения (12), (15) и (16) образуют замкнутую систему уравнений для определения трех неизвестных функций:  $\omega(z)$ ,  $Q(t)$  и  $R(t)$ . Таким образом, структура искомого решения для бессилковой магнитной трубки переменного сечения определяется однозначно.

Прежде чем приступить к отысканию этого решения; проанализируем простейшие предельные случаи.

1.  $C = D = 0$ . При этом  $\omega_s = 0$ , что соответствует цилиндрической форме магнитных поверхностей, и вместо (14) мы получим:

$$\frac{4}{\omega} t Q_{tt} = \chi(t). \quad (17)$$

В этом случае для двух функций  $Q$  и  $\chi$  имеется лишь одно дифференциальное уравнение. Задавая одну из них произвольно, мы будем получать решения из класса цилиндрически симметричных бессиловых конфигураций с двумя компонентами поля, о которых шла речь во введении. В данной работе эти структуры нас интересовать не будут.

2.  $C = 0, D \neq 0$ . При этом  $\omega(z) = D/4(z - z_0)^2$ , силовые линии поля, определяемые уравнением  $t = x/\omega = A$ , где  $A$  — произвольная положительная константа, имеют вид прямых, веерообразно выходящих из точки  $z = z_0$ . Как следует из уравнения (15),  $R(t) = 0$ , следовательно и  $H_r = 0$ , магнитное поле нескручено. Можно показать, что в данном случае мы имеем дело с потенциальным полем, напряженность которого убывает на оси  $z$  по закону  $(z - z_0)^{-2}$ , т. е. как поле магнитного монополя. Зависимости  $H_z(t)$  и  $H_r(t)$  имеют такой же вид, что и в общем случае (см. ниже формулы (23) и (25)).

3.  $C \neq 0, D = 0$ . Этот случай не имеет физического смысла, поскольку для радиальной (при  $C > 0$ ) или азимутальной (при  $C < 0$ ) составляющих поля из (15), (16) получаются мнимые выражения. Вообще, постоянная  $D$  является масштабным множителем, определяющим единицу измерения  $\omega$ . (Из уравнения (12) легко видеть, что при изменении  $\omega$  в  $k$  раз во столько же раз следует изменить и коэффициент  $D$ ).

После сделанных замечаний обратимся к интегрированию системы уравнений (12), (15), (16), предполагая, что  $C \neq 0, D \neq 0$ . Проинтегрируем прежде всего уравнение (16):

$$Q_t = \frac{K}{(t + 4/D)^{3/2}}, \quad (18)$$

$$Q(t) = K' - \frac{2K}{\sqrt{t + 4/D}}. \quad (19)$$

$Q$  играет роль потенциала поля, поэтому вторую константу интегрирования  $K'$  можно положить равной нулю.

Смысл константы  $K$  легко выяснить, если найти полный поток поля в направлении  $z$ :

$$\Phi_0 = 2\pi \int_0^{\infty} H_z r dr = 4\pi \int_0^{\infty} Q_r dx = -4\pi Q(0) = 4\pi K \sqrt{D}. \quad (20)$$

Интегрирование уравнения (15) при известной  $Q(t)$  также не представляет затруднений:

$$R(t) = \pm KV\bar{C} \frac{t}{(t + 4/D)^{3/2}} + B. \quad (21)$$

Аддитивная постоянная  $B$  обращается в нуль вследствие граничного условия  $H_z(0) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{R(x'/\omega)}{|x'} = 0$ . Из (21) следует также, что константа  $C$  должна быть положительной величиной. Знаки «+» и «-» в правой части соответствуют двум возможным направлениям закручивания поля (правый и левый винт). Поскольку направление вращения никак не отражается на структурном распределении поля, мы для дальнейшего оставим только один знак «+».

