

УДК 523.98

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СЛАБЫХ МГД УДАРНЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Ан.Н. Афанасьев, А.М. Уралов, В.В. Гречнев

## PROPAGATION OF WEAK MHD SHOCK WAVES IN THE SOLAR CORONA

An.N. Afanasyev, A.M. Uralov, V.V. Grechnev

В работе представлены результаты моделирования, в котором волна Мортон рассматривается как хромосферный след корональной ударной волны. Распространение таких волн на большие расстояния вдоль солнечной поверхности традиционно рассматривают в приближении линейной геометрической акустики, пренебрегая влиянием амплитуды и протяженности возмущения на вид лучевой картины и форму волнового фронта. Эти факторы нами учитываются. При расчете амплитуды используются законы затухания уединенных МГД ударных волн. Исходный размер волнового фронта определяется масштабом длины в теории точечного взрыва. Обнаружено обусловленное нелинейностью замедление волны Мортон на начальном этапе движения. В рамках тестовой модели проанализирована зависимость скорости волны от ее начальной энергии и параметров короны.

We present results of a modeling in which a Moreton wave is viewed as a chromospheric skirt of a coronal shock wave. Propagation of these waves for large distances over the solar surface is traditionally considered in terms of a linear geometric acoustic approximation, ignoring the amplitude and length influence on the ray pattern and wave front. We allow for this influence. Regularities of damping of solitary MHD shock waves are used in calculations of the amplitude. Initial size of the wave front is defined by a point explosion length scale. The decelerating of the wave provided with non-linearity is found to be at the initial stage of its motion. The dependence of the wave speed on initial energy and conditions of the corona is addressed in terms of this model.

### Введение

Импульсные солнечные вспышки и корональные выбросы массы сопровождаются появлением ударных волн, которые ответственны за возникновение крупномасштабных волновых возмущений на Солнце. Такие возмущения, наблюдаемые в хромосфере в виде волн Мортон, известны уже несколько десятилетий. Сравнительно недавно обнаружены корональные волны, наблюдаемые в крайнем ультрафиолете, так называемые EUV-волны. Моделирование распространения ударных волн в солнечной атмосфере позволит понять взаимосвязь и наблюдаемые особенности этих явлений.

Учида в 1968 г. разработал модель [1], в которой волна Мортон является хромосферным следом слабого (линейного) быстрого магнитозвукового возмущения, распространяющегося в короне. Для построения фронта волны и исследования его движения использовался лучевой метод (метод ВКБ). Такой подход соответствовал приближению линейной геометрической акустики, в котором амплитуда и протяженность возмущения не влияют на форму и скорость волнового фронта. Однако модель линейного возмущения предсказывала ускорение волны Мортон на солнечном диске, тогда как наблюдения говорят о ее систематическом замедлении. Это связано, скорее всего, с тем, что волны Мортон и EUV-волны представляют собой проявления корональных ударных волн конечной интенсивности. В этом случае скорость движения фронта волны зависит от ее амплитуды. Одним из способов описания таких волн является метод нелинейной геометрической акустики.

### Метод

Основная идея метода нелинейной геометрической акустики в его классическом применении заключается в следующем. Возмущение – слабая

ударная волна – распространяется вдоль лучевых траекторий, построенных в линейном приближении. Уравнения лучей получаются при решении уравнения эйконала для линейных магнитозвуковых волн методом характеристик. При расчете же амплитуды и других характеристик волны принимаются во внимание нелинейные законы затухания уединенных магнитогидродинамических ударных волн [2]. Однако в таком подходе пренебрегается фактом возрастания скорости фронта с ростом интенсивности ударной волны и изменением лучевых траекторий, вдоль которых распространяется возмущение. Уравнения лучей должны быть дополнены членом, который учитывает конечность амплитуды [3]. В отличие от классического подхода, метод нелинейной геометрической акустики в такой трактовке нельзя разделить на две независимые части. Для определения лучей необходимо знать амплитуду волны, поэтому расчет лучевых траекторий и характеристик волны проводится одновременно, что значительно увеличивает число решаемых уравнений.

