

УДК 523.98

С. И. Гопасюк, О. С. ГопасюкНИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
98409 Крым, п. Научный**Явления, связанные с растяжением магнитных петель
с током, и солнечные вспышки**

Исследованы процессы растяжения магнитной петли с продольным током. Результаты применены к анализу развития солнечных вспышек. Магнитные петли с продольным током поставлены в соответствие вспышечным петлям. Важным фактором является величина тока в выходящей магнитной петле. Изменяющаяся со временем магнитная энергия токов состоит из механической работы электродинамической силы, выделения джоулева тепла в магнитной петле и совершения работы сторонней электродвижущей силой. Работа электродинамической силы отнесена к кинетической энергии потоковых движений вспышечной плазмы, а джоулевы потери — к тепловой энергии плазмы. Для энергии в 10^{25} Дж, которая выделяется за время самой мощной вспышки в виде кинетической энергии потоковых движений плазмы, необходимо менее 40 магнитных петель. При плотности плазмы в магнитной петле 10^{17} м^{-3} джоулевы потери способны вызвать нагрев плазмы до температуры $1.5 \cdot 10^7 \text{ К}$. Электродвижущая сила индукции составила 10^7 В , а разность потенциалов сторонней электродвижущей силы равна примерно 10^6 В .

ЯВИЩА, ЗВ'ЯЗАНІ З РОЗТЯГАННЯМ МАГНІТНИХ ПЕТЕЛЬ ЗІ СТРУМОМ, І СОНЯЧНІ СПАЛАХИ, Гопасюк С. І., Гопасюк О. С. — Досліджено процеси розтягання магнітної петлі з поздовжнім струмом. Результати застосовано до аналізу розвитку сонячних спалахів. Магнітні петлі з поздовжнім струмом поставлені у відповідність петлям, які формують спалахи. Важливим фактором є величина струму в магнітній петлі, яка виходить на поверхню Сонця. Мінлива з часом магнітна енергія струмів включає механічну роботу електродинамічної сили, виділення джоулева тепла в магнітній петлі і здійснення роботи сторонньої електрорушійної сили. Робота електродинамічної сили віднесена до кінетичної енергії потокових рухів плазми в спалахах, а джоулеві втрати — до теплової енергії плазми. Для енергії в 10^{25} Дж, яка виділяється за час найпотужнішого спалаху у вигляді кінетичної енергії потокових рухів плазми, потрібно менше ніж 40 магнітних петель. При густині плазми в магнітній петлі 10^{17} м^{-3} джоулеві втрати здатні викликати нагрівання плазми до температури $1.5 \cdot 10^7 \text{ К}$. Електрорушійна сила індукції становить 10^7 В , а різниця потенціалів сторонньої електрорушійної сили рівна приблизно 10^6 В .

SOME PHENOMENA ASSOCIATED WITH STRETCHING MAGNETIC LOOPS WITH CURRENTS AND SOLAR FLARES, by Gopasyuk S. I., Gopasyuk O. S. — We investigated some processes of stretching a magnetic loop with a longitudinal current. The results are applied to an analysis of the development of solar flares. Magnetic loops with a longitudinal current are put in conformity with loops of flares. An important factor is the magnitude of a current in an emerging magnetic loop. The magnetic energy of currents which varies with time includes mechanical work of the electrodynamic force, the Joule heating in a magnetic loop, and performing work by an exterior electromotive force. The electrodynamic force work refers to the kinetic flow energy of flare plasma and the Joule losses relate to the plasma thermal energy. The kinetic energy of the most powerful flare is 10^{25} Joule. Less than 40 magnetic loops is required for the flare. If the plasma density in a magnetic loop is equal to 10^{17} m^{-3} , the Joule losses are capable to heat the plasma to a temperature of $1.5 \cdot 10^7 \text{ K}$. The electromotive force of the induction is 10^7 V and the exterior electromotive force potential equals approximately 10^6 V .

Подъем магнитных полей в виде петельных структур в верхние слои атмосферы Солнца приводит к формированию активных областей. В магнитных петлях текут электрические токи [2, 8, 16]. Наличие электрических токов в фотосфере активной области (АО) было доказано наблюдениями и показана их квазистационарность [8]. Значение плотности тока в отдельных петлях достигает $5 \cdot 10^4 \text{ A/км}^2$ [2].

