

# АСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА. ФИЗИКА СОЛНЦА

УДК 523.98

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНОЙ БМЗ-ВОЛНЫ В МАГНИТОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

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

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт  
солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук*

*E-mail: afa@iszf.irk.ru*

Поступила в редакцию

В рамках метода нелинейной геометрической акустики рассматривается проблема распространения быстрой магнитозвуковой ударной волны в магнитосфере активной области. Магнитное поле моделируется подфотосферным магнитным диполем в окружении радиального поля спокойной короны. Начальные параметры волны задаются на сферической поверхности в глубине активной области. Волна распространяется асимметрично и испытывает отражение от областей сильного магнитного поля, что приводит к излучению энергии волны преимущественно вверх. Значительные градиенты альфвеновской скорости способствуют существенному возрастанию интенсивности волны. Нелинейное затухание волны и расходимость волнового фронта приводят к обратному эффекту. Анализ совместного действия этих факторов показал, что выходящее из активной области быстрое магнитозвуковое возмущение может представлять собой ударную волну умеренной интенсивности. Полученный результат поддерживает сценарий, согласно которому первичным источником корональной волны может быть эруптивное волокно, импульсно расширяющееся внутри магнитосферы активной области.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эрупции вещества на Солнце возбуждают в короне крупномасштабные магнитогидродинамические волны сравнительно большой интенсивности. Особое внимание исследователей привлекает быстрая магнитозвуковая (БМЗ) мода, поскольку она свободно распространяется как вдоль, так и поперек магнитного поля, что согласуется с наблюдениями реальных волновых возмущений в солнечной короне. Волны Мортонa, наблюдаемые в линии H $\alpha$ , и сравнительно недавно открытые в крайнем ультрафиолетовом диапазоне EIT волны, распространяющиеся на значительные расстояния вдоль солнечной поверхности, с большой долей вероятности представляют собой проявления корональных ударных БМЗ-волн (см., напр., обзор [EUVReviewVourlidis]). Солнечные радиовсплески II типа уже давно также связывают

с быстрой ударной волной, уходящей в межпланетное пространство [Учида\_1960,1974; Wild\_1962, Железняков].

Между тем до сих пор обсуждается проблема возникновения ударных волн в солнечной короне. Традиционными являются две точки зрения. Согласно первой, возникающий во время вспышки импульс газового давления, порождает ударную волну, которая распространяется в короне как взрывная. В этом случае появление ударной волны можно ожидать во время или вскоре после импульсной фазы солнечной вспышки. Согласно второй точке зрения, корональная волна порождается расширяющимся поршнем, поверхностью которого является внешняя сепаратрисная поверхность магнитной структуры коронального выброса массы (КВМ), отождествляемая с его фронтальной структурой (ФС). В такой постановке выделяют два варианта образования ударной волны. В первом из них, который к настоящему времени являлся наиболее популярным, ударная волна появляется, только когда скорость ФС превысит БМЗ-скорость в короне (см., напр., [Vourlidas\_FluxRope, Eselevich\_ApJ\_2012, VourlOntiv09]). Во втором варианте полагают, что ударная волна образуется в возмущенной зоне перед плавно ускоряющейся ФС (см., например, [Lulic00, Zic08], где приведены примеры расширения поршня в однородную корону). Здесь условие достижения ФС "сверхмагнитозвуковой" скорости не является обязательным, поскольку образование ударного перехода обусловлено нелинейной деформацией профиля возмущенной зоны перед поршнем, согласно решению простой волны. В обоих "поршневых" вариантах появление ударной волны оказывается возможным спустя большее время, чем в случае вспышечной взрывной волны.

