_ КОСМИЧЕСКАЯ _ ПЛАЗМА _

УДК 533.951

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЖНЕЙ ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЦА

© 2020 г. И. А. Молотков^{а, *}, Н. А. Рябова^{а, **}

^а Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Москва. Россия

*e-mail: iamolotkov@yandex.ru
 *e-mail: ryabova@izmiran.ru
 Поступила в редакцию 09.12.2019 г.
 После доработки 20.02.2020 г.
 Принята к публикации 20.02.2020 г.

Особенность границы между фотосферой и хромосферой Солнца состоит в значительном ускорении над этой границей движений плазменных спикул и в появлении волновых (преимущественно альфвеновских) движений. Построено аналитическое решение уравнений магнитной гидродинамики для окрестности указанной границы со стороны хромосферы. Для этой окрестности найдены формулы, описывающие рост скорости спикульных потоков плазмы и скорости альфвеновских волн. Показано, что вертикальное движение альфвеновских волн и спикул сопровождается также горизонтальным движением плазмы при наличии вертикальной компоненты магнитной индукции. Полученные формулы характеризуют разнонаправленность и сложность движений в нижней хромосфере. Они показывают, что вблизи нижней границы хромосферы значительно нарастает горизонтальная индукция магнитного поля. Вертикальная скорость движения спикул (основную роль среди них играют наиболее быстрые спикулы II) и скорость альфвеновских волн в весьма тонком слое нижней хромосферы заметно вырастают, в 1.8 и в 1.5 раза соответственно. Найдены также оценки для горизонтального движения спикул и вертикальной компоненты магнитной индукции.

Ключевые слова: фотосфера и хромосфера Солнца, плазменные спикулы, амбиполярная диффузия, альфвеновские волны

DOI: 10.31857/S0367292120070082

1. ВВЕДЕНИЕ. СПИКУЛЫ

Преобладающие движения в фотосфере конвекция и формирование гранул (плазменные ячейки размера 1000-2000 км). Движение в нижней хромосфере сложно структурировано. Здесь имеется смесь раскаленных плазменных струй (спикул). Спикулы концентрируются в магнитные трубки, и начинается формирование распространяющихся волн, в первую очередь альфвеновских. Среди альфвеновских волн преобладающими являются моды изгибного типа. Взаимодействие крупномасштабных магнитных полей с плазмой как раз и приводит к формированию спикул и их последующей эволюции. Такой процесс обычно именуют амбиполярной диффузией (АД). АД – процесс совместной и одновременной диффузии электронов и ионов в слабо ионизированной плазме. АД появляется сразу надграницей фотосферы и хромосферы (Ф-Х-граница), интенсивность АД зависит от ионно-нейтральной частоты столкновений [1].

Спикулы движутся преимущественно вертикально со скоростью 50–100 км/с. При этом освобождается магнитная энергия, приводятся в движение горячие потоки плазмы и генерируются альфвеновские волны, см. [1]. О подробном описании спикул см. [2, 3]. Наблюдения хромосферы привели к введению двух различных типов спикул – I и II [4]. Спикулы I имеют временной масштаб 3–10 мин, развивают вертикальную скорость 3–10 км/с и достигают высот (2–9) × 10³ км над фотосферой. Спикулы II имеют меньшее время жизни, до 100 с, но они развивают скорость 50–100 км/с. При формировании спикул II основную роль играют процессы магнитного пересоединения, см. [5]. Именно спикулы II вместе с альфвеновскими волнами образуют объединенный горячий вертикальный поток [6].

Особенность Ф-Х-границы состоит в появлении здесь электромагнитных волн, наряду с конвективными потоками плазмы. Плазменный параметр

$$\beta = \frac{2\mu p}{B^2},\tag{1}$$

огромный во внутренних слоях Солнца, на Φ -Х-границе равен единице. В равенстве (1) p обозначает давление, B – модуль вектора индук-

ции магнитного поля, μ — магнитная проницаемость. Условие $\beta = 1$ означает, что величина кинетического (газового) давления *p* равна магнитному давлению $B^2/2\mu$. Температура солнечной атмосферы именно здесь, вблизи Ф-Х-границы минимальна.

