

УДК 523.985-77-58

МИКРОВСПЫШКИ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ ПЯТИМИНУТНЫМИ ФОТОСФЕРНЫМИ ОСЦИЛЛЯЦИЯМИ

*В. В. Зайцев*¹, *К. Г. Кислякова*²

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

² Институт космических исследований, г. Грац, Австрия

Рассмотрено возникновение микровспышек в солнечной короне во время пятиминутных осцилляций скорости фотосферной конвекции. Осцилляции скорости фотосферной конвекции приводят к осцилляциям электрического тока, текущего вдоль петли; осцилляции электрического тока приводят, в свою очередь, к генерации индукционного электрического поля, ускоряющего частицы. Максимальные потоки ускоренных частиц возникают вблизи вершины корональной магнитной петли, где максимально отношение ускоряющего электрического поля к полю Драйзера. В работе вычислена функция нагрева, обусловленная испарением горячей хромосферной плазмы, возникающей в результате взаимодействия ускоренных частиц с хромосферными основаниями петли. Также определена энергия микровспышек и квазистационарная температура плазмы в петле, и её зависимость от амплитуды скорости в пятиминутных фотосферных колебаниях.

ВВЕДЕНИЕ

При решении проблемы нагрева солнечной и звёздных корон важная роль отводится поиску источника энергии для нагрева. Оптическое излучение фотосферы не может нагреть корону до температур порядка нескольких миллионов градусов, поскольку температура фотосферы около 6 тысяч градусов. С другой стороны, радиационные потери из самой короны весьма велики и для поддержания короны в квазистационарном состоянии необходимо, чтобы в ней существовали достаточно мощные источники нагрева, восполняющие эти потери. При этом понятие корональной температуры несколько условно, поскольку корона крайне неоднородна. Она, как правило, состоит из множества корональных магнитных петель, температура и концентрация плазмы в которых могут заметно отличаться от соответствующих значений в пространстве между петлями. Кроме того, процессы энерговыделения и другие активные процессы довольно часто происходят именно внутри корональных магнитных петель, поэтому и проблему нагрева корональной плазмы также целесообразно рассматривать в тесной связи с проблемой нагрева петель. Поэтому в дальнейшем мы для простоты будем рассматривать проблему нагрева корональной плазмы на примере нагрева корональных магнитных петель, оставляя за рамками рассмотрения вопросы энергообмена между петлями и окружающей плазмой. Мы будем рассматривать квазистационарные магнитные петли, которые существуют на интервалах времени порядка нескольких часов. Сюда не входят так называемые простые вспышечные петли, которые могут спорадически нагреваться до температур в несколько десятков миллионов градусов за счёт энерговыделения во время солнечных вспышек.

Один из возможных путей нагрева — это нагрев волнами, которые возбуждаются, например, за счёт фотосферной конвекции, проникают в корону и, диссипируя, греют её. В применении к Солнцу рассматривалась возможность нагрева альвеновскими волнами [1]. Нагрев медленными магнитозвуковыми волнами был исследован в работе [2]. В качестве других возможных причин нагрева рассматривалась омическая диссипация электрических токов, текущих внутри петли [3, 4], а также нагрев микровспышками [5–7].

Микровспышки могут возникать, например, в результате тиринг-неустойчивости [5] или процессов магнитного пересоединения [6, 7]. Необходимо заметить, что при средней энергии микровспышек порядка 10^{26} эрг они должны происходить в магнитной петле достаточно часто (с периодом порядка 100 с), чтобы скомпенсировать потери на оптическое излучение.

В работе [8] была показана корреляция квазипериодических изменений электрического тока в корональных магнитных петлях с пятиминутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции. В настоящей работе будет показано, что квазипериодические изменения тока, вызванные пятиминутными колебаниями, сопровождаются генерацией индукционного электрического поля, что приводит к периодическому ускорению частиц с периодом, приблизительно равным половине периода пятиминутных колебаний. Ускоренные частицы, сталкиваясь с плазмой, отдают ей свою энергию, что приводит к нагреву корональных магнитных петель и поддержанию относительно высокой температуры в течение длительного времени. Этот процесс можно рассматривать как нагрев корональных магнитных петель микровспышками, инициированными пятиминутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции. В работе будет вычислена усреднённая функция нагрева плазмы в корональных магнитных петлях, а также соответствующие значения температур в зависимости от амплитуды осцилляций скорости в пятиминутных фотосферных колебаниях.

1. МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ ПЯТИМИНУТНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Вследствие фотосферной конвекции в основаниях корональной магнитной петли возникает электродвижущая сила, генерирующая в петле электрический ток, который течёт от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и замыкается в верхних слоях фотосферы. Таким образом, корональная магнитная петля представляет собой эквивалентный электрический контур, собственная частота которого ν_{RLC} оказывается пропорциональной величине электрического тока, $\nu_{\text{RLC}} \propto I_s$ и заключена обычно в пределах $10^{-3} \div 10^{-1}$ Гц. Константа в формуле для частоты зависит от концентрации плазмы и геометрических размеров петли, а ток I_s , протекающий через поперечное сечение магнитной петли, определяется скоростью конвекции, магнитным полем и степенью ионизации плазмы в фотосферных основаниях петли (более подробно см. [9]). При типичных скоростях конвекции и параметрах магнитных петель электрические токи могут достигать $10^{10} \div 10^{12}$ А [9]. Собственные колебания эквивалентного электрического контура модулируют магнитное поле и тем самым модулируют микроволновое излучение, генерируемое в корональной магнитной петле.