Далее найдем зависимость  $\omega(z)$ , определяющую форму магнитных поверхностей в изучаемой конфигурации. Общее решение уравнения (12) можно представить в виде:

$$\omega(z) = \frac{D}{C} \sin^2 \frac{\sqrt{C}(z - z_0)}{2}. \quad (22)$$

Удобно выбрать начало координат  $z = 0$  в точке, где  $\omega = 0$ , при этом постоянная интегрирования  $z_0$  обращается в нуль. Не останавливаясь пока на анализе полученного выражения, обратимся к вычислению компонентов магнитного поля в скрученном бессилловом жгуте.

$$H_z(x, z) = 2Q_x = 2Q_t \frac{1}{\omega} = \frac{2K/\omega}{(t + 4/D)^{3/2}} = \frac{KD^{3/2}/4\omega}{(t' + 1)^{3/2}}, \quad (23)$$

где введена переменная  $t' = \frac{Dt}{4} = \frac{Dx}{4\omega} = \frac{x\bar{C}}{4} \sin^2 \left( \frac{\sqrt{C}z}{2} \right)$ . Как видим, при таком выборе переменной роль характерного поперечного масштаба в системе играет величина  $\omega' = \frac{4}{C} \sin^2 \left( \frac{\sqrt{C}z}{2} \right)$ . Это эквивалентно тому, что масштабный множитель  $D$  в формуле (22) выбран равным 4. Выбор этого множителя никак не отражается на структуре получаемых решений, поэтому в дальнейшем, чтобы не различать  $t$  и  $t'$ ,  $\omega$  и  $\omega'$ , будем для простоты полагать  $D = 4$ . Как уже отмечалось, на общности решения это не отразится.

Числитель выражения (23) имеет, очевидно, смысл напряженности поля на оси  $z$ .

$$H_z(0, z) = H_0(z) = \frac{KD^{3/2}}{4\omega} = \frac{2K}{\omega}. \quad (24)$$

Для радиального и азимутального компонентов поля из (3), (18), (19) находим соответственно:

$$\begin{aligned} H_r(x, z) &= -\frac{1}{\sqrt{x}} Q_1 = \frac{\sqrt{x}}{2} \frac{\omega_z}{\omega} H_z(x, z) = \\ &= \frac{\sqrt{Cx}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{C}z}{2} H_z(x, z). \end{aligned} \quad (25)$$

$$H_\varphi(x, z) = \frac{R}{\sqrt{x}} = \frac{\sqrt{Cx}}{2} H_z(x, z). \quad (26)$$

Наконец, для бессилового параметра  $\alpha$ , входящего в определение бессилового поля, получим формулу:

$$\alpha(t) = \sqrt{C} \frac{1 - 0.5t}{1 + t}, \quad (27)$$

согласно которой  $\alpha$  меняет знак на магнитной поверхности  $t = 2$ . Здесь можно отметить, что знакопеременность  $\alpha$  согласуется с результатами численного моделирования бессиловых магнитных полей в биполярной группе пятен [5].

Пользуясь (23), (26), составим выражение для шага винта магнитной силовой линии:

$$P = \frac{2\pi\sqrt{x}H_z}{H_\varphi} = \frac{4\pi}{\sqrt{C}} = \text{const.} \quad (28)$$

Как видим, полученное нами бессиловое решение, отвечающее закону подобия, описывает однородно скрученное магнитное поле, в котором шаг винта силовых линий одинаков на всех магнитных поверхностях. При этом скрученность такова, что на периоде  $z^* = 2\pi/\sqrt{C}$  силовые линии совершают только поворот. Как следует из уравнения (22), в точках  $z = (2\pi/\sqrt{C})k$ , где  $k = 0, 1, 2, \dots$ ,  $\omega = 0$ , а поле обращается в бесконечность (см. (24)). Рассмотрим один период поля:  $0 < z < 2\pi/\sqrt{C}$ . Для того, чтобы избежать особенностей на концах, будем использовать полученное решение лишь в области  $\Delta z_1 < z < 2\pi/\sqrt{C} - \Delta z_2$ , где  $\Delta z_1$  и  $\Delta z_2$  — некоторые окрестности особых точек, внутри которых, будем считать, бессиловое приближение теряет силу и найденное решение непрерывно переходит в „силовое“ решение, учитывающее градиент газового давления. Физически этот подход вполне оправдан. Если полученное решение использовать для описания магнитного поля биполярной группы солнечных пятен [7] (рис. 2 а), то уровни  $\Delta z_1$  и

$2\pi/\sqrt{C}$  —  $\Delta z_1$  будут соответствовать уровню фотосферы. В подфотосферных слоях газовое давление начинает превалировать над магнитным и бессилковое решение там действительно неприменимо. Если выбрать  $\Delta z_1 \approx \Delta z_2 \ll 2\pi/\sqrt{C}$ , мы получаем симметричную магнитную конфигурацию, соответствующую биполярной группе с примерно одинаковой напряженностью поля в пятнах (рис. 2а). Если  $\Delta z_1 < \Delta z_2$ , конфигурация несимметрична, пятно-лидер более компактно, имеет большую напряженность поля (рис. 2б). Если же  $\Delta z_1 \ll 2\pi/\sqrt{C}$  и  $\Delta z_2 \approx \pi/\sqrt{C}$ , то эта конфигурация может описывать униполярное пятно, магнитный поток которого рассеивается на окружающую фотосферу без образования сопутствующего пятна (рис. 2в).

