ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небес. тел. 2006. Т. 22. № 1

УДК 523.98

Ю. Т. Цап

НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»
98409 Крым, п. Научный

О закреплении оснований корональных петель

В рамках энергетического подхода рассматривается проблема закрепления оснований корональных петель в плотных слоях нижней атмосферы Солнца, что может приводить к стабилизации некоторых магнитогидродинамических неустойчивостей. Проведен анализ амплитудных и фазовых соотношений между компонентами смещений собственных колебаний тонких магнитных трубок. Обсуждаются условия возбуждения резонансных мод в корональных петлях с жестко закрепленными основаниями.

ПРО ЗАКРІПЛЕННЯ КІНЦІВ КОРОНАЛЬНИХ ПЕТЕЛЬ, Цап Ю. Т. — В рамках енергетичного підходу розглядається проблема закріплення кінців корональних петель у щільних шарах нижньої атмосфери Сонця, що може приводити до стабілізації деяких магнітогідродинамічних нестійкостей. Проведено аналіз амплітудних та фазових співвідношень між компонентами зміщень власних коливань тонких магнітних трубок. Обговорюються умови збудження резонансних мод в корональних петлях з жорстко закріпленими кінцями.

ON THE LINE-TYING OF CORONAL LOOPS, by Tsap Yu. T. — Within the framework of energetic approach, we consider the problem of the line-tying of coronal loops in dense layers of the lower atmosphere of the Sun, which can stabilize some magnetohydrodynamic instabilities. Amplitude and phase relations between components of displacements of eigen oscillations of thin magnetic tubes are analysed. Conditions of excitation of resonance modes in coronal loops with rigid wall are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Корональные петли — типичный структурный элемент верхней атмосферы Солнца. С ними связывают вспышечное энерговыделение, высокую температуру солнечной короны, корональные выбросы массы и т. д. [4]. Поэтому неудивительно, что вопросам МГД-устойчивости данных магнитных образований посвящено большое количество работ. Между тем многие вопросы по-прежнему остаются открытыми.

Довольно часто в ходе рассмотрения МГД-устойчивости петель их основания считают закрепленными в фотосфере, что позволяет свести учет влияния неоднородной нижней атмосферы Солнца к простым граничным условиям. Суть наиболее популярного обоснования применимости такого подхода сводится к полукачественному рассмотрению переходных процессов в различных слоях солнечной атмосферы, вызванных распространением из короны в фотосферу некоторого возмущающего агента [10, 25]. Концентрация плазмы в корональной части петли равно $n_c = 10^9...10^{11}$ см$^{-3}$, тогда как в фотосферной $n_{ph} \approx 10^{17}$ см$^{-3}$, поэтому отношение альвеновских скоростей $v_{A_c}/v_{A_{ph}} = \sqrt{n_{ph}/n_c} = 10^3...10^4$. Следовательно, характерное время распространения поперечных возмущений $\tau_\perp^c \ll \tau_\perp^{ph}$, где $\tau_\perp \sim a/v_A$, a — радиус петли. Отсюда делается вывод, что при постановке граничных условий необходимо принять составляющую $\xi_\perp$ равной нулю. В свою очередь, поведение продольных смещений ξ_{scp} определяется действием сил газового давления. Поскольку скорость звука $c_s \propto \sqrt{T}$, а характерная шкала высот $H \propto T$, то при отношении температур $T_c/T_{ph} \sim 100$ время распространения продольных возмущений $\tau_{scp}^c \gtrsim \tau_{scp}^{ph}$, где $\tau_{scp} \sim H/c_s$ (см. также [10]). Исходя из этого, основания корональных петель или аркад считают либо жестко закрепленными (rigid wall condition) [9, 11, 15, 19, 20, 23], либо закрепленными только в поперечном направлении (flow—through condition) [14, 16, 25], что заметно сказывается на критериях, определяющих развитие тех или иных МГД-неустойчивостей [10].

