

УДК 523.98-78

П. П. Маловичко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного 27

Устойчивость магнитных конфигураций солнечной атмосферы в условиях анизотропии температуры

Рассмотрена анизотропная неустойчивость альвеновских волн в солнечной атмосфере. Показано, что такой механизм приводит к генерации не только альвеновских, но и кинетических альвеновских волн, что очень важно при рассмотрении процессов нагрева и ускорения частиц в хромосферной и корональной плазме. Найден критерий развития неустойчивости. Проанализированы условия, при которых данная неустойчивость может возникать, и области атмосферы, в которых наиболее вероятно возникновение этой неустойчивости. Показано, что такой механизм генерации кинетических альвеновских волн достаточно эффективный и может играть существенную роль в процессах, протекающих в солнечной атмосфере.

СТІЙКІСТЬ МАГНІТНИХ КОНФІГУРАЦІЙ СОНЯЧНОЇ АТМОСФЕРИ В УМОВАХ АНІЗОТРОПІЇ ТЕМПЕРАТУРИ, Маловичко П. П. — Розглянуто анізотропну нестійкість альвенівських хвиль у сонячній атмосфері. Показано, що такий механізм приводить до генерації не тільки альвенівських хвиль, але і кінетичних альвенівських хвиль, що дуже важливо при розгляді процесів нагрівання та прискорення часток у хромосферній та корональній плазмі. Знайдено критерій розвитку нестійкості. Проаналізовано умови, при яких така нестійкість може виникати, та області атмосфери, у яких найбільш імовірно виникнення цієї нестійкості. Показано, що такий механізм генерації кінетичних альвенівських хвиль достатньо ефективний і може відігравати суттєву роль у процесах, що протікають у сонячній атмосфері.

STABILITY OF MAGNETIC CONFIGURATIONS OF SOLAR ATMOSPHERE IN TEMPERATURE ANISOTROPY CONDITIONS, by Malovichko P. P. — The anisotropic instability of Alfvén waves in solar atmosphere is considered. It is shown that such mechanism leads to the generation not only Alfvén, but also kinetic Alfvén waves, which is very important in the investigation of processes of heating and particle acceleration in chromospheric and coronal plasma. The criterion of instability development is found. We analyse the conditions under which the given instability can arise and the atmosphere

areas in which the origin of the instability is most probable. It is shown that such mechanism of kinetic Alfvén wave generation is very effective and can play an essential role in some processes in the solar atmosphere.

Волны играют чрезвычайно важную роль во многих процессах, протекающих на Солнце [8, 18, 21, 22, 24, 25, 31]. Без привлечения волновой теории невозможно объяснить нагрев хромосферы и короны Солнца, ускорение и диффузию частиц, изменение конфигурации магнитных полей и т. д. Кроме того, как показывают наблюдения, волны постоянно и непрерывно регистрируются в солнечной атмосфере. Это связано с тем, что Солнце имеет очень сложную структуру, отдельные элементы которой находятся в непрерывном движении, которое приводит к неравновесным, неустойчивым состояниям, приводящим к генерации широкого диапазона волн.

Чтобы изучить влияние волн на разные процессы, прежде всего необходимо выяснить условия генерации волн разных типов. Особенно это касается таких волн, как кинетические альвеновские волны, теория которых разработана еще не полностью. Привлечение теории кинетических альвеновских волн позволяет облегчить решение и объяснение ряда проблем теории солнечной хромосферы и короны. Действительно, принято считать, что короткопериодические звуковые волны нагревают нижнюю хромосферу, а магнитные волны (альвеновские и магнитозвуковые) — верхнюю хромосферу и корону [8, 15—17, 19, 30]. Однако теория сталкивается с определенными трудностями при объяснении нагрева короны альвеновскими и магнитозвуковыми волнами [8]. Эти проблемы достаточно легко решить, если предположить, что нагревание короны происходит в результате распространения и затухания кинетических альвеновских волн [10, 20, 27, 32]. Кроме того, многие явления в солнечной атмосфере, такие как ускорение и диффузия частиц, нагревание солнечных корональных петель, процессы, связанные с солнечными радиовсплесками, солнечными вспышками, намного проще объяснять с помощью теории кинетических альвеновских волн [5, 6, 11—14, 23]. В настоящее время разработано достаточно много механизмов их генерации: возбуждение кинетических альвеновских волн пучками частиц [2, 26, 29], продольными токами [7], генерацией в результате нелинейного взаимодействия волн [9, 28] и др. Однако теория кинетических альвеновских волн разработана еще не полностью. Так, генерация кинетических альвеновских волн в анизотропной среде до сих пор не рассматривалась. Рассмотрению одного из таких механизмов и посвящена настоящая работа.