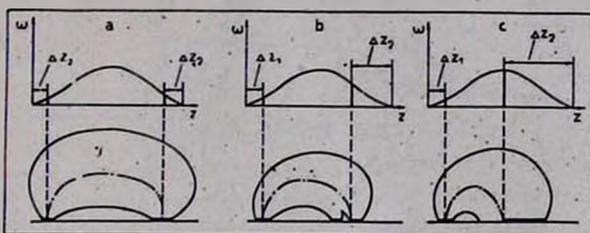


Рис. 2. Качественное соответствие полученного в статье аксиально симметричного решения и формы магнитных поверхностей реальных конфигураций на Солнце: а)  $\Delta z_1 \approx \Delta z_2$ , симметричная биполярная группа пятен; б)  $\Delta z_1 < \Delta z_2$ , асимметричная группа, хвостовое пятно имеет меньшую напряженность поля, возможно, раздроблено; в)  $\Delta z_1 \ll \Delta z_2 \approx \pi/\sqrt{C}$ , униполярное пятно, магнитный поток которого замыкается на окружающую фотосферу.

Подробное сравнение теоретического распределения (23)—(27) с распределением поля, наблюдаемым в солнечном пятне, было проведено нами в [7], здесь мы на этом останавливаться не будем.

Обратим внимание на следующую особенность аксиально симметричных бессилковых полей. Величина вращающего момента  $\Delta M$ , действующего в нормальном сечении жгута, в кольце площадью  $2\pi r \Delta r$ , составит [2]:

$$\Delta M = \frac{1}{2} H_\varphi H_z r^2 \Delta r = \frac{1}{2} Q_r R(Q) \Delta x = \frac{R(Q) \Delta Q}{2}. \quad (29)$$

Эта величина, как и полный момент  $(M \sim \int_0^\infty R(Q) dQ)$ , не зависит от  $z$ ,

оставаясь одной и той же в любом нормальном сечении. Впрочем, этот результат является вполне естественным следствием того, что рассматривается статическая магнитная конфигурация поля. Если бы  $M$  зависел от  $z$  яв-

но, то в жгуте возникли бы торсионные волны, перераспределяющие поле  $H_v$ , и равновесие было бы нарушено. Но тем не менее, несмотря на его кажущуюся тривиальность, вывод о том, что в бессиловом жгуте переменного сечения вращающий момент остается неизменным вдоль оси  $z$ , имеет большое значение для понимания динамики развития скрученных магнитных петель на Солнце. Дело в том, что, как показано Паркером [2], в цилиндрической бессиловой магнитной петле в случае дополнительного расширения некоторой ее части должен всегда существовать поток торсионных волн, переносящих азимутальное поле в область расширения. Этот вывод получен Паркером в рамках «цилиндрического приближения». Он сравнивал значения  $M$  в невозмущенной и расширенной части цилиндрической скрученной трубки (рис. 3), на каждом из участков которой поле

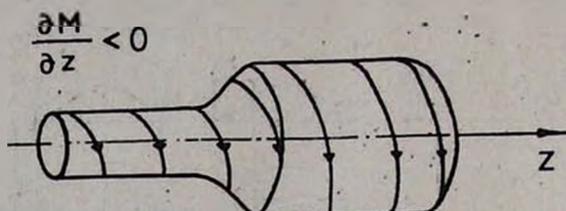


Рис. 3. Схема, поясняющая модель Паркера. Торсионные волны переносят азимутальное поле в расширенную часть трубки.

описывалось уравнением (17). Задача построения 3-мерного бессилового распределения не ставилась. Результат Паркера, несмотря на его сугубо модельный характер (Паркером не принималась также во внимание возможность изменения длины жгута в процессе его расширения), получил широкое признание и трактуется обычно как некоторое общее свойство магнитных жгутов. На его основе можно сделать вывод о том, что скрученная магнитная петля в атмосфере Солнца вообще не может находиться в состоянии равновесия, поскольку ее вершина всегда несколько расширена по сравнению с основанием. Следовательно, поток торсионных волн вдоль петли должен постоянно создавать в ее вершине избыток азимутальной составляющей поля по сравнению с равновесным распределением. Это должно приводить к растяжению петли и подъему ее во все более верхние, разреженные слои солнечной атмосферы (рис. 4).