По нашему мнению, рассуждения, основанные на представлениях о переходных процессах, не отражают в полной мере физическую сущность рассматриваемого явления. Так, не совсем ясно, почему в рамках данного подхода не учитывается достаточно плотная и протяженная хромосфера. Предположение о том, что распространение продольных смещений определяется скоростью звука, выглядит малоубедительным, поскольку возмущающий агент, распространяющийся вдоль магнитных силовых линий с альвеновской скоростью v_A, может приводить к возбуждению не только поперечных, но и продольных смещений. Если принять концентрацию плазмы в хромосфере $n_{ch} = 10^{12}...10^{14}$ см$^{-3}$, характерную шкалу высот в короне $H_c = 5 \cdot 10^4$ км, а также положить $H_{ch} = 300$ км, нетрудно убедиться, что $\tau_c \sim \tau_{ch}$, где $\tau \sim H/v_A$.

Для решения проблемы закрепления оснований петель в рамках идеальной МГД привлекаются и другие подходы. Например, Худ [19] вместо анализа переходных процессов рассмотрел влияние стратификации атмосферы на собственные МГД-моды корональных аркад. Как показали аналитические и численные расчеты, амплитуда как продольных, так и поперечных возмущений с увеличением плотности плазмы должна уменьшаться. Поэтому был сделан вывод в пользу жесткого закрепления оснований аркад и петель. Однако Худ [19] необоснованно пренебрег эффектами, связанными с отражением волн, распространяющихся из короны в нижние слои солнечной атмосферы, поэтому полученные им результаты нельзя считать достаточно надежными. Он также оставил без внимания вопрос о фазовых соотношениях между возмущенными величинами, что, как станет ясно из дальнейшего изложения, может приводить к некорректным выводам.

В рамках дрейфовой теории проблему закрепления оснований петель рассмотрели Гибонс и Спайсер [17]. Было отмечено, что вследствие развития неустойчивости Рэлея—Тейлора на боковых стенках формирующегося плазменного «языка» происходит накопление зарядов противоположных знаков, которое вызывает дальнейший рост исходной деформации посредством дрейфа частиц в электрическом поле. Эффект закрепления оснований петель был сведен к процессу разрядки накопившихся зарядов через фотосферу. Характерное время нейтрализации принималось равным L/v_{A_c}, где L — длина петли. Но, как известно, в приближении идеальной МГД плазма считается электрически нейтральной, поэтому ток смещения и разделение зарядов не учитываются [8]. Утверждение о том, что фотосферная плазма ведет себя подобно идеальному проводнику, также выглядит весьма спорным. Наконец, не совсем ясно, почему в работе [17] при оценке времени нейтрализации зарядов альвеновская скорость v_{A} связывалась только с корональной частью петли.

Более последовательным, на наш взгляд, является подход, следующий из закона сохранения энергии, а также представлений об отражении корональных возмущений от нижних слоев атмосферы Солнца. Можно предположить, что поскольку кинетическая энергия возмущений пропорциональна плотности плазмы, превосходящей в нижних слоях атмосферы на много порядков плотность короны, то смещения должны иметь в основаниях петель пренебрежимо малую амплитуду. В противном случае хромосферная плазма, действуя подобно демпферу, будет вызывать сильное затухание возмущений, возбуждаемых в короне Солнца. Поэтому лишь жесткое закрепление оснований корональных петель может обеспечить пренебрежимо малый отток механической и электромагнитной энергии в хромосферу и фотосферу. При этом важная роль должна отводиться отражению возмущений от хромосферы, что препятствует их распространению в более глубокие слои атмосферы и приводит к формированию стоячих волн. Несмотря на очевидный характер данных рассуждений, возможность реализации такого сценария, сводящегося к анализу условий возбуждения резонансных мод в корональных петлях, до сих пор детально не исследовалась.

Цель работы — рассмотреть в приближении тонкой магнитной трубки особенности колебаний корональных петель с закрепленными основаниями, уделив особое внимание фазовым и амплитудным соотношениям между возмущенными величинами.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД И ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ СМЕЩЕНИЙ

Закон сохранения энергии в рамках идеальной МГД можно представить следующим образом [2]:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla q = 0. \tag{1}$$

Здесь плотность энергии и потока соответственно равны

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{3}{2}p + \frac{B^2}{8\pi}, \tag{2}$$

$$q_\beta = \left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{5}{2}p\right)v_\beta + S_\beta, \tag{3}$$

где $S = c/4\pi \mathbf{E}\times\mathbf{B}$ — вектор Умова — Пойнтинга. Принимая во внимание условие вмороженности магнитных силовых линий:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\mathbf{v}\times\mathbf{B}, \tag{4}$$

и подставляя (4) в (3), получим выражение для плотности потока энергии

$$q_\beta = \left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{5}{2}p + \frac{B^2}{4\pi}\right)v_\beta - \frac{B_\alpha B_\beta}{4\pi}v_\alpha. \tag{5}$$

Уравнения (1), (2) и (5) выведены без учета связи между различными параметрами, которые следуют из уравнений идеальной МГД:

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}\right) = -\nabla p + \frac{(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}}{4\pi} + \rho\mathbf{g}\,,$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}\times\mathbf{B}), \tag{6}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)S = 0,$$

где энтропия $S = p\rho^{-\gamma}$ и постоянная адиабаты $\gamma = 5/3$. Из (2), (5) и (6) нетрудно прийти к выводу, что $\partial\varepsilon/\partial t = 0$ и $q_\beta = 0$ при $\mathbf{v} = 0$. Следовательно, жесткое закрепление оснований петель минимизирует отток энергии корональных возмущений, обусловленный как переходными ($\partial\varepsilon/\partial t = 0$), так и непереходными ($q_\beta = 0$) процессами. Это означает, что в корональной петле должны возбуждаться резонансные колебания, т. е. стоячие волны, удовлетворяющие определенным граничным условиям.

В случае формирования резонансных колебаний вследствие отражения волн от хромосферы, которое, как показывают оценки, является достаточно эффективным (см., например, [22]), вдоль петли должно укладываться целое число полуволн, т. е. $L = N\lambda/2$, где λ — длина волны, $N = 1, 2, \ldots$ При этом поперечным смещениям альвеновских мод в области оснований будет соответствовать узел [18], что следует как из условий сшивки на границе между короной и хромосферой: $\xi^{\mathrm{i}}_\perp + \xi^{\mathrm{r}}_\perp = \xi^{\mathrm{t}}_\perp$ (где $\xi^{\mathrm{i}}_\perp$, $\xi^{\mathrm{r}}_\perp$ и $\xi^{\mathrm{t}}_\perp$ — смещения падающей, отраженной и прошедшей волны соответственно), так и существенной разницы плотностей ($\rho_{\mathrm{ch}} \gg \rho_{\mathrm{c}}$). Действительно, поскольку согласно уравнению движения $\xi \propto 1/\rho$, то результирующее смещение $\xi^{\mathrm{i}}_\perp + \xi^{\mathrm{r}}_\perp \approx 0$. Если же ξ имеет все три компоненты, то ввиду фазовых сдвигов между ними физическая картина заметно усложняется. Остановимся на данном вопросе более подробно, ограничившись анализом собственных быстрых магнитозвуковых (БМЗ) колебаний тонких магнитных трубок [5]. Выбор БМЗ-мод обусловлен тем, что для крутильных (альвеновских) колебаний продольные смещения $\xi_\parallel = 0$, тогда как для медленных МГД-мод, которые в условиях солнечной короны подобны звуковым, можно принять $\xi_\perp = 0$.

