Секция А. Астрофизика и физика Солнца. БШФФ-2026. С. 139–141.

УДК 537.84
DOI: 10.62955/0135-3748-2026-139
ORCID 0000-0001-5358-2153

ВЛИЯНИЕ НАКЛОНА НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОРОНАЛЬНЫХ СТРИМЕРАХ

А.В. Рубцов[1], В.М. Накаряков[2], Д.Ю. Климушкин[3], Д. Юань[1]

[1]School of Aerospace, Harbin Institute of Technology (Shenzhen), Шэньчжэнь, Китай, rubtsov@hit.edu.cn
[2] Специальная астрофизическая обсерватория РАН, пос. Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика, Россия
[3]Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия

THE EFFECT OF OBLIQUITY OF KINK WAVES IN SOLAR CORONAL STREAMERS

A.V. Rubtsov[1], V.M. Nakariakov[2], D.Yu. Klimushkin[3], D. Yuan[1]

[1]School of Aerospace, Harbin Institute of Technology (Shenzhen), Shenzhen, China, rubtsov@hit.edu.cn
[2]Special Astrophysical Observatory RAS, Nizhnii Arkhyz, Russia
[3]Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Аннотация. В работе исследуется влияние наклонного распространения на изгибные колебания корональных стримеров, стримерные волны. В модели трехмерного плазменного слоя показано, что радиальная фазовая скорость таких волн уменьшается с увеличением отклонения от направления фонового магнитного поля, а сама волна трансформируется из объемной моды в поверхностную. Оказалось, что при вычислении альфвеновской скорости методом корональной сейсмологии наклонное распространение волны может увеличить полученную оценку скорости в 1.5 раза.

Ключевые слова: МГД, изгибные колебания, волны в солнечной короне, корональные стримеры, корональная сейсмология.

Abstract. We have studied the effect of oblique propagation of kink mode oscillations of coronal streamers, so-called streamer waves. Using the 3D magnetic slab model, we demonstrated that the radial phase speed of these waves decreases with increasing obliquity to the background magnetic field direction, while the wave changes its nature from body mode to surface mode. We found that oblique propagation of kink waves increases the value of Alfvén speed estimated using the coronal seismology method by 1.5 times.

Keywords: MHD, kink waves, solar coronal waves, coronal streamers, coronal seismology.

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что наблюдаемые в белом свете яркие шлемообразные структуры, вытянутые в направлении от Солнца, которые называют корональными стримерами, являются источником медленного солнечного ветра [Abbo et al., 2016]. Они связаны с областями с замкнутым магнитным полем, которые формируют крупномасштабную петлевую структуру. Над петлями находится касп, за которым магнитное поле считается открытым, формируя радиальный стебель, направленный от Солнца.

Среди активно исследуемых динамических явлений изгибные колебания стебля стримеров представляют собой чередующиеся поперечные смещения вытянутой плазменной неоднородности [Ofman, 2004]. Эти колебания, известные как стримерные волны, выглядят как распространяющееся наружу поперечное смещение стебля стримера и наблюдаются с помощью коронографов на борту спутников SOHO и STEREO.

Стримерные волны возбуждаются воздействием со стороны коронального выброса массы (КВМ). Слабая корреляция между скоростью волны и скоростью КВМ, являющегося источником, указывает на то, что скорость волны определяется, в первую очередь, физическими свойствами стримера, а не КВМ [Decreamer et al., 2020]. Этот факт подтверждает интерпретацию стримерных волн как собственных колебаний неоднородности волноводной плазмы [Sorokina et al., 2024].

При распространении волн вдоль магнитного поля, радиально от Солнца, фазовая скорость изгибных колебаний находится между альфвеновской скоростью внутри и снаружи плазменного слоя. В пределе, когда радиальная длина волны много больше ширины слоя, эта фазовая скорость стремится к внешней альфвеновской скорости. Это делает стримерные волны многообещающим инструментом для зондирования магнитного поля в стримерах с помощью корональной сейсмологии [Nakariakov et al., 2024].

Отношение периода колебаний к длине волны, наблюдаемое в различных событиях, имеет достаточно широкий разброс [Chen et al., 2011; Feng et al., 2011], что обычно связывается с разбросом значений альфвеновской скорости внутри и снаружи стебля. Однако воздействие КВМ может возбуждать изгибные волны, бегущие под углом к направлению от Солнца, в результате чего они распространяются под углом и к радиально-направленному магнитному полю, и к направлению поперечной неоднородности плазмы и представляют особый интерес. Фазовая скорость таких волн в проекции на плоскость неба может значительно отличаться от полной фазовой скорости, что следует учитывать при сейсмологических оценках.