Исследование проблемы образования и распространения корональной волны, проведенное в цикле статей [№1, №2, №3], показало, что появление корональной волны, наблюдаемой в радио-, оптическом, крайнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах не связано с импульсом давления от вспышки. Рост плазменного давления происходит плавно, а обусловленное этим увеличение объема содержащих вспышечную плазму квазиравновесных магнитных структур слишком мало, чтобы породить заметную корональную волну. Также не является первичным источником волны и магнитная оболочка КВМ – его ФС. Корональная волна появляется не снаружи, а внутри зарождающегося КВМ, причем раньше, чем ФС КВМ станет сверхзвуковой (здесь и далее под сверхзвуковой скоростью подразумевается, конечно же, скорость, превышающая БМЗ-скорость).

Волна образуется во время фазы импульсного ускорения (до десятка км/с<sup>2</sup>) и расширения магнитного жгута или системы жгутов, отождествляемых с эруптивным волокном внутри солнечной активной области (АО). Эруптивное волокно, которое впоследствии станет ядром КВМ, выступает во время flash-фазы солнечной вспышки как дозвуковой импульсный магнитный поршень. На этой стадии расширение эруптивного волокна не синхронизировано с расширением ФС. Синхронность их совместного расширения может возникнуть позже. Именно этот внутренний поршень генерирует возмущение, наблюдаемое как корональная волна. Волна, рожденная внутри АО, распространяется наружу, уходя из области сильного магнитного поля – магнитосферы АО. Усиление волны и ее преобразование в ударную волну происходит примерно за 1 мин предположительно в зоне быстрого спада альфвеновской скорости.

Излучаемая магнитосферой АО корональная волна имеет характер взрывной волны. Распространяясь вдоль солнечной поверхности и вверх, волна проходит сквозь ФС расширяющегося КВМ, сообщая ей дополнительное ускорение, и уходит вперед. Скорость движущегося вдоль солнечной поверхности участка волнового фронта теперь довольно слабо зависит от последующего скоростного режима КВМ и уменьшается, приближаясь к БМЗ-скорости. В условиях солнечной короны замедляется и часть волны, идущая вверх. КВМ в силу остаточного действия запустивших его магнитных сил либо продолжает ускоряться в радиальном направлении, либо выходит на режим инерционного разлета. В результате, его ФС, образно говоря, начинает “подталкивать” идущую вверх “взрывную” волну, поэтому взрывная корональная волна трансформируется в поршневую волну – т.н. "bow shock".

В это же время появляется и нарастает аэродинамическое торможение КВМ солнечным ветром. Однако все это происходит значительно дальше в короне (относительно рассматриваемых в настоящей работе высот формирования и начального расширения КВМ).

В изложенном выше в общих чертах сценарии остается неясным ряд вопросов. В частности, в какой мере нелинейная природа возмущения оказывает влияние на характеристики волны, излучаемой АО? Действительно ли быстрый спад магнитного поля в АО является главным фактором, определяющим интенсивность волны, и какова будет эта интенсивность? Если возмущение из-за нелинейности быстро преобразуется в ударную волну, то ее амплитуда будет существенно уменьшаться из-за диссипации энергии в ударном фронте. При этом, чем больше амплитуда ударной волны, тем большим будет ее затухание. К уменьшению амплитуды приводит также расходимость

фронта волны. С другой стороны, амплитуда может существенно возрасти из-за спада альфвеновской скорости к границам АО. Для того чтобы учесть все эти факторы и выявить общее изменение интенсивности волны, используется метод нелинейной геометрической акустики.

В настоящей работе моделируется распространение ударной БМЗ-волны в солнечной короне с АО. В разделе 2 описывается метод нелинейной геометрической акустики. Модель среды распространения и начальные условия задаются в разделе 3. Раздел 4 содержит результаты моделирования, а также анализ условий применимости используемого метода. Раздел 5 – обсуждение результатов и выводы.