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

$$\begin{vmatrix} k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{xx}, & -\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{xy}, & -k_x k_z - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{xz} \\ -\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{yx}, & k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{yy}, & -\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{yz} \\ -k_x k_z - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{zx}, & -\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{zy}, & k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_{zz} \end{vmatrix} = 0, \quad (1)$$

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.

Уравнение (1) перепишем в удобном для анализа альвеновских (кинетических альвеновских) волн виде [3]:

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

При получении выражения (2) было использовано свойство тензора диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx}, \quad \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx}, \quad \varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy}.$$

Дисперсионное уравнение (2) полностью эквивалентно уравнению (1), так как при его выводе не было использовано никаких дополнительных упрощений либо приближений, и оно пригодно для анализа всех типов волн, распространяющихся в плазме. Представление дисперсионного уравнения (1) в виде решения (2), в котором в левой части стоит частота, а в правой части все остальные члены, имеет определенный смысл. Так как нас интересуют альвеновские волны (кинетические альвеновские волны), уравнение (2) специально записано в виде, наиболее близком к решению для альвеновских волн. Действительно, в стандартном случае максвелловского распределения частиц для низкочастотных волн в плазме низкого давления правая часть уравнения не зависит от частоты, и мы получаем готовое решение для дисперсии альвеновских (кинетических альвеновских) волн. Кроме того, для достаточно малых поперечных масштабов длин волн (альвеновские волны, а не кинетические альвеновские) уравнение (2) также вырождается в решение, причем вне зависимости от того, рассматриваем ли мы плазму очень низкого, низкого либо конечного давлений. В более сложном случае неравновесного распределения частиц правая часть также может не зависеть от частоты, либо, если она зависит от частоты, после небольших преобразований удастся достаточно легко выделить дисперсию именно альвеновских волн. Поэтому представление дисперсионного уравнения (1) в виде решения (2) очень удобно для исследования дисперсии альвеновских (кинетических альвеновских) волн.

Для того чтобы вычислить частоту альвеновских волн, необходимо знать тензор диэлектрической проницаемости. Основные гидродинамические модели, используемые для исследования поведения плазмы, являются изотропными относительно температуры частиц, в них не учитываются различия продольной и поперечной температур частиц плазмы, поэтому для вычисления тензора диэлектрической проницаемости используем кинетическую модель.

Будем исходить из кинетического уравнения Власова [1]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \left(e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}] \right) \frac{\partial f}{\partial p} = 0, \quad (3)$$

где f — функция распределения частиц, v — скорость частиц, p — импульс частиц, e — заряд частиц, E — электрическое поле, B — магнитное поле, c — скорость света.

Для того чтобы учесть анизотропию температур при равновесном распределении частиц по скоростям используем би-максвелловское распределение

$$f_{\alpha}^0 = \frac{n_{0\alpha}}{(2\pi T_{\perp\alpha}/m_{\alpha})(2\pi T_{\parallel\alpha}/m_{\alpha})^{1/2}} \exp\left(-\frac{m_{\alpha}v_{\perp}^2}{2T_{\perp\alpha}} - \frac{m_{\alpha}v_{\parallel}^2}{2T_{\parallel\alpha}}\right).$$

Здесь $n_{0\alpha}$, m_{α} — плотность и масса частиц сорта α , v_{\parallel} , v_{\perp} — продольные (относительно невозмущенного однородного магнитного поля B_0) и поперечные скорости частиц сорта α , $T_{\parallel\alpha}$, $T_{\perp\alpha}$ — продольные и поперечные температуры частиц сорта α . Будем рассматривать электронно-протонную плазму ($\alpha = e$ — электроны и $\alpha = p$ — протоны).