Эту модуляцию можно выделить и определить по частоте модуляции величину электрического тока, а также характер его изменения во времени. Одной из причин изменения среднего электрического тока являются пятиминутные осцилляции скорости фотосферной конвекции, которые вызывают периодические изменения величины электродвижущей силы в основаниях корональной магнитной петли и, в конечном итоге, являются причиной периодического изменения частоты модуляции микроволнового излучения. Один из примеров такой модуляции для частот 1; 2 и 3,75 ГГц приведён на рис. 1. Мы использовали данные радиогелиографа «Нобейма», относящиеся к регистрации вспышек. В указанном режиме радиогелиограф определял структуру источника радиоизлучения, и мы были уверены, что источниками во всех исследованных нами случаях были корональные магнитные петли. Кроме того, в этом режиме радиогелиограф имеет наилучшее временное разрешение 0,1 с. Во всех исследованных событиях мы обнаружили наличие низкочастотной модуляции интенсивности с характерными частотами порядка 10^{-2} Гц, что может свидетельствовать о возбуждении собственных колебаний магнитной петли с током как

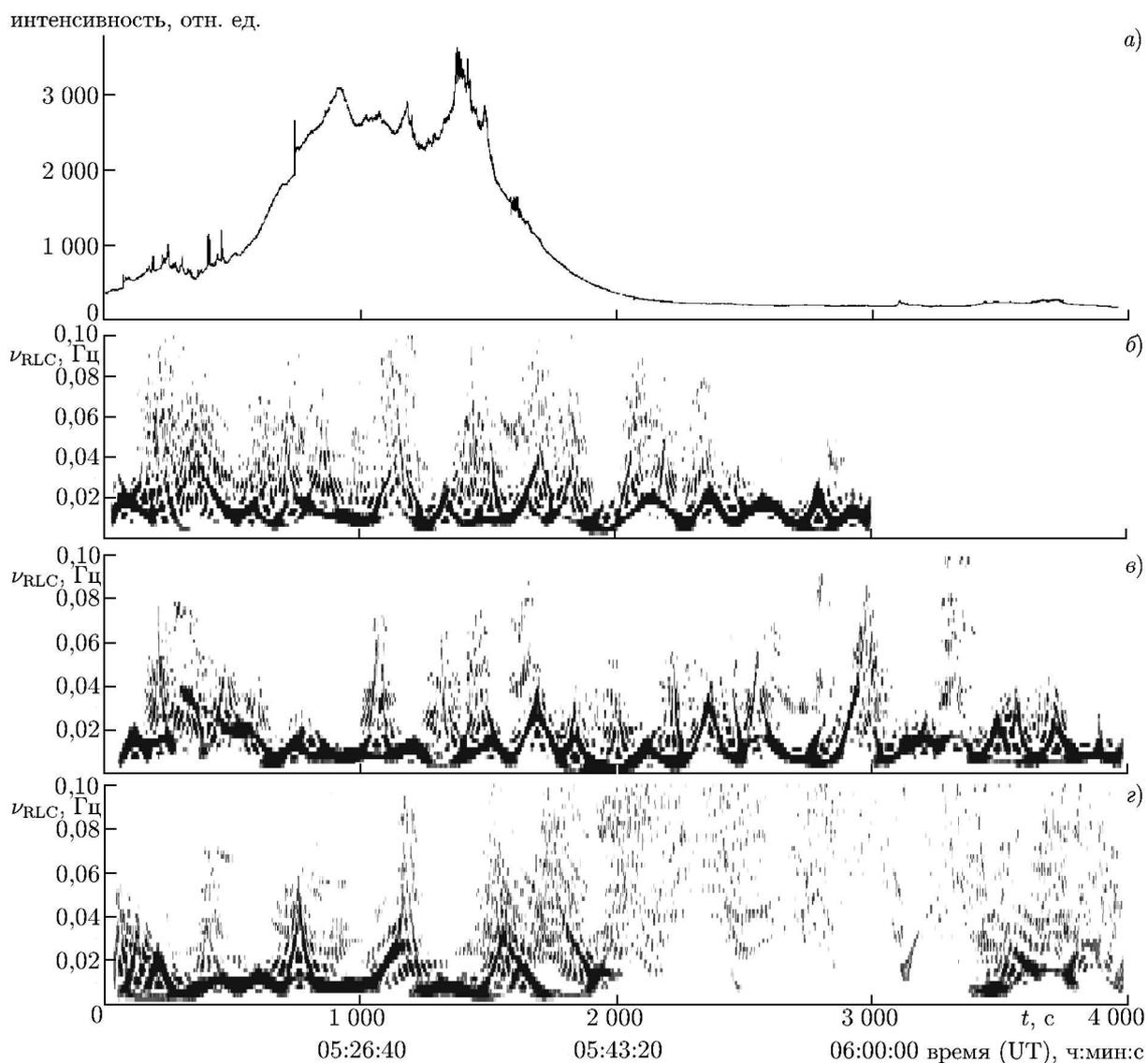


Рис. 1. Событие 10.04.2001. Интенсивность микроволнового излучения на частоте 2 ГГц по наблюдениям спектрополяриметра «Нобейма» (а) и спектры низкочастотной модуляции микроволнового излучения на частотах 1 ГГц (б), 2 ГГц (в) и 3,75 ГГц (г), полученные с использованием преобразования Вигнера–Виля

эквивалентного электрического контура. Кроме того, частота модуляции оказывается, в свою очередь, промодулированной с характерными частотами колебаний скорости фотосферной конвекции. Это свидетельствует о том, что фотосферные осцилляции модулируют электрический ток в магнитной петле. Последнее обстоятельство для нас является наиболее существенным, поскольку с этой модуляцией мы связываем появление индукционного электрического поля и ускорение частиц. Характерно, что указанная модуляция существует также и в периоды времени, когда микроволновое излучение, связанное со вспышечным процессом, отсутствует (примеры таких событий приведены в работе [8]), т. е. модуляция не инициируется солнечной вспышкой, а связана, по-видимому, с другими причинами, в частности, с осцилляциями скорости фотосферной конвекции.