Процессы в солнечной плазме описываются громоздкой системой нелинейных уравнений магнитной гидродинамики (МГД), см. книги [7, 8]. В двумерном стационарном случае МГД-система, кроме уравнения состояния (обычно это уравнение состояния идеального газа), содержит следующие уравнения:

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} = 0, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} = 0,$$
(3)

$$\frac{\partial}{\partial y} (v_x B_y - v_y B_x) + \eta \Delta B_x = 0, \qquad (4)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} (v_x B_y - v_y B_x) + \eta \Delta B_y = 0, \qquad (5)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \zeta \rho \Delta v_x + \frac{1}{2\mu} \left(2B_y \frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(B_y^2 \right) \right) = 0, \quad (6)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \zeta \rho \Delta v_y + \frac{1}{2\mu} \left(2B_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \left(B_x^2 \right) \right) = 0.$$
(7)

Индексы *x*, *y* отмечают компоненты соответствующих векторов. В уравнениях (2)–(7) обозначено: Δ – оператор Лапласа, ρ – плотность, v_x и v_y – поле скоростей движения плазмы, B_x и B_y – компоненты вектора индукции магнитного поля **B**, ζ – коэффициент кинематической вязкости, η – коэффициент магнитной диффузии. При необходимости учета возможного дополнительного воздействия на физическую систему соответствующие выражения типа F(x, y) и G(x, y) должны быть добавлены в правые части (6) и (7).

Настоящая работа принадлежит направлению, объясняющему сильное нагревание хромосферы и короны Солнца на основе указанной системы уравнений. Работа продолжает и уточняет исследования, начатые в статьях [9–14]. В этих статьях был описан главный физический процесс вертикального распространения в хромосфере фотосферных спикул и альфвеновских волн, но не учитывались процессы горизонтального перемещения плазмы и наличие вертикальной составляющей магнитной индукции. Основная цель настоящей работы – аналитически описать взаимодействие указанных спикул и волн различных типов в нижней хромосфере, опираясь на асимптотическое решение системы МГД-уравнений в окрестности Ф-Х-границы. Учет вертикальной

компоненты магнитного поля и горизонтальной компоненты скорости плазмы произведен в разделе 4. Распространение альфвеновских волн рассмотрено в разделе 5.

Обсуждаемая тема актуальна также при исследовании магнитных полей спиральных галактик [15].

2. ТОНКИЙ СЛОЙ В ОКРЕСТНОСТИ Ф-Х-ГРАНИЦЫ

Толщина хромосферы различна по разным источникам: от 1500 до 15000 км. Причина разнобоя в суждениях обусловлена тем, что верхняя граница хромосферы четко не выражена, имеется гладкий переход к короне. Граница Ф-Х не является резкой. Однако она разделяет две среды с принципиально разными процессами теплопереноса. При переходе через эту границу в сторону хромосферы возникает значительное разряжение среды, быстро убывают и давление, и плотность плазмы. В соответствии с [7], см. § 70, при переходе через Ф-Х-границу изменяются магнитная индукция **B**, давление p, а также потоки вещества и энергии. Оценка пересекающих границу выбросов плазмы показывает, что эти выбросы представляют собой спикулы – светящиеся плазменные струи, см. [16]. Спикулы видимы в монохроматическом свете в спектральных линиях Н, Не, Са⁺ и др. По сравнению с потоком вещества поток волн содержит лишь 10⁻⁴ часть энергии, пересекающей границу [17].

Для простоты считаем границу Φ -Х плоской и отождествляем ее в рассматриваемом двумерном случае с уравнением x = 0. Рассмотрим тонкий по сравнению с толщиной хромосферы слой

$$0 \le x \le h, \quad -\infty < y < \infty, \tag{8}$$

примыкающий к Ф-Х-границе со стороны хромосферы. При малых пределах изменения координаты x система уравнений (2)–(7) упрощается. Члены с производной $\partial/\partial y$ малы по сравнению с членами, содержащими $\partial/\partial x$. Для слоя (8) составляющая скорости v_y мала по сравнению с составляющей скорости v_x, см. [8], гл. 10. Это означает, что направление скорости плазменного потока близко к направлению нормали к слою. Вектор В, наоборот, направлен преимущественно вдоль слоя. Таким образом, величины v_v , B_x и оператор $\partial/\partial y$ в рассматриваемой системе уравнений весьма малы. В данном разделе полагаем, что величины v_v и B_x носят поправочный характер, их учет в полной мере произведен в разделе 4. Основные составляющие скорости и магнитной индукции для краткости будем записывать без индексов:

$$v_x = v, \quad B_v = B. \tag{9}$$

В соответствии со сказанным, далее опускаем слагаемые с трехкратным появлением малых величин $\partial(v_y B_x)/\partial y$ в (4), $\eta \partial^2 B_x/\partial y^2$ в (4), $\zeta \rho \partial^2 v_y/\partial y^2$ в (7) и $\partial(B_x^2)/\partial y$ в (7). Опускаем также члены со вторыми производными по *y*. Остальные члены с двукратным появлением малых величин не от-

Теперь система МГД-уравнений (2)–(7) принимает вид

брасываем, но учитываем их малость.

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} = 0, \qquad (10)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} = 0, \tag{11}$$

$$vB - \eta \frac{\partial B}{\partial x} + O\left(v_{y}B_{x}\right) = 0, \qquad (12)$$

$$-\frac{\partial(vB)}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial(v_y B_x)}{\partial x} = 0, \qquad (13)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \zeta \rho \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \zeta \rho \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} - \frac{1}{2u} \frac{\partial (B^2)}{\partial x} + \frac{1}{2u} 2B \frac{\partial B_x}{\partial y} = 0,$$
(14)

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \zeta \rho \frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{1}{2\mu} 2B_x \frac{\partial B}{\partial x} = 0.$$
(15)

При выводе уравнения (12) использовано уравнение (11) с последующим интегрированием по y. Как из уравнения (12), так и после интегрирования уравнения (13) по x получаем одно и то же уравнение

$$vB - \eta \frac{\partial B}{\partial x} - v_y B_x = 0.$$
 (16)

Считаем, что параметры ζ , μ и η не зависят от координат. Искомые величины в слое (8) ищем в виде разложения по степеням *x*, наиболее важны-

ми для нас являются разложения для v и B^2 :

$$v = v_0 + xv_1 + x^2v_2, (17)$$

$$B^{2} = B_{0}^{2} + xB_{1}^{2} + x^{2}B_{2}^{2}, \qquad (18)$$

или

$$B = B_0 \sqrt{1 + x \frac{B_1^2}{B_0^2} + x^2 \frac{B_2^2}{B_0^2}} \approx$$

$$\approx B_0 \left(1 + \frac{x}{2} \frac{B_1^2}{B_0^2} + \frac{x^2}{2} \frac{B_2^2}{B_0^2} - \frac{x^2}{8} \frac{B_1^4}{B_0^4} \right).$$
(19)

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 7 2020

Аналогично для плотности, давления и плазменного параметра получаем

$$p = p_0(y) - x |p_1(y)|,$$

$$\rho = \rho_0(y) - x |\rho_1(y)|, \quad \beta = 1 - x |\beta_1|.$$
(20)

Величины v_y , B_x в тонком слое (8) считаем не зависящими от x. Отрицательность p_1 , ρ_1 , и β_1 следует из возрастающей при x > 0 разреженности плазмы. Слагаемые v_0 , B_0^2 , p_0 , ρ_0 , очевидно, представляют собой не зависящие от x значения параметров плазмы на Φ -X-границе.

Подставляем разложения (17)–(20) в (10) и в (14)–(16). Из уравнения (10) вытекает, что

$$\frac{v_1}{v_0} - \frac{|\rho_1|}{\rho_0} + \frac{v_y}{v_0} \frac{\partial \rho/\partial y}{\rho_0} = 0.$$
(21)

В связи с малостью $\partial \rho / \partial y$ в старшем порядке на основании (10) находим

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{|\rho_1|}{\rho_0}.$$
 (22)

Уравнение (14) дает соотношение

$$p_{\rm I} \Big| + 2\zeta \rho_0 v_2 - \frac{B_{\rm I}^2}{2\mu} = 0.$$
 (23)