Решая кинетическое уравнение Власова с бимаксвелловским распределением частиц по скоростям, можно получить возмущенную функцию распределения, что в свою очередь позволяет вычислить тензор диэлектрической проницаемости [1]. Нас интересуют прежде всего низкочастотные электромагнитные возмущения альвеновского типа. Для таких возмущений частота значительно меньше циклотронной частоты протонов ($\omega/\omega_{Bp} \ll 1$, ω — частота возмущений, ω_{Bp} — циклотронная частота протонов), что дает возможность значительно упростить тензор диэлектрической проницаемости. Выполняя разложение по малым параметрам ($\omega/\omega_{B\alpha} \ll 1$, $k_z v_{T\parallel\alpha}/\omega_{B\alpha} \ll 1$) и оставляя основные члены разложения, для тензора диэлектрической проницаемости, описывающего поведение низкочастотных волн ($\omega \ll \omega_{B\alpha}$), получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &\approx 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega_{B\alpha}}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{k_z v_{T\parallel\alpha}}{\omega}\right)^2 \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}}\right)\right] \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \\ \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &\approx -i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2}{\omega_{B\alpha}\omega} A'_0(z_{\alpha}), \\ \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} &\approx -\sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega_{B\alpha}}\right)^2 \frac{k_{\perp} k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}}\right) \frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yy} &\approx 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega_{B\alpha}}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{k_z v_{T\parallel\alpha}}{\omega}\right)^2 \left(1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}}\right)\right] \times \\ &\times \left[\frac{1 - A_0(z_{\alpha})}{z_{\alpha}} - 2z_{\alpha} \sum_{\substack{n \neq 0 \\ n = -\infty}}^{+\infty} \frac{A'_n(z_{\alpha})}{n^2}\right] + 2 \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2 z_{\alpha}}{\omega^2} A'_0(z_{\alpha}) \left[1 - \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} (1 - J_+(\kappa_{\alpha}))\right], \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} \approx -i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{P\alpha}^2 k_x}{\omega_{B\alpha}\omega k_z} \frac{T_{\perp\alpha}}{T_{\parallel\alpha}} A'_0(z_{\alpha}) [1 - J_+(\kappa_{\alpha})],$$

$$\varepsilon_{zz} \approx 1 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{k_z v_{T\parallel\alpha}}\right)^2 A_0(z_{\alpha}) [1 - J_+(\kappa_{\alpha})] - \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{P\alpha}}{\omega}\right)^2 \left(1 - \frac{T_{\parallel\alpha}}{T_{\perp\alpha}}\right) [1 - A_0(z_{\alpha})],$$

где

$$A_n(z_{\alpha}) = I_n(z_{\alpha}) \exp(-z_{\alpha}),$$

$$z_{\alpha} = \left(\frac{k_x v_{T\perp\alpha}}{\omega_{B\alpha}}\right)^2,$$

$$\kappa_{\alpha} = \frac{\omega}{k_z v_{T\parallel\alpha}},$$

$$J_+(x) = -i \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} x W\left(\frac{x}{2^{1/2}}\right),$$

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

$I_n(z_\alpha)$ — модифицированная функция Бесселя, $A'_0(z_\alpha)$ — производная функции $A_0(z_\alpha)$, $\omega_{p\alpha}$, $\omega_{B\alpha}$ — плазменная и циклотронная частоты, $v_{T\parallel\alpha}$, $v_{T\perp\alpha}$ — продольная и поперечная тепловые скорости частиц сорта α ($\alpha = e, p$). При получении (4) было проведено суммирование бесконечных рядов функций Бесселя.

Подставляя (4) в дисперсионное уравнение (2) для альвеновских, в том числе и кинетических альвеновских волн, получаем следующее решение:

$$\omega^2 \approx (k_z v_A)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{v_{T\perp p}}{v_A}\right)^2 \times \right. \\ \left. \times \left[\left(\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} - 1\right) \frac{1 - A_0(z_p)}{z_p} + \frac{T_{\perp e}}{T_{\perp p}} \left(\frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp e}} - 1\right) \right] \right\} F(z_\alpha, T_{\parallel\alpha}, T_{\perp\alpha}), \quad (5)$$

где $F(z_\alpha, T_{\parallel\alpha}, T_{\perp\alpha})$ — некоторая функция, зависящая от поперечного волнового вектора и продольных и поперечных температур. Эта функция достаточно громоздкая, поэтому явный вид ее выписывать не будем, отметим только, что для малых поперечных волновых векторов ($z_p \ll 1$) функция $F(z_\alpha, T_{\parallel\alpha}, T_{\perp\alpha}) \approx 1$.