Целью работы является определение фазовой скорости изгибных колебаний плазменного слоя, окружающего токовый слой коронального стримера, для волн, распространяющихся под наклоном. Основная новизна работы состоит в ее нацеленности на стримерные волны в контексте сейсмологических оценок.

МОДЕЛЬ И ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Мы рассматриваем стебель стримера как трехмерный плазменный слой с равновесной плотностью плазмы ρ_0 внутри области $|x| < d$, вне которой плотность равна ρ_e (рис. 1). Здесь и далее индексами 0 и e обозначаются физические величины внутри и снаружи слоя соответственно. Плазменный слой заключает в себе бесконечно тонкий токовый слой, а магнитное поле антипараллельно по разные его стороны и всюду направлено вдоль оси Z. Абсолютные значения внешнего и внутреннего магнитного поля $|B_e|$ and $|B_0|$ соответственно. В равновесии полное давление внутри и снаружи слоя равны друг другу, а отношение плотностей ρ_0/ρ_e связано с характерными скоростями как

$$\frac{\rho_0}{\rho_e} = \frac{V_{se}^2 + V_{Ae}^2 \frac{\gamma}{2}}{V_{s0}^2 + V_{A0}^2 \frac{\gamma}{2}},$$

где γ — показатель адиабаты, $V_{A0,e}$ — альфвеновская скорость, $V_{s0,e}$ — звуковая скорость, а $V_{t0,e}^2 = V_{A0,e}^2 V_{s0,e}^2/(V_{A0,e}^2 + V_{s0,e}^2)$ — трубочная (касповая) скорость.

Рассмотрим линейное возмущение равновесия, которое описывается уравнениями идеальной МГД. Зависимость от времени и координат y и z будем считать пропорциональной $\exp(i\omega t - ik_y y - ik_z z)$, где ω, k_y и k_z — частота волны и компоненты волнового вектора вдоль осей Y и Z соответственно. Структура возмущений поперек слоя определяется неоднородностью.

Обобщая работу [Edwin, Roberts, 1982], в которой рассматривалась двумерная задача с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ в плоскости XZ, мы рассматриваем распространение волны под углом к направлению магнитного поля z, т.е. $k_y \neq 0$. Внутри и снаружи слоя возмущение, перпендикулярное ее стенке описывается уравнениями

$$\frac{d^2 v_x}{dx^2} - (m_{0,e}^2 + k_y^2) v_x = 0,$$

где

$$M_{0,E}^2 = \frac{(V_{A0,E}^2 K_Z^2 - \omega^2)(V_{S0,E}^2 K_Z^2 - \omega^2)}{(V_{A0,E}^2 + V_{S0,E}^2)(V_{T0,E}^2 K_Z^2 - \omega^2)}.$$

Далее удобно ввести величины $M_{0,E}^2 = M_{0,E}^2 + K_Y^2$, которые являются эффективными волновыми числами возмущения поперек слоя.

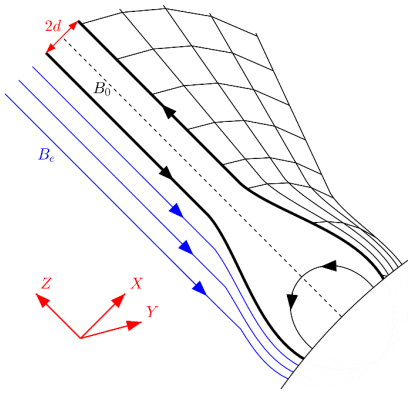

Рис. 1. Схематичное изображение коронального стримера

В данной работе мы рассматриваем возмущения, которые затухают при $|x| > d$ — так называемые захваченные моды, с $M_e^2 > 0$. Внутри слоя величина M_0^2 может быть и положительной, для поверхностных мод, и отрицательной, для объемных мод. На границе слоя $x = \pm d$, поперечное смещение и возмущение полного давления непрерывны. В статическом случае без стационарных течений плазмы непрерывность поперечного смещения соответствует непрерывности поперечной скорости v_x [Nakariakov, Roberts, 1995]. В результате получаем следующие дисперсионные соотношения:

$$\rho_e(V_{Ae}^2 k_z^2 - \omega^2) M_0 \left\{\frac{M_0 d}{M_0 d}\right\} + \rho_0(V_{A0}^2 k_z^2 - \omega^2) M_e = 0,$$

где выбор cth или th соответствует изгибной и сосисочной волне соответственно. Это общее уравнение, решения которого зависят от иерархии характерных скоростей.

