

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | SHORT REPORTS

Н.К. Шивидов [N.K. Shividov],
Г. А. Манкаева [G. A. Mankaeva],
Н. А. Куркудинова [N. A. Kurkudinova],
Д. Б. Бембитов [D. B. Bembitov]

УДК 533.9.01/ 533.9-116/ 533.951
DOI: 10.37493/2307-910X.2022.4.10

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

MODELING OF SOUND WAVE PROPAGATION IN THE SOLAR CORONA

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова»,
г. Элиста, Россия

Аннотация. В настоящей работе мы преследуем цель моделирование распространения магнитозвуковых волн в солнечной короне, с помощью моделирования распада волнового пакета вследствие нарушения теплового баланса и эффекта дисперсии. В качестве модели волны рассматриваются медленные звуковые волны по двум причинам, первая - здесь эффект проявляется ярче всего, вторая - наличие значительного количества наблюдений волн в нижней короне, которые интерпретируются как медленные волны. Получено возникновение квазипериодических колебаний медленных магнитозвуковых волн за счет дисбаланса нагрева/охлаждения.

Ключевые слова: Компьютерное моделирование, физика плазмы, численное решение, магнитозвуковые волны, магнитная гидродинамика, дисперсия, волновые пакеты.

Abstract. In this paper we aim to simulate the propagation of magnetosonic waves in the solar corona by modeling the decay of a wave packet due to the thermal misbalance and the dispersion effect. Slow sound waves are considered as a wave model for two reasons, the first is that the effect is most pronounced here, the second is the presence of a significant number of observations of waves in the lower corona, which are interpreted as slow waves. Formation of quasi-periodic slow magnetosonic wave trains by the heating/cooling misbalance is constructed.

Key words: Computer modeling, plasma physics, numerical solution, magnetosonic waves, magnetic hydrodynamic, wave packets.

Введение

Распространение волны в среде с поглощением приводит не только к ее затуханию, но и к дисперсии [1], являющейся причиной распада волнового пакета и образования цепочки возмущений [2-3], с наличием квазипериодических колебаний. Этот эффект отмечен применительно к магнитозвуковым волнам в солнечной короне из-за нарушения баланса между нагревом и радиационными потерями [4].

Математическая модель

Изучение волн мы проводим в приближении 1.5D магнитной гидродинамики, в котором имеется одна пространственная переменная, определяющая направление распространения волны, и по две компоненты у скорости и магнитной индукции:

$\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0)$, $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$. В силу бездивергентности поля выполняется, $B_y = B_{0y} + B(x, t)$, где $B_{0y} = \text{const}$. Магнитное поле среды $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, 0)$, находится в равновесии с невозмущенной плазмой, плотностью ρ_0 и температурой T_0 . $V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ и $C_s = \sqrt{\gamma RT_0/M}$ – альвеновская и звуковая скорости среды. Для высокоионизованной водородной плазмы с гелиевой добавкой $M = 0.62m_p N_A \approx 0.62 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$.

Исходные уравнения записываем в виде

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{R}{M} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - \frac{B_{0y} + B}{4\pi\rho} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{B_{0x}}{4\pi\rho} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} = \\ - \frac{(\gamma - 1)M \cos^2 \theta}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho \Lambda(T) - H], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = B_{0x} \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} [(B_{0y} + B)v_x]. \quad (5)$$

Нагрев H считаем константой [5-6], определяемой из условия теплового баланса в равновесном состоянии: $\rho_0 \Lambda(T_0) - H = 0$ [3, 4].

Теплопроводность плазмы в условиях солнечной короны анизотропна, и мы учитываем передачу тепла только вдоль магнитного поля. Угол θ это угол между полем $\mathbf{B}_0$ и осью x : $\text{tg} \theta = B_{0y}/B_{0x}$. В предположении малых возмущений исключим из уравнений третьи компоненты, что означает, что мы ограничиваемся решениями, которые можно трактовать как магнитозвуковые волны, альвеновские волны не рассматриваются.

После линеаризации исходных уравнений относительно малых возмущений в виде монохроматических волн $\sim \exp(kx - \omega t)$. Введем безразмерные значения $\tilde{\omega}, \tilde{k}$ и соответствующие масштабы $m(\omega) = 0.1 \text{ s}^{-1}$, $m(k) = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$. При этом периоды колебаний будут иметь масштаб около одной минуты, что соответствует данным наблюдений. Величина $m(\omega)/m(k) = m(C_s) = 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ будет рассматриваться как масштаб звуковой скорости, характерный для высокотемпературной плазмы. Получим дисперсионное соотношение в безразмерном виде

$$\tilde{\omega}^5 + iA\tilde{\omega}^4 - \tilde{\omega}^3(1 + S^2)\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB\tilde{\omega}^2 + \tilde{\omega}S^2 \cos^2 \theta \tilde{C}_s^4\tilde{k}^4 + iD = 0, \quad (6)$$

$$A = A_1\tilde{k}^2 + A_2, \quad (7)$$

$$B = [-(1 + \gamma S^2)(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3] \tilde{C}_s^2\tilde{k}^2/\gamma, \quad (8)$$

$$D = S^2 \cos^2 \theta (A_1\tilde{k}^2 + A_2 - A_3) \tilde{C}_s^4\tilde{k}^4/\gamma, \quad (9)$$

$$S = V_A/C_s, \quad S_1 = (\gamma - 1)Mm(\rho)/(Rm(\omega)), \quad (10)$$

где коэффициенты A_1, A_2 и A_3 определяются выражениями

$$A_1 = S_1 m(\kappa) m(k)^2 \tilde{\kappa}(\tilde{T}_0) / ((m(\rho))^2 \tilde{\rho}_0) \approx 5.01 \tilde{\kappa}(\tilde{T}_0) / \tilde{\rho}_0, \quad (11)$$

$$A_2 = S_1 m(\Lambda) \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) / m(T) \approx 0.005 \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0), \quad (12)$$

$$A_3 = S_1 m(\Lambda) \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0) / (m(T) \tilde{T}_0) \approx 0.005 \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0) / \tilde{T}_0. \quad (14)$$

Масштаб плотности $m(\rho) = 10^{-15} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ выбираем исходя из значения концентрации частиц $m(n) = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, характерное для нижней части солнечной короны. Соотношение между безразмерными величинами плотности и концентрации: $\tilde{\rho} = 1.037 \tilde{n}$.

В настоящей работе мы ограничились частным случаем звуковой волны, распространяющейся вдоль поля, $\theta = 0$. Дисперсионное соотношение (6) примет вид

$$\tilde{\omega}^3 + iA\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB = 0. \quad (15)$$

Моделирование распространения волновых пакетов звуковых волн

Ориентируясь на данные наблюдений [7] выбираем $\tilde{n}_0 = 5$, $\tilde{T}_0 = 1$. Тогда $\tilde{C}_s = 1.49$. Для функции радиационных потерь по данным CHIANTI 10 (www.chiantidatabase.org) [9] определяем аналитическое выражение кубической интерполяции в окрестности $\tilde{T}_0$ и соответственно вычисляем значение $\tilde{K}'(\tilde{T}_0) = -0.1518774$, $A_1 = 2.16$, $A_2 = -0.00381$, $A_3 = 0.0580$. Отметим, что дисперсия, обусловленная нагревом/радиационными потерями, эффективна только в небольшой области малых волновых чисел $\tilde{k}$ [8]. В среде Matlab согласно (15) строим дисперсионные кривые (рис. 1 и 2) и проводим моделирование волновых пакетов (рис. 3 и 4).

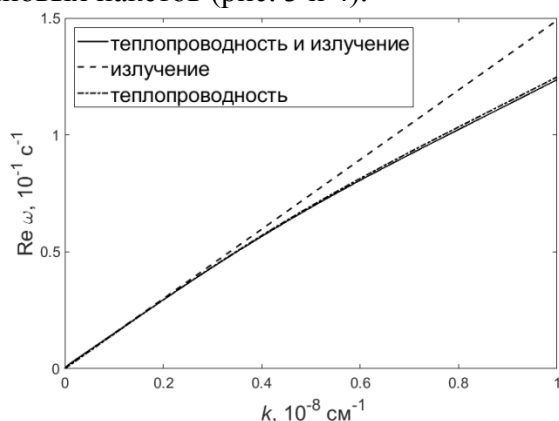


Рисунок 1. - Дисперсионная кривая в случае $\tilde{T}_0 = 1$, $\tilde{n}_0 = 5$.

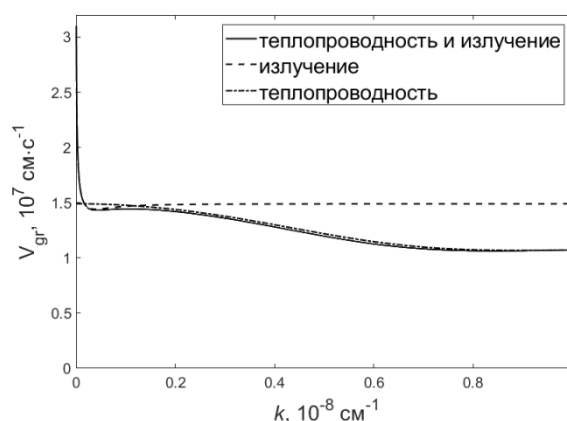


Рисунок 2. - Кривая групповой скорости в случае $\tilde{T}_0 = 1$, $\tilde{n}_0 = 5$.

Излучение определяет дисперсию в области малых волновых чисел (рис. 2), поэтому дисперсия локализованного начального импульса обусловлена действием теплопроводности. Моделирование волновых пакетов производим, рассматривая локализованный начальный импульс гауссовой формы. Безразмерная пространственная переменная $\tilde{x}$ определяется из соотношения масштабов $m(k)m(x) = 1$ или $m(x) = 10^8 \text{ cm}$. Поведение волнового пакета определяется косинус-интегралом Фурье

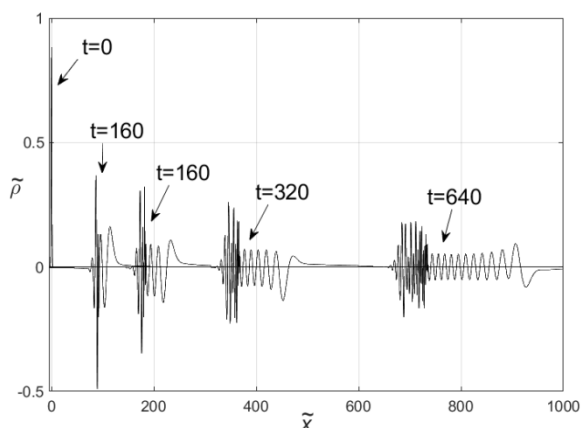


Рисунок 3. - Волновой пакет в случае $\tilde{T}_0 = 1$, $\tilde{n}_0 = 5$.

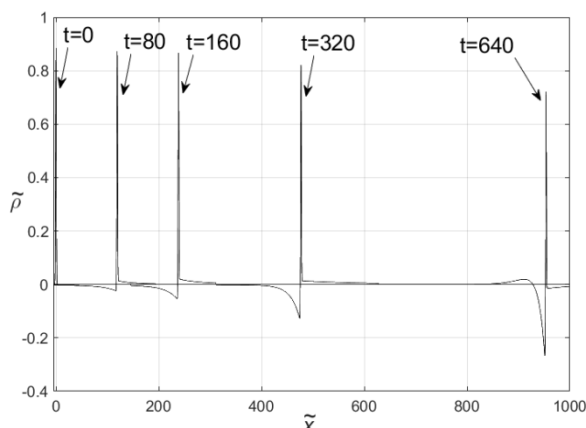


Рисунок 4. - Дисперсия импульса, вызванная излучением, $\tilde{T}_0 = 1$, $\tilde{n}_0 = 5$.

Безразмерная пространственная переменная $\tilde{x}$ определяется из соотношения масштабов $m(k)m(x) = 1$ или $m(x) = 10^8 \text{ cm}$. Поведение волнового пакета определяется косинус-интегралом Фурье

$$\tilde{\rho}(\tilde{x}, \tilde{t}) = \frac{1}{2} \int_0^{25} e^{-\tilde{k}^2/4} \cos(\tilde{k}\tilde{x} - \tilde{\omega}\tilde{t}) d\tilde{k} \quad (16)$$

На рисунке 3 показано моделирование поведения волнового пакета в двух рассматриваемых нами случаях равновесной плазмы, различающихся плотностью. Во втором случае имеется явное разложение начального импульса на отдельные составляющие с различными длинами волны. Моделирование подобных возмущений в практике показывает появление квазипериодических осцилляций интенсивности излучения плазмы, вызванные изменением плотности [3, 7]. Нахождение характерных периодов осцилляций требует проведения спектрального анализа. Знание периодов может дать информацию о реальной зависимости $\tilde{\omega}(\tilde{k})$ и физических параметрах плазмы. Подобная процедура похожа на решение обратной задачи теории рассеяния, в последующих работах мы планируем сформулировать соответствующую задачу и наметить методы ее решения.

Анализ результатов моделирования, представленного на рисунке 4 показывает, что дисперсия, вызванная нагревом/радиационными потерями, в целом слабо выражена и эффективна в области малых волновых чисел и, соответственно, больших длин волн. Первоначальный импульс в течение первых 1000 секунд (17 минут) распространяется практически без изменения формы. Скорость его распространения близка к звуковой скорости $\tilde{C}_s = 1.49$. На этом основании мы утверждаем, что дисперсия обусловлена главным образом действием теплопроводности.

Заключение

Теплопроводность и нагрев/потери приводят к затуханию волны, а также вызывают дисперсию. Вид дисперсионных кривых показывает ее сложный характер. Теплопроводность определяет дисперсию на больших волновых числах, нагрев/потери – на малых. Дисперсия приводит к распаду локализованного импульсного возмущения на волновой пакет.

Распространение волнового пакета приводит к расплыванию локализованного импульса или его распаду на отдельные периодические составляющие и ведет к образованию наблюдаемых квазипериодических осцилляций [2-3].

Теплопроводность и нагрев/потери приводят к рождению квазипериодических осцилляций в нестационарных процессах в корональной плазме. Эффект теплопроводности проявляется сильнее.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№075-03-2022-119/1 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. // Акустический журнал. 1955. Т. 1, вып. 1. С. 31-39.
2. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – 624 с.
3. Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Molevich N.E., Ryashchikov D.S. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. 082113.
4. Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L. Solar Phys. 2021. V. 296. 122.
5. Priest E.R. Solar magnetohydrodynamics. Springer Netherlands. 2012. 469 p.
6. Mikhalyaev B.B., Veselovskii I.S., Khongorova O.V. // Solar System Res. 2013. V. 47, №. 1. P. 50–57.
7. Wang T.J. Waves in solar coronal loops. Low-frequency waves in space plasmas, Ed. by Andreas Keiling, Dong-Hun Lee, Valery Nakariakov. Geophysical Monograph Series. 2016. V. 216. Wiley. P. 395-418.
8. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon, Y.-J. // Astrophys. J. 2017. V. 849. 62 (12pp).

9. Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. CHIANTI – An atomic database for emission lines. XVI. Version 10, further extensions // *Astrophysical Journal*. – 2021. –V. 909. 38 (12pp).

REFERENCES

1. Ginzburg V.L. // *Akusticheskii zhurnal*. 1955. T. 1, vyp. 1. S. 31-39.
2. Uizem Dzh. Lineinye i nelineinye volny. – M.: Mir, 1977. – 624 s.
3. Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Molevich N.E., Ryashchikov D.S. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. 082113.
4. Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.I. *Solar Phys*. 2021. V. 296. 122.
5. Priest E.R. *Solar magnetohydrodynamics*. Springer Netherlands. 2012. 469 p.
6. Mikhalyaev B.B., Veselovskii I.S., Khongorova O.V. // *Solar System Res*. 2013. V. 47, №. 1. P. 50–57.
7. Wang T.J. Waves in solar coronal loops. Low-frequency waves in space plasmas, Ed. by Andreas Keiling, Dong-Hun Lee, Valery Nakariakov. *Geophysical Monograph Series*. 2016. V. 216. Wiley. P. 395-418.
8. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon, Y.-J. // *Astrophys. J*. 2017. V. 849. 62 (12pp).
9. Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. CHIANTI – An atomic database for emission lines. XVI. Version 10, further extensions // *Astrophysical Journal*. – 2021. –V. 909. 38 (12pp).

ОБ АВТОРАХ | ABOUT THE AUTHORS

Шивидов Николай Климович, ассистент кафедры теоретической физики, Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова, г. Элиста, улица Пушкина, 11, e-mail: zhr550@mail.ru, phone number: +79613955124.

Shividov Nikolai Klimovich, Assistant of the Department of Theoretical Physics, Kalmyk State University named after B. B. Gorodovikov, Elista, Pushkin street, 11, e-mail: zhr550@mail.ru, phone number: +79613955124.

Манкаева Галина Алексеевна, старший преподаватель кафедры алгебры, анализа и методики преподавания математики, Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова, г. Элиста, улица Пушкина, 11, e-mail: mankaeva.galina@yandex.ru, phone number: +79061764200.

Mankaeva Galina Alekseevna, Senior Lecturer of the Department of Algebra, Analysis and Methods of Teaching Mathematics, Kalmyk State University named after B. B. Gorodovikov, Elista, Pushkin street, 11, e-mail: mankaeva.galina@yandex.ru, phone number: + 79061764200.

Куркудинова Наталия Александровна, старший преподаватель кафедры природообустройства и охраны окружающей среды, Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова, г. Элиста, улица Пушкина, 11, e-mail: kurkudinovana@mail.ru, phone number: +79093987960

Kurkudinova Natalia Alexandrovna, Senior Lecturer, Department of Environmental Management and Environmental Protection, Kalmyk State University named after B. B. Gorodovikov, Elista, Pushkin street, 11, e-mail: kurkudinovana@mail.ru, phone number: +79093987960

Бембитов Джиргал Батрович, доцент кафедры теоретической физики, Калмыцкий государственный университет имени Б. Б. Городовикова, г. Элиста, улица Пушкина, 11, e-mail: dbembitov@gmail.com, phone number: +79615400560.

Bembitov Dzhirgal Batrovich, Associate Professor, Department of Theoretical Physics, Kalmyk State University named after B. B. Gorodovikov, Elista, Pushkin Street, 11, e-mail: dbembitov@gmail.com, phone number: +79615400560.

Дата поступления в редакцию: 19.10.2022
После рецензирования: 13.11.2022
Дата принятия к публикации: 07.12.2022