РАСПРОСТРАНЕНИЕ МГД ВОЛН В СРЕДЕ СО СТЕПЕННЫМ ПРОФИЛЕМ ПЛОТНОСТИ

И.В. Чашей, В.И. Шишов

УДК 523.72

Рассматривается распространение МГД волн в плазме со степенным профилем плотности. Получена зависимость коэффициента пропускания от частоты волн и формы профиля плотности. Приведены оценки максимально возможного потока волновой энергии, поступающего в корону Солнца.

Для понимания механизмов нагрева короны Солнца и формирования солнечного ветра важное значение имеет величина потока энергии, выходящего во внешние слои солнечной атмосферы. Обычно считается /1–4/, что поток энергии связан с альвеновскими и магнитозвуковыми МГД волнами. При этом оценка выходящего потока проводится в приближении резкого скачка (разрыва) плотности и температуры, отделяющего горячую корону от более холодной и плотной хромосферы. В настоящей работе рассматривается распространение МГД волн в неоднородной плазме со степенными распределениями плотности и температуры.

Предположим, что источник МГД волн расположен ниже уровня, где начинается рост температуры, и что волны распространяются в положительном направлении оси z. Будем считать магнитное поле вертикальным, $\vec{B}_0 \parallel 0Z$, и постоянным в пределах положительного градиента температуры. Допустим, что существенное изменение температуры и плотности плазмы происходит в пределах шкалы высот гидростатической атмосферы h_0, так что давление плазмы p_0 можно считать постоянным. Из этого условия следует, что профили альвеновской скорости v_a и скорости звука v_s одинаковы; $v_a = B_0/\sqrt{4\pi\rho} \propto v_s = \sqrt{\gamma p/\rho}$. Кроме того, из-за увеличения $v_{a,s}$ с высотой распространение волн независимо от уровня исходных возмущений можно считать линейным.

С учетом сделанных предположений и в пренебрежении поглощением распространение МГД волн описывается уравнениями:

$$\frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} = v_a^2 \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial z^2}, \quad \vec{v} \perp \vec{k}, \ \vec{B}_0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial t^2} = v_s^2 \, \mathrm{grad\,div}\, \vec{v} + v_a^2 \left(\mathrm{grad}_\perp \mathrm{div}\, \vec{v}_\perp + \frac{\partial^2 \vec{v}_\perp}{\partial z^2}\right), \quad \vec{v} \perp [\vec{k}\vec{B}_0], \tag{2}$$

где $\vec{v}$ – скорость плазмы; $\vec{k}$ – локальный волновой вектор. Уравнение (1) описывает альвеновские волны, уравнение (2) – быстрые и медленные магнитозвуковые. Для $v_{a,s}$ принимаем степенной профиль

$$v_{a,s}^2 = (v_{a,s}^2)_* \left(\frac{z - z_* + z_0}{z_0}\right)^{2a}, \quad z \leqslant z_*, \tag{3}$$

где $z_0 \ll h_0$; для теплопроводного режима $a = 1/7$ при незначительной роли потока гравитационной энергии и $a = 2/7$ при существенном его влиянии.

В случае квазипродольного распространения в уравнении (2) можно пренебречь производными по поперечным координатам, тогда распространение волн всех трех типов происходит одинаковым образом. При распространении волны с частотой ω вдоль магнитного поля в плазме с профилем (3) локальное волновое число $k_z = \omega / v_{a,s}$ убывает с высотой. Характерный масштаб неоднородности $l^{-1} = (1/v_{a,s})\, dv_{a,s}/dz$, наоборот, возрастает и, начиная с уровня $z = z_1(\omega)$, где

$$(1/\omega)(dv_{a,s}/dz)\big|_{z=z_1(\omega)} \approx 1, \tag{4}$$

можно считать выполненным условие применимости геометрической оптики. Для оценок можно принять в области $z < z_1(\omega)$ скачкообразное изменение $v_{a,s}$, а при $z > z_1(\omega)$ считать сохраняющимся поток волновой энергии. Используя известное выражение для коэффициента пропускания скачка /2/:

$$\eta_\parallel = 4 \frac{(\rho_* \rho_1)^{1/2}}{(\sqrt{\rho_*} + \sqrt{\rho_1})^2} = 4 \frac{(T_* T_1)^{1/2}}{(\sqrt{T_*} + \sqrt{T_1})^2}, \tag{5}$$