Расчет амплитуды волны сопряжен с рядом трудностей вычислительного плана. Общий подход определения амплитуды в лучевом методе основан на вычислении изменения сечения лучевой трубки, связанного с расходимостью лучей. Как известно, расходимость выражается через якобианы перехода от используемых координат к лучевым. В рассматриваемой работе применяется прямой численный метод расчета величины якобиана, который основан на численном интегрировании так называемой присоединенной к лучевой системе системы уравнений для производных от решения уравнений лучей по лучевым координатам.

Источник возмущения – вспышка – моделируется точечным взрывом в точке  $\vec{r}_0$  солнечной атмосферы.

Исходной величиной при этом является энергия взрыва  $\epsilon$ , выраженная через параметр длины (аналогичный параметру длины в теории сильного взрыва в газе):

$$\Lambda = \Lambda \left( \epsilon, \frac{\vec{k}_*}{k_*}, \vec{r}_* \right) = \sqrt[3]{\frac{\epsilon}{\rho_* a_*^2}}. \quad (1)$$

Произведение  $\rho_* a_*^2$  пропорционально полному (магнитному и газовому) давлению в окрестности взрыва. Здесь  $a_*$  – скорость быстрой магнитозвуковой волны,  $\rho_*$  – плотность плазмы, взятые в точке взрыва,  $\vec{k}_*/k_*$  – нормаль к волновому фронту. Смысл величины  $\Lambda$  состоит в том, что это характерное расстояние, пройдя которое, ударная волна становится достаточно слабой и далее распространяется как уединенная взрывная волна. Необходимые для последующего расчета начальные параметры уединенной волны, амплитуда скорости и длительность фазы сжатия, задаются в момент прохождения волной поверхности  $\Lambda$ . На этой поверхности амплитуда волны приравнивается к значению магнитозвуковой скорости в соответствующем направлении, а длина фазы сжатия – к величине  $\Lambda$ .

Тестовая задача распространения слабой ударной волны рассматривалась в сферически-симметричной среде с радиальным магнитным полем:

$$B_r = \pm B_0 \left( \frac{R_\odot}{r} \right)^2, \quad (2)$$

где  $B_0=2.3$  Гс – значение поля в основании солнечной короны,  $R_\odot$  – радиус Солнца. Такая модель, которая первоначально использовалась Учидой [1], представляет корону с магнитным полем, которое вытягивается радиально расширяющимся солнечным ветром. Предполагается, что корона изотермическая с температурой  $T_0=1.5 \cdot 10^6$  К. Скорость звука  $c = \sqrt{R \gamma T_0} \approx 140$  км/с, где  $R$  – газовая постоянная.

Профиль плотности с учетом изменяющейся с высотой силы гравитации имеет вид:

$$\rho(r) = \rho_0 \exp \left( \frac{R_\odot}{z_\rho} \left( \frac{R_\odot}{r} - 1 \right) \right), \quad (3)$$

где  $\rho_0=3.16 \cdot 10^{-16}$  г/см<sup>3</sup> – плотность в основании короны,  $z_\rho=RT_0/g_0$  – высота однородной атмосферы,  $g_0$  – ускорение силы тяжести на поверхности. В предложенной модели альфвеновская скорость растет с высотой. В основании короны ее значение составляет  $\vec{V}_A = \vec{B} / \sqrt{4\pi\rho} = 365$  км/с, а максимальное значение скорости быстрой магнитозвуковой волны 391 км/с.

