

УДК 523.98-78

П. П. Маловичко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27**Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн
в солнечной атмосфере**

Рассмотрена токовая неустойчивость альвеновских волн в корональных петлях. Показано, что такой механизм генерации альвеновских волн очень эффективен и может приводить к развитию низкочастотных возмущений даже при очень малых токах. Это способствует пересоединению магнитных полей и развитию вспышки. Возникающая при этом низкочастотная турбулентность может способствовать также процессам нагрева и ускорения частиц.

ЗВ'ЯЗОК ПОВЗДОВЖНІХ СТРУМІВ З ГЕНЕРАЦІЄЮ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ У СОНЯЧНІЙ АТМОСФЕРІ, Маловичко П. П. — Досліджено струмову нестійкість альвеновських хвиль у корональних петлях. Показано, що такий механізм генерації альвеновських хвиль дуже ефективний і може призводити до розвитку низькочастотних збурень навіть при дуже малих струмах. Це сприяє перез'єднанню магнітних полів та розвитку спалаху. Низькочастотна турбулентність, що виникає при цьому, може сприяти також процесам нагрівання та прискорення часток.

CORRELATION OF LONGITUDINAL CURRENTS WITH ALFVEN WAVES GENERATION AT THE SOLAR ATMOSPHERE, by Malovichko P. P. — The current instability of alfven waves in coronal loops is considered. It is shown, that such generation mechanism of Alfven waves is very effective and can lead to development of low-frequency perturbations even in the case of very small currents, that can promote reconnection of magnetic fields and development of a flash. The low-frequency turbulence, originating in this situation, can promote also to the processes of heating and acceleration of particles.

Одним из наиболее актуальных и интересных направлений в изучении физики Солнца являются исследования процессов, протекающих в предвспышечных и послевспышечных петлях, а также явлений, которые сопровождают процесс самой вспышки.

Возникновение и развитие вспышки неразрывным образом связано с волновыми процессами в предвспышечной и послевспышечной плазме [10, 13, 29, 30, 33, 34]. Волны сопровождают процесс развития вспышки как на стадии поднятия, эволюции и взаимодействия магнитных силовых трубок,

так и во время самой вспышки при образовании токовых слоев, нагреве и ускорении частиц [12, 15, 18, 19, 21, 22, 24, 31, 35, 36]. Генерация и нарастание волн может приводит к изменению конфигурации магнитных полей, а также значительно влиять на процессы пересоединения и выделения энергии во вспышках. Действительно, при построении современных моделей солнечных вспышек для объяснения быстрого пересоединения магнитного поля и выделения энергии активно используются механизмы возникновения аномального сопротивления, вызванного возникновением турбулентности в токовых слоях [11, 20, 23, 26, 28].

При протекании продольного тока в плазме могут развиваться различного типа неустойчивости: бунемановская, ионно-звуковая, электростатическая ионно-циклотронная и др [3, 5, 6, 32]. Они играют важную роль в динамике плазмы и могут приводить к аномальному сопротивлению, возникновению двойных слоев, ускорению частиц и т. д. Однако для возникновения этих неустойчивостей необходимо, чтобы направленные скорости движения частиц превосходили тепловые скорости ионов, что возможно при наличии сильных продольных токов, которые далеко не всегда реализуются в условиях солнечной короны.

В работе [4] рассмотрен механизм развития токовой неустойчивости в корональных петлях, для реализации которого не требуются сильные токи. Этот механизм рассмотрен в простейшем случае для нулевых поперечных волновых векторов, то есть исключительно для альвеновских волн с круговой поляризацией. В работе [4] показано, что такой механизм возбуждения волн очень эффективный и не требует ограничений на плотность и скорость пучка, если распространение пучка приводит к возникновению токов.

В настоящей работе рассмотрена токовая неустойчивость альвеновских и кинетических альвеновских волн в солнечных корональных петлях, которая может быть вызвана как токами, которые вызывают пучки заряженных частиц, так и токами, создаваемыми основными компонентами плазмы.