Для случая коронального стримера мы считаем внешнюю альфвеновскую скорость выше внутренней $V_{Ae} > V_{A0}$ и величину плазменного параметра β везде равной нулю ($V_{s0,e} = V_{t0,e} = 0$), т. е. $V_{Ae} > V_{A0} > V_{s0,e} = V_{t0,e} = 0$. Для численных расчетов будем считать $V_{Ae} = 2V_{A0}$, тогда соотношение плотностей сводится к отношению квадратов альфвеновских скоростей и равно $\rho_0/\rho_e = 4$. Поскольку стримерные волны представляют собой изгибные колебания, мы будем рассматривать только решение дисперсионного уравнения для изгибных волн. В дальнейшем удобно использовать безразмерные волновые числа, нормированные на полуширину слоя, например, $k_z d$. Случай $k_z d = 1$ соответствует длине волны в направлении z примерно в три раза больше ширины слоя.

РАДИАЛЬНАЯ ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ

Рассмотрим радиальную компоненту фазовой скорости изгибной волны ω/k_z, которая в нашей модели направлена вдоль оси Z, т. е. от Солнца вдоль невозмущенного магнитного поля. На рис. 2 показана зависимость радиальной фазовой скорости от радиального волнового числа $k_z d$ для различных значений поперечного волнового числа $k_y d$.

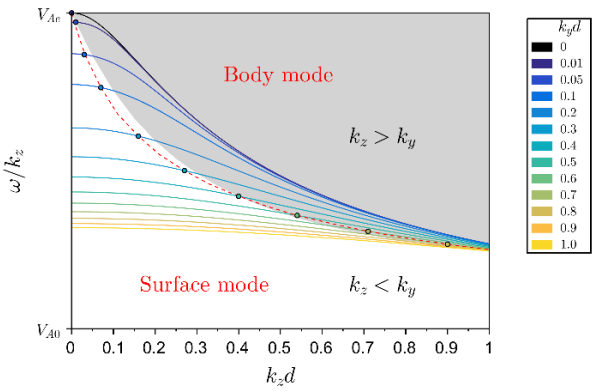

Рис. 2. Радиальная фазовая скорость

Отклонение направления распространения волны от направления магнитного поля уменьшает радиальную фазовую скорость. Несмотря на более широкий диапазон значений ω/k_z при $k_z = 0$, разница между фазовой скоростью при $k_y = 0$ и $k_y d = 1$ быстро уменьшается с увеличением $k_z d$ и становится пренебрежимо малой при $k_z d \to 1$.

Повышение $k_y d$ ведет к изменению природы изгибной волны с объемной моды на поверхностную, как было показано ранее для $k_z d \ll 1$ [Arregui et al., 2007]. Порог перехода из одной моды в другую определяется по условию $M_0 = 0$ вдоль дисперсионных кривых и показан красной штриховой линией на рис. 2. Волны с малым наклоном $k_z > k_y$ в основном являются объемными, тогда как сильно наклонные волны — поверхностными, а порог перехода находится вблизи решения для условий $k_z = k_y$ (угол 45° между волновым вектором и магнитным полем).

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Поперечное волновое число k_y стримерной волны зависит от относительного расположения и морфологии КВМ, ставшего источником волны, и в общем случае может быть любым. Поэтому наклонное распространение изгибных колебаний может значительно повлиять на сейсмологические оценки, основывающиеся на измерениях фазовой скорости стримерных волн в плоскости неба, которая, строго говоря, является только радиальной компонентой фазовой скорости и может заметно отличаться от полной фазовой скорости. Чтобы оценить влияние k_y на величину альфвеновской скорости внутри слоя V_{A0}, мы применили расчеты фазовой скорости из предыдущего раздела к данным о 22 стримерных волнах, наблюдавшихся коронографами STEREO/COR2 и SOHO/LASCO и описанных в работе [Decraemer et al., 2020].