Выносу магнитного поля на поверхность Солнца способствуют не только силы плавучести магнитных петель как более легких образований [19]. Здесь важное значение имеют конвекция, силы центрифуги [3, 15] и электродинамическая сила [4]. Электродинамическая сила равна

$$F_1 = \frac{I^2}{2} \frac{\partial L}{\partial l}, \quad (1)$$

где I — сила тока в контуре, L — коэффициент самоиндукции контура, l — геометрический параметр, который изменяется под действием силы. Сила F_1 пропорциональна квадрату полного тока в контуре и стремится увеличить индуктивность токового контура [1], а следовательно, и увеличить его геометрические размеры. Эта сила играет особенно важную роль в растягивании вышедших на поверхность магнитных петель. В стратифицированной атмосфере это приводит к вытягиванию магнитной петли в направлении меньшего давления.

Кроме того, давление плазмы внутри магнитной петли создает силу, направленную на растяжение петли, т.е. на увеличение ее длины. Силы растяжения магнитной петли могут быть уравновешены, в частности, если магнитная петля находится во внешнем магнитном поле, силовые линии которого перпендикулярны к плоскости петли [1]. На Солнце такие случаи маловероятны. Это значит, что на Солнце нет не растягивающихся со временем магнитных петель, если только в них течет электрический ток.

Скорость растягивания магнитной петли определяется величиной запятого в ней электрического тока. За исключением исследований [4, 16], ранее не принималось во внимание влияние изменения длины магнитной петли на изменение электрического тока в ней. Геометрия петель рассматривалась только с точки зрения создания условий, необходимых для пересоединения силовых линий магнитного поля, например во время вспышки. Процесс изменения электрических токов в магнитных полях в хромосфере и короне связывался с перемещением магнитных структур на уровне фотосферы в горизонтальной плоскости. В действительности роль изменения длины петель в изменении тока велика.

До тех пор, пока длина магнитной петли по каким-то причинам остается неизменной (индуктивность электрического контура постоянна), она не влияет на циркулирующий в контуре стационарный ток. Изменение электрического тока, циркулирующего в магнитной петле, за счет изменения ее индуктивности, т.е. увеличения ее длины, было исследовано в нашей работе [4].

Были проанализированы явления, сопровождающие процессы растягивания магнитной петли с продольным током. Получено решение уравнения, описывающего изменение тока при изменении индуктивности магнитного контура, а также при наличии активного сопротивления и сторонней электродвижущей силы (ЭДС).

Ниже мы продолжили исследование процессов, связанных с растягиванием магнитных петель с продольным током и влияние этого растяжения на изменение магнитной энергии электрических токов [4]. Результаты применены к анализу условий в солнечных вспышках.

1. ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ТОКА В МАГНИТНОЙ ПЕТЛЕ

В работе [4] получено решение

$$IL = I_0 L_0 f(t), \quad (2)$$

$$f(t) = a + (1 - a)e^{-Rt/L}, \quad (3)$$

где R — активное сопротивление плазмы магнитной петли, a — доля постоянного тока в контуре, связанная со сторонней электродвижущей силой, которая считается постоянной, $1 - a$ — величина тока, которая определяется изменением потока магнитной индукции в контуре. Индекс 0 относится к значениям параметров контура тока в момент времени $t = 0$.

Величина, на которую изменяется магнитная энергия токов в процессе растяжения магнитной петли, равна [4]

$$-\Delta W = \frac{I_0^2 L_0}{2} \left(\frac{L_0}{L} f^2(t) - 1 \right). \quad (4)$$

Скорость изменения магнитной энергии равна

$$-\frac{d}{dt} \Delta W = -\frac{I_0^2 L_0^2}{2L^2} f^2(t) \frac{dL}{dt} - \frac{I_0^2 L_0^2}{L} f(t)(1 - a) \frac{R}{L} e^{-Rt/L}. \quad (5)$$

Магнитная энергия токов включает три составляющие:

1) механическую работу dA/dt электродинамических сил (1), которые определяют кинетическую энергию движения плазмы в магнитной петле:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{I^2}{2} \frac{dL}{dt} = \frac{I_0^2 L_0^2}{2L^2} f^2(t) \frac{dL}{dt}. \quad (6)$$