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль оси z (вдоль однородного магнитного поля) максвелловским распределением частиц по скоростям. Для получения выражения для частоты альвеновских волн используем общее дисперсионное уравнение [1]:

$$\left| k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} \right| = 0, \quad (1)$$

где k , k_z , k_x — модуль и проекция волнового вектора на направления вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz), ω — частота волны, ε_{ij} — тензор диэлектрической проницаемости, c — скорость света, δ_{ij} — символ Кронекера.

Уравнение (1) запишем более подробно, в удобном для анализа альвеновских волн виде [2]:

$$\omega^2 = \frac{[(k_z c)^2 \varepsilon_{zz} + (k_x c)^2 \varepsilon_{xx} + 2(k_x k_z c)^2 \varepsilon_{xz}][(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - [k_z c \varepsilon_{yz} \omega - k_x c \varepsilon_{xy} \omega]^2}{[\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^2][(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - \varepsilon_{xx} (\varepsilon_{yz} \omega)^2 - \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xy} \omega)^2 - 2\varepsilon_{xy} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yz} \omega^2}. \quad (2)$$

Для получения тензора диэлектрической проницаемости движущейся многокомпонентной плазмы ε_{ij} можно использовать тензор диэлектрической проницаемости для неподвижной плазмы $\varepsilon'_{ij}(\omega'_\alpha, \mathbf{k}'_\alpha)$, вычисленной для максвелловского распределения частиц по скоростям. Для этого, согласно [1], необходимо произвести преобразование Лоренца для частот, полей и токов. Тогда для тензора диэлектрической проницаемости в системе коор-

динат, в которой плазма движется, имеем [1]

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \sum_{\alpha, \mu, \nu} \frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \alpha_{i\mu} [\varepsilon'_{\mu\nu}(\omega_{\alpha}', k_{\alpha}') - \delta_{\mu\nu}] \beta_{\nu j}. \quad (3)$$

Здесь для нерелятивистского случая

$$\omega_{\alpha}' = \omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{\alpha}, \quad \mathbf{k}_{\alpha}' = \mathbf{k}, \quad \alpha_{ij} = \delta_{ij} + \frac{k_j u_i}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{\alpha}}, \quad \beta_{ij} = \frac{\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_{\alpha}}{\omega} \delta_{ij} + \frac{k_i u_{\alpha j}}{\omega}, \quad (4)$$

(\mathbf{u}_{α} — скорость дрейфа частиц, которая в нашем случае направлена вдоль магнитного поля).

Подставляя выражение (4) в (3), получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \right)^2 [\varepsilon'_{xx}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}) - 1], \\ \varepsilon_{xy} &= -\varepsilon_{yx} = \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \right)^2 \varepsilon'_{xy}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}), \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}' k_x u_{z\alpha}}{\omega^2} [\varepsilon'_{xx}(\omega_{\alpha}', k) - 1] + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \varepsilon'_{xz}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\varepsilon_{yy} = 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \right)^2 [\varepsilon'_{yy}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}) - 1],$$

$$\varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}' k_x u_{z\alpha}}{\omega^2} \varepsilon'_{yx}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}) + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \varepsilon'_{yz}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}),$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{k_x u_{z\alpha}}{\omega} \right)^2 [\varepsilon'_{xx}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}) - 1] + 2 \sum_{\alpha} \frac{k_x u_{z\alpha}}{\omega} \varepsilon'_{xz}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}) + \sum_{\alpha} [\varepsilon'_{zz}(\omega_{\alpha}', \mathbf{k}) - 1].$$