Нами были исследованы шесть аналогичных событий, относящихся к различным периодам

Таблица 1

Частота, ГГц	30.03.2011, 05:14 UT	02.11.1992, 02:49 UT	02.11.1992, 04:09 UT	29.05.2003, 01:01 UT	10.04.2001, 05:32 UT	01.09.2001, 23:15 UT
1,00	Средний период около 50 с, минимальный — 7 с.	Средний период около 100 с, минимальный — 10 с.	Средний период около 25 с, минимальный — 10 с.	Характерный период около 50÷100 с, минимальный — 7 с.	Средний период около 200 с, минимальный — 33 с.	Средний период около 200 с, минимальный — 100 с.
2,00	Средний период около 50 с, минимальный — 7 с.	Средний период около 50 с, минимальный — 8 с.	Средний период около 25 с, минимальный — 10 с.	Характерный период около 150÷250 с, минимальный — 7 с.	Характерный период около 200 с, минимальный — 25 с.	Характерный период около 200÷250 с, минимальный — 5 с.
3,75	Средний период около 75 с, минимальный — 7 с.	Средний период около 50 с, минимальный — 10 с.	Средний период около 25 с, минимальный — 10 с.	Средний период около 100 с, минимальный — 12 с.	Период изменяется от 150 до 300 с, минимальный — 40 с.	Средний период около 200÷250 с, минимальный — 70 с.

(1992, 2001, 2003 и 2011 годы) и проявляющихся на различных частотах (1; 2; 3,75; 9,4; 11; 17 и 35 ГГц). Это свидетельствует о том, что указанное явление носит достаточно общий характер. Во всех событиях радиоизлучение наблюдалось с помощью радиогелиографа «Нобеяма», пространственное разрешение которого позволило идентифицировать в качестве источников радиоизлучения именно корональные магнитные петли.

В табл. 1 приведены значения средних и минимальных периодов в спектрах низкочастотной модуляции для радиоизлучения на частотах 1; 2 и 3,75 ГГц.

Отметим, что приблизительно в половине случаев характерный «период» повторения вариаций частоты модуляции микроволнового излучения составляет 100÷300 с, что приблизительно совпадает с интервалом наблюдаемых периодов пятиминутных осцилляций скорости фотосферной конвекции (150÷400 с, [10]). В этом случае можно предположить, что периодические вариации частоты модуляции обусловлены пятиминутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции. В остальных случаях период вариации частоты модуляции составляет 25÷75 с, что может быть связано с альвеновскими волнами или кинк-осцилляциями корональных магнитных петель [11], возбуждаемыми фотосферной конвекцией или в результате вспышечного энерговыделения.

2. ГЕНЕРАЦИЯ ИНДУКЦИОННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Приведённые примеры свидетельствуют о том, что пятиминутные осцилляции скорости фотосферной конвекции могут приводить к колебаниям полного электрического тока, протекающего через поперечное сечение корональной магнитной петли, поскольку нижняя граница характерных частот модуляции (порядка 10^{-2} Гц) совпадает с частотами собственных колебаний корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура. В этом случае нижняя граница частоты модуляции будет определяться величиной среднего тока в корональной магнитной петле, а вариации частоты модуляции — осцилляциями тока под действием осцилляций скорости фотосферной конвекции, модулирующих электродвижущую силу в основании корональной магнитной

петли. Модуляция электрического тока, в свою очередь, приводит к генерации индукционного электрического поля, которое направлено вдоль оси магнитной петли, т. е. имеет отличную от нуля проекцию на полное магнитное поле и, следовательно, может ускорять частицы. Циркуляция индукционного электрического поля определяется уравнением

$$\oint E_s ds = -\frac{L}{c^2} \frac{\partial I_s}{\partial t}, \quad (1)$$

где s — координата вдоль оси петли, L — индуктивность петли, I_s — электрический ток через поперечное сечение петли, t — время. Интегрирование ведётся по корональной части петли и по области замыкания тока под фотосферой. Медленные изменения (за время, большее периода собственных колебаний петли как эквивалентного электрического контура) тока в петле описываются уравнением

$$\frac{L}{c^2} \frac{\partial I_s}{\partial t} + RI_s = \Xi(I_s), \quad (2)$$

где R — эффективное сопротивление петли, Ξ — электродвижущая сила, обусловленная фотосферной конвекцией

$$\Xi = \frac{l_1}{\pi c r_1^2} \int_0^{r_1} V_r B_\varphi 2\pi r dr \approx \frac{|\bar{V}_r| I_s l_1}{c^2 r_1}. \quad (3)$$

В (3) l_1 и r_1 — интервал высот в основании петли, в котором сосредоточена фотосферная ЭДС, и радиус магнитной трубки в этой области соответственно, \bar{V}_r — усреднённая по сечению трубки радиальная составляющая скорости фотосферной конвекции, B_φ — азимутальная компонента магнитного поля в трубке, определяемая величиной электрического тока I_s . Предположим, что вследствие пятиминутных фотосферных осцилляций скорость фотосферной конвекции колеблется около среднего значения по закону $|V_r| = V_0 + V_\approx \sin(\omega_5 t)$, причём для простоты будем считать, что $|V_\approx| \ll |V_0|$. Тогда возникнут вынужденные осцилляции тока, текущего вдоль петли: $I_s = I_0 + I_\approx$, амплитуда которых даётся формулой

$$\frac{I_\approx^m}{I_0} \approx \frac{l_1 V_\approx}{\omega_5 L r_1}. \quad (4)$$

Интервал высот l_1 обычно простирается примерно от нижних слоёв фотосферы до переходной области между фотосферой и хромосферой и имеет величину порядка $h = 500 \div 1000$ км.