Считая $\mathbf{B} = B_0\mathbf{e}_z$ и пренебрегая силой тяжести, из (6) получаем следующую систему линеаризованных уравнений [5]:

$$\frac{\partial\delta P}{\partial t} = \rho_0 v_{\mathrm{A}}^2 \frac{\partial \delta v_\parallel}{\partial z} - \rho_0(v_{\mathrm{A}}^2 + c_{\mathrm{s}}^2)\nabla\cdot\delta\mathbf{v}, \tag{7}$$

$$\rho_0\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - v_{\mathrm{A}}^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\delta\mathbf{v}_\perp + \nabla_\perp\frac{\partial\delta P}{\partial t} = 0, \tag{8}$$

$$\rho_0\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_{\mathrm{T}}^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\delta v_\parallel + \frac{c_{\mathrm{s}}^2}{v_{\mathrm{A}}^2 + c_{\mathrm{s}}^2}\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\delta P}{\partial t}\right) = 0. \tag{9}$$

Здесь $\delta P = \delta p + B_0\delta B_z/4\pi$ — возмущение полного давления, $c_{\mathrm{T}}^2 = v_{\mathrm{A}}^2 c_{\mathrm{s}}^2/(c_{\mathrm{s}}^2 + v_{\mathrm{A}}^2)$ — трубочная скорость, и $\delta\mathbf{v} = \partial\xi/\partial t$.

Полагая

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^2} - v_{\mathrm{A}}^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\delta\mathbf{v}_\perp = \alpha_1\delta\mathbf{v}_\perp\,,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^2} - c_{\rm T}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\delta \mathbf{v}_{\parallel} = \alpha_2 \delta \mathbf{v}_{\parallel},$$

где α_1 и α_2 — вещественные числа, из (8) и (9) получим

$$\delta \mathbf{v}_{\perp} = -\frac{1}{\alpha_1 \rho_0} \nabla_{\perp} \frac{\partial \delta P}{\partial t}, \tag{10}$$

$$\delta \mathbf{v}_{\parallel} = -\frac{1}{\alpha_2 \rho_0} \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \delta P}{\partial t}\right)\mathbf{e}_{\parallel}. \tag{11}$$

В случае бегущих волн $\delta P \propto f(r)\exp(-i\omega t + in\varphi + ikz)$, где $f(r)$ — некоторая цилиндрическая функция, которую можно считать вещественной. Тогда после подстановки δP в (10) и (11) имеем

$$\delta v_{\rm r} \propto \frac{1}{\alpha_1}\frac{\partial f(r)}{\partial r}, \qquad \delta v_{\varphi} \propto \frac{in}{\alpha_1} f(r), \qquad \delta v_{\parallel} \propto \frac{ikf(r)}{\alpha_2}. \tag{12}$$

Как легко видеть из (12), для бегущих волн сдвиг по фазе между $\delta v_{\rm r}$ и компонентами δv_{φ}, $\delta v_{\parallel}$ равен $\pi/2$.

Для стоячих волн, положив $\delta P \propto \sin kz$, вместо (12) находим

$$\delta v_{\rm r} \propto \frac{1}{\alpha_1}\frac{\partial f(r)}{\partial r}\sin kz, \qquad \delta v_{\varphi} \propto \frac{in}{\alpha_1} f(r)\sin kz, \qquad \delta v_{\parallel} \propto \frac{ikf(r)}{\alpha_2}\cos kz.$$

Отсюда следует, что сдвиг по фазе kz между компонентами скорости $\delta v_{\perp}$ и $\delta v_{\parallel}$ составит $\pi/2$ (изменения δv_{φ} и $\delta v_{\parallel}$ по фазе $-\omega t + n\varphi$ происходят синхронно), и при постановке граничных условий мы вынуждены принять либо $\xi_{\perp} = 0$ и $\xi_{\parallel} \neq 0$, либо $\xi_{\perp} \neq 0$ и $\xi_{\parallel} = 0$. Поэтому с формальной точки зрения БМЗ-моды не могут возбуждаться в корональных петлях с жестко закрепленными основаниями ($\xi = 0$), так как в некоторой точке z поперечным смещениям должна соответствовать пучность, а продольным — узел и наоборот. Между тем изгибные колебания солнечных корональных петель на спутнике TRACE реально наблюдаются [12, 21]. Для решения данной проблемы рассмотрим соотношения между амплитудами смещений.

БМЗ-КОЛЕБАНИЯ И СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ АМПЛИТУДАМИ СМЕЩЕНИЙ

Считая возмущенные величины пропорциональными $f(r)\exp(-i\omega t + in\varphi + ikz)$, когда $\omega^2 - k^2 v_{\rm A}^2 \neq 0$, из (7)—(9) можно получить уравнения, описывающие собственные моды тонкой магнитной трубки [7]

$$i\rho_0(\omega^2 - k^2 v_{\rm A}^2)\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\delta v_{\rm r}) = \omega\left(\mu^2 - \frac{n^2}{r^2}\right)\delta P, \tag{13}$$

$$\delta v_{\rm r} = \frac{\omega}{i\rho_0(\omega^2 - k^2 v_{\rm A}^2)}\frac{\partial \delta P}{\partial r}, \tag{14}$$

$$\delta v_{\varphi} = \frac{n\omega \delta P}{r\rho_0(\omega^2 - k^2 v_{\rm A}^2)}, \tag{15}$$

$$\delta v_{\parallel} = \frac{kc_{\rm s}^2 \omega}{\rho_0}\frac{\delta P}{(v_{\rm A}^2 + c_{\rm s}^2)(k^2 c_{\rm T}^2 - \omega^2)}, \tag{16}$$

$$\mu^2 = \frac{(k^2 c_{\rm s}^2 - \omega^2)(\omega^2 - k^2 v_{\rm A}^2)}{(v_{\rm A}^2 + c_{\rm s}^2)(k^2 c_{\rm T}^2 - \omega^2)}. \tag{17}$$

Комбинируя (13) и (14), получим уравнение Бесселя

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \delta P}{\partial r}\right) - \left(\frac{n^2}{r^2} - \mu^2\right)\delta P = 0,$$

общее решение которого можно представить в виде [7]

$$\delta P = AH_{\rm n}^{(1)}(\mu r) + BH_{\rm n}^{(2)}(\mu r), \tag{18}$$

где $H_{\rm n}^{(1)}$ и $H_{\rm n}^{(2)}$ — функции Ханкеля первого и второго рода, A и B — некоторые константы. С учетом особенностей поведения цилиндрических функций в точке $r = 0$ решение уравнения Бесселя (18) внутри магнитной трубки сводится к виду

$$\delta P = AJ_{\rm n}(\mu r), \tag{19}$$

где $J_{\rm n}$ — функция Бесселя первого рода.

В случае, когда плазменный параметр $\beta \approx c_{\rm s}^2/v_{\rm A}^2 \ll 1$, что характерно для корональных петель, с помощью (14)—(16) находим

$$\frac{\delta v_{\parallel}}{\delta v_{\varphi}} \approx \frac{-\beta kr}{n}\frac{\omega^2 - k^2v_{\rm A}^2}{\omega^2 - k^2c_{\rm s}^2}, \qquad \frac{\delta v_{\rm r}}{\delta v_{\varphi}} = \frac{r\partial\delta P/\partial r}{in\delta P}, \tag{20}$$
$$\frac{\delta v_{\rm r}}{\delta v_{\parallel}} \approx \frac{i}{\beta k}\frac{\omega^2 - k^2c_{\rm s}^2}{\omega^2 - k^2v_{\rm A}^2}\frac{\partial\delta P/\partial r}{\delta P}.$$

Для изгибных мод ($n = 1$) при $\mu r \approx kr \ll 1$ функция $J_1(\mu r) \approx \mu r/2$ и $\omega^2 \approx k^2(v_{\rm A}^2\rho + v_{\rm A_e}^2\rho_{\rm e})/(\rho + \rho_{\rm e})$, где $\rho_{\rm e}$ — плотность плазмы снаружи трубки. Тогда, полагая $\rho \gg \rho_{\rm e}$ и усредняя амплитуды скорости по сечению трубки, из (14)—(16), (19) и (20) получим

$$\frac{|\delta v_{\parallel}|}{|\delta v_{\varphi}|} \approx \frac{\beta}{2}ka, \qquad \frac{|\delta v_{\rm r}|}{|\delta v_{\varphi}|} \approx 1. \tag{21}$$

Как видно из (21), при $|ka| \lesssim 1$ амплитуда $|\delta v_{\parallel}|$ является пренебрежимо малой величиной по сравнению с $|\delta v_{\varphi}|$ и $|\delta v_{\rm r}|$.

Поступая аналогичным образом для мод типа перетяжек ($n = 0$) и вновь усредняя $|\delta v_{\rm r}|^2$ и $|\delta v_{\parallel}|^2$ по сечению, с учетом (17) имеем

$$\frac{|\delta v_{\parallel}|^2}{|\delta v_{\rm r}|^2} \approx \beta^2x^2(1 - x^2)D, \tag{22}$$

где $x = kv_{\rm A}/\omega$, $\eta = \sqrt{1 - x^2}/x$,

$$D = \frac{J_0^2(\eta ka) + J_1^2(\eta ka)}{J_1^2(\eta ka) - J_0(\eta ka)J_2(\eta ka)}.$$

Для излучательных мод $D = 1$ [3], тогда как для безызлучательных приходится исходить из достаточно сложного дисперсионного уравнения [13, 24], общее решение которого можно найти лишь с помощью численных расчетов. Однако в наиболее важном случае, когда $ka \lesssim 1$, аргумент функции Бесселя $\eta ka \to j$, где j — нули функции Бесселя J_0, и мы вновь можем принять $D \approx 1$. Записав уравнение (22) в виде

$$\frac{|\delta v_{\parallel}|}{|\delta v_{\rm r}|} \approx \beta x\sqrt{1 - x^2},$$

приходим к выводу, что для мод типа перетяжек $|\delta v_{\parallel}| \ll |\delta v_{\perp}|$. Следовательно, в условиях солнечной короны амплитуды продольных смещений $|\xi_{\parallel}|$ оказываются пренебрежимо малыми по сравнению с поперечными $|\xi_{\perp}|$, по крайней мере для изгибных мод и мод типа перетяжек с $ka \lesssim 1$.

Поэтому, несмотря на имеющийся сдвиг по фазе между компонентами смещений, резонансные колебания все же могут возбуждаться в корональных петлях. Данный вывод, как уже было отмечено, согласуется с результатами наблюдений на спутнике TRACE [12, 21].

Интересно отметить, что пренебрежение возмущениями магнитного поля в области оснований корональных петель, закрепленных в поперечном направлении, может приводить к некорректным выводам. Как легко видеть из уравнений (10) и (11), изменения смещения $\xi_\perp$ и возмущения $\delta B_\parallel$ должны происходить синхронно, тогда как сдвиг по фазе между $\xi_\perp$ и $\delta B_\perp$ составит $\pi/2$. В последнем случае узел смещения $\xi_\perp$ будет соответствовать пучности возмущенной составляющей $\delta B_\perp$. В связи с этим сделаем некоторые оценки.

Из линеаризованного уравнения индукции следует [7]

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}_\perp}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \mathbf{v}_\perp}{\partial z}, \tag{23}$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}_\parallel}{\partial t} = -\mathbf{B}_0 \nabla_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp . \tag{24}$$

Тогда, положив $k = \pi/L$, уравнение (23) можно свести к выражению

$$\omega \frac{\delta \mathbf{B}_{0\perp}}{B} = -\pi \frac{\delta \mathbf{v}_\perp}{L} . \tag{25}$$

Для мод типа перетяжек, усредняя левую и правую часть уравнения (24) по сечению петли, находим

$$\frac{|\delta B_\parallel|}{B_0} = \frac{2\delta\xi_\perp(a)}{a} . \tag{26}$$

Для изгибных мод после усреднения соотношения [6]

$$\frac{\delta B_\parallel}{B_0} \approx (kr) \frac{\delta v_{\rm r}}{v_{\rm A}}$$

получим

$$\frac{|\delta B_\parallel|}{B_0} \approx \frac{\sqrt{2}\pi^2}{3} \frac{a\xi_\perp(a)}{L^2}, \tag{27}$$

где мы приняли $\omega \approx kv_{\rm A}$ и $\xi_\perp(a) \approx \sqrt{2}\xi_{\rm r}(a)$. Таким образом, с учетом фазовых соотношений из (25)—(27) нетрудно заключить, что для линейных мод типа перетяжек ($|\xi_\perp|/a \ll 1$) возмущения магнитного поля в области оснований петель оказываются пренебрежимо малыми, тогда как для изгибных мод $|\delta B_\perp|/B_0 \approx \pi|\xi_\perp|/L$. В частности, при $L \approx 130\ 000$ км, $|\xi_\perp| \approx 4100$ км [12] относительная амплитуда $|\delta B_\perp|/B_0 \approx 0.1$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В рамках идеальной МГД мы показали, что при постановке граничных условий предположение о жестком закреплении оснований корональных петель в нижней атмосфере Солнца выглядит наиболее адекватным, поскольку в этом случае не происходит оттока энергии возмущений из короны в хромосферу — фотосферу, обусловленного как переходными, так и непереходными процессами. Вместе с тем это противоречит фазовым соотношениям между компонентами смещений. Для БМЗ-колебаний тонких магнитных трубок разность фаз между продольной и поперечной составляющими равна $\pi/2$, т. е. продольной составляющей должна соответствовать пучность, а поперечной — узел и наоборот. Данную проблему можно решить, если принять во внимание, что при $\beta \ll 1$ и $ka \lesssim 1$ амплитуды продольных смещений становятся пренебрежимо малыми по сравнению с поперечными, и их можно не учитывать.

Проблема, связанная с закреплением магнитных силовых линий, остается актуальной и в условиях лабораторной плазмы. Так, в работе Е. П. Велихова [2] проведен анализ влияния «вмороженного» в идеально проводящие стенки магнитного поля на устойчивость плоского слоя плазмы, окруженного вакуумом. Поскольку на торцах системы электрическое поле обращается в нуль, а стенки являются твердыми, то смещения на них также должны быть равны нулю, и мы вновь сталкиваемся с отмеченным выше противоречием. Для того чтобы его избежать, как и в рассмотренном нами случае солнечных корональных петель, Е. П. Велихов [2] пренебрег эффектами, обусловленными продольными смещениями в окрестности стенок.

В заключение подчеркнем, что жесткое закрепление оснований петель накладывает определенные ограничения, связанные с возможностью возбуждения некоторых собственных мод, поэтому при рассмотрении МГД-устойчивости данных магнитных образований формальный подход к постановке граничных условий может приводить к некорректным выводам.

1. *Брагинский С. И.* Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы.—1963.—**1**.—С. 183—272.
2. *Велихов Е. П.* Устойчивость границы плазма—вакуум // Журн. техн. физики.—1961.—**31**, № 2.—С. 180—187.
3. *Копылова Ю. Г., Степанов А. В., Цап Ю. Т.* Радиальные колебания корональных петель и микроволновое излучение солнечных вспышек // Письма в Астрон. журн.—2002.—**28**, № 11.—С. 870—879.
4. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. — М.: Физматлит, 2005.—592 с.
5. *Робертс Б.* Магнитогидродинамические волны на Солнце // Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э Приста, А. Худ. — М.: Мир, 1995.—С. 113—143.
6. *Степанов А. В., Копылова Ю. Г., Цап Ю. Т., Куприянова Е. Г.* Оптические осцилляции излучения вспышечных звезд и диагностика корональных петель // Письма в Астрон. журн.—2005.—**31**, № 9.—С. 684—692.
7. *Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г.* Механизм акустического затухания быстрых изгибных колебаний корональных петель // Письма в Астрон. журн.—2001.—**27**, № 11.—С. 859—866.
8. *Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г.* Поверхностная неустойчивость желобковых возмущений в условиях космической плазмы // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—**20**, № 3.—С. 210—218.
9. *An C.-H.* The effects of the MHD stability of field line tying to the end faces of a cylindrical magnetic loop // Solar Phys.—1982.—**75**, N 1.—P. 19—34.
10. *An C.-H.* Comments of the MHD stability of coronal plasmas with line-tying // Astrophys. J.—1984.—**281**, N 1—P. 419—425.
11. *An C.-H.* The effect of line-tying on the radiative MHD stability of coronal plasmas with radial pressure profile // Astrophys. J.—1984.—**284**, N 1.—P. 422—428.
12. *Aschwanden M. J., Fletcher L., Schrijver C. J., Alexander D.* Coronal loop oscillations observed with the transition region and coronal explorer // Astrophys. J.—1999.—**520**, N 2.—P. 880—894.
13. *Aschwanden M. J., Nakariakov V. M., Melnikov V. F.* Magnetohydrodynamic sausage-mode oscillations in coronal loops // Astrophys. J.—2004.—**600**, N 1.—P. 458—463.
14. *Cargill P. J., Hood A. W., Migliuolo S.* The magnetohydrodynamics stability of coronal arcades // Astrophys. J.—1986.—**309**, N 1.—P. 402—408.
15. *De Bruyne P., Hood W.* Simple tests for the ideal MHD stability of line-tied coronal magnetic fields // Solar Phys.—1989—**119**, N 1.—P. 87—106.
16. *Einaudi G., Van Hoven G.* The stability of coronal loops: finite-length and pressure-profile limits // Solar Phys.—1983.—**88**, N 1.—P. 163—177.
17. *Gibons M., Spicer D. S.* On line-tying // Solar Phys.—1981.—**69**, N 1.—P. 57—61.
18. *Hollweg J. V.* Resonances of coronal loops // Astrophys. J.—1984.—**277**, N 1.—P. 392—403.

19. *Hood A. W., Priest E. R.* Kink instability of solar coronal loops as the cause of solar flares // Solar Phys.—1979.—**64**, N 2.—P. 303—321.
20. *Hood A. W.* Ballooning instabilities in the solar corona: conditions for stability // Solar Phys.—1986.—**103**, N 2.—P. 329—345.
21. *Nakariakov V. M., Ofman L., Deluca E. E., et al.* TRACE observations of damped coronal loop oscillations: imlications for coronal heating // Science.—1999.—**285**.—P. 862—864.
22. *Ofman L.* Chromospheric leakage of Alfven waves in coronal loops // Astrophys. J.—2002.—**568**, N 2.—P. L135—L138.
23. *Raadu M. A.* Suppression of the kink instability for magnetic flux ropes in the chromosphere // Solar Phys.—1972.—**22**.—P. 425—433.
24. *Roberts B., Edwin P. M., Benz A.* O. On coronal oscillations // Astrophys. J.—1984.—**279**.—P. 857—865.
25. *Van Hoven G., Ma S. S., Einaudi G.* The stability of solar coronal loops with realistic photospheric boundary conditions // Atron. and Astrophys.—1981.—**97**, N 1.—P. 232—234.
26. *Zweibel E. G., Bruhwiler D. L.* The effect of line tying on Parker's instability // Astrophys J.—1992.—**399**, N 1.—P. 318—324.

Поступила в редакцию 02.09.05