Используя тензор диэлектрической проницаемости [1] и предполагая максвелловское распределение для частиц, выполним разложение по малым параметрам ($\omega_{\alpha}'/\omega_{B\alpha} \ll 1$, $k_z v_{T\alpha}/\omega_{B\alpha} \ll 1$) [2] для низкочастотных волн ($\omega \ll \omega_{B\alpha}$) получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &\approx 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega_{B\alpha}} \right)^2 \left(\frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \right)^2 \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \\ \varepsilon_{xy} &= -\varepsilon_{yx} \approx -i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2 \omega_{\alpha}'}{\omega_{B\alpha} \omega^2} q_{\alpha} A_0'(z_{\alpha}), \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} \approx \left(\frac{\omega_{Pi}}{\omega_{Bi}} \right)^2 \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}' k_x u_{z\alpha}}{\omega^2} \frac{(1 - A_0(z_{\alpha}))}{z_i}, \\ \varepsilon_{yy} &\approx 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega_{B\alpha}} \right)^2 \left(\frac{\omega_{\alpha}'}{\omega} \right)^2 \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}} + 2 \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2 z_{\alpha}}{\omega^2} A_0'(z_{\alpha}) J_+(\kappa_{\alpha}), \\ \varepsilon_{yz} &= -\varepsilon_{zy} \approx i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2 k_x u_{z\alpha}}{\omega_{B\alpha} \omega^2} A_0'(z_{\alpha}) - i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2 k_x}{\omega_{B\alpha} \omega k_z} A_0'(z_{\alpha}) [1 - J_+(\kappa_{\alpha})], \\ \varepsilon_{zz} &\approx 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{k_z v_{T\alpha}} \right)^2 A_0(z_{\alpha}) [1 - J_+(\kappa_{\alpha})] + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega_{B\alpha}} \right)^2 \left(\frac{k_x u_{z\alpha}}{\omega} \right)^2 \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$A_n(z_\alpha) = I_n(z_\alpha) \exp(-z_\alpha), \quad z_\alpha = (k_x v_{T\alpha} / \omega_{B\alpha})^2, \quad q_i = 1, \quad q_e = -1,$$

$$\kappa_\alpha = \omega'_\alpha / (k_z v_{T\alpha}), \quad J_+(x) = -i(\pi/2)^{1/2} x W(x/2^{1/2}),$$

$$W(x) = \exp(-x^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(t^2) dt \right),$$

$I_n(z_\alpha)$ — модифицированная функция Бесселя, $A'_0(z_\alpha)$ — производная функции $A_0(z_\alpha)$, $\omega_{P\alpha}$, $\omega_{B\alpha}$ — плазменная и циклотронная частоты, $v_{T\alpha}$ — тепловая скорость частиц сорта α ($\alpha = e, i$ — электроны и протоны). При получении (6) суммировались ряды функций Бесселя.

Подставляя выражение (6) в дисперсионное уравнение (2), получаем

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 \left\{ \left[\sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} A_0(1 - J_+) + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} (1 - A_0) \right] D_1 - \right. \\ \left. - z_i \left[\sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} q_\alpha A'_0 J_+ \right]^2 \right\} / (D_2 D_1 + D_3), \quad (7)$$

где

$$D_1 = \left(\frac{k v_A}{\omega_{Bi}} \right)^2 - \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} \left(\frac{\omega'_\alpha}{\omega_{Bi}} \right)^2 \frac{(1 - A_0)}{z_i} - 2z_i \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} A'_0 J_+,$$

$$D_2 = \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} \left(\frac{\omega'_\alpha}{\omega} \right)^2 \frac{(1 - A_0)}{z_i} \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} A_0(1 - J_+) + \\ + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} (1 - A_0) \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} \left(\frac{k_z u_{z\alpha}}{\omega} \right)^2 \frac{(1 - A_0)}{z_i} - z_i \left(\sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} \frac{k_z u_{z\alpha}}{\omega} \frac{(1 - A_0)}{z_i} \right)^2,$$