Важно отметить, что, поскольку взрывная полость (1) рассчитывается в предположении однородной среды, необходимо иметь значение  $\Lambda$ , много меньшее наименьшего из параметров изменения среды. Для короны – это высота однородной атмосферы  $z_\rho$  в профиле плотности (3). Кроме того,  $\Lambda$  определяет длину возмущения, поэтому, чтобы оставаться в границах применимости метода ВКБ, также необхо-

димо условие  $\Lambda \ll \rho / |\nabla\rho|$ . Это существенно ограничивает применение разработанного алгоритма, потому что уже при  $\epsilon=10^{29}$  эрг и  $B_0=2.3$  Гс  $\Lambda$  и  $\rho / |\nabla\rho|$  – одного порядка. Однако здесь играет роль низкое значение поля  $B_0$ . Если оно будет выше, величина  $\Lambda$  уменьшится, и мы будем оставаться в рамках применимости метода ВКБ.

### Результаты

Моделирование распространения фронта ударной волны в солнечной короне (2), (3) показало, что лучи, вдоль которых движется возмущение, испытывают рефракцию и отклоняются в область меньшей альфвеновской скорости, а фронт волны поворачивается обратно к Солнцу. При этом наблюдается следующий эффект: фронт «ложится» на поверхность Солнца.

Линия пересечения поверхности расширяющегося фронта ударной волны с хромосферой трактуется как фронт волны Мортон. Наблюдаемое движение волны происходит в проекции на плоскость неба. Поэтому следует учесть кривизну солнечной поверхности. Графики зависимости скорости движения волны Мортон по диску от времени и пройденного проекционного расстояния при условии, что источник волны находится в центре диска, представлены на рис. 1 и 2. Скорость волны Мортон сначала уменьшается, а затем возрастает. Здесь проявляется то свойство ударной волны, что ее скорость зависит от амплитуды: из-за резкого уменьшения амплитуды, вызванного расходимостью волнового фронта и нелинейным затуханием, падает скорость движения волны вдоль лучей, что отражается на движении проекции. Важно отметить, что после прохождения минимума скорости на графиках рис. 1 и 2, амплитуда волны падает настолько, что волна становится практически линейной и едва различимой на фоне солнечного диска. Последующее увеличение скорости волны Мортон связано с тем, что фронт все больше ложится на поверхность – имеет место «эффект ножниц». Если бы фронт падал отвесно на Солнце, то скорость стала бы бесконечной. Достигнув максимума, величина скорости резко убывает. Этот спад связан с достижением волной прилибовой области. Здесь распространение происходит почти вдоль луча зрения, что сразу сказывается на величине скорости движения по диску.

Представляет интерес расчет движения волн при изменении параметров модели. На примере распространения волны Мортон проследим эту зависимость. Будем варьировать величину магнитного поля  $B_0$  и энергию вспышки  $\epsilon$ . Магнитное поле входит в выражение для магнитозвуковой скорости, поэтому его увеличение приводит к более высоким значениям скорости (рис. 1). Энергия вспышки определяет параметр взрыва  $\Lambda$ . Характерные значения, используемые в расчетах, –  $\epsilon=10^{28}$ – $10^{29}$  эрг. Зависимость скорости волны Мортон от энергии вспышки представлена на рис. 2. Чем больше  $\epsilon$ , тем больше  $\Lambda$ . Но  $\Lambda$  определяет длину возмущения, а значит, и скорость затухания: амплитуда падает медленнее у

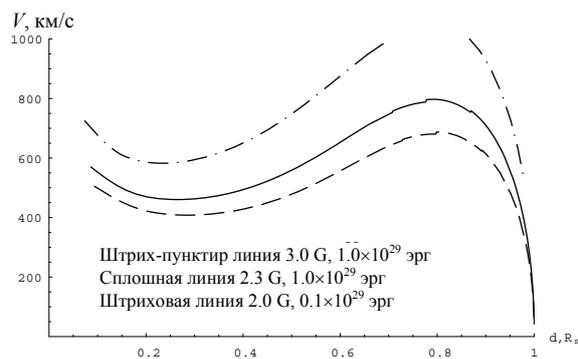
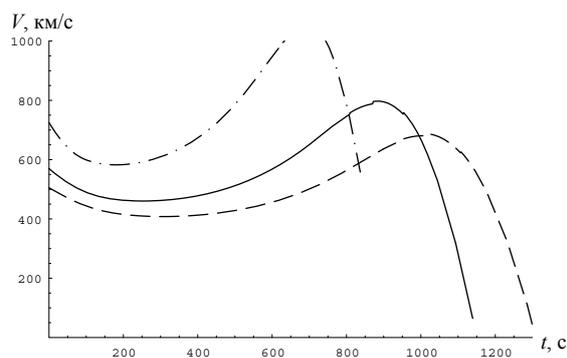