Она создает неустойчивости плазмы и явления, связанные с ними. Наиболее масштабными являются магнитогидродинамические неустойчивости, связанные с макроскопическим перемещением больших участков плазмы. Энергетическим резервуаром для раскачки этих неустойчивостей служит энергия магнитного поля тока, текущего вдоль магнитной петли [6];

2) джоулево тепло dQ/dt в контуре тока:

$$\frac{dQ}{dt} = I^2 R = I_0^2 \frac{R}{L} \frac{L_0^2}{L} f^2(t); \quad (7)$$

3) работу сторонней ЭДС:

$$\frac{dP}{dt} = -UI = -I_0^2 \frac{R}{L} \frac{L_0^2}{L} a f(t). \quad (8)$$

Принято, что $R/L = R_0/L_0$, но в отдельности $R \neq R_0$ и $L \neq L_0$. Коэффициент самоиндукции и сопротивление токового контура равны [12]

$$L = 4\pi\mu r \left(\ln \frac{8r}{d} - 2 \right) + \pi\mu r, \quad (9)$$

$$R = \frac{4l}{\pi d^2} \rho, \quad (10)$$

где μ — магнитная проницаемость токового контура и окружающей плазмы (в дальнейшем принято $\mu = 1$), l , r и d — длина, радиус кривизны и диаметр магнитной петли соответственно, ρ — удельное сопротивление плазмы в магнитной петле.

Изменение этих видов энергий со временем при увеличении геометрических размеров индуктивности связано с уменьшением токов — электрические токи изменяются. В однородном квазилинейном проводнике переменный ток, в отличие от постоянного, распределяется неравномерно по сечению проводника. По мере изменения ток начинает концентрироваться на поверхности магнитной петли, и тем сильнее, чем больше скорость изменения тока. Концентрация тока на поверхности влечет за собой изменение самоиндукции и сопротивления проводника. В результате коэффициент самоиндукции определяется первым слагаемым в выражении (9). Площадь сечения контура (выражение (10)), по которому течет ток, уменьшается, и активное сопротивление увеличивается.

2. СКОРОСТЬ ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНОЙ ПЕТЛИ

Наиболее энергоемкими процессами на Солнце являются вспышки. Энерговыделение некоторых из них достигает 10^{25} Дж. Основная часть ее приходится на кинетическую энергию потоковых движений плазмы. Значительно меньшая ее часть выделяется в виде электромагнитного излучения [10]. Наблюдения с высоким пространственным и временным разрешением позволили установить, что вспышке предшествует всплытие из-под фотосферы нового магнитного потока в области уже существующего магнитного поля АО [20]. Вспышка располагается в окрестности области всплывающего потока [18, 20]. Кроме того, вспышке часто предшествует появление нового пятна или усиление пятен, ранее наблюдавшихся вблизи места появления вспышки [7]. Вспышка, как правило, имеет форму петель. Петельные структуры проявляются уже вскоре после начала вспышки, после того, как она достигает высоты 5000—10000 км [9, 13]. Петли могут появляться из небольшого участка хромосферы и увеличиваться в размере по высоте со скоростью 20—100 км/с. Движение их всегда направлено вверх от хромосферы. При этом размеры петель изменяются от 5000 до 40000 км [9, 13]. Некоторые из них, достигнув максимальных размеров, ослабевают по яркости без дальнейшего роста. Другие продолжают распространяться в корону, при этом их яркость тоже ослабевает [9]. Последующие наблюдения в H_α [21, 23] и в рентгеновских лучах [21] с высоким пространственным разрешением показали, что для вспышки характерно множество петельных образований. Диаметр поперечного сечения их составляет обычно несколько секунд дуги.

Ниже проведены исследования для отдельной магнитной петли, результаты которых применены к анализу вспышек. Принято, что радиус кривизны петли со временем увеличивается со скоростью v от начального значения r_0 до $r = r_0 + vt$. Предположение, что петля имеет форму окружности, позволяет наиболее просто оценить скорость изменения ее длины. Так как

вытягивание петли происходит вверх, то увеличение длины верхней части петли, в допущении, что только половина ее находится над поверхностью, равно

$$l \approx \pi r \approx \pi(r_0 + vt), \quad (11)$$

и скорость растягивания петли составляет

$$V \approx \frac{dl}{dt} \approx \pi v. \quad (12)$$

Геометрический размер индуктивности контура определяется выражением (11), в котором $\pi r_0 = l_0$ — его размер в момент времени $t = 0$.