$$D_3 = \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} (1 - A_0) \left(\sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} q_\alpha \frac{\omega'_\alpha}{\omega} A'_0 \right)^2 - \\ - 2 \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} \frac{\omega'_\alpha}{\omega} (1 - A_0) \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} q_\alpha \frac{\omega'_\alpha}{\omega} A'_0 \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} q_\alpha A'_0 J_+ + \\ + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} \left(\frac{\omega'_\alpha}{\omega} \right)^2 (1 - A_0) \left(\sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} q_\alpha A'_0 J_+ \right)^2 + \\ + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} \frac{T_i}{T_\alpha} A_0(1 - J_+) \left(\sum_\alpha \frac{n_\alpha}{n} q_\alpha \frac{\omega'_\alpha}{\omega} A'_0 \right)^2,$$

v_A — альвеновская скорость, T_α , n_α — температура и плотность частиц сорта α , n — плотность основного неподвижного протонного компонента плазмы (для удобства записи здесь и в дальнейшем аргументы функций $A_n(z_\alpha)$, $J_+(\kappa_\alpha)$ будем опускать).

В случае плазмы низкого давления, т. е. когда давление движущегося компонента плазмы значительно меньше давления магнитного поля дисперсионное уравнение можно существенно упростить:

$$\left[\omega^2 - (k_z v_A)^2 z_i \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right] \left[\omega^2 - (k v_A)^2 \frac{z_i}{1 - A_{0i}} \right] - (k_z v_A)^2 \frac{z_i^2}{1 - A_{0i}} \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right) \left[\omega_{Bi} \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} q_{\alpha} \frac{u_{z\alpha}}{v_A} A_0' \right]^2 = 0. \quad (8)$$

Вводя обозначения

$$B_1 = (k_z v_A)^2 z_i \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right),$$

$$B_2 = (k v_A)^2 \frac{z_i}{1 - A_{0i}},$$

$$C = (k_z v_A)^2 \frac{z_i^2}{1 - A_{0i}} \left(\frac{1}{1 - A_{0i}} + \frac{T_e}{T_i} \right) \left[\omega_{Bi} \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} q_{\alpha} \frac{u_{z\alpha}}{v_A} A_0' \right]^2,$$

из выражения (8) получаем два решения:

$$\omega^2 = \frac{B_1 + B_2 + \sqrt{(B_1 - B_2)^2 + 4C}}{2}, \quad (9)$$

$$\omega^2 = \frac{B_1 + B_2 - \sqrt{(B_1 - B_2)^2 + 4C}}{2}, \quad (10)$$

Легко показать, что при отсутствии токов решение (9) соответствует магнитозвуковым волнам, и для малых поперечных волновых векторов, для которых эти волны существуют, имеет вид

$$\omega^2 = (k v_A)^2. \quad (11)$$

Решение (10), при отсутствии токов, соответствует колебаниям плазмы альвеновского типа с учетом конечного значения ларморовского радиуса — так называемым кинетическим альвеновским волнам:

$$\omega^2 = (k_{\parallel} v_A)^2 z_i [(1 - A_{0i})^{-1} + T_e/T_i]. \quad (12)$$

Первое решение (9), соответствующее магнитозвуковой волне, всегда устойчиво, второе решение (10), соответствующее альвеновской (кинетической альвеновской) волне, неустойчиво при условии $B_1 B_2 < C$.

Подставляя конкретные выражения для коэффициентов, получаем

$$\frac{k v_A^2}{\omega_{Bi}} < \left| \sum_{\alpha} \frac{n_{\alpha}}{n} q_{\alpha} u_{z\alpha} A_0' \right|. \quad (13)$$

Из выражения (13) видно, что критерий неустойчивости не имеет ограничений на скорость распространения пучков и силу тока, которая приводит к неустойчивости. Поэтому такой механизм может объяснить наличие волн, которые наблюдаются при распространении не очень быстрых и очень плотных пучков. Кроме того, можно сделать вывод, что в замагниченной плазме с током при отсутствии столкновений альвеновские волны всегда неустойчивы, причем масштабы неустойчивых волн увеличиваются при уменьшении силы тока. Естественно, что масштабы волн не должны превосходить масштабов системы, в которой эта неустойчивость развивается.