Уравнение (16) содержит члены разного порядка. Поэтому на основании (16) после учета малости величин v_y , B_x и преобразований получаем сразу два соотношения

$$\frac{B_1^2}{B_0^2} = \frac{2v_0}{\eta} - \frac{2}{\eta B_0} v_y B_x,$$
(24)

$$v_1 + \frac{v_0}{2} \frac{B_1^2}{B_0^2} - \eta \left(\frac{B_2^2}{B_0^2} - \frac{1}{4} \frac{B_1^4}{B_0^4} \right) = 0.$$
 (25)

Упростим (25), используя равенство (24) и малость выражений $v_1\eta/v_0^2$ и $(v_y B_x)^2$. После преобразований получаем соотношение

$$\frac{B_2^2}{B_0^2} = \frac{1}{\eta^2} \left(2v_0^2 - \frac{3v_0}{B_0} v_y B_x \right) > 0.$$
 (26)

Это соотношение, в частности, дает оценку сверху для произведения $v_y B_x$.

Разложение членов равенства (1) по степеням x и использование (19), (20) после выделения членов с x^1 в полученном соотношении и очевидных преобразований приводит к равенству

$$|p_1| = \frac{1}{2\mu} (|\beta_1| B_0^2 - 2B_1^2).$$
(27)

Исключая *p*₁ из равенств (23) и (27), находим связь изменения магнитной индукции с изменением вертикальной скорости спикул

$$3B_1^2 - |\beta_1| B_0^2 = 2\mu \zeta \rho_0 v_2.$$
⁽²⁸⁾

Из-за малости μ и ρ_0 правая часть (28) чрезвычайно мала. Наконец, на основании (15) и (24), пре-

небрегая малым слагаемым $\zeta \rho \partial^2 v_y / \partial x^2$, находим, что

$$\frac{1}{2\mu}\frac{2v_0}{\eta}B_0B_x = \frac{\partial p_0}{\partial y}.$$
(29)

Равенства (22), (24)–(26), (28), (29) определяют лишь неявные соотношения между параметрами плазмы вблизи Ф-Х-границы. Цель следующего раздела – уточнить эти соотношения.

3. СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ТОНКОМ СЛОЕ

Преобладающая часть возмущения, пересекающего Φ -Х-границу и выходящего в хромосферу, состоит из спикул. Уже отмечалось, что здесь лишь малая доля 10^{-4} этого возмущения относится к альфвеновским волнам. Однако, наблюдения [18] показывают, что с удалением от Φ -Х-границы роль альфвеновских волн резко возрастает.

В работе [19] показано, что в нижней хромосфере зависимость $\ln(\rho_0/\rho)$ от *x* при $0 \le x \le 2000$ м является практически линейной. При этом если x = 0, то $\ln(\rho_0/\rho) = 0$, если же x = 2000 м, то $\ln(\rho_0/\rho) = \ln 14 = 2.6$. Это означает, что зависимость плотности плазмы от высоты вблизи Φ -Х-границы приближенно имеет вид

$$\ln\frac{\rho_0}{\rho} = 2.6\frac{x}{h}.\tag{30}$$

Уточним изменение важнейших величин у и

 B^2 в тонком слое (8). Сообразуясь с размерами хромосферы, описанными в начале раздела 2, и стремясь уменьшить величину поправок p_1 и ρ_1 в правых частях (20), далее полагаем, что в (8)

$$h = 1000$$
 м. (31)

В соответствии с (30), (31) и с оценками [16] находим, что

$$\rho_0 \approx 3 \times 10^{-7} \frac{K\Gamma}{M^3}, \quad |\rho_1| \approx \rho_0 \cdot 7.6 \times 10^{-4} \frac{1}{M}.$$
(32)

Уменьшение плотности на расстоянии (8) от границы в логарифмическом масштабе равно

$$\ln \rho_0 - \ln \rho \Big|_h \approx 1.3, \quad \rho \Big|_{x=h} = \rho_0 / 2.6.$$
 (33)

Быстрое изменение параметров плазмы в нижней хромосфере отмечалось и ранее, например, в статье [17].

Согласно (22) имеем

$$v_1 = \frac{|\rho_1|}{\rho_0} v_0.$$
 (34)

Уменьшение давления в хромосфере происходит аналогично уменьшению массовой плотности. Стандартное использование модели идеального газа при формулировании уравнения состояния хромосферной плазмы (см. [8, 21]) показывает пропорциональность изменения давления и плотности. Такая пропорциональность отмечена также в работах [19, 20]. Поэтому приближенно

$$\frac{|p_1|}{p_0} = \frac{|\rho_1|}{\rho_0}.$$
(35)

Для величин η и v_0 в окрестности Ф-Х-границы справедливы (см. [8], гл. 1 и [21]) оценки

$$\eta = 2 \times 10^3 \frac{M^2}{c}, \quad v_0 = 10^4 \frac{M}{c}.$$
 (36)

Оценки (36) позволяют конкретизировать соотношение (24), если в нем пренебречь вторым слагаемым правой части. Из равенств (31) и (36) следует, что

$$B_1/B_0 < 2.7 \text{ m}^{-0.5}$$
. (37)

В пределах тонкого слоя (8) в соответствии с (33) массовая плотность уменьшается примерно в 2.6 раза, см. также [20]. В этом же слое вертикальная скорость движения плазмы, как показывает формула (22), возрастает в 2.6 раза. В соответствии с равенствами (19) и (37) рост горизонтальной составляющей магнитной индукции, см. (28), связанной с быстрыми движениями заряженных частиц, также весьма заметен.

4. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА СКОРОСТИ СПИКУЛ И ВЕРТИКАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ В ТОНКОМ СЛОЕ

Горизонтальная составляющая скорости спикул v_y и вертикальная составляющая B_x магнитной индукции в тонком слое (8) содержатся в уравнениях (11), (21), (26) и (29). Наличие вертикальной компоненты вектора магнитной индукции в этом слое отмечено в [16]. Уже отмечалось, что величины v_y и B_x вносят поправочный вклад в уравнения (26), (29). Уравнение (26) дает оценку сверху для произведения этих величин на Φ -X-границе

$$v_{y}B_{x} < v_{0}B_{0}. \tag{38}$$

Левая часть неравенства (38) не имеет направленного изменения в пределах тонкого слоя (8). В то же время произведение vB многократно возрастает, приближаясь к границе x = h. Поэтому на этой же границе

$$v_{y}B_{x} \ll v B\Big|_{z=h}.$$
 (39)

Для вертикальной составляющей магнитной индукции на основании (29) и (1) получаем

$$B_x = \frac{\eta}{2v_0} \frac{\partial p_0}{\partial y} \frac{B_0}{B_0^2/2\mu} = \frac{\beta \eta B_0}{2v_0} \frac{\partial p_0/\partial y}{p_0}.$$
 (40)

В формуле (40) множитель $\beta\eta/2v_0$ имеет порядок 10^{-1} м, а логарифмическая производная от давления по *у* в слое (8) весьма мала. Поэтому

$$B_x \ll B_v. \tag{41}$$

Неравенства (39) и (41) дают оценку для горизонтальной скорости спикул и для вертикальной компоненты магнитной индукции в нижней части хромосферы. На процессы нагревания хромосферы и короны Солнца эти величины существенного влияния не оказывают.

5. ВОЗРАСТАНИЕ АЛЬВЕНОВСКОЙ СКОРОСТИ В НИЖНЕЙ ХРОМОСФЕРЕ

Вместе со спикулами движется усиливающийся вертикальный поток альфвеновских волн. Этот объединенный поток играет решающую роль в нагревании верхней части солнечной атмосферы, см. [18, 22]. Среди спикул особое значение имеют отмеченные во Введении спикулы II, так как именно эти спикулы входят в вертикальный поток. Они двигаются вместе с альфвеновскими волнами со скоростью 25-30 км/с и оптически наблюдаются при длине волны 304 ангстрем [6, 23]. Дополнительное ускорение спикульной плазмы может происходить и за счет передачи импульса от уходящих вверх альфвеновских волн, см. [24, 25]. Проходящие в хромосфере процессы магнитного пересоединения приводят к локальному сжатию плазмы, придают дополнительное ускорение спикулам и увеличивают скорость альфвеновских волн, см. [26].