Если характерное время изменения скорости много меньше времени установления тока в цепи, т. е. $2\pi/\omega_5 \ll L/(c^2 R)$, то изменением среднего тока I_0 в процессе осцилляций скорости конвекции можно пренебречь. Тогда из (1) получим

$$\oint E_s ds = -\frac{V_\approx l_1 I_0}{c^2 r_1} \cos(\omega_5 t). \quad (5)$$

Обозначая через \mathcal{L} длину контура интегрирования, получим из (5) среднее по длине петли значение электрического поля индукции, возникающего в корональной магнитной петле в результате изменения электродвижущей силы:

$$E_s = -\frac{V_\approx l_1 I_0}{c^2 r_1 \mathcal{L}} \cos(\omega_5 t) = -E_0 \cos(\omega_5 t), \quad (6)$$

где $E_0 = V_\approx l_1 I_0 / (c^2 r_1 \mathcal{L})$ — амплитуда электрического поля, генерируемого фотосферными осцилляциями.

3. УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭНЕРГЕТИКА МИКРОВСПЫШЕК

Индукционное электрическое поле (6) приводит к ускорению (убеганию) некоторой части электронов плазмы, скорости которых удовлетворяют условию $V > (E_D/E_s)^{1/2} V_{Te}$, где $E_D = e\Lambda\omega_p^2/V_{Te}^2$ — поле Драйсера, Λ — кулоновский логарифм, ω_p — ленгмюровская частота электронов, $V_{Te} = (k_B T/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, k_B — постоянная Больцмана, T и m_e — температура и масса электронов соответственно. В случае субдрайсеровских полей, когда $y = E_D/E_0 \gg 1$, кинетическая теория даёт следующую формулу для скорости образования убегающих электронов в единице объёма [12]:

$$\dot{n}_s = 0,35n\nu_{ei}y^{3/8} \exp\left(-\sqrt{\frac{2y}{|\cos(\omega_5 t)|}} - \frac{y}{4|\cos(\omega_5 t)|}\right), \quad (7)$$

где $\nu_{ei}[\text{Гц}^{-1}] = 5,5n[\text{см}^{-3}]\Lambda/(T[\text{К}])^{3/2}$ — эффективная частота электронно-ионных столкновений, n — концентрация электронов в плазме.

Потоки ускоренных электронов возрастают при увеличении отношения ускоряющего электрического поля к полю Драйсера. Поле Драйсера $E_D[\text{В/см}] = 6 \cdot 10^{-8}n[\text{см}^{-3}]/T[\text{К}]$ в корональных магнитных петлях минимально в вершине петли, поскольку в вершине минимальна концентрация плазмы и максимальна температура. Поэтому в вершине петли существуют более благоприятные условия для убегания электронов по сравнению с другими частями петли. Это означает, что индукционное электрическое поле создаёт наибольшие потоки ускоренных электронов из вершины петли, а вклад оснований петли в общую энергетику ускоренных электронов может быть относительно малым. В общем случае для определения полной энергии ускоренных электронов необходимо учитывать неоднородное распределение концентрации и температуры плазмы по длине петли. Для низко лежащих петель, высота которых ниже корональной шкалы высот, равной приблизительно 80 000 км, давление внутри петли $p = 2nk_B T$ можно считать постоянным. В этом случае распределение температуры вдоль петли находится из уравнения [10]:

$$T^2 \frac{dT}{ds} = \left(\frac{p^2 \chi_0}{2k_B^2 \kappa_e}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{T^{5/2}}{T_1^{5/2}}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

где $\kappa_e = 0,92 \cdot 10^{-6}$ эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-1}$ \cdot К $^{-7/2}$ — коэффициент в определении электронной теплопроводности $\kappa_e T^{5/2}$, s — координата вдоль петли. Потери на оптическое излучение из плазмы при получении уравнения (8) аппроксимируются функцией $n^2 \chi_0 T^{-1/2}$ эрг \cdot см $^{-3}$ \cdot с $^{-1}$, $\chi_0 = 10^{-19}$ в интервале температур $10^5 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}$ [10].

Из уравнения (8) следует, что температура в петле возрастает от оснований к вершине, достигая в вершине максимального значения T_1 , которое при заданном давлении в петле зависит от функции нагрева H , т. е. от количества энергии, выделяемой в единице объёма петли и в единицу времени. Эта величина определяется конкретным механизмом нагрева, и от неё зависит температура в вершине петли:

$$T_1 = \left(\frac{7p^2 \chi_0}{8k_B^2 H}\right)^{2/5}. \quad (9)$$

Концентрация плазмы минимальна в вершине петли и возрастает к основаниям петли как

$$n(s) = n_1 \frac{T_1}{T(s)}. \quad (10)$$

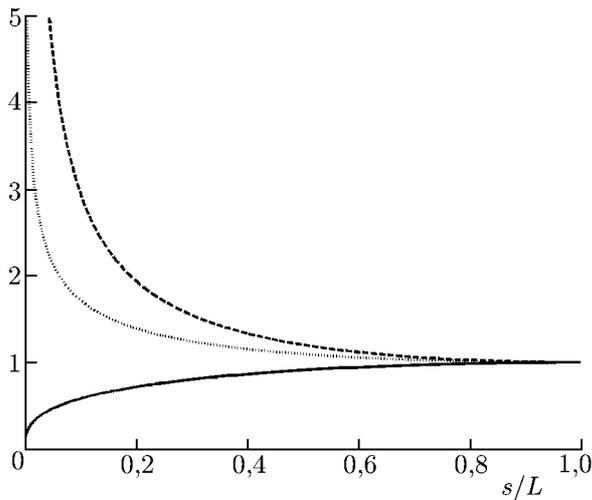


Рис. 2. Зависимости температуры (сплошная линия), концентрации плазмы (пунктирная линия) и поля Драйзера (штриховая линия) от координаты вдоль петли. Величины нормированы на соответствующие значения в вершине петли

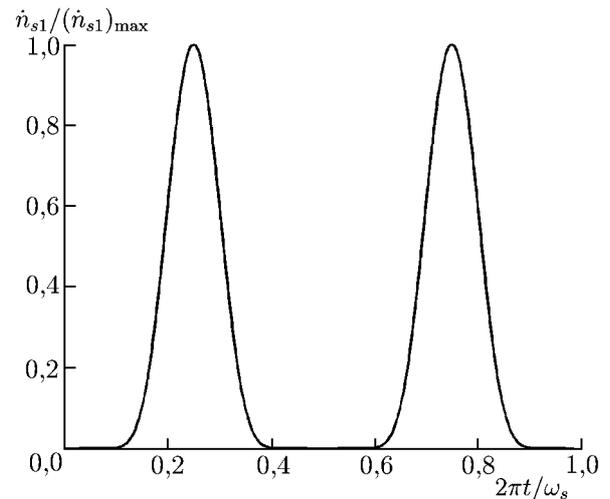


Рис. 3. Временная зависимость скорости образования быстрых электронов \dot{n}_{s1} , нормированной на максимальную величину в вершине петли

Уравнение (8) после интегрирования от основания до вершины даёт соотношение между длиной петли $2L$, давлением и температурой в вершине:

$$Lp = \left(\frac{2k_B^2 \kappa_e}{\chi_0} \right)^{1/2} IT_1^3, \quad (11)$$

где $I = \int_0^1 x^2 (1 - x^{5/2})^{-1/2} dx = 0,716$.

Распределение температуры вдоль петли определяется из уравнения

$$\int_0^{T(s)/T_1} \frac{x^2 dx}{(1 - x^{5/2})^{1/2}} = I \frac{s}{L}. \quad (12)$$

С учётом (10) можно записать скорость образования электронов в зависимости от координаты вдоль корональной магнитной петли:

$$\dot{n}_s = 0,35n_1\nu_1 \left(\frac{y_1}{|\cos(\omega_5 t)|} \right)^{3/8} \left(\frac{T_1}{T(s)} \right)^{17/4} \exp \left(-\sqrt{\frac{2y_1}{|\cos(\omega_5 t)|}} \frac{T_1}{T(s)} - \frac{y_1}{4|\cos(\omega_5 t)|} \frac{T_1^2}{T^2(s)} \right), \quad (13)$$

где индекс «1» относится к значениям параметров в вершине корональной магнитной петли.

На рис. 2 показаны распределения температуры, концентрации плазмы и поля Драйзера в зависимости от безразмерной координаты вдоль петли. Все величины отнесены к их соответствующим значениям в вершине петли. Координата отсчитывается от основания по направлению к вершине петли и нормирована на половину длины петли.

На рис. 3 показана зависимость относительной скорости образования быстрых электронов от времени в вершине петли, где реализуются оптимальные условия ускорения (минимально поле Драйзера).

Для субдрайсеровских ускоряющих полей, когда $y_1 \gg 1$, ускорение эффективно только в течение небольшой части периода фотосферных осцилляций. Характерная длительность импульса ускоренных электронов определяется соотношением

$$\tau_a \approx \omega_5^{-1} \left(\frac{\sqrt{2y_1}}{4} + \frac{y_1}{8} \right)^{-1/2}. \tag{14}$$

Такие импульсы в течение одного периода фотосферных осцилляций возникают дважды — при положительном и отрицательном знаке ускоряющего электрического поля, поэтому на рис. 3 характерный период повторения импульсов соответствует половине периода пятиминутных колебаний скорости фотосферной конвекции.

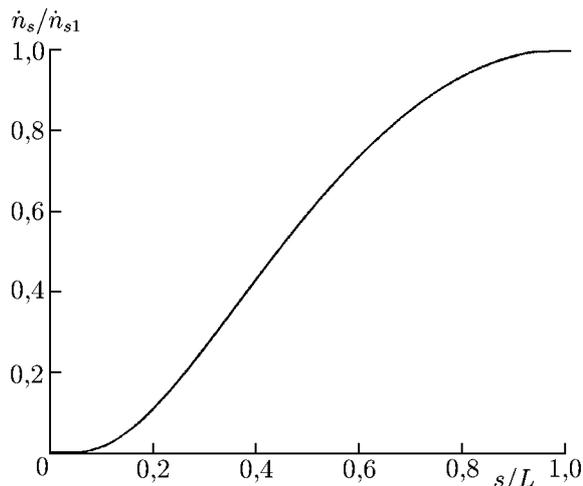


Рис. 4. Зависимость скорости образования быстрых электронов от координаты вдоль петли для момента времени, соответствующего максимальному значению ускоряющего индукционного поля

На рис. 4. показана зависимость скорости образования быстрых электронов от координаты вдоль петли для момента времени, соответствующего максимальному значению ускоряющего индукционного поля.

При $y_1 \gg 1$ область ускорения сосредоточена вблизи вершины петли и имеет протяжённость

$$s_a \approx L \left(\frac{10}{\sqrt{2y_1} + (y_1/2)} \right)^{1/2}. \tag{15}$$

При этом средняя энергия ускоренных электронов может быть оценена по формуле

$$\varepsilon_e \approx eE_0 \frac{s_a}{2} = \frac{eV_{\approx} l_1 I_0 s_a}{2c^2 r_1 \ell}. \tag{16}$$

Уравнения (13)–(16) позволяют в случае субдрайсеровских электрических полей, когда $y_1 \gg \gg 1$, оценить полную энергию, выделившуюся в виде быстрых электронов за период пятиминутных осцилляций скорости фотосферной конвекции:

$$W_e \approx 0,7 n_1 \nu_1 y_1^{3/8} \varepsilon_e \tau_a \pi r_c^2 s_a \exp(-\sqrt{2y_1} - y_1/4). \tag{17}$$

Здесь r_c — малый радиус петли в корональной части, индекс «1» относится к значениям соответствующих величин в вершине петли.

4. ФУНКЦИЯ НАГРЕВА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ТЕРМАЛИЗАЦИЕЙ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Электроны, ускоренные в вершине петли до энергии ε_e , летят к основаниям петли, при этом их распределение становится изотропным в результате кулоновских столкновений. Изотропизация происходит, когда электрон пролетает трассу с полным электронным содержанием

$$\int_0^s n(s') ds' \approx \frac{\varepsilon_e^2}{2\pi e^4 \Lambda}. \tag{18}$$

В формуле (18) интегрирование происходит от вершины петли к основаниям. При средней энергии ускоренных электронов порядка 10 кэВ изотропизация происходит на высотах около 1 000 км над

уровнем фотосферы, где концентрация плазмы достигает значений порядка $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$. После изотропизации происходит достаточно быстрый (за время порядка нескольких секунд) обмен энергией между энергичными электронами и окружающей хромосферной плазмой. В результате хромосфера в области изотропизации быстрых электронов нагревается до температуры

$$T_h \approx \frac{W_e}{2k_B \pi r_{\text{ch}}^2 \int_0^s n(s') ds'} \quad (19)$$

и начинает испаряться в корональную часть петли, отдавая энергию окружающей плазме (здесь r_{ch} — полутолщина петли в хромосфере). В результате усреднённую по периоду фотосферных осцилляций функцию нагрева плазмы в корональной магнитной петле можно оценить следующим образом:

$$H = \frac{W_e \omega_5}{4\pi^2 r_c^2 L} = 0,17 n_1 \nu_1 \epsilon_e y_1^{3/8} \frac{s_a \tau_a \omega_5}{\pi L} \exp\left(-\sqrt{2y_1} - \frac{y_1}{4}\right). \quad (20)$$

Для того, чтобы оценить, в каких пределах может изменяться функция нагрева в зависимости от амплитуды осцилляций скорости фотосферной конвекции, примем для определённости типичные значения концентрации плазмы и температуры в вершине петли: $n_1 = 5 \cdot 10^9, 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ К}$, а также длину петли $l = 2L = 3 \cdot 10^9 \text{ см}$ и частоту пятиминутных осцилляций скорости фотосферной конвекции $\omega_5 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Результаты вычислений энерговыделения в виде быстрых электронов за период фотосферных осцилляций, а также усреднённой функции нагрева для различных амплитуд скорости осцилляций приведены в табл. 2 и 3. Здесь же приведены значения функции радиационных потерь для выбранных значений концентрации плазмы и температуры в вершине петли.

Из табл. 2 следует, что функция нагрева может изменяться в широких пределах в зависимости от амплитуды осцилляций горизонтальной составляющей скорости фотосферной конвекции. Вместе с тем зависимость максимальной температуры, а также концентрации плазмы в вершине петли от функции нагрева довольно слабая. Действительно, из уравнений (9) и (11) следует, что

$$T_1[\text{К}] \approx 54 H^{2/7} L^{4/7}; \quad (21)$$

$$n_1[\text{см}^{-3}] \approx 4,4 \cdot 10^9 H^{4/7} L^{1/7}, \quad (22)$$

где H измеряется в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, а L — в сантиметрах. С этим обстоятельством может быть связан тот факт, что наблюдаемый разброс температур в различных корональных петлях обычно не превышает одного порядка величины. Из табл. 2 также следует, что функция нагрева H становится порядка потерь на излучение и, следовательно, возможен нагрев плазмы энергичными электронами, если амплитуда горизонтальной составляющей скорости в фотосферных осцилляциях достигает значений $V_{\approx} \approx (1 \div 1,5) \cdot 10^4 \text{ см/с}$, что меньше средних значений скорости фотосферной конвекции (около $3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$). При этом в электронах, ускоренных индукционными электрическими полями, выделяется за период осцилляций энергия порядка $10^{25} \div 10^{26} \text{ эрг}$, что позволяет говорить о микровспышках, инициированных осцилляциями скорости фотосферной конвекции при не слишком больших амплитудах осцилляций. В частности, из формул (21), (22) следует, что для принятой длины петли $l = 2L = 3 \cdot 10^9 \text{ см}$ и концентрации плазмы в вершине петли $n_1 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ температура плазмы $T_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ К}$ достигается при значении функции нагрева $H \approx 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. При увеличении амплитуды осцилляций до $3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ энерговыделение возрастает до $1,5 \cdot 10^{29} \text{ эрг}$, что порядка энергии обычной вспышки, а температура в вершине петли может достигать значений $T_1 \approx 1,5 \cdot 10^7 \text{ К}$.