Из выражения (5) легко получаем решение для альвеновских волн при $z_p \ll 1$:

$$\omega^2 \approx (k_z v_A)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{v_{T\perp p}}{v_A}\right)^2 \left[\left(\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} - 1\right) + \frac{T_{\perp e}}{T_{\perp p}} \left(\frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp e}} - 1\right) \right] \right\}. \quad (6)$$

Видно, что такие возмущения в плазме с анизотропным давлением могут быть неустойчивыми. Из выражения (6) для критерия развития неустойчивости альвеновских волн имеем:

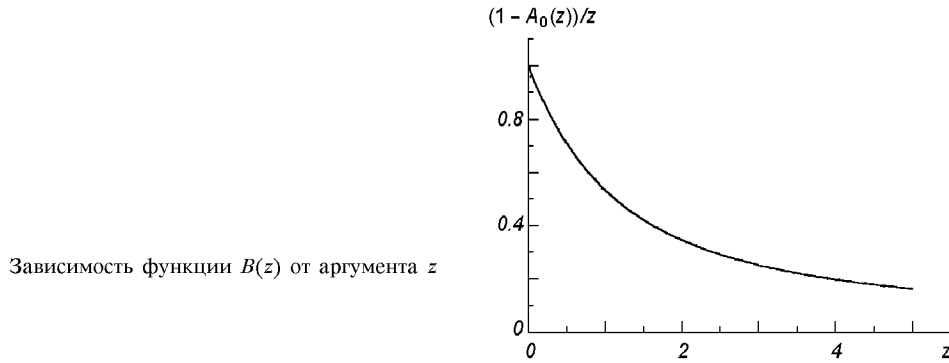
$$\left(\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} - 1\right) + \frac{T_{\perp e}}{T_{\perp p}} \left(\frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp e}} - 1\right) > \frac{2}{\beta_{p\perp}}, \quad (7)$$

где $\beta_{p\perp} = \frac{n_{0p} T_{\perp p}}{B_0^2 / (8\pi)}$ — отношение поперечного кинетического давления протонов к давлению однородного магнитного поля.

Неустойчивость (7) — это так называемая шланговая неустойчивость, критерий развития которой часто записывается в более упрощенном виде [4]:

$$\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} - 1 > \frac{1}{\beta}.$$

Нас прежде всего интересует возможность генерации возмущений кинетического альвеновского типа. Решение (5) позволяет получить общий критерий развития неустойчивости, включая как альвеновские, так и кинетические альвеновские волны. Из выражения (5) для альвеновских волн ($z_p \ll 1$) и кинетических альвеновских волн ($z_p > 1$), получаем общий критерий развития шланговой неустойчивости:



$$\left(\frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}} - 1 \right) \frac{1 - A_0(z_p)}{z_p} + \frac{T_{\perp e}}{T_{\perp p}} \left(\frac{T_{\parallel e}}{T_{\perp e}} - 1 \right) > \frac{2}{\beta_{p\perp}}. \quad (8)$$

Для того чтобы проанализировать, как влияет уменьшение поперечных масштабов длин волн на возможность развития неустойчивости, рассмотрим поведение следующей функции:

$$B(z_p) = \frac{1 - A_0(z_p)}{z_p}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (8), эта функция полностью определяет зависимость критерия развития неустойчивости от поперечного волнового вектора k_{\perp} . Напомним, что увеличение поперечного волнового вектора соответствует увеличению параметра z_p .

График функции $B(z_p)$ представлен на рисунке. Видно, что функция является плавной и монотонно убывающей. На интервале от 0 до 1 она изменяется достаточно медленно. Действительно, $B(0) = 1$, $B(0.5) \approx 0.71$, $B(1) \approx 0.53$. Используя асимптотическое разложение модифицированной функции Бесселя нулевого порядка, можно показать, что для больших $z_p \gg 1$ функцию $B(z_p)$ можно приближенно представить в виде

$$B(z_p) \approx \frac{1}{z_p}.$$

Поэтому при больших значениях $z_p \gg 1$ функция $B(z_p)$ очень маленькая.

Из общего критерия развития шланговой неустойчивости (8) и свойств функции $B(z_p)$ видно, что с увеличением поперечных волновых векторов происходит уменьшение влияния анизотропии протонов на возможность развития неустойчивости. Причем для достаточно больших поперечных волновых векторов ($z_p \gg 1$) неустойчивость, если она вызвана анизотропией температуры протонов, должна полностью стабилизироваться. В этом случае неустойчивыми оказываются кинетические альвеновские волны, у которых поперечные волновые векторы не слишком большие. В то же время из (8) видно, что увеличение поперечных волновых векторов никак не связано с анизотропией температуры электронов. Поэтому, если неустойчивость вызвана анизотропией температуры электронов, то такая неустойчивость реализуется одинаково как для больших, так и для малых поперечных волновых векторов, т. е. для всего спектра кинетических альвеновских волн.

Проанализируем, как влияют значения параметров плазмы на критерий

развития неустойчивости и на ее инкремент. Прежде всего необходимо обратить внимание на параметр $\beta_{p\perp}$, который является одним из основных параметров замагниченной плазмы и показывает, насколько сильно магнитное поле контролирует частицы плазмы. Для малых значений параметра $\beta_{p\perp}$ магнитное поле полностью контролирует частицы, для больших же значений параметра $\beta_{p\perp}$, поведение плазмы прежде всего определяется поведением частиц. От этого параметра существенно зависит возможность развития рассматриваемой нами неустойчивости. В плазме очень низкого давления ($\beta_{p\perp} \ll 1$) для реализации шланговой неустойчивости необходимо, чтобы анизотропия температур частиц была очень большой ($T_{\parallel}/T_{\perp} \gg 1$), что в реальных условиях бывает достаточно редким явлением. В плазме конечного давления ($\beta_{p\perp} \sim 1$) для развития неустойчивости достаточно, чтобы продольная температура была больше поперечной всего в два раза, т. е. $T_{\parallel}/T_{\perp} \geq 2$. В плазме же высокого давления ($\beta_{p\perp} \gg 1$) малейшее превышение продольной температуры над поперечной приводит к неустойчивости.

Таким образом, наиболее реально шланговая неустойчивость может возникать в областях, где давление частиц плазмы сравнимо либо больше давления магнитного поля ($\beta_{p\perp} \geq 1$).

Остановимся вкратце на том, как оценить максимальный инкремент неустойчивости. Из выражения (5) видно, что

$$\omega^2 \sim (k_z v_A)^2,$$

поэтому, если возникает неустойчивость, подбором величины продольного волнового вектора k_z мы можем получить любую величину инкремента. Отметим, что наше рассмотрение ограничивается альвеновскими (кинетическими альвеновскими) волнами, которые по определению являются низкочастотными. Частота (инкремент) таких возмущений удовлетворяет условию $\omega \ll \omega_{Be}$, поэтому решение (5) справедливо лишь для частот, меньших циклотронной частоты протонов ω_{Bp} . Таким образом, становится понятно, что инкремент неустойчивости может быть произвольно большим, но не должен превышать циклотронной частоты протонов. Точное значение максимального инкремента найти сложно, так как в этом случае нужно использовать не приближенные выражения (4), а точное выражение для тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} [1]. Получим грубую оценку максимума инкремента. Очевидно, что для кинетических альвеновских волн с частотой $\omega = 0.1\omega_{Bp}$ выполняется условие $\omega \ll \omega_{Bp}$, поэтому, если возникли условия для неустойчивости, такие волны обязательно будут неустойчивыми. В то же время мы выяснили, что максимальный инкремент должен быть больше этой величины, но не больше циклотронной частоты протонов ω_{Bp} , поэтому среднее значение максимума инкремента, находящееся в интервале $0.1\omega_{Bp} < \gamma < \omega_{Bp}$, по-видимому, является наиболее правильным, не сильно отличающимся от реальной величины, значением максимума инкремента.

Таким образом, для приближенного значения максимума инкремента получаем:

$$\gamma_{\max} \approx 0.3\omega_{Bp}. \quad (10)$$

Проанализируем возможность реализации рассмотренного выше механизма генерации кинетических альвеновских волн в условиях солнечной короны и хромосферы. Как известно, магнитное поле Солнца существенно неоднородно. Основная часть фотосферного магнитного потока концентри-

руется на границах супергранул, особенно в местах стыка ячеек, а также в активных областях. Такие поля состоят из магнитных силовых трубок, в основном локализованных между гранулами. Напряженности поля в этих трубках чрезвычайно высоки: от 1 до 2 кГс. В этих областях давление магнитного поля значительно превосходит давление частиц $\beta \ll 1$, поэтому магнитное поле практически полностью управляет всеми процессами, протекающими в них. В то же время среднее магнитное поле Солнца по порядку величины равно 1 Гс. Это возможно за счет существования областей с малой величиной магнитного поля, в которых $\beta \geq 1$. Как отмечал Прист [8], на уровне хромосферы и короны Солнца участки, в которых $\beta \ll 1$, в основном расположены в активных областях, во всех же остальных случаях $\beta \geq 1$. Таким образом, основная часть хромосферы и короны Солнца — это области с конечным и большим β .

Как уже отмечалось выше, области с $\beta \geq 1$ являются наиболее подходящими для возникновения шланговой неустойчивости. Как видно из общего критерия развития неустойчивости (8), для этого достаточно, чтобы анизотропия температуры частиц T_{\parallel}/T_{\perp} в таких областях была порядка 2 или даже меньше. Чем больше параметр β , тем меньшая анизотропия частиц нужна для возникновения неустойчивости. Так, например, для $\beta = 1$ необходимо, чтобы анизотропия была порядка 2, для $\beta = 5$ достаточно анизотропии $T_{\parallel}/T_{\perp} = 1.2$. Такие значения анизотропии вполне реальны и могут возникать, например, при поднятии вещества из фотосферы в корону в расширяющемся магнитном поле.

Таким образом, можно сделать вывод, что области хромосферы и нижней короны Солнца с конечными значениями β могут быть источниками гидродинамических волн, которые распространяются из нижних слоев атмосферы Солнца в верхние слои. Причем величина инкремента, согласно грубой оценке (10), для величины магнитного поля порядка 1 Гс может составлять достаточно большую величину $\gamma \sim 300 \text{ с}^{-1}$, что говорит о том, что такие области могут быть достаточно мощными и эффективными источниками таких волн.

Имея оценку инкремента, можно вкратце остановиться на обосновании рассмотренной модели. Как уже отмечалось выше, плазма солнечной атмосферы является существенно неоднородной, в то же время данная задача рассматривалась в приближении однородной замагниченной плазмы. Понятно, что для обоснования используемого приближения необходимо показать, что масштабы генерируемых возмущений значительно меньше характерных масштабов неоднородностей хромосферы и короны. Учитывая, что скорость распространения альвеновских волн в солнечной атмосфере $v_A < 300 \text{ км/с}$, для длин волн, соответствующих максимуму инкремента, получаем $\lambda < 1 \text{ км}$. Так как основные характерные масштабы L неоднородностей солнечной атмосферы превышают 100 км, необходимые для нас условия применимости используемых приближений для таких возмущений очевидно выполняются ($L \gg \lambda$). Следует отметить, что когда возникают условия для генерации волн, то генерируются также волны и с масштабами, превышающими масштабы существующих неоднородностей, но скорость увеличения таких возмущений на порядки меньше скорости увеличения возмущений, соответствующих максимуму инкремента. Очевидно, что для очень крупномасштабных возмущений данное приближение не справедливо, и необходимо использовать неоднородную модель.