Скорость альфвеновских волн является переменной величиной и определяется формулой

$$c_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}},\tag{42}$$

см. [7]. Обозначим величину этой скорости на Φ -Х-границе через c_{A0} . Квадрат альфвеновской скорости на верхней границе тонкого слоя (8) равен (используем (19) и (37))

$$c_{A}^{2} = c_{A0}^{2} \frac{1 + hB_{1}^{2}/B_{0}^{2}}{1 - h|\rho_{1}|/\rho_{0}} = c_{A0}^{2} \left[1 + h \left(\frac{B_{1}^{2}}{B_{0}^{2}} + \frac{|\rho_{1}|}{\rho_{0}} \right) \right].$$
(43)

Вычисляем слагаемые, входящие в квадратную скобку (43). В соответствии с (32) находим, что $h|\rho_1|/\rho_0 = 0.76$. Другое слагаемое из квадрат-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 7 2020

ной скобки согласно (28) равно $B_1^2/B_0^2 \approx |\beta_1|/3$. Для оценки β_1 подставляем в формулу (1) разложения (18) и (19), что дает после преобразований соотношение

$$-B_{1}^{2} + |\beta_{1}| B_{0}^{2} = 2\mu |p_{1}|.$$
(44)

Отсюда, используя равенство (35), получаем, что

$$|\beta_1| = \frac{3}{2} \frac{|p_1|}{p_0} = \frac{3}{2} \frac{|\rho_1|}{\rho_0}.$$
(45)

Подставляя (45) в (43), устанавливаем, что

$$\frac{c_{A0}^2}{c_A^2} \approx 2.14, \quad \frac{c_{A0}}{c_A} \approx 1.5.$$
 (46)

Таким образом, уже на малом расстоянии (31) от Φ -Х-границы альфвеновская скорость демонстрирует заметное нарастание.

Скорость спикульного потока (см. (32) и (34)) на этом же расстоянии вырастает примерно в 1.76 раза. Учитывая приближенный характер наших подсчетов и учитывая, что альфвеновская скорость от Ф-Х-границы стартует от почти нулевых значений, можно считать, что потоки волн и частиц в тонком слое (8) одновременно увеличивают свои скорости соответственным образом. В работе [14] было показано, что частоты колебаний в альфвеновских волнах и в спикульных струях совпадают. Таким образом, установлено, что вертикальное движение волн и спикул в нижней хромосфере достаточно синхронизовано.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа продолжает исследования, изложенные в работах [13, 14], представившие основные черты главного физического механизма нагрева хромосферы и короны Солнца. Этот механизм состоит в одновременном распространении поперечных альфвеновских волн и фотосферных спикул при совпадении частот колебаний волн и спикул. Однако в указанных работах не были получены данные о скоростях волн и спикул в пределах тонкого слоя (8), граничащего с фотосферой. В этих работах не рассматривались также процессы горизонтального движения спикульной плазмы, не учитывалась вертикальная компонента магнитной индукции.

Главный результат настоящей работы состоит в том, что скорости волн и частиц нарастают одновременно, и что взаимодействие альфвеновских волн и спикул начинается уже в нижней хромосфере. Одновременно нарастает и индукция магнитного поля. Эти результаты представлены формулами (34), (37) и (46). Они подтверждены также оптическими наблюдениями [18, 23]. При описании объединенного потока волн и спикул в хромосфере в работе отмечена особая роль спикул II.

Указанная синхронность подтверждает отмеченный в работе [14] факт передачи энергии от горячих спикул к альфвеновским волнам. Этот факт объясняет многократное возрастание альфвеновской скорости в хромосфере по наблюдениям, представленным в работе [18]. Еще одно подтверждение передачи энергии от раскаленных спикул к альфвеновским волнам: на границе фотосферы и хромосферы температура спикул почти втрое превышает температуру участков зарождения альфвеновских колебаний, см. [27]. Таким образом, происходит распространение вверх с единой скоростью и общей частотой колебаний смеси альфвеновской волны и горячей спикульной плазмы. В процессе распространения плазменная часть возмущения постепенно исчезает, передавая энергию альфвеновской волне, что ведет к росту скорости c_4 .

Горизонтальное движение спикул и наличие вертикальной компоненты магнитной индукции описаны формулами (38)—(41) и не оказывают существенного влияния на нагревание хромосферы и короны Солнца.