Рис. 1. Зависимость скорости движения волны Мортонна по диску от времени и пройденного проекционного расстояния для разных значений магнитного поля. Первое значение указывает величину поля  $B_0$  в гауссах, второе – величину энергии вспышки  $\epsilon$  в эргах.

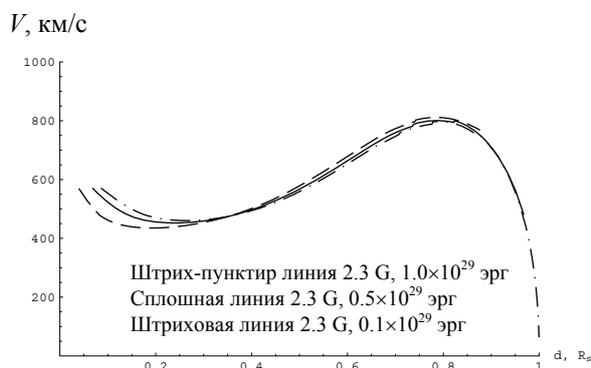
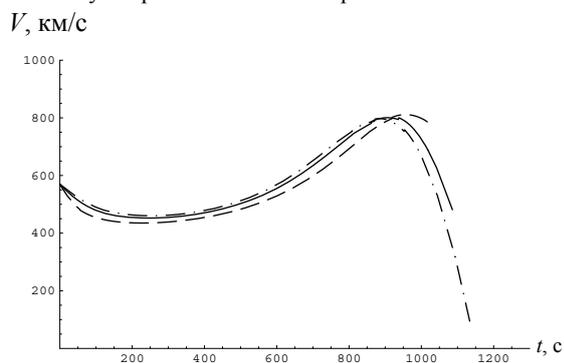


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для разных значений энергии вспышки.

возмущения с большей длительностью. Поэтому уменьшение скорости идет не так интенсивно для случаев с большей энергией. С этим же связано различие в общем понижении кривой скорости: влияние «ножниц» сказывается раньше.

### Заключение

Полученное замедление волны Мортонна позволяет сделать вывод о принципиальной важности учета нелинейности при моделировании распространения рассматриваемых крупномасштабных возмущений в атмосфере Солнца. Важно, что полученный эффект проявляется, когда амплитуда волны еще существенна и волна видна на реальных изображениях. Поэтому в дальнейшем представляет интерес рассчитать кинематику волны Мортонна, используя в качестве модели магнитного поля распределение, восстановленное по магнитограмме, и затем сравнить результаты с реальными данными.

Значительное увеличение скорости волны может быть связано именно с выбранной тестовой моделью короны. Можно ожидать, что в реальных условиях фронт не будет ложиться так сильно на поверхность Солнца. Однако проверить этот участок на изображениях Солнца, по-видимому, не удастся ввиду низкой интенсивности волн.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uchida Y. Propagation of hydromagnetic disturbances in the solar corona and Moreton's wave phenomenon // Solar Physics. 1968. V. 4. P. 30–44.
2. Уралов А.М. Затухание уединенных МГД ударных волн малой интенсивности в плавно-неоднородной среде // Магнитная гидродинамика. 1982. № 1. С. 45–50.
3. Uralova S.V., Uralov A.M. WKB approach to the problem of MHD shock propagation through the heliospheric current sheet // Solar Phys. 1994. V. 152. P. 457–479.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск