

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Гелиофизика: от наблюдений к моделям и приложениям

В.Д. Кузнецов, А.И. Осин

Исследование явлений и физических процессов на Солнце и в создаваемой им гелиосфере, представляющих собой естественную плазменную лабораторию, базируется на наземных и космических наблюдениях и построении моделей, использование которых позволяет понять общую картину того, как устроено и как работает Солнце, а также решать практические задачи влияния солнечной активности на формирование космической погоды и её воздействия на различные сферы человеческой деятельности. В данной работе кратко сообщается о результатах моделирования триггерных механизмов наиболее мощных проявлений солнечной активности — вспышек и выбросов массы, волнового механизма нагрева солнечной короны; представлены аналитические решения для МГД-ударных волн в бесстолкновительной плазме солнечного ветра с тепловыми потоками.

Ключевые слова: гелиофизика, вспышки, выбросы массы, нагрев короны, ударные волны

PACS numbers: 52.35.Bj, 52.35.Tc, 52.65.Kj

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038625>

Содержание

1. Введение (871).
2. Солнечные вспышки и выбросы массы (871).
3. Магнитогидродинамическая модель для описания бесстолкновительной плазмы (872).
4. Волны и нагрев короны (872).
5. Магнитогидродинамические ударные волны и турбулентность в бесстолкновительной плазме (873).
6. Заключение (876).

Список литературы (876).

1. Введение

Гелиофизика, охватывающая широкий диапазон физических объектов, процессов и явлений, продолжает оставаться в центре внимания исследователей. Начиная от недр Солнца, его атмосферы и солнечного ветра вплоть до границ Солнечной системы (гелиопаузы) целый ряд научных проблем, вытекающих из анализа современных наблюдений, остаются нерешёнными. Среди них, наряду с фундаментальной астрофизикой, всё большее значение уделяется прикладным аспектам гелиофизики, связанным с влиянием космической погоды на различные сферы человеческой деятельности на Земле и в космосе [1]. Почему амплитуда и длительность 11-летнего солнечного цикла, основного фундаментального процесса на

Солнце, к тому же определяющего степень возмущённости околоземного космического пространства, так сильно меняется от цикла к циклу? За более чем 300 лет наблюдений амплитуда цикла менялась от 48 до 190 (число Вольфа), а длительность цикла от 9 до 13,6 лет. Ответы на эти и другие вопросы требуют новых наблюдений магнитных полей и течений плазмы в конвективной оболочке и на поверхности Солнца, особенно в приполярных областях, где происходит переполюсовка магнитных полей, а также требуют более детального анализа теоретических моделей солнечного динамо. В рамках солнечных космических миссий Solar Orbiter [2] и Интергелиозонд [3] измерения магнитных полей в приполярных областях Солнца впервые будут проводиться с внеэклптических орбит, достигаемых за счёт гравитационных маневров у Венеры.

2. Солнечные вспышки и выбросы массы

В атмосфере Солнца наиболее мощные проявления спорадической активности связаны со вспышками и выбросами массы, которые оказывают сильное возмущающее воздействие на магнитосферу и ионосферу Земли, на работу космической техники и наземную энергоинфраструктуру [4], создавая радиационную опасность для космонавтов и приводя к нарушениям радиосвязи, навигации, выходу из строя бортового оборудования и т.д. С интенсивным развитием современных космических и иных технологий их зависимость от факторов космической погоды, определяемой активностью Солнца, становится всё более ощутимой, в связи с чем возникает необходимость в более детальном контроле и прогнозе вспышек и выбросов массы, что наряду с соответствующими наблюдениями требует понимания триггерных механизмов этих явлений. В работе [5] на основе [6] приведены описания триггерного механизма

В.Д. Кузнецов (*), А.И. Осин (**)

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкина РАН (ИЗМИРАН), Калужское шоссе 4, 108840 Москва, Троицк, Российская Федерация
E-mail: (*) kvd@izmiran.ru, (** osin@izmiran.ru)

Статья поступила 5 июня 2019 г.

солнечных вспышек, связанного с ростом концентрации энергичных частиц, ускоряемых в токовом слое электрическим полем, а также триггерного механизма выбросов массы [7, 8], в котором ключевую роль играет скрученность магнитного поля инжектируемых магнитных петель.

3. Магнитогидродинамическая модель для описания бесстолкновительной плазмы

Непосредственные измерения плазмы солнечного ветра в доступных для космических аппаратов областях гелиосферы свидетельствуют о её температурной анизотропии относительно направления магнитного поля [9–11] — продольная и поперечная температуры ионов и электронов различаются, что требует применения для моделирования приближения температурно-анизотропной бесстолкновительной плазмы.