где ρ_*, T_* и ρ_1, T_1 – плотность и температура при $z = z_*$ и $z = z_1$ соответственно, получаем для профиля (3)

$$\eta_\parallel \simeq 4 \left[\frac{\omega z_0}{a (v_{a,s})_*}\right]^{\frac{a}{1-a}} \left[1 + \left(\frac{\omega z_0}{a (v_{a,s})_*}\right)^{\frac{a}{1-a}}\right]^{-2}. \tag{6}$$

Коэффициент пропускания (6) определяет долю прошедшего потока энергии в зависимости от частоты волн ω и крутизны профиля a. При $a = 1/7$, $2/7$

частотная зависимость оказывается достаточно слабой, соответственно $\eta_{\|} \propto \omega^{1/6}$ и $\eta_{\|} \propto \omega^{2/5}$. Если $\omega z_0/a(v_{a,s})_* > 1$, то следует принять $\eta_{\|} = 1$. Найденный из сравнительно простых соображений коэффициент пропускания (6) при $\omega z_0/a(v_{a,s})_* \ll 1$ с точностью до численного коэффициента порядка единицы согласуется с полученным из точного решения уравнения (1) с профилем (3) и граничными условиями $|v|=v_0$ при $z=z_*$ и $|v|^2 \sim z^{a}$ при $z \to \infty$. Численная оценка $\eta_{\|}$ для энергосодержащих частот $\omega_0 \approx 2\cdot 10^{-2}$ c^{-1} /3/ для условий солнечной короны, когда $T_* \approx 10^4$ К, а максимум температуры $T_m \approx$ $\approx 10^6$ К достигается на высотах порядка солнечного радиуса, дает значение $\eta_{\|} = 0{,}7\text{–}0{,}8$ и соответствует тому, что отражение энергии происходит в слое толщиной, меньшей шкалы высот, непосредственно примыкающем к началу температурного скачка. Эта оценка $\eta_{\|}$ оказывается примерно вдвое выше соответствующего значения $\eta_{\|}$, полученного при замене всего профиля резким скачком ($T_1 = T_m$).

Учет производных по поперечным координатам в уравнении (2) приводит к появлению рефракционного отражения волн, которое существенно только для быстрой моды и описывается приближением геометрической оптики. Рефракция приводит к тому, что волны с $k_\perp > \omega/(v_{a,s})_{max}$ отражаются короной, а для волн с $k_\perp < \omega/(v_{a,s})_{max}$ будет справедлива оценка (6). Поэтому для быстрых магнитозвуковых волн коэффициент пропускания будет $\eta^f = \eta_{\|}\eta_p$, где $\eta_{\|}$ определяется формулой (6), а η_p характеризует рефракционное ослабление. В случае изотропного исходного спектра волн $\eta_p \sim T_*/T_m$.

Приведем оценки максимально возможного потока волновой энергии в корону, полагая, что на исходном уровне волновая турбулентность является сильной и имеет изотропный пространственный спектр. Исходный уровень совпадает с z_* (положение начала температурного скачка) в случае слабых магнитных полей, $v_{a*} < v_{s*}$, и с z_2, $v_{a_2} = v_{s_2}$, при сильных магнитных полях, $v_{a*} > v_{s*}$. При очень слабых полях, $z_2 > z_m$ (z_m – положение максимума температуры) потоки энергии в альвеновской и медленной модах близки, а поток энергии в быстрой моде ослабляется из-за рефракции. Суммарный поток, усредненный по углам, равен:

$$H_{max} = \eta_{\|}\rho_* v_{a*}^3 \left(1 + \frac{1}{4}\,\eta_p\, v_{s*}^3/v_{a*}^3\right), \quad \eta_p \approx T_*/T_m. \qquad (7)$$

Как показывают оценки, пренебрежение быстрой модой возможно для магнитных полей $B_0 < 0{,}1$ Гс, так что для типичных условий короны, $B_0 \gtrsim$ $\gtrsim 1$ Гс, $H_{max} \approx \eta_{\|}\rho_* v_{a*}^3$, $\eta_{\|}$ определяется формулой (6), в которой следует для ω принять значение энергосодержащей частоты. В умеренных магнитных полях, $z_* \leqslant z_2 \leqslant z_m$, имеем оценку:

$$H_{max} = \frac{1}{2}\,\eta_{\|}\rho_* v_{a*}^3 \left[1 + (\kappa_s^s + \kappa_s^f \eta_{p_2})\,\frac{H_*^s}{H_*^a} + (\kappa_f^s \eta_{p_1} + \kappa_f^f \eta_p)\,\frac{H_*^f}{H_*^a}\right], \quad (8)$$

где κ_s^s, κ_s^f, κ_f^s, κ_f^f – коэффициенты взаимной трансформации магнитозвуковых волн вблизи уровня $z = z_2$ /5, 6/, η_{p_1} и η_{p_2} – коэффициенты рефракции при $z_* < z < z_2$ и $z_2 < z < z_m$, $\eta_{p_1}\eta_{p_2} = \eta_p$, $H_*^s \simeq H_*^a \simeq \frac{1}{2}\,\rho_* v_{a*}^3 \lesssim H_*^f$. Сравнение (8) и (7) показывает, что эти оценки по существу совпадают. В сильных магнитных полях, $z_2 < z_*$, имеем:

$$H_{max} = \eta_{\|}\,\frac{B_0^2}{8\pi}\,v_{s_2}\,(\tilde{\eta}_{\|}^a + \tilde{\eta}_{\|}^s + \eta_p \tilde{\eta}_p \tilde{\eta}_{\|}^f), \quad (9)$$

где тильдой обозначены коэффициенты пропускания области $z_2 < z < z_*$. В силу экспоненциального распределения давления между z_2 и z_* имеем: $\tilde{\eta}^s_{\|} \leqslant \tilde{\eta}^a_{\|}$, $\tilde{\eta}_p \leqslant 1$ и, следовательно, $H_{max} \approx \eta_{\|}\tilde{\eta}_{\|}^a\,(B_0^2/8\pi)v_{s_2}$, $v_{s_2} \approx v_{s*}$, $\tilde{\eta}_{\|}^a \approx 4\sqrt{\rho_*/\rho_2}\,(1 + \sqrt{\rho_*/\rho_2})^{-2}$. Оценки (7) – (9) показывают, что во всех практически важных случаях максимально возможный поток энергии, выходящий в корону, контролируется величиной коронального магнитного поля. Для более точных оценок H_{max} необходимо решение самосогласованной задачи, поскольку коэффициенты $\eta_{\|}$ зависят от профиля плотности (и температуры), который, в свою очередь, зависит от H_{max}. Оценки величины $\eta_{\|}$ (6) и потоков (7) – (9) могут быть использованы для построения самосогласованной модели.

Поступила в редакцию 14 февраля 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пикельнер С.Б., Лившиц М.А. Астрономический журнал, **41**, 1007, (1968).
2. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н. Физика плазмы солнечной короны. М., Наука, 1977. с.38.
3. Чашей И.В., Шишов В.И., ДАН СССР, **272**, 320 (1983).
4. Чашей И.В., Шишов В.И. Астрономический журнал, **61**, 474 (1984).
5. Ерохин Н.С., Моисеев С.С. – В. кн. "Вопросы теории плазмы". М., Атомиздат, 1973, с.146.
6. Давыдова Т.А., ЖЭТФ, **60**, 1001 (1971).