Оценим максимум инкремента токовой неустойчивости. Подставляя в (10) значения параметров плазмы, характерных для корональных петель

($n \approx 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $j \approx 0.01 \text{ А/м}^2$) [7—9, 14, 16, 17, 25, 27], для инкремента получаем $\gamma \approx 1 \text{ с}^{-1}$.

Отметим, что время развития неустойчивости по порядку величины меньше времени развития вспышечных процессов. Можно предположить, что в результате развития неустойчивости происходит искривление силовых линий магнитного поля, способствующее пересоединению магнитного поля в вершине корональной петли, тем самым стимулируя развитие вспышки. Турбулентность, которая возникает в результате развития неустойчивости, может привести к образованию аномального сопротивления, а также к нагреву и ускорению частиц.

Таким образом, токовая неустойчивость может играть существенную роль в процессах, протекающих в солнечной атмосфере.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978.—407 с.
2. Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Кинетические свойства альвеновских волн. — Киев, 1990.—20 с.—(Препр. / АН УССР, Ин-т теор. физики; № ИТФ-90-75Р).
3. Липеровский В. А., Пудовкин М. И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. — М.: Наука, 1983.—180 с.
4. Маловичко П. П., Юхимук А. К. Токовая неустойчивость и генерация альвеновских волн в корональных петлях // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 1.—С. 20—23.
5. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. — М.: Атомиздат, 1970.—Т. 1: Неустойчивости однородной плазмы.—294 с.
6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. — М.: Атомиздат, 1977.—Т. 2: Неустойчивости неоднородной плазмы.—360 с.
7. Обридо В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. — М.: Наука, 1985.—255 с.
8. Прист Э. Р. Солнечная магнитогиродинамика. — М.: Мир, 1985.—589 с.
9. Солнечные вспышки / Под ред. И. С. Шербиной-Самойловой // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1987.—34.—280 с.
10. Bogdan T. J. Effect of thermal conduction on acoustic waves in coronal loops // *Astrophys. J.*—2006.—643, N 1.—P. 532—547.
11. Charbonneau P., McIntosh S. W., Liu H. L., Bogdan T. J. Avalanche models for solar flares (Invited Review) // *Solar. Phys.*—2001.—203, N 2.—P. 321—353.
12. Cranmer S. R., van Ballegoijen A. A. Alfvénic turbulence in the extended solar corona: Kinetic effects and proton heating // *Astrophys. J.*—2003.—594, N 1.—P. 573—591.
13. Gerrard C. L., Hood A. W. Current build-up as a result of the kink instability in a loop // *Solar. Phys.*—2004.—223, N 1-2.—P. 143—154.
14. Hesse M., Forbes T. G., Birn J. On the relation between reconnected magnetic flux and parallel electric fields in the solar corona // *Astrophys. J.*—2005.—631, N 2.—P. 1227—1239.
15. Kocharov L., Kovaltsov G. A., Torsti J. Trapping and precipitation of protons during stochastic acceleration in magnetic loops // *Astrophys. J.*—2000.—543, N 1.—P. 438—446.
16. Kulikova G. N., Molodensky M. M., Starkova L. I., Filippov B. P. On electric currents in the active region HR 16927 // Солнечные магнитные поля и корона: Тр. XIII консультативного совещания по физике Солнца; Одесса, 26 сент.—2 окт. 1988 г. — Новосибирск: Наука, 1989.—Т. 2.—С. 156—161.
17. Lee J., McClymont A. N., Mikic Z., et al. Coronal currents, magnetic fields, and heating in a solar active region // *Astrophys. J.*—1998.—501, N 2.—P. 853—865.
18. Litvinenko Y. E. Heavy ion abundances in impulsive solar flares: influence of pre-acceleration in a current sheet // *Solar. Phys.*—2002.—205, N 2.—P. 341—349.
19. Litvinenko Y. E. Energies of electrons accelerated in turbulent reconnecting current sheets in solar flares // *Solar. Phys.*—2003.—212, N 2.—P. 379—388.
20. Litvinenko Y. E., Craig I. J. D. Flare energy release by flux pile-up magnetic reconnection in a turbulent current sheet // *Astrophys. J.*—2000.—544, N 2.—P. 1101—1107.
21. Litwin C., Rosner R. Alfvén wave transmission and heating of solar coronal loops // *Astrophys. J.*—1998.—499, N 2.—P. 945—950.
22. Luo Q. Y., Wei F. S., Feng X. S. Electron acceleration by lower hybrid turbulence in solar flares // *Astrophys. J.*—2003.—584, N 1.—P. 497—508.
23. Nindos A., White S. M., Kundu M. R., Gary D. E. Observations and models of a flaring loop // *Astrophys. J.*—2000.—533, N 2.—P. 1053—1062.
24. Paesold G., Kallenbach R., Benz A. O. Acceleration and enrichment of ^3He in impulsive solar flares by electron firehose waves // *Astrophys. J.*—2003.—582, N 1.—P. 495—497.