Данные включают в себя информацию о периоде P и длине волны λ, поэтому мы будем вычислять фазовую скорость как $v_{ph} = \lambda/P$. Данные были получены в плоскости неба, поэтому измеренная длина волны является радиальной компонентой длины волны $\lambda = \lambda_z$, а вычисленная фазовая скорость — радиальной фазовой скоростью. Волновое число вдоль поля вычисляется как $k_z = 2\pi/\lambda_z$. Ширину слоя будем считать $d = 0.2R_\odot$ для всех волн как среднее значение на расстоянии $5R_\odot$ от Солнца. Погрешность измерений периода составляет ±30 мин, тогда как для длины волны погрешность не определена. Таким образом, каждая волна описывается одним значением k_z и диапазоном v_{ph}.

Модель, описанная выше, дает величину радиальной фазовой скорости изгибной волны относительно альфвеновской скорости внутри слоя $\omega/k_z V_{A0}$. Поэтому оценка альфвеновской скорости может быть получена делением v_{ph} на модельное значение. Мы вычислили альфвеновские скорости для набора значений $k_y d$ от 0 до 1, дополнив его $k_y d = 10$ как случай $k_y \gg k_z$, и учли погрешность измерения периода для наибольшего и наименьшего значений $k_y d$ (рис. 3). Видно, что при учете наклонного распространения волны, величина V_{A0} на 50 % выше, чем при $k_y = 0$. Зависимость V_{A0} от k_y является нелинейной, с наибольшим изменением в диапазоне $k_y d = 0.1 \div 0.4$ и незначительным при $k_y d > 10$ или $k_y d < 0.01$.

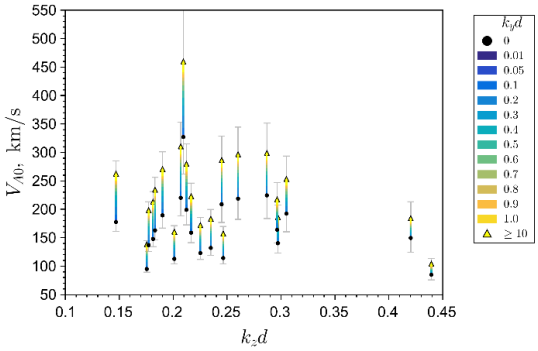

Рис. 3. Оценка альфвеновской скорости

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели моделирование радиальной фазовой скорости изгибных колебаний стримерной волны при наклонном распространении волны, используя модель трехмерного плазменного слоя с прямыми силовыми линиями. В результате подтверждено, что с увеличением отклонения от направления магнитного поля происходит переход изгибных колебаний из объемных в поверхностные. Показано, что при наклонном распространении такой волны оценка альфвеновской скорости методом корональной сейсмологии по измерениям параметров волны в плоскости неба может приводить к недооценке скорости в 1.5 раза, что указывает на необходимость стереоскопических или квази-стереоскопических (с двумя не параллельными лучами зрения) наблюдений стримерных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Abbo L., Ofman L., Antiochos S.K., et al. Slow solar wind: observations and modeling // Space Sci. Rev. 2016. V. 201. P. 55–108.

Arregui I., Terradas J., Oliver R., et al. Resonantly damped surface and body MHD waves in a solar coronal slab with oblique propagation // Solar Phys. 2007. V. 246. P. 213–230.

Chen Y., Feng S.W., Li B., et al. A coronal seismological study with streamer waves // Astrophys. J. 2011. V. 728, N. 2. A. 147.

Decraemer B., Zhukov A.N., Van Doorsselaere T. Properties of streamer wave events observed during the STEREO Era // Astrophys. J. 2020. V. 893, N 1. A. 78.

Edwin P.M., Roberts B. Wave propagation in a magnetically structured atmosphere // Solar Phys. 1982. V. 76. P. 239–259.

Feng S.W., Chen Y., Li B., et al. Streamer wave events observed in solar cycle 23 // Solar Phys. 2011. V. 272. A. 119.

Nakariakov V.M., Zhong S., Kolotkov D.Y. et al. Diagnostics of the solar coronal plasmas by magnetohydrodynamic waves: magnetohydrodynamic seismology // Rev. Mod. Plasma Phys. 2024. V. 8. A. 19.

Nakariakov V.M., Roberts B. Magnetosonic waves in structured atmospheres with steady flows // Solar Phys. 1995. V. 159, P. 213–228.

Ofman L. The origin of the slow solar wind in coronal streamers // Adv. Space Res. 2004. V. 33, Iss. 5. P. 681–688.

Sorokina D., Van Doorsselaere T., Talpeanu D.-C., Poedts S. MHD modelling of coronal streamers and their oscillations // Astron. Astrophys. 2024. V. 682, A. A168.