Для описания бесстолкновительной плазмы короны и солнечного ветра будем использовать одножидкостное 8-моментное магнитогидродинамическое (МГД) приближение [12, 13], описывающее макроскопические характеристики плазмы. Система МГД-уравнений имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \nabla \left(p_{\perp} + \frac{B^2}{8\pi} \right) + (\mathbf{B}\nabla) \left[\left(\frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{B^2} - \frac{1}{4\pi} \right) \mathbf{B} \right] = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p_{\parallel} B^2}{\rho^3} \right) + \frac{B^2}{\rho^3} \left(\mathbf{B}\nabla \frac{S_{\parallel}^{\parallel}}{B} - 2S_{\parallel}^{\perp} \mathbf{B}\nabla \frac{1}{B} \right) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p_{\perp}}{\rho B} \right) + \frac{1}{\rho B} \left(\mathbf{B}\nabla \frac{S_{\parallel}^{\perp}}{B} + S_{\parallel}^{\perp} \mathbf{B}\nabla \frac{1}{B} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{S_{\parallel}^{\parallel} B^3}{\rho^4} \right) + 3 \frac{p_{\parallel} B^2}{\rho^4} \mathbf{B}\nabla \frac{p_{\parallel}}{\rho} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{S_{\parallel}^{\perp}}{\rho^2} \right) + \frac{p_{\parallel}}{\rho^2 B} \left[\mathbf{B}\nabla \frac{p_{\perp}}{\rho} + \frac{p_{\perp}(p_{\perp} - p_{\parallel})}{p_{\parallel}\rho B} \mathbf{B}\nabla B \right] = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - (\mathbf{B}\nabla)\mathbf{u}, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (8)$$

Здесь ρ — плотность плазмы; p_{\parallel} , p_{\perp} — значения давления плазмы вдоль и поперёк направления магнитного поля; \mathbf{u} — макроскопическая скорость плазмы; \mathbf{B} — магнитное поле; $S_{\parallel}^{\parallel}$, S_{\parallel}^{\perp} — тепловые потоки вдоль магнитного поля, связанные с тепловым движением частиц, соответственно в продольном и поперечном по отношению к направлению магнитного поля направлениях. Эти уравнения можно рассматривать как обобщение известного, но весьма ограниченного приближения ЧГЛ (Чу–Голдберга–Лоу) [14], в рамках которого имеет место сохранение двух адиабатических инвариантов (уравнения (3) и (4) без членов с тепловыми потоками).

Волны и неустойчивости в рамках системы уравнений (1)–(8) были рассмотрены в работах [15–18]. Следует отметить точное совпадение критериев шланговой и зеркальной неустойчивостей, полученных в рамках этого приближения, с критериями, получаемыми в рамках кинетического рассмотрения [19], в отличие от приближения ЧГЛ, в рамках которого совпадение имеет место

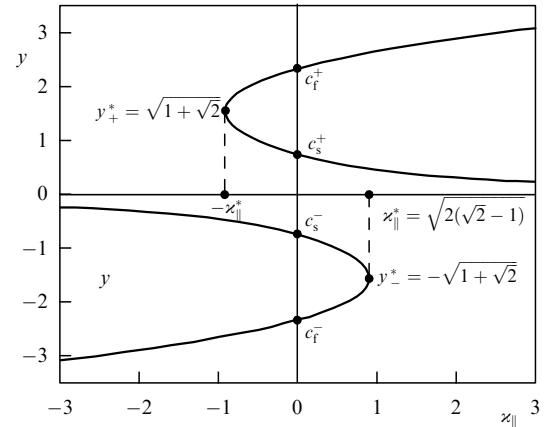


Рис. 1. Зависимость фазовых скоростей быстрых (c_f) и медленных (c_s) ионно-звуковых волн от безразмерного параметра теплового потока z_{\parallel} .

только для шланговой неустойчивости. Уравнения (1)–(8) описывают также МГД-потоковую неустойчивость.

Чтобы отделить МГД-потоковую неустойчивость от других неустойчивостей, рассмотрим простейший случай малых возмущений при одномерных продольных движениях плазмы вдоль магнитного поля. В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид

$$y^4 - 6y^2 - 4z_{\parallel}y + 3 = 0, \quad (9)$$

где $y = \omega/ka_{\parallel}$ — безразмерная фазовая скорость волн, $a_{\parallel}^2 = p_{\parallel}/\rho$, $z_{\parallel} = S_{\parallel}^{\parallel}/p_{\parallel}a_{\parallel}$ — безразмерный параметр продольной компоненты теплового потока. Зависимость $y(z_{\parallel})$ графически представлена на рис. 1.

При нулевом тепловом потоке ($z_{\parallel} = 0$), в отличие от приближения ЧГЛ, имеем две волны, быструю и медленную, распространяющиеся в обе стороны с одинаковой скоростью. При ненулевом тепловом потоке ($z_{\parallel} \neq 0$) скорости этих волн зависят от величины и направления теплового потока, как это можно видеть на рис. 1. С ростом величины теплового потока скорость быстрой волны при распространении в направлении теплового потока возрастает, в направлении против теплового потока уменьшается. Для медленной волны ситуация обратная. При критическом значении параметра $z_{\parallel} = \pm z_{\parallel}^* = \pm [2(\sqrt{2}-1)]^{1/2} \approx \pm 0,91$ скорости волн сравниваются и наступает потоковая неустойчивость, которая является аналогом потоковой неустойчивости в кинетике [20].

Помимо быстрой и медленной ионно-звуковых волн уравнения (1)–(8) для малых возмущений дают тепловую волну с $\omega/k = a_{\parallel}$, которую можно рассматривать как модифицированную тепловыми потоками энтропийную волну [16].