Таблица 2. Средняя энергия быстрых электронов ε_e , энергия микровспышек W_e и функция нагрева H в корональных магнитных петлях в зависимости от амплитуды осцилляций горизонтальной составляющей скорости фотосферной конвекции V_{\approx} при $n_1 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ К}$, $n_1^2 \chi_0 / \sqrt{T_1} = 7 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

V_{\approx} , см/с	ε_e , эВ	W_e , эрг	H , эрг \cdot см $^{-3}$ \cdot с $^{-1}$
$1,0 \cdot 10^4$	$0,85 \cdot 10^3$	$8,2 \cdot 10^{22}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$
$1,5 \cdot 10^4$	$3,20 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^{25}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$
$2,0 \cdot 10^4$	$4,20 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^{26}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
$3,0 \cdot 10^4$	$8,20 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^{28}$	$5,0 \cdot 10^{-1}$

Таблица 3. То же, что и в табл. 2 для $n_1 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ К}$, $n_1^2 \chi_0 / \sqrt{T_1} = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$

V_{\approx} , см/с	ε_e , эВ	W_e , эрг	H , эрг \cdot см $^{-3}$ \cdot с $^{-1}$
$1,0 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^3$	$8,9 \cdot 10^{25}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$
$1,5 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^3$	$3,0 \cdot 10^{27}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$
$2,0 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^{28}$	$6,9 \cdot 10^{-1}$
$3,0 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^{29}$	$5,2 \cdot 10^0$

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Известно, что в пятиминутных колебаниях скорости фотосферной конвекции сосредоточены большие потоки энергии, которые, однако, формально не проникают в корону, отражаясь от температурного минимума, и поэтому не могут непосредственно участвовать в нагреве корональной плазмы. Вместе с тем существуют опосредованные механизмы влияния пятиминутных колебаний на нагрев короны.

Один из них связан с параметрическим возбуждением пятиминутными осцилляциями медленных магнитозвуковых волн в корональных магнитных петлях [11]. Другой механизм рассмотрен в данной работе и связан с генерацией микровспышек пятиминутными колебаниями. Пятиминутные осцилляции скорости фотосферной конвекции взаимодействуют с магнитным полем в основаниях корональных магнитных петель, что приводит к модуляции электрического тока, текущего вдоль петель. Модуляция тока приводит к генерации индукционного электрического поля вдоль оси петли, препятствующего изменению тока. Это поле ускоряет частицы до энергий порядка 10 кэВ, причём наибольшие потоки ускоренных частиц возникают вблизи вершины петли, где минимально поле Драйзера. Ускоренные частицы достигают хромосферы и нагревают её в результате столкновений. Нагретая хромосферная плазма испаряется в корональную часть петли и греет её. Этот процесс повторяется дважды в течение периода пятиминутных колебаний, что соответствует фазам нарастания и спада электрического тока, между которыми индукционное электрическое поле меняет своё направление. Микровспышки инициируются фотосферными осцилляциями скорости с относительно небольшой амплитудой $V_{\approx} \approx (1 \div 1,5) \cdot 10^4 \text{ см/с}$. При относительно больших амплитудах осцилляций энерговыделение в виде быстрых частиц может быть порядка энерговыделения обычной вспышки. Такая ситуация возникает, например, при развитии колебательного режима желобковой неустойчивости в основаниях корональной магнитной петли [13].

Для идентификации токонесущих корональных магнитных петель мы использовали данные наблюдений радиоизлучения вспышек с помощью радиогелиографа обсерватории «Нобеяма». В этом случае определялась структура источника и обеспечивалось относительно высокое временное разрешение, необходимое для выделения особенности частотной модуляции, на основании

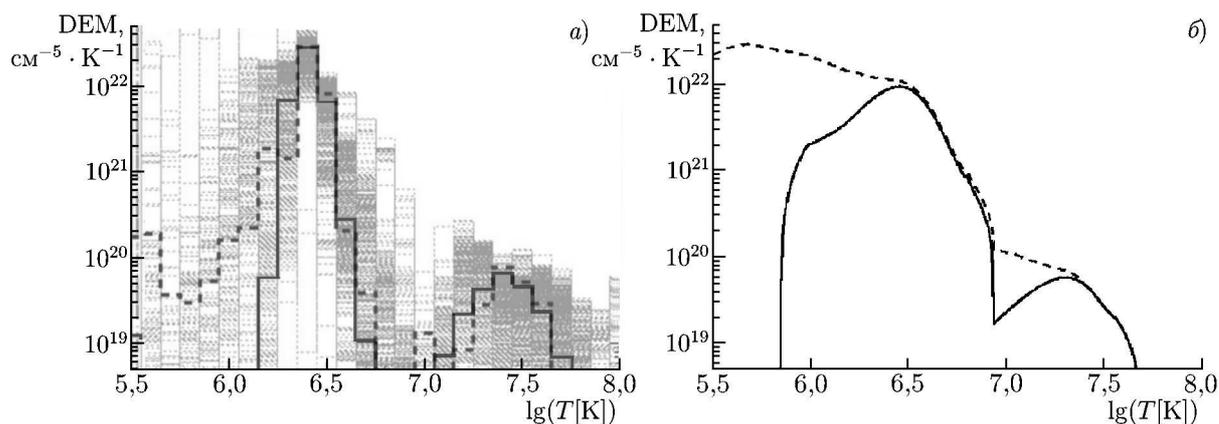


Рис. 5. Дифференциальная мера эмиссии как функция температуры для свободной от вспышек активной области AR 10955 (S09W30) 13 мая 2007 года, 18:00 UT (а), и результаты моделирования нагрева указанной активной области микровспышками [14] (б)

которой мы сделали вывод о возможности модуляции электрического тока в корональных магнитных петлях. Мы не ставили целью объяснить нагрев плазмы во время вспышек; цель работы заключалась в выявлении возможного механизма генерации микровспышек.