25. *Pevtsov A. A., Canfield R. C., McClymont A. N.* On the subphotospheric origin of coronal electric currents // *Astrophys. J.*—1997.—**481**, N 2.—P. 973—977.
26. *Priest E. R., Schrijver C. J.* Aspects of three-dimensional magnetic reconnection — (invited review) // *Solar. Phys.*—1999.—**190**, N 1-2.—P. 1—24.
27. *Qiu J., Lee J., Gary D. E., Wang H.* Motion of flare footpoint emission and inferred electric field in reconnecting current sheets // *Astrophys. J.*—2002.—**565**, N 2.—P. 1335—1347.
28. *Reale F., Nigro G., Malara F., et al.* Modeling a coronal loop heated by magnetohydrodynamic turbulence nanoflares // *Astrophys. J.*—2005.—**633**, N 1.—P. 489—503.
29. *Roberts B.* Waves and oscillations in the corona — (invited review) // *Solar. Phys.*—2000.—**193**, N 1-2.—P. 139—152.
30. *Stepanov A. V., Tsap Y. T.* Electron-whistler interaction in coronal loops and radiation signatures // *Solar. Phys.*—2002.—**211**, N 1-2.—P. 135—154.
31. *Tsap Y. T.* On the cascading acceleration of the quasi-thermal electrons by mhd turbulence in solar flares // *Solar. Phys.*—2000.—**194**, N 1.—P. 131—136.
32. *Vasquez A. M., Gyzek D. O.* Beam-generated plasma turbulence during solar flares // *Astrophys. J.*—1997.—**484**, N 1.—P. 463—471.
33. *Verwichte E., Nakariakov V. M., Ofman L., Deluca E. E.* Characteristics of transverse oscillations in a coronal loop arcade // *Solar. Phys.*—2004.—**223**, N 1-2.—P. 77—94.
34. *Voitenko Y., Goossens M.* Excitation of high-frequency Alfvén waves by plasma outflows from coronal reconnection events // *Solar. Phys.*—2002.—**206**, N 2.—P. 285—313.
35. *Wu D. J., Fang C.* Two-fluid motion of plasma in Alfvén waves and the heating of solar coronal loops // *Astrophys. J.*—1999.—**511**, N 2.—P. 958—964.
36. *Wu C. S., Li Y., Chao J. K., et al.* Solar energetic ions created in a reconnection layer by Alfvén wave pickup // *Astrophys. J.*—1998.—**495**, N 2.—P. 951—956.

Поступила в редакцию 23.11.06