Следует особо отметить, что рассмотренный механизм может обеспе-

читать не только генерацию альвеновских волн, но и генерацию кинетических альвеновских волн, что очень важно при решении проблем нагрева и ускорения частиц в солнечной короне.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978.—407 с.
2. Войтенко Ю. М., Кристаль А. Н., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Генерация кинетических альвеновских волн и их роль в нагреве корональных петель // Кинематика и физики небес. тел.—1990.—6, № 2.—С. 61—64.
3. Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Кинетические свойства альвеновских волн. — Киев, 1990.—20 с.—(Препринт / АН. Ин-т теор. физики; № ИТФ-90-75Р).
4. Кролл Н., Трайвеллис А. Основы физики плазмы. — М.: Мир, 1975.—525 с.
5. Кучеренко В. П., Юхимук А. К. Генерация кинетических альвеновских волн в течении солнечных радио всплесков // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 2.—С. 66—72.
6. Кучеренко В. П., Юхимук А. К. Нелинейное взаимодействие кинетических альвеновских волн // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 3.—С. 41—46.
7. Маловичко П. П. Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн в солнечной атмосфере // Кинематика и физики небес. тел.—2007.—23, № 5.—С. 259—265.
8. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—589 с.
9. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. Nonlinear interactions between kinetic Alfvén and ion-sound waves // Solar Phys.—2006.—236, N 2.—P. 285—291.
10. 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.
11. de Assis A. S., de Azevedo C. A. A note on runaway electrons in the presence of kinetic Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—1993.—271, N 3.—P. 675—680.
12. de Assis A. S., Leubner C. Enhancement of the electron runaway flux with kinetic Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—1994.—28, N 2.—P. 588—594.
13. de Azevedo C. A., Elfimov A. G., de Assis A. S. Coronal loop heating by Alfvén waves // Solar Phys.—1994.—153, N 2.—P. 205—210.
14. Gordovskyy M., Zharkova V. V., Voitenko Y., Goossens M. Proton versus electron heating in solar flares // Adv. Space Res.—2005.—35.—P. 1743—1751.
15. Klimchuk James A. On solving the coronal heating problem // Solar Phys.—2006.—234, N 1.—P. 41—77.
16. 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.
17. 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.
18. Litvinenko Y. E. Energies of electrons accelerated in turbulent reconnecting current sheets in solar flares // Solar Phys.—2003.—212, N 2.—P. 379—388.
19. Litwin C., Rosner R. Alfvén wave transmission and heating of solar coronal loops // Astrophys. J.—1998.—499, N 2.—P. 945—950.
20. Malik M., Sharma R. P., Singh H. D. Ion-acoustic wave generation by two kinetic Alfvén waves and particle heating // Solar Phys.—2007.—241, N 2.—P. 317—328.
21. Paesold G., Kallenbach R., Benz A. O. Acceleration and enrichment of He in impulsive solar flares by electron firehose waves // Astrophys. J.—2003.—582, N 1.—P. 495—499.
22. Roberts B. Waves and Oscillations in the Corona // Solar Phys.—2000.—193, N 1—2.—P. 139—152.
23. Treumann R. A., Guedel M, Benz A. O. Alfvén waves solitons and solar intermediate drift bursts // Astron. and Astrophys.—1990.—235, N 1.—P. 242—249.
24. 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.
25. 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.
26. 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.
27. Voitenko Y., Goossens M. Excitation of kinetic Alfvén turbulence by MHD waves and energization of space plasmas // Nonlinear Processes in Geophysics.—2004.—11.—P. 535—543.
28. Voitenko Yu. M., Goossens M. Nonlinear decay of phase-mixed Alfvén waves in the solar corona // Astron. and Astrophys.—2000.—357, N 3.—P. 1073—1079.

29. *Voitenko Yu. M., Goossens M.* Kinetic excitation mechanisms for ion-cyclotron kinetic Alfvén waves in Sun-Earth connection // *Space Sci. Rev.*—2003.—**107**, N 1—2.—P. 387—401.
30. *Walsh R. W., Ireland J.* The heating of the solar corona // *Astron. and Astrophys. Rev.*—2003.—**12**, N 1.—P. 1—41.
31. *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.
32. *Wu D. J., Fang C.* Coronal plume heating and kinetic dissipation of kinetic Alfvén waves // *Astrophys. J.*—2003.—**596**, N 1.—P. 656—662.

Поступила в редакцию 15.11.07