Тем самым мы отождествили вспышечную петлю с индуктивным контуром.

Расчеты скорости изменения механической работы электродинамических сил, джоулева тепла и работы сторонней ЭДС были проведены на основании выражений (3), (6)—(8). Значения параметров, которые были использованы при расчетах, представлены в табл. 1. Плотность тока j_0 принята постоянной по сечению магнитной петли. Максимальная величина плотности тока в табл. 1 всего лишь в два раза превышает значения, которые получались из наблюдений поперечного поля при довольно низком пространственном разрешении [2, 3, 5, 8]. Скорость растягивания магнитной петли V (выражение (12)) соответствует в среднем скорости растяжения магнитных петель в начальной фазе развития вспышки [9, 13]. В соответствии с наблюдениями [9] нами принята длина магнитной петли в начальный момент времени $l_0 = 15000$ км, сечение петли считается круглым с постоянным диаметром $d = 2000$ км.

При изменении индуктивности электрический ток изменяется. Переменный ток, в отличие от постоянного, распределяется неравномерно по сечению проводника — ток сосредотачивается на поверхности петли. За характерное время изменения электрического тока принято время, в течение которого происходит растяжение вспышечной петли. Это позволило оценить толщину слоя магнитной петли, в котором концентрируется основная часть тока.

Достоверно нам не известна величина удельного сопротивления плазмы в петле. Но наблюдаемые быстрые изменения магнитных полей и электрических токов [2, 3, 22] дают основание полагать, что оно значительно больше того, которое вытекает из теории парных столкновений. Величина $\rho = 0.09$ Ом·м отвечает удельному сопротивлению нижней хромосферы [17].

Результаты вычислений позволили установить влияние каждого из параметров табл. 1 на изменение $A \equiv dA/dt$, $\dot{Q} \equiv dQ/dt$ и $\dot{P} \equiv dP/dt$. Пример изменения со временем этих величин приведен на рис. 1.

Значения A , \dot{Q} и \dot{P} пропорциональны квадрату полного тока в магнитной петле. Они сильно зависят от изменения скорости растяжения магнитной петли V . Особенно велико ее влияние на A в начальный период времени, причем, чем больше скорость, тем быстрее уменьшается A . В

Таблица 1. Значения параметров, используемых при вычислениях

$j_0, \text{A/км}^2$	$\rho, \text{Ом}\cdot\text{м}$	a	$V, \text{км/с}$	$t, \text{с}$
10^3	9.0	0.1	25	500
10^4	0.90	0.5	50	1000
10^5	0.09	0.7	100	5000

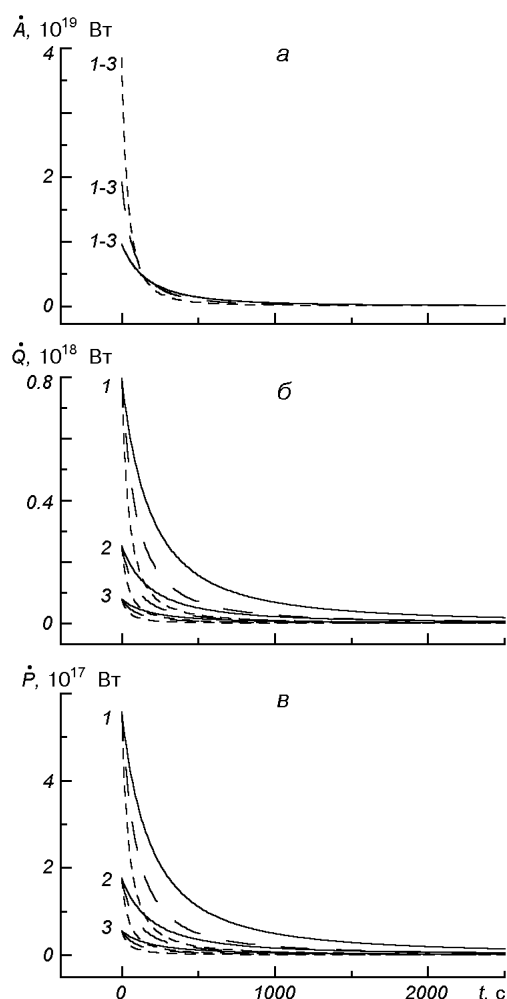


Рис. 1. Скорости изменения механической работы A электродинамических сил, джоулева тепла Q и модуля работы сторонней ЭДС P при плотности тока $j_0 = 10^5 \text{ А/км}^2$, $a = 0.7$ и разных значениях скорости растяжения петли: 25 км/с (сплошные линии), 50 км/с (длинные штрихи), 100 км/с (короткие штрихи). Цифрами 1, 2, 3 обозначены удельные сопротивления ρ плазмы в магнитной петле 9.0, 0.9 и 0.09 Ом·м соответственно