Рассмотренный механизм возникновения микровспышек предполагает сосуществование в корональной магнитной петле «горячей» и «тёплой» плазмы. Горячая компонента возникает в хромосфере в результате её нагрева ускоренными частицами. Тёплая компонента возникает в корональной части петли в результате её взаимодействия с испаряющейся горячей компонентой хромосферной плазмы.

Из данных спутников «Hinode» и RHESSI [14, 15] следует, что в свободных от вспышек активных областях в дифференциальной мере эмиссии мягкого рентгеновского излучения кроме компоненты с температурой $(2 \div 3) \cdot 10^6$ К существует менее интенсивная, но достаточно чётко различимая компонента с температурой около $2 \cdot 10^7$ К, что было интерпретировано авторами как проявление микровспышек, преобразующих внутреннюю энергию магнитного поля в тепловую энергию плазмы.

На рис. 5а показаны данные измерений дифференциальной меры эмиссии DEM для свободной от вспышек активной области AR 10955 (S09W30), а на рис. 5б — результаты моделирования данных измерений в предположении нагрева плазмы микровспышками [14, 15].

Из рис. 5 видно, что дифференциальные меры эмиссии «тёплой» и «горячей» компонент плазмы отличаются приблизительно на два порядка. Рассмотренный нами механизм нагрева даёт наблюдаемое отношение мер эмиссии, если радиус магнитной петли в хромосфере, где происходит обмен энергией между быстрыми электронами и хромосферной плазмой, приблизительно в 5 раз меньше радиуса корональной части петли. Это даёт необходимое усреднённое значение концентрации испарившейся горячей плазмы в петле. Моделирование нагрева корональной магнитной петли микровспышками даёт совпадение с данными наблюдений, приведёнными на рис. 5, при плотности потока энергии, поступающей в корону от микровспышек, порядка $5,6 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^7$ эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$ [14, 15]. Заметим, что рассмотренный механизм обеспечивает необходимые потоки энергии в режиме нагрева. Например, при среднем энерговыделении в виде быстрых электронов порядка 10^{26} эрг за период пятиминутных осцилляций плотность потока энергии в виде быстрых электронов в корональной магнитной петле с сечением порядка $3 \cdot 10^{16}$ см 2 составляет $3 \cdot 10^7$ эрг \cdot см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$, что вполне достаточно для нагрева до наблюдаемых температур.

Работа поддержана РФФИ (гранты 11-02-00103-а, 10-02-00265-а), Программой поддержки

ведущих научных школ (НШ-4185.2012.2), а также Программами фундаментальных исследований Президиума РАН (П-21, П-22).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ionson J. A. // *Astrophys. J.* 1982. V. 254. P. 318.
2. Зайцев В. В., Кислякова К. Г. // *Астрон. журн.* 2010. Т. 87. С. 410.
3. Holman G. D. // *Astrophys. J.* 1985. V. 293. P. 584.
4. Зайцев В. В., Шибасаки К. // *Астрон. журн.* 2005. Т. 82. С. 1127.
5. Galeev A. A., Rosner R., Serio S., et al. // *Astrophys. J.* 1981. V. 243. P. 301.
6. Parker E. N. // *Astrophys. J.* 1988. V. 330. P. 474.
7. Vlahos L., Isliker H., Lepreti F. // *Astrophys. J.* 2004. V. 608. P. 540.
8. Кислякова К. Г. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2011. Т. 54, № 11. С. 799.
9. Зайцев В. В., Степанов А. В. // *УФН.* 2008. Т. 178, № 11. С. 1165.
10. Прист Э. Р. *Солнечная магнитогидродинамика.* М.: Мир, 1985. С. 226.
11. Зайцев В. В., Кислякова К. Г., Алтынцев А. Т., Мешалкина Н. С. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2011. Т. 54, № 4. С. 243.
12. Knoepfel H., Spong D. A. // *Nucl. Fusion.* 1979. V. 19. P. 785.
13. Zaitsev V. V., Urpo S., Stepanov A. V. // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 357. P. 1105.
14. Schmelz J. T., Saar S. H., Deluca E. E., et al. // *Astrophys. J.* 2009. V. 693. P. L131.
15. Schmelz J. T., Kashyap V. L., Saar S. H., et al. // *Astrophys. J.* 2009. V. 704. P. 863.

Поступила в редакцию 26 июля 2012 г.; принята в печать 22 августа 2012 г.

MICROFLARES INITIATED BY FIVE-MINUTE PHOTOSPHERIC OSCILLATIONS

V. V. Zaitsev and K. G. Kislyakova

Appearance of microflares in the solar corona during five-minute oscillations in the photospheric-convection rate is considered. Photospheric-convection rate oscillations result in the oscillations of electric current flowing along the loop and the electric-current oscillations in turn lead to generation of inductive electric field which accelerates particles. Maximum flows of accelerated particles emerge near the apex of the coronal magnetic loop where the ratio of the accelerating electric field to the Dreicer field is maximal. The heating function due to evaporation of the hot chromospheric plasma, which results from interaction between the accelerated particles and chromospheric bases of the loop is calculated. The microflare energy and the quasi-stationary plasma temperature in a loop as well as its dependence on the rate amplitude in the five-minute photospheric oscillations are also determined.