

О ПОГЛОЩЕНИИ МГД ВОЛН В КОРОНЕ СОЛНЦА

И.В. Чашей

Показано, что источник тепла, возникающий при диссипации МГД волн в солнечной короне, имеет максимум в области, где энергосодержащая частота волн ($\omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$) близка к частоте ион-ионных столкновений. Из оценок интегральных коэффициентов поглощения следует, что альвеновские волны с $\omega < \omega_0$ могут выходить за пределы короны.

Вопрос об источнике нагрева корональной плазмы играет определяющую роль для описания теплового режима солнечной короны /1/. Согласно модели /2/, нагрев короны и ускорение солнечного ветра осуществляются выходящими из сильнотурбулентной хромосферы альвеновскими и магнитозвуковыми МГД волнами. При расчете моделей короны с волновыми источниками тепла гидродинамические уравнения должны решаться совместно с уравнениями (волновыми или геометрооптическими) при соответствующем выборе граничных условий. Возникающие при этом самосогласованные источники тепла зависят от механизмов затухания волн.

Рассмотрим затухание альвеновских (а) и медленных магнито-звуковых (s) волн в короне. Поток энергии быстрых магнито-звуковых волн будет незначителен из-за сильной рефракции в переходном слое /3/, разделяющем хромосферу и корону. Для короны характерен переход МГД волн из столкновительного режима в бесстолкновительный /2/. В столкновительной области $\omega < \nu_i$ ($\nu_i, \omega \ll \omega_{Bi}$, ω — частота волны, ν_i — частота ион-ионных столкновений, ω_{Bi} — циклотронная частота ионов), декремент затухания а-волн связан с вязкой γ_V^a и джоулевой γ_J^a диссипацией и равен /4/:

$$\gamma^a = \gamma_V^a + \gamma_J^a, \quad \gamma_V^a = 0,3 (v_{Ti}^2 \nu_i / \omega_{Bi}^2) (k_{\perp}^2 + 4\omega^2 / v_a^2), \quad (1)$$

$$\gamma_J^a = (c^2 / 4\pi\sigma_1 T^{3/2}) (k_{\perp}^2 / 1,96 + \omega^2 / v_a^2), \quad \sigma_1 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \text{ К}^{-3/2},$$

где $k_{\perp} \sim \omega / v_{a*}$ — поперечная составляющая волнового вектора; v_a — альвеновская скорость; v_{a*} — ее значение в основании короны; v_{Ti} — тепловая скорость ионов; c — скорость света,

$$\nu_i = A\rho T^{-3/2} / M, \quad A \approx 2 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ К}^{3/2}, \quad (2)$$

T — температура плазмы ($T_e \approx T_i = T$); ρ — плотность плазмы; M — средняя масса иона. Декременты (1) столкновительного затухания а-волн при $\omega = \text{const}$ уменьшаются с увеличением гелиоцентрического расстояния r , что связано с уменьшением ρ и увеличением T (параметры атмосферы и их радиальные зависимости приведены в /5/). В переходном слое и самых нижних слоях короны преобладает вязкое затухание, а на гелиоцентрических расстояниях $r \approx 1,5 r_*$ (r_* — основание короны) более сильной будет джоулева диссипация. Ослабление потока энергии будет иметь место при $r \approx r_*$ и существенно для волн с частотами $\omega^2 > \omega_{st}^2 \approx \omega_0 \omega_{Bi}^2 / \nu_i$ (ω_0 — энергосодержащая частота в спектре волн, которая совпадает с частотой отсечки акустических волн /2/):

$$\omega_0 \approx \gamma g_* / 2v_{s*} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad v_{s*} \approx v_{a*}. \quad (3)$$

Значение $\omega_{st} > 10^3 \omega_0$, поэтому столкновительное затухание пренебрежимо мало. В бесстолкновительном режиме ($\omega > \nu_i$) имеем /6/:

$$\gamma^a \approx (2m/M)^{1/2} (T_i/T_e)^{3/2} \nu_i + 0,35 k_I^2 v_{Ti}^2 \nu_i / \omega_{Bi}^2 \approx (2m/M)^{1/2} \nu_i. \quad (4)$$

Декремент (4) практически не зависит от ω и убывает с гелиоцентрическим расстоянием, слабостолкновительное затухание (4) сильнее столкновительного (1). Следовательно, основное поглощение а-волн происходит в достаточно узкой области r вблизи уровня, где $\omega \approx \nu_i$. Линейная оптическая толщина в короне составляет

$$\tau_\omega^a = 2 \int_{r_*}^{\infty} (\gamma^a / v_a) dr \approx (2m/M)^{1/2} \omega (h/v_a)_{r=r_a(\omega)}, \quad (5)$$

где h и v_a — эквивалентная высота атмосферы и альвеновская скорость на уровне $r_a(\omega)$, где $\omega \approx \nu_i$. Из условия $\omega \approx \nu_i$ (2) и (5) находим

$$\tau_\omega^a \approx \tau_0^a (\omega/\omega_0)^{3/2}, \quad \tau_0^a = \tau_{\omega_0}^a. \quad (6)$$

Источник тепла, связанный с диссипацией альвеновских волн, для сферически симметричной короны имеет вид:

$$Q^a(r) = N_*^a \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \frac{1}{v_a} \int_0^\infty \gamma^a f_*(\omega') \exp \left(-2 \int_{r_*}^r \frac{\gamma^a}{v_a} dr' \right) d\omega', \quad (7)$$

здесь N_*^a — выходящий в корону поток энергии; $f_*(\omega)$ характеризует его спектральное распределение. Как показано в /7/, для $f_*(\omega)$ можно принять

$$f_*(\omega) = \frac{1}{3\omega_0} \begin{cases} 1, & \omega \leq \omega_0, \\ (\omega_0/\omega)^{3/2}, & \omega \geq \omega_0. \end{cases} \quad (8)$$

На основании соотношений (5) — (8) источник $Q^a(r)$ может быть приближенно представлен в виде:

$$Q^a(r) \approx N_*^a \left(\frac{r_*}{r} \right)^2 \begin{cases} h^{-1} (\omega_0/\nu_i)^{1/2}, & r < r_m = r_a(\omega_0) \\ (2m/M)^{1/2} \nu_i^2 / v_a \omega_0, & r > r_m. \end{cases} \quad (9)$$

Функция $Q^a(r)$ в силу экспоненциальной зависимости $\nu_i(r)$ имеет максимум при $r \approx r_m$. Помимо линейного возможно также нелинейное поглощение а-волн, связанное с процессом $a + s \leftrightarrow a$. Однако для слабой турбулентности, какой и является турбулентность в короне, $W^s \sim 10^{-2} \rho v_s^2 / 2$, нелинейное поглощение несущественно из-за того, что для частот $\omega < \omega_0$ характерная длина взаимодействия оказывается больше эквивалентной высоты атмосферы, а для частот $\omega \geq \omega_0$ более сильным является линейное поглощение (4).

Рассмотрим поглощение s-волн. В режиме частых столкновений затухание медленного звука связано главным образом с ионной вязкостью /4/

$$\gamma^s \approx 0,4 \omega^2 / \nu_i, \quad \omega < \nu_i \quad (10)$$

и в $(\omega_{Bi}/\nu_i)^2$ превосходит затухание (1) для альвеновских волн. В бесстолкновительной области существенно затухание Ландау на ионах, которое в силу $T_e \approx T_i$ будет весьма сильным: $\gamma^s \approx \omega$, $\omega > \nu_i$, поэтому s-волна в область $r > r_s(\omega)$, $\omega = \nu_i(r_s)$ не проходит. При фиксированном ω и $r < r_s(\omega)$ декремент γ^s растет с r . Исходя из (10) и учитывая, что $\tau^s = 1$ при $r < r_s$, можно определить магнитозвуковой источник тепла:

$$Q^S(r) \approx \frac{1}{h} N_*^S \left(\frac{r_*}{r}\right)^2 \begin{cases} (0,4\omega_0^2 h / \nu_i \nu_s)^{1/4}, & r < r_m = r_s(\omega_0) \\ (2,5\nu_i \nu_s / \omega_0^2 h)^{1/2}, & r > r_m. \end{cases} \quad (11)$$

Как следует из (11), $Q^S \propto T^{1/2} \rho^{-1/4}$ при $r < r_m$ и $Q^S \propto T^{-1} \rho^{1/2}$ при $r > r_m$, то есть источник Q^S растет при $r < r_m$ и убывает при $r > r_m$. Максимум $Q^S(r)$ при $r \approx r_m$ является менее резким, чем максимум $Q^a(r)$. Нелинейное поглощение s-волн значительно слабее, чем линейное.

Таким образом, поглощение a- и s-волн в короне происходит таким образом, что возникающие источники тепла $Q^{a,S}(9)$, (11) максимальны в области $r \approx r_m$, где энергосодержащие волны переходят из столкновительного режима в бесстолкновительный. Такой вид источника сильно отличается от принимаемого обычно при расчетах короны $Q \sim \rho/8$. Наличие максимума $Q^{a,S}(r)$ позволяет использовать приближение сосредоточенного источника

$$Q = (\zeta^a N_*^a + \zeta^s N_*^s) (r_*/r)^2 \delta(r - r_m),$$

где $N_*^{a,s}$ — исходные потоки; $\zeta^{a,s}$ — интегральные по спектру коэффициенты поглощения короны; r_m определяется из условия $\nu_i(r_m) = \omega_0$. Для коэффициента поглощения сильнозатухающих s-волн очевидно справедлива оценка $\zeta^s = 1$. Используя (5), (6), можно определить для спектра (8) коэффициент ζ^a :

$$\zeta^a = 1 - \int_0^\infty f_*(\omega) \exp(-\tau_\omega^a) d\omega \approx \begin{cases} (\tau_0^a)^{1/3} [1 - \frac{1}{3} (\tau_0^a)^{2/3}], & \tau_0^a \leq 1, \\ 1 - \frac{1}{3} (\tau_0^a)^{-2/3}, & \tau_0^a \geq 1. \end{cases}$$

При $r_m \approx 1,5r_*$, $T_m \approx 2 \cdot 10^6 \text{ K} / 5$ численное значение τ_0^a близко к единице, соответствующее значение $\zeta^a \approx 0,8$. Эта оценка показывает, что альвеновские волны частично проходят через корону. Альвеновский источник тепла связан с высокочастотными ($\omega \gtrsim \omega_0$) волнами. Низкочастотные ($\omega \lesssim \omega_0$) альвеновские волны без существенного ослабления выходят во внешние слои атмосферы, где их энергия расходуется на ускорение солнечного ветра.

Автор признателен В.И. Шишову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы М., Наука, 1977, с. 47.
2. Чашей И. В., Шишов В. И. ДАН СССР, 272, 320 (1983).
3. Чашей И. В., Шишов В. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 45 (1985).
4. Брагинский С. И. В сб. Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, 1963, с. 183.
5. Аллен К. У. Астрофизические величины. М., Мир, 1977 с. 249.
6. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М., Наука, 1975, с. 125.
7. Чашей И. В., Шишов В. И. Астрономический журнал, 63, 517 (1986).
8. Priest E. R. Solar magnetohydrodynamics. D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, Holland, 1982.

Поступила в редакцию 17 февраля 1986 г.