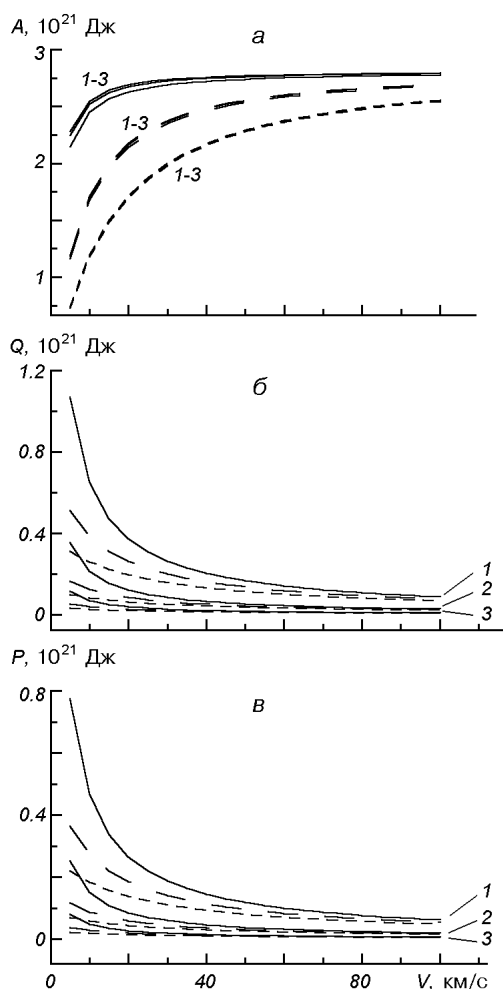
последующем уменьшение \dot{A} слабо зависит от величины скорости. Уменьшение \dot{Q} и \dot{P} с увеличением скорости происходит примерно одинаково. Более медленное уменьшение отвечает меньшей скорости растяжения петли. Параметр a в основном влияет на \dot{P} и слабо сказывается на \dot{A} и \dot{Q} . При увеличении a значения \dot{A} и \dot{Q} увеличиваются незначительно, а \dot{P} увеличивается почти линейно.

Удельное сопротивление плазмы ρ в пределах значений, приведенных в табл. 1, практически не влияет на изменение \dot{A} , в то же время на \dot{Q} и \dot{P} сказывается значительно, хотя оно мало по сравнению с ролью скорости V . Это видно на рис. 1. В целом \dot{Q} и \dot{P} убывают тем медленнее, чем меньше удельное сопротивление.

3. ВОЗМОЖНОЕ СООТВЕТСТВИЕ МЕЖДУ МАГНИТНОЙ И ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЯМИ

Величины \dot{A} , \dot{Q} и \dot{P} были проинтегрированы по времени. Изменения A , Q и P в зависимости от скорости растяжения магнитной петли V приведены на рис. 2. Механическая работа A электродинамических сил увеличивается с увеличением скорости растяжения магнитной петли. Удельное сопротивление, как и следовало ожидать (рис. 1), слабо влияет на изменение A . Величина работы тем больше, чем больше время растяжения магнитной

Рис. 2. Изменение механической работы A электродинамических сил, джоуля тепла Q и модуля работы сторонней ЭДС P в зависимости от скорости растяжения магнитной петли V при плотности тока $j_0 = 10^5$ А/км², $a = 0.7$ и разных значениях времени t растяжения петли: 5000 с (сплошные линии), 1000 с (длинные штрихи) и 500 с (короткие штрихи). Цифрами 1, 2, 3 обозначены удельные сопротивления ρ плазмы в магнитной петле 9.0, 0.9 и 0.09 Ом·м соответственно



петли. С увеличением скорости уменьшается влияние времени растяжения магнитной петли. Выделение тепла Q и работа ЭДС P с увеличением скорости уменьшаются и тем быстрее, чем больше время растяжения петли. Величины Q и P существенно зависят от удельного сопротивления. С увеличением скорости растяжения магнитной петли они убывают тем быстрее, чем больше удельное сопротивление плазмы.