## 2. МЕТОД НЕЛИНЕЙНОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

Если интенсивность ударных волн довольно мала, т.е. рассматриваются слабонелинейные возмущения, то их распространение в плавнонеоднородной среде можно рассчитать с помощью метода нелинейной геометрической акустики [Губкин]. В основе этого метода лежит классическое лучевое приближение для расчета распространения волн в плавнонеоднородных средах. Как хорошо известно [НаугольнОстр], лучевой метод может быть применен двумя альтернативными способами. Эти способы отличаются лишь по форме, но не по физическому смыслу, и применение того или иного варианта определяется соображениями удобства и типом решаемых задач. Традиционно для анализа периодических (напр., гармонических) возмущений используется классическое эйкональное разложение основополагающих уравнений гидродинамики, т.е. решение ищется в виде "почти плоской" волны. Это приводит к уравнению типа Гамильтона-Якоби, решение которого методом характеристик дает систему лучевых уравнений. Для анализа распространения поверхностей разрывов, а также уединенных волн удобно рассмотреть геометрическую поверхность фронта возмущения и проследить ее движение в пространстве. В итоге получается точно такое же уравнение типа Гамильтона-Якоби. Этот второй способ позволяет сделать естественное обобщение лучевого подхода на нелинейные задачи.

### 2.1. Лучевые уравнения

Поверхность движущегося волнового фронта может быть описана уравнением  $\Phi(\mathbf{r}, t) = 0$ , или в дифференциальной форме  $d\Phi = 0$ . За время  $dt$  маленький элемент

волнового фронта смещается на величину  $d\mathbf{r}$ , причем дифференциалы  $dt$  и  $d\mathbf{r}$  связаны дифференциальным уравнением поверхности, откуда:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \left( \mathbf{grad}\Phi \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) = 0, \quad (1)$$

где  $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{q}$  – скорость перемещения элемента волнового фронта, вектор  $\mathbf{grad}\Phi$  – нормаль к элементу волнового фронта по определению. Скалярное произведение в уравнении (1) можно переписать как  $q_n |\mathbf{grad}\Phi|$ , где  $q_n$  обозначает проекцию скорости движения участка волнового фронта на нормаль, т.е. его фазовую скорость. В результате имеем дифференциальное уравнение в частных производных, аналогичное классическому уравнению эйконала. Если рассматриваемая волна линейная, то в неподвижной среде скорость  $q_n$  равна скорости БМЗ-волны  $a$ :

$$a = \frac{1}{2} \left( \sqrt{c^2 + V_A^2 + 2cV_A \cos \alpha} + \sqrt{c^2 + V_A^2 - 2cV_A \cos \alpha} \right),$$

где  $V_A$  – альфвеновская скорость,  $c$  – скорость звука,  $\alpha$  – угол между нормалью к фронту волны и магнитным полем. Применяя далее метод характеристик, можно получить лучевые уравнения линейной геометрической акустики. Однако сейчас представляет интерес распространение слабой ударной волны.

Как следует из анализа соотношений магнитогидродинамических величин на разрыве, скорость фронта слабой ударной волны  $q_n$  превышает скорость распространения линейных волн на величину, пропорциональную скачку  $u_{sh}$  продольной (т.е. нормальной к фронту) компоненты скорости плазмы в волне:

$$q_n = a + \frac{\kappa}{2} u_{sh}, \quad (2)$$

где коэффициент пропорциональности  $\kappa$  зависит от угла  $\alpha$ , от соотношения альфвеновской и звуковой скоростей, а также от показателя адиабаты и заключен в пределах  $1/2 \leq \kappa \leq 3/2$  [AfaUralNull]. С учетом (2) характеристические уравнения, связанные с уравнением (1), образуют систему обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих лучевые траектории, вдоль которых движется ударная волна [Uralova94]. Явный вид системы лучевых уравнений зависит от системы координат. В дальнейшем будет использована двумерная декартова система координат  $(x, z)$ , в которой лучевые уравнения записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{dx}{dt} &= \left( a + \frac{\kappa u_{\text{sh}}}{2} \right) \frac{k_x}{k} + k \frac{\partial a}{\partial k_x}, \\
\frac{dz}{dt} &= \left( a + \frac{\kappa u_{\text{sh}}}{2} \right) \frac{k_z}{k} + k \frac{\partial a}{\partial k_z}, \\
\frac{dk_x}{dt} &= -\frac{\partial a}{\partial x} k, \\
\frac{dk_z}{dt} &= -\frac{\partial a}{\partial z} k,
\end{aligned} \tag{3}$$

где  $k_{x,z}$  – компоненты волновой нормали  $\mathbf{k}$ . Правые части уравнений для определения функций  $x(t)$  и  $z(t)$  в системе (3) выражают компоненты групповой скорости  $\mathbf{q}$  распространения волны. Два других уравнения дают изменение направления в пространстве вектора нормали  $\mathbf{k}$  малого элемента волнового фронта при его распространении вдоль луча. При получении системы (3) в уравнениях возникали дополнительные члены  $\partial u_{\text{sh}}/\partial k_\alpha$  и  $\partial u_{\text{sh}}/\partial r_\alpha$ , где  $r_\alpha$  и  $k_\alpha$  означают компоненты векторов  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{k}$  соответственно. В рамках приближения нелинейной геометрической акустики эти величины можно опустить как малые, сохраняя только величину  $u_{\text{sh}}$ .

## 2.2. Расчет амплитуды

Одним из ключевых моментов рассмотрения нелинейных волн в лучевом приближении является тот факт, что система уравнений (3) может быть проинтегрирована только вместе с уравнениями, описывающими изменение амплитуды ударной волны. В качестве величины, характеризующей амплитуду волны, будем, исходя из соображений удобства, рассматривать или скачок полной скорости плазмы в волне на ударном фронте  $U_{\text{sh}} \equiv \sqrt{u_{\text{sh}}^2 + v_{\text{sh}}^2}$ , где  $v_{\text{sh}}$  – скорость плазмы поперек нормали к фронту, или просто скачок продольной компоненты  $u_{\text{sh}}$  на фронте. Изменение амплитуды определяется профилем волны, расходимостью волнового фронта и неоднородностью среды распространения. Имея в виду импульсный характер возбуждения слабой квазисферической ударной БМЗ-волны, будем использовать соотношения, справедливые для слабой взрывной волны, имеющей треугольный профиль фазы сжатия. Амплитуда такой волны определяется соотношениями [Уралов82]:

$$u_{\text{sh}} = \frac{u}{\sqrt{1 + \frac{\tau}{\tau_0}}}, \quad \frac{d\tau}{dt} = \frac{\kappa u}{a}, \tag{4}$$

где  $u$  – амплитуда волны, рассчитанная в приближении линейной геометрической акустики без учета линейного поглощения, вспомогательная функция  $\tau(t)$  есть приращение длительности простой волны, из которой формируется ударная волна,  $\tau_0$  – начальная длительность волны.

Амплитуду волны в линейном приближении можно найти, используя сохранение потока энергии в лучевой трубке [Barnes92]. Тогда в отсутствие ветра имеем соотношение:

$$dS q \rho u^2 (1 + \mu^2) = \text{const},$$

где  $q = |\mathbf{q}|$ ,  $dS$  – площадь нормального сечения лучевой трубки,  $\rho$  – плотность невозмущенной плазмы, а также учтена связь между продольной  $u$  и поперечной  $v$  компонентами скорости плазмы [КуликЛюб].

$$\mu = v/u = \left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right) \text{ctg } \alpha.$$

Таким образом, задача сводится к вычислению сечений лучевых трубок. Существуют различные способы расчета сечений, обзор которых сделан в монографии [КравОрл]. В настоящей работе используется техника расчета сечений через якобианы перехода к лучевым координатам.

Рассмотрим элемент объема лучевой трубки  $dW$ . В двумерном декартовом случае для сечения лучевой трубки  $dS$  имеем:

$$dS = \frac{dW}{d\sigma} = \frac{dx dz}{q dt} = \frac{D(t)}{q} d\eta,$$

где  $d\sigma = q dt$  – элемент длины лучевой трубки,  $D(t)$  – якобиан перехода от декартовых координат  $(x, z)$  к лучевым координатам  $(\eta, t)$ . В качестве  $\eta$  удобно взять угол выхода луча в начальный момент.

Для расчета величины якобиана необходимо проинтегрировать так называемую присоединенную систему уравнений. Эта система состоит из дифференциальных уравнений для функций  $\partial x / \partial \eta$ ,  $\partial z / \partial \eta$ , из которых состоит якобиан. Присоединенная система уравнений получается из лучевых уравнений линейного приближения дифференцированием по переменной  $\eta$ :

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) &= \frac{k_x}{k} \frac{\partial a}{\partial \eta} + \frac{a}{k} \frac{\partial k_x}{\partial \eta} - \frac{a k_x}{k^2} \frac{\partial k}{\partial \eta} + \frac{\partial a}{\partial k_x} \frac{\partial k}{\partial \eta} + k \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial a}{\partial k_x} \right), \\
\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial z}{\partial \eta} \right) &= \frac{k_z}{k} \frac{\partial a}{\partial \eta} + \frac{a}{k} \frac{\partial k_z}{\partial \eta} - \frac{a k_z}{k^2} \frac{\partial k}{\partial \eta} + \frac{\partial a}{\partial k_z} \frac{\partial k}{\partial \eta} + k \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial a}{\partial k_z} \right), \\
\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial k_x}{\partial \eta} \right) &= -\frac{\partial k}{\partial \eta} \frac{\partial a}{\partial x} - k \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial a}{\partial x} \right), \\
\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial k_z}{\partial \eta} \right) &= -\frac{\partial k}{\partial \eta} \frac{\partial a}{\partial z} - k \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial a}{\partial z} \right).
\end{aligned} \tag{5}$$

где необходимо при последующем численном интегрировании учитывать, что:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial a}{\partial \eta} &= \sum_{\alpha} \left( \frac{\partial a}{\partial r_{\alpha}} \frac{\partial r_{\alpha}}{\partial \eta} + \frac{\partial a}{\partial k_{\alpha}} \frac{\partial k_{\alpha}}{\partial \eta} \right), \quad \frac{\partial k}{\partial \eta} = \frac{1}{k} \sum_{\alpha} k_{\alpha} \frac{\partial k_{\alpha}}{\partial \eta}, \\
\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial a}{\partial k_{\beta}} \right) &= \sum_{\alpha} \left( \frac{\partial}{\partial r_{\alpha}} \left( \frac{\partial a}{\partial k_{\beta}} \right) \frac{\partial r_{\alpha}}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial k_{\alpha}} \left( \frac{\partial a}{\partial k_{\beta}} \right) \frac{\partial k_{\alpha}}{\partial \eta} \right), \\
\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial a}{\partial r_{\beta}} \right) &= \sum_{\alpha} \left( \frac{\partial}{\partial r_{\alpha}} \left( \frac{\partial a}{\partial r_{\beta}} \right) \frac{\partial r_{\alpha}}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial k_{\alpha}} \left( \frac{\partial a}{\partial r_{\beta}} \right) \frac{\partial k_{\alpha}}{\partial \eta} \right),
\end{aligned}$$

Для получения присоединенной системы (5) дифференцировались лучевые уравнения линейной акустики. Это оправдано тем, что рассматриваются слабые ударные волны. Амплитудный член  $ku_{sh}/2$  в уравнениях (3) должен давать меньший вклад в рефракцию лучей, нежели слагаемые, связанные с неоднородностью среды. Поэтому в определении функций производных в присоединенной системе можно в качестве исходных использовать уравнения линейной геометрической акустики. Такой подход, однако, не означает, что расчет амплитуды ведется по расходимости лучей линейного приближения, поскольку при одновременном интегрировании (3) и (5) в уравнениях присоединенной системы используются функции  $x(t)$  и  $z(t)$ , получаемые с учетом амплитудного члена.