4. Волны и нагрев короны

В исследованиях короны и солнечного ветра актуальными остаются проблемы нагрева короны до высоких температур (1–2 млн град), распространение ударных волн и генерация турбулентности.

Один из механизмов нагрева солнечной короны связан с диссипацией генерируемых конвекцией МГД-волн, энергии которых вполне достаточно для поддержания высокой температуры короны (1–2 млн град) [21]. Ме-

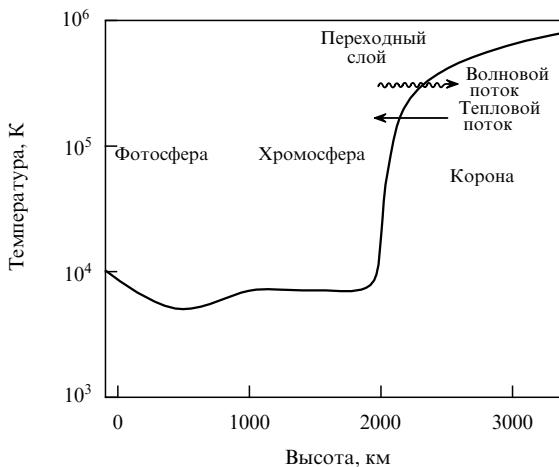


Рис. 2. Высотный профиль температуры в солнечной атмосфере и направления волнового и теплового потоков в области переходного слоя от хромосферы к короне.

ханизм распространения волн до высот короны остаётся открытым и требует более детальных знаний о строении нижней атмосферы Солнца, которые возможно получить на основе наблюдений с высоким пространственным разрешением. Такие наблюдения запланированы в рамках солнечных космических миссий Parker Solar Probe (НАСА), Solar Orbiter (ЕКА) и Интергелиозонд (Роскосмос). В переходной области между хромосферой и короной имеет место резкий рост температуры с увеличением высоты (рис. 2), тепловой поток направлен из короны вниз, а волновой поток энергии, наряду с другими потоками энергии обеспечивающий поддержание температуры короны, направлен вверх. Таким образом, в нижней короне мы имеем рассмотренную выше ситуацию распространения волн против направления теплового потока (см. рис. 2), когда при определённых условиях может возникать неустойчивость идущих снизу волн, сопровождаемая диссипацией волновой энергии. При этом неустойчивость волн возникает из-за встречного теплового потока, а сам тепловой поток в какой-то мере зависит от диссипации волн и нагрева плазмы. Такую ситуацию можно рассматривать как сценарий самоподдерживающегося механизма нагрева солнечной короны и корон звёзд.

Из уравнения (9) можно получить инкремент потоковой колебательной неустойчивости вблизи её порога ($|\chi_{\parallel}| \geq \chi_{\parallel}^*$):

$$\gamma = ka_{\parallel} \left[\frac{2}{3} (|\chi_{\parallel}| - \chi_{\parallel}^*) \right]^{1/2} \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{2}} \right)^{1/4}. \quad (10)$$

Из-за сильного перепада температур от короны к переходной области параметр χ_{\parallel} можно оценить как $\chi_{\parallel} \leq 1$, а верхний предел волнового вектора должен ограничиваться характерным масштабом тонкой структуры строения переходной области, заметно превышающим характерный гирорадиус ионов.

5. Магнитогидродинамические ударные волны и турбулентность в бесстолкновительной плазме

Рассмотрение МГД-ударных волн в бесстолкновительной плазме солнечного ветра проводилось в рамках приближения ЧГЛ с привлечением дополнительных

предположений, необходимость которых связана с недостатком уравнений (законов сохранения) из-за наличия двух давлений, p_{\parallel} и p_{\perp} . Соответствующие работы можно найти в [22]. Например, использование дополнительного уравнения для сохранения магнитного момента элемента плазмы (уравнение (4) без членов с тепловыми потоками) оказалось необоснованным, так как измерения в солнечном ветре не подтвердили сохранение магнитного момента на ударных волнах [22]. В то же время локальные измерения функции распределения ионов в бесстолкновительной плазме солнечного ветра [9–11] свидетельствуют о наличии тепловых потоков, которые могут быть учтены при рассмотрении ударных волн в рамках замкнутой системы МГД-уравнений (1)–(8). Оценки величины параметра теплового потока χ_{\parallel} в солнечном ветре на разных расстояниях от Солнца приведены в [17], в окрестности Земли $\chi_{\parallel} \approx 0,6–0,9$.

Для простейшего случая одномерной параллельной ударной волны, распространяющейся вдоль магнитного поля, решение получено в [23]. В этом случае уравнения для продольного и поперечного давления полностью независимы, а уравнения (1)–(8) в дивергентной форме имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(p_{\parallel} + \rho u^2) = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(p_{\parallel} + \rho u^2) + \frac{\partial}{\partial x}(S_{\parallel}^{\parallel} + 3p_{\parallel}u + \rho u^3) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial p_{\perp}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(S_{\parallel}^{\perp} + p_{\perp}u) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(S_{\parallel}^{\parallel} + 3p_{\parallel}u + \rho u^3) + \frac{\partial}{\partial x}\left(4S_{\parallel}^{\parallel}u + 6p_{\parallel}u^2 + \rho u^4 + \frac{3p_{\parallel}^2}{\rho}\right) = 0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(S_{\parallel}^{\perp} + p_{\perp}u) + \frac{\partial}{\partial x}\left(2S_{\parallel}^{\perp}u + p_{\perp}u^2 + \frac{p_{\parallel}p_{\perp}}{\rho}\right) = 0. \quad (16)$$

С уравнениями (11)–(14) связаны законы сохранения массы, импульса и энергии, дающие соответствующие граничные условия на разрыве. При этом в силу отсутствия в данном случае обмена энергией между продольной и поперечной степенями свободы уравнение энергии расщепляется на два независимых уравнения (13) и (14). Граничные условия для тепловых потоков $S_{\parallel}^{\parallel}$ и S_{\parallel}^{\perp} должны быть получены из неизвестных нам интегральных законов сохранения, а граничные условия, получаемые из дифференциальной формы уравнений, как известно [24], могут быть некорректными. Из уравнений (11)–(16) можно увидеть, что члены под дивергенцией ($\partial/\partial x$) в последующих уравнениях стоят под частной производной по времени. Из-за такой симметричной формы уравнений есть основания предположить, что граничные условия для тепловых потоков на разрыве в данном частном случае определяются дивергентной формой уравнений (15) и (16), в результате чего из уравнений (11)–(16) получим следующие уравнения сохранения на разрыве:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (17)$$

$$p_{\parallel 1} + \rho_1 u_1^2 = p_{\parallel 2} + \rho_2 u_2^2, \quad (18)$$

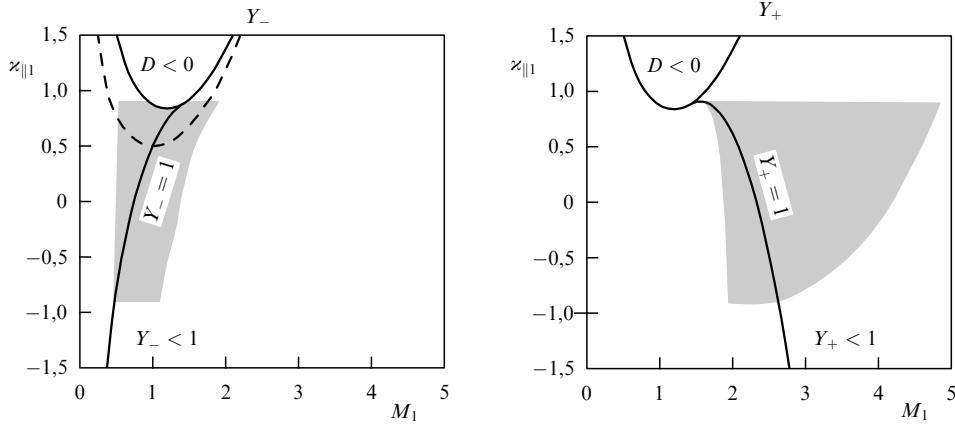


Рис. 3. Серым цветом показаны области параметров $z_{\parallel 1}$ и M_1 , для которых имеет место устойчивость плазмы перед и за фронтом ударной волны. Кривые $Y_{\pm} = 1$ разделяют область существования решения ($D > 0$) на подобласти сжатия ($Y_{\pm} < 1$) и разрежения ($Y_{\pm} > 1$), более подробно см. текст.

$$S_{\parallel 1}^{\parallel} + 3p_{\parallel 1}u_1 + \rho_1u_1^3 = S_{\parallel 2}^{\parallel} + 3p_{\parallel 2}u_2 + \rho_2u_2^3, \quad (19)$$

$$S_{\parallel 1}^{\perp} + p_{\perp 1}u_1 = S_{\parallel 2}^{\perp} + p_{\perp 2}u_2, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} 4S_{\parallel 1}^{\parallel}u_1 + 6p_{\parallel 1}u_1^2 + \rho_1u_1^4 + \frac{3p_{\parallel 1}^2}{\rho_1} = \\ = 4S_{\parallel 2}^{\parallel}u_2 + 6p_{\parallel 2}u_2^2 + \rho_2u_2^4 + \frac{3p_{\parallel 2}^2}{\rho_2}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$2S_{\parallel 1}^{\perp}u_1 + p_{\perp 1}u_1^2 + \frac{p_{\perp 1}p_{\parallel 1}}{\rho_1} = 2S_{\parallel 2}^{\perp}u_2 + p_{\perp 2}u_2^2 + \frac{p_{\perp 2}p_{\parallel 2}}{\rho_2}, \quad (22)$$

где индексы 1 и 2 у физических величин относятся к значениям соответственно перед и за фронтом ударной волны. Ниже будем использовать следующие безразмерные параметры:

$$Y = \frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad \alpha = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}},$$

$$a_{\parallel}^2 = \frac{p_{\parallel}}{\rho}, \quad a_{\perp}^2 = \frac{p_{\perp}}{\rho}, \quad M = \frac{u}{a_{\parallel}},$$

$$z_{\parallel} = \frac{S_{\parallel}^{\parallel}}{p_{\parallel}a_{\parallel}}, \quad z_{\perp} = \frac{S_{\parallel}^{\perp}}{p_{\perp}a_{\parallel}}.$$

Вместо числа Маха, равного отношению скорости течения перед фронтом ударной волны к фазовой скорости соответствующей волны малой амплитуды, которая в данном случае зависит от параметра $z_{\parallel 1}$ (см. рис. 1), будем использовать здесь параметр M_1 . Из (17)–(22), помимо тривиального решения ($Y = 1$), получим следующие решения для скачков физических величин [23]:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{Y}, \quad (23)$$

$$\frac{u_2}{u_1} = Y, \quad (24)$$

$$\frac{p_{\parallel 2}}{p_{\parallel 1}} = 1 + M_1^2 - M_1^2 Y, \quad (25)$$

$$z_{\parallel 1} \frac{S_{\parallel 2}^{\parallel}}{S_{\parallel 1}^{\parallel}} = z_{\parallel 1} + 3M_1 + M_1^3 - 3M_1(1 + M_1^2)Y + 2M_1^3Y^2, \quad (26)$$

$$\frac{p_{\perp 2}}{p_{\perp 1}} = \frac{1}{Y} - 2 \frac{z_{\perp 1}M_1}{Y} \frac{1 - Y}{2M_1^2Y - M_1^2 - 1}, \quad (27)$$

$$\frac{S_{\parallel 2}^{\perp}}{S_{\parallel 1}^{\perp}} = \frac{M_1^2 - 1}{2M_1^2Y - M_1^2 - 1} = \frac{M_1^2 - 1}{N(M_1, z_{\parallel 1})}. \quad (28)$$

Здесь функция $Y = Y(M_1, z_{\parallel 1})$ имеет вид

$$\begin{aligned} Y_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2}{M_1^2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{12} + \frac{1}{2M_1^4} - \frac{2z_{\parallel 1}}{3M_1^3}} = \\ = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2}{M_1^2} \right) \pm \sqrt{D} \end{aligned} \quad (29)$$

и выражение со знаком "+" соответствует быстрой ($M_1 > M_1^* = \sqrt{1 + \sqrt{2}}$) или медленной ($M_1 < M_1^*$) волне, со знаком "-" — медленной (см. рис. 1). В этом выражении величина параметра $z_{\parallel 1}$ может быть как положительной, так и отрицательной, что соответствует направлению теплового потока вдоль или против направления распространения волны.

На рисунке 3 на плоскости параметров $(M_1, z_{\parallel 1})$ на область существования решения ($D > 0$) наложены области, в которых плазма перед фронтом ($|z_{\parallel 1}| < z_{\parallel}^*$, верхняя и нижняя границы) и за фронтом ($|z_{\parallel 2}| < z_{\parallel}^*$, левая и правая границы) устойчива по отношению к потоковой неустойчивости. Кривая $Y_{\pm} = 1$ разделяет множество решений на волны сжатия ($Y_{\pm} < 1$) и разрежения ($Y_{\pm} > 1$). Параметр $z_{\parallel 2}$ (безразмерный параметр теплового потока за фронтом ударной волны) даётся формулой

$$\begin{aligned} z_{\parallel 2} &= \frac{S_{\parallel 2}^{\parallel}}{\rho_2 a_{\parallel 2}^3} = \\ &= \frac{z_{\parallel 1} + 3M_1 + M_1^3 - 3M_1(1 + M_1^2)Y + 2M_1^3Y^2}{\sqrt{Y}(1 + M_1^2 - M_1^2 Y)^{3/2}} = \\ &= z_{\parallel 2}(M_1, z_{\parallel 1}), \end{aligned} \quad (30)$$

определенной его зависимостью от параметров M_1 и $z_{\parallel 1}$ перед фронтом и, соответственно, область этих параметров, в которой за фронтом ударной волны возникает турбулентность при условии $|z_{\parallel 2}| > z_{\parallel}^*$. Можно видеть,

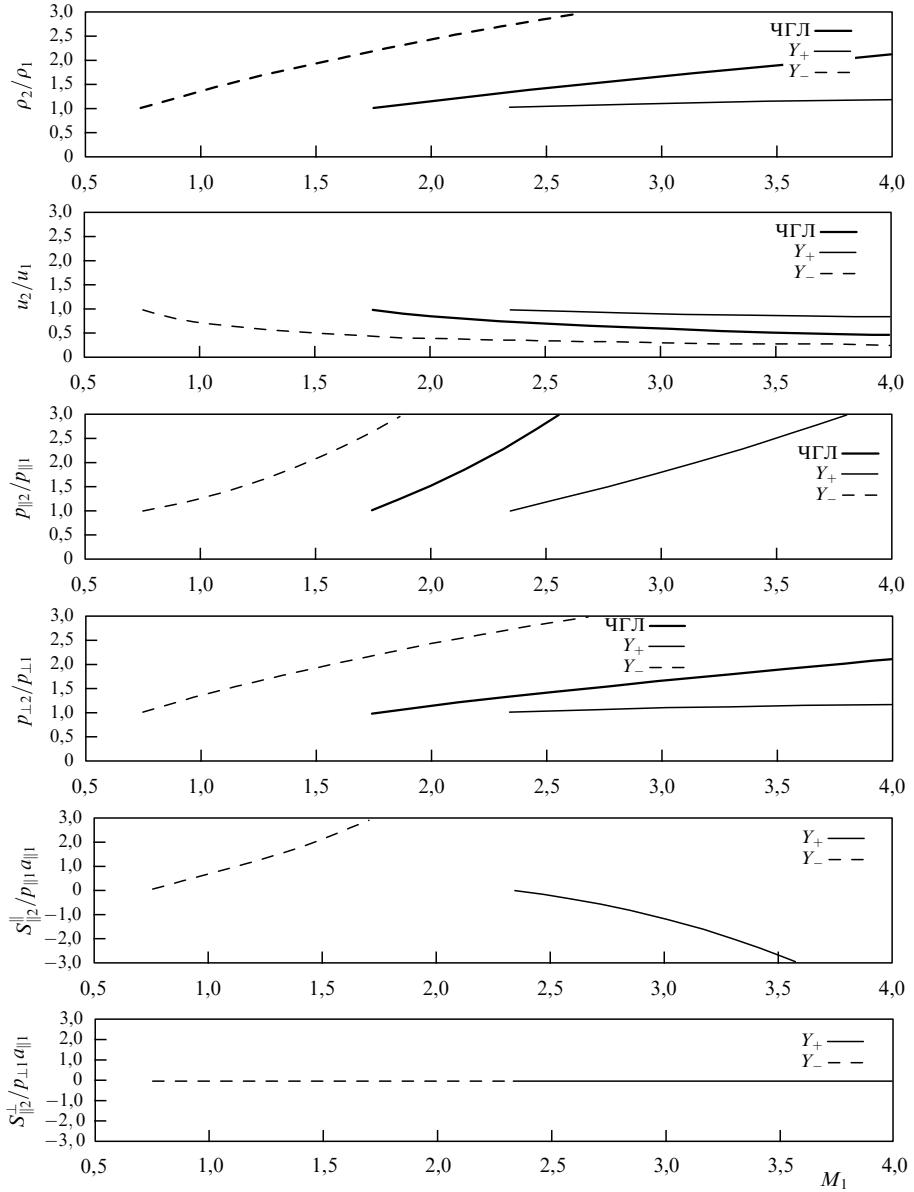


Рис. 4. Сравнение зависимостей скачков физических величин на медленной (штриховые линии) и быстрой (тонкие сплошные линии) ударных волнах от числа M_1 (для $\chi_{\parallel 1} = 0, \chi_{\perp 1} = 0$) с решением в рамках ЧГЛ (жирные сплошные линии).

что сверхкритические значения теплового потока за фронтом ударной волны могут достигаться и при нулевом тепловом потоке перед фронтом. В этом случае для волн сжатия критическое число $M_{1f}^* \approx 4,20$ для быстрой ударной волны и $M_{1s}^* \approx 1,37$ для медленной. Таким образом, в рамках рассматриваемого МГД-приближения ударная волна при определенных значениях параметров M_1 и $\chi_{\parallel 1}$ (см. рис. 3) порождает за её фронтом турбулентность, вызываемую рассмотренной выше потоковой неустойчивостью. На кинетическом уровне наличие теплового потока за фронтом ударной волны в этом случае означает, что функция распределения ионов, симметричная перед фронтом ударной волны, за фронтом становится несимметричной и степень этой асимметрии может достигать критического значения, при котором возникает потоковая неустойчивость плазмы.

Используя формулу (30), можно определить величину и направление теплового потока $S_{\parallel 2}^{\parallel}$ за фронтом ударной волны на всей плоскости параметров $(M_1, \chi_{\parallel 1})$, а также

отвечающие им скорости волн малой амплитуды, что позволит использовать их для решения задачи об эволюционности рассматриваемых ударных волн методом Ландау [25]. Три кривые $\chi_{\parallel 1} = 0, \chi_{\perp 2} = 0$ и $Y_{\pm} = 1$, как можно установить из формул (29) и (30), пересекаются в одной точке для обеих ударных волн — быстрой и медленной, разбивая всю область параметров $(M_1, \chi_{\parallel 1})$, ограниченную значениями $|\chi_{1,2}| < \chi_{\parallel 1}^*$, на шесть физически различных подобластей сжатия ($Y_{\pm} < 1$) или разрежения ($Y_{\pm} > 1$) с разными направлениями тепловых потоков перед фронтом $S_{\parallel 1}^{\parallel}$ и за ним $S_{\parallel 2}^{\parallel}$. Изменение направления и величины теплового потока $S_{\parallel 2}^{\perp}$ за фронтом ударной волны можно определить по формуле (28).

На рисунке 4 представлено сравнение полученных решений с одним из решений в рамках приближения ЧГЛ [26]. Различие значений критического числа M_1 и скачков физических величин весьма существенно.

Решение для поперечной ударной волны, когда вектор скорости перпендикулярен вектору магнитного поля,

также может быть получено из системы уравнений (1)–(8) [27]. Это решение совпадает с решением в приближении ЧГЛ [14], так как тепловые потоки $S_{\parallel}^{\parallel}$ и S_{\perp}^{\perp} направлены вдоль магнитного поля, параллельного фронту ударной волны.

Ударные волны в плазме солнечного ветра часто связаны с корональными выбросами массы и возникают впереди облака плазмы [1]. Изучение характера движения плазмы за фронтом ударной волны представляет интерес в плане проверки предложенного механизма генерации турбулентности в солнечном ветре и роли такого источника турбулентности в общей картине наблюдаемой турбулентности солнечного ветра. Полученные выше формулы по измеряемым на ударной волне скачкам физических величин дают возможность осуществлять более детальную диагностику плазмы солнечного ветра, включая тепловые потоки.

Следует сделать замечание относительно применимости используемого МГД-приближения и ограничений для полученных решений (23)–(27). Согласно [12] функция распределения ионов, которая соответствует системе уравнений (1)–(8), имеет вид

$$f = f_0 \left\{ 1 - c_{\parallel} \left[\frac{\chi_{\parallel}}{2} \left(1 - \frac{2}{3} c_{\parallel}^2 \right) + \alpha \chi_{\perp} \left(1 - \frac{1}{2} c_{\perp}^2 \right) \right] \right\}, \quad (31)$$

где $c_{\parallel, \perp} = w_{\parallel, \perp} / a_{\parallel, \perp}$ — безразмерная хаотическая составляющая скорости ионов, f_0 — би-максвелловская функция распределения,

$$f_0 = \frac{n}{(2\pi)^{3/2} a_{\parallel} a_{\perp}^2} \exp \left(-\frac{c_{\parallel}^2}{2} - \frac{c_{\perp}^2}{2} \right). \quad (32)$$

Условие применимости функции распределения в виде (31) требует малости значений параметров $\chi_{\parallel 1}$ и $\chi_{\perp 1}$, что означает малые отклонения функции распределения от симметричной би-максвелловской функции распределения в области ядра функции (при малых скоростях). Потоковая неустойчивость плазмы, как показано выше, ограничивает величину $|\chi_{\parallel}|$ значением $\chi_{\parallel}^* \approx 0,91$. Кроме того, при конечных $\chi_{\parallel 1}$ и $\chi_{\perp 1}$ в области $|\chi_{\parallel 1}| < \chi_{\parallel}^*$ величина $p_{\perp 2}$ может стать отрицательной, а вдоль кривой $N(M_1, \chi_{\parallel 1}) = 0$ ($\chi_{\parallel 1} = (M_1^4 + 3)/8M_1$) величины $p_{\perp 2}$ и $S_{\parallel 2}^{\perp}$ для медленной ударной волны (отмечено на рис. 3 штриховой линией) обращаются в бесконечность, при этом скорость течения плазмы u_2 за фронтом совпадает со скоростью тепловой волны $a_{\parallel 2}$, т.е. $M_2 = 1$. Эта кривая пересекается с кривой $Y = 1$ в точке $M_1 = 1$, $\chi_{\parallel 1} = 1/2$, в которой имеет место совпадение трёх скоростей: скорости течения u_1 , скорости тепловой волны $a_{\parallel 1}$ и скорости медленной волны (см. (9)). Указанные особенности ограничивают область применимости модели по значениям параметров χ_{\parallel} и χ_{\perp} . Связаны ли эти особенности только с ограничением используемой МГД-модели, в частности, с требованием малости параметров χ_{\parallel} и χ_{\perp} , или имеют более глубокий физический смысл (неэволюционность, распад волны, граничные условия для тепловых потоков и т.д.), предстоит выяснить. Тем не менее аппроксимация функции в виде (31) с физически ясными моментами (плотность, давление, скорость, тепловой поток) позволяет понять роль тепловых потоков, которые теоретически могут существовать в устойчивой бесстолкновительной плазме и регистрируются в плазме солнечного ветра, а для более коррект-

ного описания асимметрии функции распределения (31) возможно рассмотрение различных выражений для её нечётной части [28].

6. Заключение

Теоретические и экспериментальные исследования актуальных проблем современной гелиофизики направлены на более глубокое понимание физических процессов, лежащих в основе наблюдаемых явлений, многие из которых происходят на далёких звёздах и важны в практическом плане для изучения космической погоды, факторы воздействия которой всё ощущимее проявляются в сфере космической деятельности и современных космических технологий. Представленные результаты исследований отражают вклад авторов в весьма ёмкую область гелиофизики, во всестороннем изучении которой важную роль играют наблюдения и физическое моделирование. Перспектива новых наблюдений, связанная с космическими миссиями Parker Solar Probe, Solar Orbiter и Интергелиозонд, стимулирует разработку и создание новых моделей и теоретических представлений о наиболее интересных и мало исследованных областях гелиофизики, изучающей Солнце и околосолнечное пространство как естественную плазменную лабораторию, ближайшую к нам песчинку многогранной Вселенной.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 17-02-01328).