Результаты вычислений A , Q , P для магнитной петли при различных значениях плотности тока и удельного сопротивления плазмы и при $V = 50$ км/с, $t = 1000$ с, $a = 0.7$, $l_0 = 15000$ км и $d = 2000$ км приведены в табл. 2. Видно, что $A = 2.6 \cdot 10^{23}$ Дж, $Q = 4.3 \cdot 10^{21}$ Дж, $P = 3.0 \cdot 10^{21}$ Дж при плотности тока $j_0 = 10^5$ А/км². Выделяющаяся энергия за время развития самых сильных вспышек достигает 10^{25} Дж. Поэтому, чтобы обеспечить энергетические расходы АО, за время такой вспышки должно быть не более 40 магнитных петель с такими значениями параметров. Электрический ток с равномерным распределением по сечению плотности тока $j_0 = 10^5$ А/км² создает на периферии магнитной петли индукцию магнитного поля $H \approx 60$ мТл. У появляющегося малого пятна индукция поля составляет не менее 150 мТл [11]. Отсюда следует, что максимальную величину тока в поднимающейся магнитной петле можно даже несколько увеличить. Необходимая величина плотности тока $j_0 = 10^5$ А/км² получается несколько большей той, которая следует из наблюдений с довольно низким простран-

Таблица 2. Данные вычислений A , Q , P для отдельной магнитной петли при $V = 50$ км/с, $t = 1000$ с, $a = 0.7$, $l_0 = 15000$ км и $d = 2000$ км

j_0 , А/км ²	A, 10 ²⁰ Дж			Q, 10 ¹⁸ Дж			P, 10 ¹⁸ Дж		
	ρ (Ом·м) = 9.0	0.9	0.09	9.0	0.9	0.09	9.0	0.9	0.09
10 ³	0.25	0.26	0.26	1.4	0.43	0.14	0.96	0.30	0.096
10 ⁴	25	26	26	140	43	14	96	30	9.6
10 ⁵	2500	2600	2600	14000	4300	1400	9600	3000	960

ственным разрешением. Однако в этом, возможно, нет ничего неестественного, так как вспышки с таким энерговыделением — явление чрезвычайно редкое. И наблюдательных данных в этом плане явно недостаточно.

Из выражений (2), (3) и (7) следует, что джоулевы потери определяются полным током и включают постоянную составляющую тока, связанную со сторонней ЭДС, и переменную, связанную с ЭДС индукции, которая уменьшается со временем.

Выделяющееся джоулево тепло идет на повышение тепловой энергии плазмы. Для оценки температуры плазмы в магнитной петле приравняем тепловую энергию к джоулевым потерям. Тогда с учетом (11) и (12) имеем

$$Q \approx \frac{\pi}{4} d^2 nkT(l_0 + Vt), \quad (13)$$

где k — постоянная Больцмана.

По наблюдениям в X-лучах концентрация электронов плазмы во вспышечных петлях равна $n \approx 5 \cdot 10^{16} \dots 10^{17} \text{ м}^{-3}$ [14]. Из (13) при $Q = 4.3 \cdot 10^{21}$ Дж и соответствующих значениях остальных параметров находим, что $T \approx 1.5 \cdot 10^7$ К. Вполне возможно, что джоулевых потерь достаточно для нагрева плазмы в петлях до наблюдаемых во время вспышек температур ($T \approx 1.5 \cdot 10^7$ К). Наблюдения показывают, что вспышки с тепловой X-эмиссией не такое уж редкое явление [14]. Удельное сопротивление плазмы $\rho = 0.9$ Ом·м примерно на порядок выше величины его в области температурного минимума [17]. Увеличение сопротивления может быть вызвано магнитогидродинамическими неустойчивостями плазмы, резервуаром для раскачки которых служит энергия магнитного поля продольного тока в петле. Кроме того, при растяжении магнитной петли электрический ток изменяется. Изменяющийся во времени ток стремится концентрироваться на периферии магнитной петли, что влечет за собой увеличение сопротивления токового контура. При этом процесс пересоединения силовых линий магнитного поля при растягивании магнитной петли не исключается. Напротив, выход магнитной петли и ее растяжение будут только способствовать процессу пересоединения силовых линий.