Для более детального ознакомления с методом нелинейной геометрической акустики и выяснения ограничений его использования см. работы [Uralova94, №2, AfaUralNull].

### 3. МОДЕЛЬ КОРОНЫ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Модельное магнитное поле определим как суперпозицию магнитных полей спокойной короны и АО. На участках спокойного Солнца выберем сферически-симметричное корональное магнитное поле, имеющее только радиальную компоненту [Uchida68, Mann03]:

$$\mathbf{B}_{\text{QS}} = B_0 \left( \frac{R_s}{r} \right)^2 \mathbf{e}_r, \quad (6)$$

где  $B_0 = 5$  Гс – значение поля в основании короны,  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  – расстояние от центра Солнца,  $R_s$  – радиус Солнца,  $\mathbf{e}_r$  – радиальный единичный вектор. Магнитное поле АО  $\mathbf{B}_{\text{AR}}$  представим полем точечного магнитного диполя (кольцевого тока), расположенного под фотосферой [Mann03, Warmuth05]. В декартовых координатах  $(x, y, z)$  с началом в центре Солнца компоненты вектора магнитного поля  $\mathbf{B}_{\text{AR}}$  в плоскости  $y = 0$  запишутся в виде:

$$B_{\text{AR},x} = \frac{3m_{\text{AR}}(x-d)z}{\left((x-d)^2 + z^2\right)^{5/2}}, \quad B_{\text{AR},y} = 0, \quad B_{\text{AR},z} = \frac{m_{\text{AR}}(2z^2 - (x-d)^2)}{\left((x-d)^2 + z^2\right)^{5/2}}, \quad (7)$$

где  $m_{\text{AR}}$  – магнитный момент, вектор которого лежит в плоскости  $y = 0$  параллельно оси  $z$  и солнечной поверхности. Результирующее магнитное поле определяется суммой (6) и (7). Значения параметров диполя  $d = 0.949 R_s$  и  $m_{\text{AR}} = -0.073$  эрг/Гс задаются так, чтобы спад величины поля с высотой соответствовал модели магнитного поля над АО, полученной в работе [Gary01] по данным наблюдений и расчетов. Характерные значения поля составляют 400 Гс на высоте 4 Мм от уровня фотосферы и 10 Гс на высоте 100 Мм.

Концентрация плазмы  $n$  на участках спокойного Солнца определяется 0.6-кратной моделью, а в АО – 3.6-кратной моделью Ньюкирка [Newkirk61]. В основании короны характерные значения  $n$  составляют  $5.3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$  и  $3.2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  соответственно. Переход от АО к спокойному Солнцу будем описывать гауссовой функцией. Для концентрации в плоскости  $y = 0$  имеем:

$$n = n_N \left[ 0.6 + 3.0 \exp \left( - \frac{z^2}{0.17^2} \right) \right], \quad (8)$$

$$n_N = 4.2 \times 10^4 \text{ см}^{-3} \times 10^{4.32 R_s / r} = 8.78 \times 10^8 \text{ см}^{-3} \times \exp \left( 9.95 \left( \frac{R_s}{r} - 1 \right) \right).$$

Несмотря на возрастание температуры плазмы в АО, скорость звука в короне положим повсюду равной 200 км/с, поскольку наиболее существенным в задаче является изменение альфвеновской скорости. Силовые линии магнитного поля и распределение альфвеновской скорости в модели (6), (7), (8) в плоскости  $y=0$  показаны на рис. 1. Среда распространения содержит как участки очень сильного магнитного поля у поверхности Солнца, так и магнитную нулевую точку, которая располагается в короне на высоте около 145 Мм. Значение  $B_0$  в (6) намеренно выбрано несколько завышенным, чтобы положение нулевой точки в короне было ниже и лучше соответствовало нулевым точкам, полученным путем восстановления потенциального магнитного поля из фотосферных магнитограмм.

В модели короны (6), (7), (8) луч с вектором  $\mathbf{k}$ , изначально лежащим в плоскости  $y=0$  (т.е. для которого  $k_y=0$ ), будет всегда оставаться в этой плоскости. Отслеживая распространение волны в этой плоскости, можно получать информацию о сечении трехмерного фронта волны. Это позволяет рассматривать двумерные лучевые уравнения, что проще с технической стороны. Но с точки зрения расчета амплитуды, отказ от одного пространственного измерения дает систематическую недооценку величины расходимости лучей, что несколько завышает амплитуду. Однако при этом возрастают нелинейные потери в ударном фронте, приводя к уменьшению амплитуды. В итоге, использование двумерных лучевых уравнений в трехмерной модели короны приемлемо для оценки сверху амплитуды нелинейной волны и существенно не влияет на корректность качественных выводов. Поэтому будем использовать двумерные лучевые уравнения (3) и присоединенную систему (5).

Начальные параметры ударной волны можно задать, используя характеристики наблюдаемых импульсных эрупций волокон из активных областей на Солнце. Волокно действует на плазму как поршень, совершающий поступательное движение вверх и расширяющийся во все стороны. На фазе импульсного ускорения передняя граница поршня набирает скорость  $u_{\max} = \Omega \Delta t_{\text{эрупт}}$ , которую примем за начальную амплитуду волны  $u_0$ . Здесь  $\Omega$  – характерное значение ускорения,  $\Delta t_{\text{эрупт}}$  – его продолжительность, величина которой определяет также начальную длительность волны  $\tau_0$ . Значения

$\Delta t_{\text{erupt}}$ , полученные из анализа наблюдений, оказываются порядка 100 с, а величины ускорений  $\Omega$  лежит в диапазоне  $(1-10) \text{ км/с}^2$  [№1]. Положим в моделировании:  $\tau_0 = 100 \text{ с}$ ,  $u_0 = 100 \text{ км/с}$ . Значение  $u_0$  оказывается много меньше БМЗ-скорости в том месте магнитосферы АО, где задается начальная поверхность волнового фронта. Поэтому в начальный момент волна является практически линейной и присутствие ударного фронта не обнаруживается.

Мы не обсуждаем проблему образования разрыва в изначально плавном возмущении, которое генерируется магнитным жгутом на фазе его импульсного ускорения. Полагаем, что такой разрыв существует с самого начала. Такое предположение разумно, если время образования разрыва действительно невелико. Обоснуем (хотя бы нестрого) справедливость такого предположения, отталкиваясь от известного соотношения между временем образования разрыва перед плоским поршнем, который начал с постоянным ускорением  $\Omega$  вдвигаться в однородный газ:  $t_{\text{sh}}^* = 2c/(\gamma + 1)\Omega$ , где  $c$  – скорость звука в газе,  $\gamma$  – показатель адиабаты (например, [Ландау]). В магнитной гидродинамике вместо  $t_{\text{sh}}^*$  будет  $t_{\text{sh}}^0 = a/\kappa\Omega$ . Это соотношение можно обобщить на случай короткой БМЗ-волны в неоднородной среде.

Образование разрыва происходит, когда какой-либо участок профиля волны (вследствие нелинейной деформации профиля согласно решению простой волны) достигает точки, после прохождения которой наступает опрокидывание профиля. Время образования разрыва тогда можно записать как  $t_{\text{sh}} = \tilde{L}/u$ , где  $\tilde{L}$  – характерное расстояние, которое необходимо пройти участку профиля, пропорциональное длине возмущения  $aT$ ,  $u$  – характерное значение скорости плазмы в рассматриваемой точке профиля,  $T$  – длительность возмущения. Чтобы учесть изменение  $\tilde{L}$  и  $u$  в силу неоднородности среды, будем использовать лучевое приближение, тогда  $u = A/N$ , где  $A = \text{const}$ , зависящая от начальных условий,  $N = \sqrt{\rho a S}$  – акустический фактор. Разбивая среду на малые однородные участки и используя выражение для  $t_{\text{sh}}^0$  для определения характерных значений  $\tilde{L}$  и  $u$ , для времени образования разрыва имеем:

$$t_{\text{sh}} = t_{\text{sh}}^0 + \int_{a_0 N_0}^{aN} t_{\text{sh}}^0 \frac{d(a'N')}{a_0 N_0} = t_{\text{sh}}^0 \frac{aN}{a_0 N_0}.$$