Список литературы

- Bothmer V, Daglis I A *Space Weather: Physics and Effects* (Berlin: Springer, 2007)
- "Solar Orbiter: Exploring the Sun-heliosphere connection", Definition Study Report ESA/SRE(2011)14 (Frascati: European Space Agency, 2011); <http://sci.esa.int/solar-orbiter/48985-solarorbiter-definition-study-report-esa-sre-2011-14/>
- Кузнецов В Д, в сб. *Проект Интергелиозонд. Труды рабочего совещания, Таруса, 11–13 мая 2011 г.* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: ИЗМИРАН, 2012) с. 5
- Кузнецов В Д, Махутов Н А *Вестн. РАН* **82** 110 (2012); Kuznetsov V D, Makhutov N A *Herald Russ. Acad. Sci.* **82** 36 (2012)
- Кузнецов В Д *УФН* **176** 319 (2006); Kuznetsov V D *Phys. Usp.* **49** 305 (2006)
- Gamayunov K V, Oraevsky V N, Kuznetsov V D *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1285 (1998)
- Kuznetsov V D, Hood A W *Solar Phys.* **171** 61 (1997)
- Kuznetsov V D, Hood A W *Adv. Space Res.* **26** 539 (2000)
- Matteini L et al. *Geophys. Res. Lett.* **34** L20105 (2007)
- Stansby D et al. *Solar Phys.* **293** 155 (2018)
- Demars H G, Schunk R W *Planet. Space Sci.* **38** 1091 (1990)
- Ораевский В Н, Конников Ю В, Хазанов Г В *Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме* (М.: Наука, 1985)
- Ramos J J *Phys. Plasmas* **10** 3601 (2003)
- Chew G F, Goldberger M I, Low F E *Proc. R. Soc. Lond. A* **236** 112 (1956)
- Namikawa T, Hamabata H *Phys. Lett. A* **81** 339 (1981)
- Namikawa T, Hamabata H *J. Plasma Phys.* **26** 95 (1981)
- Захаров В Ю, в сб. *Вопросы магнитной гидродинамики плазмы без столкновений в сильном магнитном поле* (Под ред. Г А Любимова, И С Шикина) (М.: Изд-во МГУ, 1988) с. 48
- Кузнецов В Д, Джалилов Н С *Физика плазмы* **35** 1041 (2009); Kuznetsov V D, Dzhalilov N S *Plasma Phys. Rep.* **35** 962 (2009)
- Веденов А А, Сагдеев Р З, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (Под ред. М А Леонтьевича) Т. 3 (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 278; Пер. на англ. яз.: Vedenov A A, Sagdeev R Z, in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* (Ed. M A Leontovich) Vol. 3 (New York: Pergamon Press, 1961) p. 332

20. Джалилов Н С, Кузнецов В Д. *Физика плазмы* **39** 1122 (2013); Dzhalilov N S, Kuznetsov V D *Plasma Phys. Rep.* **39** 1026 (2013)
21. Aschwanden M J *Physics of the Solar Corona: an Introduction with Problems and Solutions* (Berlin: Springer, 2006)
22. Баранов В Б, Краснобаев К В *Гидродинамическая теория космической плазмы* (М.: Наука, 1977)
23. Kuznetsov V D, Osin A I *Phys. Lett. A* **382** 2052 (2018)
24. Ахиезер А И и др. *Электродинамика плазмы* (М.: Наука, 1974); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I et al. *Plasma Electrodynamics* (Oxford: Pergamon Press, 1975)
25. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Fluid Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1987)
26. Morioka S, Spreiter J R J. *Plasma Phys.* **2** 449 (1968)
27. Kuznetsov V D, Osin A I, in *Proc. of the Intern. Conf. in Honor of Professor Konstantin I. Gringauz 100th Birthday: Gringauz 100: Plasmas in the Solar System, June 13–15, 2018, Moscow, Russia* (Moscow: Space Research Institute of RAS, 2018) p. 153
28. Whang Y C *J. Geophys. Res.* **76** 7503 (1971)

Heliophysics: from observations to models and applications

V.D. Kuznetsov ^(*), A.I. Osin ^(**)

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation (IZMIRAN), Russian Academy of Sciences, Kaluzhskoe shosse 4, 108840 Moscow, Troitsk, Russian Federation

E-mail: ^(*) kvd@izmiran.ru, ^(**) osin@izmiran.ru

Study of the physical phenomena and processes on the Sun and in the heliosphere, a natural plasma laboratory, is based on near-earth and space-based observations and building models which help to obtain a general view of how the Sun was made and how it works, while allowing one to address the practical problems of solar activity influencing space weather and its impact on various areas of human activity. In this paper a brief outline is given of the models of trigger mechanisms driving the most powerful manifestations of solar activity—solar flares and mass ejections, the wave mechanism of solar corona heating. Also, analytical solutions are presented for MHD shock waves in solar wind collisionless plasma with heat fluxes.

Keywords: heliophysics, flares, mass ejections, corona heating, shock waves

PACS numbers: 52.35.Bj, 52.35.Tc, 52.65.Kj

Bibliography — 28 references

Received 5 June 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (8) 871–877 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (8) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038625>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.06.038625>