Выражения (7) и (8) позволяют непосредственно определить ЭДС индукции, связанную с изменением (из-за диссипативных процессов) потока магнитной индукции через изменяющийся токовый контур. С учетом (2) и (3) она равна

$$U_{\text{инд}} = \frac{1}{I} \left(\frac{dQ}{dt} + \frac{dP}{dt} \right) = I_0 \frac{R}{L} L_0 (1 - a) e^{-Rt/L}. \quad (14)$$

Величина $1 - a$ определяет долю тока, который создается за счет ЭДС индукции. Как видно из выражения (14), величина $U_{\text{инд}}$ уменьшается со временем по экспоненте, и тем быстрее, чем больше R/L . Учитывая то, что изменяющийся ток концентрируется на периферии магнитной петли, на основании (9), (10) и (14) находим $U_{\text{инд}} \approx 9.3 \cdot 10^6$ В.

Сторонняя ЭДС U связана с \dot{P} , и на основании (2) и (3) определяется выражением

$$U = \frac{1}{I} \frac{dP}{dt} \approx -I_0 R_0 a. \quad (15)$$

Она поддерживается постоянной и создает в контуре долю a от общей величины тока.

Так как сторонняя ЭДС U должна оставаться постоянной во время всего процесса увеличения индуктивности, то можно полагать, что вдоль токового контура сохраняется связанная с ней разность потенциалов. Подставляя в (15) необходимые значения, находим разность потенциалов. При $j_0 = 10^5 \text{ А/км}^2$, $\rho = 0.9 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ и $a = 0.7$ разность потенциалов $U = 10^6 \text{ В}$. Она в данном случае не зависит от тех процессов, которые изменяют индуктивность магнитной петли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электродинамическая сила в магнитной петле с продольным током всегда направлена таким образом, что она стремится увеличить индуктивность системы — растянуть магнитную петлю. В стратифицированной атмосфере растяжение увеличивается в направлении меньшего давления, что способствует выносу магнитного поля на поверхность Солнца. Скорость растяжения магнитной петли определяется величиной запасенного в ней электрического тока. Показано, что увеличение индуктивности токового контура — длины магнитной петли с током — приводит к уменьшению тока в петле. В результате магнитная энергия токов уменьшается. Величина убывающей магнитной энергии токов включает:

1) механическую работу электродинамической силы, которая определяет кинетическую энергию движения плазмы в магнитной петле. Магнитная энергия токов создает неустойчивости плазмы и явления, связанные с ними. Наиболее масштабными являются магнитогидродинамические неустойчивости. Они связаны с макроскопическим перемещением больших участков плазмы;

2) выделение джоулева тепла в контуре тока (магнитной петле);

3) совершение работы сторонней ЭДС.

По мере изменения ток начинает концентрироваться на поверхности магнитной петли, и тем сильнее, чем больше скорость изменения тока. Переменный ток, в отличие от постоянного, распределяется неравномерно по сечению проводника. Концентрация тока на поверхности влечет за собой изменение самоиндукции и сопротивления проводника. Раскачка неустойчивости плазмы приводит также к увеличению ее удельного сопротивления. Результаты применены к анализу развития вспышек.

Магнитные петли с продольным током мы поставили в соответствие вспышечным петлям. Работа электродинамической силы была отнесена к кинетической энергии потоковых движений вспышечной плазмы, а джоулевы потери — к тепловой энергии плазмы. При значениях $j_0 = 10^5 \text{ А/км}^2$, $\rho = 0.9 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $a = 0.7$, $V = 50 \text{ км/с}$ и $t = 1000 \text{ с}$ для одной магнитной петли работа электродинамической силы составляет $A = 2.6 \cdot 10^{23} \text{ Дж}$ и джоулевы потери $Q = 4.3 \cdot 10^{21} \text{ Дж}$. Для энергии в 10^{25} Дж , которая выделяется за время самой мощной вспышки в виде кинетической энергии потоковых движений плазмы, необходимо менее 40 магнитных петель. При плотности плазмы в магнитной петле $n \approx 10^{17} \text{ м}^{-3}$ [14] джоулевы потери способны вызвать нагрев плазмы до температуры $T \approx 1.5 \cdot 10^7 \text{ К}$. Вспышки с тепловой X-эмиссией, отвечающей температуре $T \approx 1.5 \cdot 10^7 \text{ К}$ и более, явление не так уж и редкое [14].