Полученные в работе результаты основаны на интегрировании системы МГД-уравнений в тонком слое (8), примыкающем к границе фотосферы и хромосферы. Также важным следствием этого интегрирования являются формулы (24) и (37), описывающие нарастание магнитного поля в нижней хромосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Martinez-Sycora J., De Pontieu B., Hansteen V., Rouppe van der Voort L.H.M., Carlsson M., Pereira T.M.D. // Science. 2017. V. 356. P. 1269.
- De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M., Hansteen V.H., Tarbell T.D., Schrijver C.J., Title A.M., Shine R.A., Suematsu Y., Tsuneta S., Katsukawa Y., Ichimoto K., Shimizu T., Nagata S. // Publ. Astron. Soc. Jpn. 2007. V. 59. P. 655.
- Trisopoula G., Tziotziou K., Kontogiannis I., Doyle J.G., Suematsu Y. // Space Sci. Rev. 2012. V. 169. P. 181. https://doi.org/10.1007/s11214-012-9920-2
- Martinez-Sycora J., Hansteen V., Moreno-Insertis F. // Astrophys. J. 2011. V. 736. P. 9.
- De Pontieu B., McIntosh S.W., Carlsson M., Hansteen V.H., Tarbell T.D., Boerner P., Martinez-Sycora J., Schrijver C.J., Title A.M. // Science. 2011. V. 331. P. 55. https://doi.org/10.1088/0004-637X/736/1/9

- De Pontieu B., Carlsson M., Rouppe van der Voort L.H.M., Rutten R.J., Hansteen V.H., Watanabe H. // Astrophys. J. 2012. V. 752. P. L12. https://doi.org/10.1088/2041-8205/752/1/L12
- Ландау Л.Д., Лифииц Е.М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- 8. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. Магнитогидродинамическая теория и приложения. М.: Физматлит., 2005.
- 9. Roberts B., Webb A.R. // Solar Phys. 1978. V. 56. P. 5.
- Zhugzhda Y.D., Nakoryakov V.M. // Phys. Lett. 1997. V. 233. P. 413.
- 11. *Molotkov I.A.* Analytical methods in nonlinear theory. Monographs. Sofia-Pensoft, 2005.
- 12. *Молотков И.А., Кузнецов В.Д. //* Нелинейный мир. 2006. Т. 4. С. 577.
- Молотков И.А., Рябова Н.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 2016. Т. 56. С. 283. https://doi.org/10.7868/S0016794016030135
- Молотков И.А., Вакуленко С.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 562. https://doi.org/10/7868/S0016794017050145
- 15. *Yang H.-Y.K., Ruszkowski M., Zweibel E.G.* // Galaxies. 2018. V. 6. № 1. P. 29.
- 16. Кропоткин А.П. // Астроном. ж. 2011. Т. 88. С. 1226.
- 17. Пикельнер С.Б. // УФН. 1966. Т. 88. С. 505.
- McIntosh S.W., De Pontieu B., Carlsson M., Hansteen V., Boerner P., Goossens M. // Nature. 2011. V. 475. P. 477. doi: 10235. https://doi.org/10.1038/nature
- Soler R., Carbonell M., Ballister J. // Astrophys. J. 2015. V. 810. P. 146. doi: / 810/ 2/146. https://doi.org/10.1088/0004-637X
- 20. Лившиц М.А. Физика космоса. Солнце. М.: Сов. энцикл., 1986.
- Прист Э. Космическая магнитная гидродинамика. Введение в магнитную гидродинамику солнечной системы. М.: Мир, 1995.
- De Pontieu B., Title A.M., Carlsson M. // Science. 2014. V. 346. P. 315. https://doi.org/10.1126/science.346.6207.315
- Martinez-Sycora J., De Pontieu B., Leenaarts J., Pereira T.M.D., Carlsson M., Hansteen V., Stern J.V., Tian H., McIntosh S.W., Roupe van der Voort L.H.M. // Astrophys. J. 2013. V. 771. P. 66.
- 24. Haerendel G. // Nature. 1992. V. 360. P. 241.
- 25. De Pontieu B., Erdelyi R., James S.P. // Nature. 2004. V. 430. P. 536.
- 26. Yokoyama T., Shibata K. // Publ. Astron. Soc. Jpn. 1996. V. 48. P. 353.
- 27. Hollweg J.V., Jackson S., Galloway D. // Solar Physics. 1982. V. 75. P. 35.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 7 2020