Полученное в настоящей работе статическое решение для бессилового магнитного жгута переменного сечения вносит значительные коррективы в эту довольно простую картину непрерывного вытягивания магнитных петель с последующим их «убеганием» в межпланетное пространство.

Скрученность поля в жгуте, определяемая как отношение  $\langle H_\varphi^2 \rangle / \langle H_z^2 \rangle$ , где усреднение производится по площади нормально-

го сечения, ограниченного некоторой магнитной поверхностью с координатой  $t_0$ , составит

$$\alpha = \frac{\langle H_z^2 \rangle}{\langle H_r^2 \rangle} = \frac{C\omega}{4} \frac{t_0}{t_0 + 2}. \quad (30)$$

Как следует из (22),  $C\omega \ll D = 4$ . Если поле жгута экранируется внешней средой на достаточно большом удалении от оси  $t_0 \gg 1$ , то в вершине жгута, где  $C\omega = 4$ ,  $\alpha = 1$ .

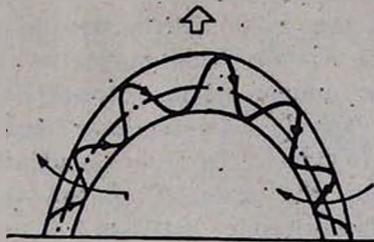


Рис. 4. Перенос скрученности от основания петли к вершине создает избыток  $H_z$ -поля в верхней части петли. Когда взаимное отталкивание «колец» азимутального поля превысит натяжение продольной составляющей, появляется результирующая сила, растягивающая жгут.

Таким образом можно думать, что эволюция магнитных жгутов в солнечной атмосфере в решающей степени зависит от того, какой окажется степень их скрученности в момент выхода на поверхность Солнца. Если первоначально  $\alpha < 1$ , то за счет подкрутки торсионными волнами, идущими к вершине петли, конфигурация будет релаксировать по направлению к статической бессиловой структуре, описываемой формулами (22)—(27). В этом случае мы будем наблюдать на поверхности Солнца такие относительно долгоживущие и слабоскрученные магнитные образования, как пятна, поры, волокна и т. п. Если же к моменту появления магнитной петли в фотосфере Солнца скрученность поля в ее вершине за счет резкого поперечного расширения превысит единицу, то образование статической бессиловой конфигурации становится уже невозможным, поскольку перенос  $H_z$ -поля к вершине может только увеличить степень скрученности.

Такая сильноскрученная магнитная петля будет или необратимо вытягиваться вверх или, при наличии внешнего поля, препятствующего ее движению, создаст «вспышечно-опасную» конфигурацию.

FORCE-FREE MAGNETIC FLUX ROPE WITH THE  
VARIABLE DIAMETER

A. A. SOLOV'EV

The cylindrical models of the twisted magnetic tubes with two components of the field have a restricted application. Three-dimensional treatment necessary to study a realistic situation, i. e. axy-symmetric force-free rope model with the field  $H\{H_r, H_\theta, H_z\}$  should be regarded. The similarity law for the field distribution is always true for those magnetic configurations, if the total magnetic flux is invariant along the symmetry axis. The unique static force-free solution defined the magnetic flux rope of variable diameter have been derived. The torque and pith of helix are found to be  $z$ -independent. The importance of the solution obtained for the problem of the twisted magnetic field dynamics on the Sun is noticed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *E. N. Parker*, *Astrophys. Space Sci.*, 44, 107, 1976.
2. *E. N. Parker*, *Ap. J.*, 191, 245, 1974.
3. *B. C. Low*, *Ap. J.*, 197, 251, 1975.
4. *A. A. Соловьёв*, *Астрон. ж.*, 58, 597, 1981.
5. *T. Sakurai*, *P.A.S. Japan*, 31, 203, 1979.
6. *A. A. Соловьёв*, *А. М. Уралов*, *Письма АЖ*, 5, 465, 1979.
7. *A. A. Соловьёв*, *Астрон. ж.*, 59, 380, 1982.
8. *B. C. Low*, *Solar Phys.*, 67, 57, 1980.