Уменьшение магнитного потока индукции через изменяющийся токовый контур создает электродвижущую силу индукции $U_{\text{инд}}$. Ее значение достигает порядка 10^7 В. Сторонняя ЭДС U является величиной постоянной. Она не зависит от процессов, которые меняют индуктивность магнитной петли. Разность потенциалов $U \approx 10^6$ В. Она направлена вдоль магнитной петли. ЭДС индукции $U_{\text{инд}}$ и разность потенциалов U могут приводить к ускорению заряженных частиц.

Итак, выход магнитных петель с продольным током на поверхность Солнца приводит к процессам, которые обеспечивают выделение энергии, соответствующее вспышке. Исключительно важным фактором здесь является величина тока в выходящей магнитной петле. При этом процесс пересоединения силовых линий в результате растяжения магнитных петель и следствия, связанные с этим, не исключаются.

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. — М.: Физматгиз, 1961.—468 с.
2. Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Сер. Астрономия.—1987.—34.—С. 6—77.—
3. Гопасюк С. И. Магнитные поля Солнца и звезд // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1998.—94.—С. 98—109.
4. Гопасюк С. И., Гопасюк О. С. Динамические явления в активных областях Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 4.—С.
5. Зверева А. М., Северный А. Б. Магнитные поля и протонные вспышки 7 июля и 2 сентября 1966 года // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1970.—41—42.—С. 97—157.
6. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.—238 с.
7. Огирь М. Б., Шапошникова Е. Ф. О связи возникновения мощных вспышек с появлением и усилением пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1965.—34.—С. 272—277.
8. Северный А. Б. Исследования магнитного поля и электрических токов униполярных солнечных пятен // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1965.—33.—С. 34—79.
9. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки. — М.: Мир, 1966.—426 с.
10. Сомов Б. В. Проблемы физики солнечных вспышек // Проблемы солнечных вспышек.—1983.—№ 1.—С. 5—51.
11. Стешенко Н. В. Магнитные поля мелких солнечных пятен и пор // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1967.—37.—С. 21—28.
12. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: ГИТТЛ, 1956.—620 с.
13. Bruzek A. On the association between loop prominences and flare // Astrophys. J.—1964.—140, N 2.—P. 746—759.
14. Dennis B. R. Solar flare hard X-ray observations // Solar Phys.—1988.—118, N1/2.—P. 49—94.
15. Gopasyuk S. I. Velocity field and some aspects of solar activity // Proc. 10th European Regional Astronomy Meeting of the IAU, August 24—29, 1987. 1. The Sun / Eds L. Heina, M. Sobotka. — Praha, 1987.—P. 137—145.—(Publ. Astron. Inst. Czech., N 66).
16. Gopasyuk S. I. Filling of magnetic loops by an electric current // IAU colloq. 144 Solar Coronal Structures / Eds V. Rusin, P. Heinzel, J. C. Vial. — Bratislava: VEDA Publ. Company, 1994.—P. 211—213.
17. Kopecky M. The distribution of electric conductivity and its gradients in the photospheric layers of an active region // Bull. Astron. Inst. Czech.—1971.—22, N 6.—P. 343—346.
18. Martin S. F., Dezso L., Antalova A., et al. Emerging magnetic flux, flares and filaments — FBS interval 16—23 June 1980 // Adv. Space Res.—1983.—2, N 11.—P. 39—51.
19. Parker E. N. The formation of sunspots from the solar toroidal field // Astrophys. J.—1955.—121, N 2.—P. 491—507.
20. Rust D. M. An active role for magnetic fields in solar flares // Solar Phys.—1976.—47, N 1.—P. 21—40.
21. Schmieder B., Heinzel P., Wiik J. E., et al. Relation between cool and hot post-flare loops of 26 June 1992 derived from Optical and X-ray (SXT-Yohkoh) observations // Solar Phys.—1995.—156, N 2.—P. 337—361.
22. Simon G. W., Wilson P. R. Flux changes in small magnetic regions. II. Further observations and analysis // Astrophys. J.—1985.—295, N 1.—P. 241—257.
23. van Driel-Gesztelyi, Wiik J. E., Schmieder B., et al. Post flare loops of 26 June 1992. IV. Formation and expansion of hot and cool loops // Solar Phys.—1997.—174, N 1-2.—P. 151—162.

Поступила в редакцию 12.05.03