Откуда при плазменном параметре  $\beta \ll 1$  (что справедливо для АО) и при квазисферичности волнового фронта,  $a \approx V_A$ ,  $S/S_0 \approx r^2/r_0^2$ , получаем окончательно:

$$t_{\text{sh}} = t_{\text{sh}}^0 \left( \frac{V_A(r_{\text{sh}})}{V_A^0} \right)^{3/2} \left( \frac{\rho(r_{\text{sh}})}{\rho_0} \right)^{1/2} \frac{r_{\text{sh}}}{r_0}. \quad (9)$$

Здесь  $t_{\text{sh}}^0$  означает время образования разрыва в среде с параметрами  $V_A^0$  и  $\rho_0$  в начальной точке  $r_0$  луча,  $r_{\text{sh}}$  – точка образования разрыва на луче, которая, в свою очередь, зависит от  $t_{\text{sh}}^0$  и определяется из  $t_{\text{sh}} = \int_{r_0}^{r_{\text{sh}}} dr / V_A$ . Таким образом, соотношение (9) выступает как уравнение для определения  $t_{\text{sh}}$ . Оценки, проведенные с помощью (9) для модели (6), (7), (8), показали, что на участке большого градиента альфвеновской скорости внутри АО происходит существенное сокращение времени образования разрыва по сравнению с однородной средой, достигая одного порядка величины.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты моделирования распространения ударной БМЗ-волны в магнитосфере АО представлены на рисунках 2–5. Рис. 2 показывает лучевую картину. Центр сферы радиусом  $d^* = 20$  Мм, являющейся источником волны, расположен на высоте  $h^* = 10$  Мм. Волна проходит магнитосферу АО за время  $t \approx 40 - 50$  с. Жирными линиями показаны фронты волны в моменты  $t = 50, 100$  и  $200$  с. Лучи, изображенные тонкими линиями, выходят под углами к оси  $x$  в диапазоне от  $-100^\circ$  до  $100^\circ$  с шагом  $20^\circ$ . Неоднородное распределение альфвеновской скорости приводит к существенной асимметрии в распространении волны. У поверхности Солнца волна испытывает отражение от участков сильного магнитного поля, что приводит к переносу энергии возмущения преимущественно вверх. С ростом  $h^*$  и  $d^*$  этот эффект ослабевает, и появляется волна, бегущая вдоль солнечной поверхности.

Символом (×) отмечено положение магнитной нулевой точки в короне. Лучи претерпевают рефракцию в окрестности нулевой точки, что приводит к кумуляции волновой энергии и формированию каустической особенности. На представленной крупномасштабной лучевой картине образование каустики не видно. Распространение волны в сравнительно малой (для данной задачи) окрестности нулевой точки и связанный с этим нагрев плазмы подробно описаны в [AfaUralNull]. Эффект кумуляции энергии волны значительно ослабляется при ненулевой скорости звука в короне, а также с возрастанием интенсивности волны.

Лучевое приближение подразумевает малую длину распространяющегося возмущения. Этот факт следует иметь в виду, анализируя распространение волны в АО, где присутствуют большие градиенты альфвеновской скорости. Справедливость лучевого описания определяется соотношением между длиной волны  $L = a\tau_0$  и характерным масштабом изменения параметров среды, в качестве которого возьмем  $L_a = a/|\nabla a|$ . Рис. 3 показывает изменение отношения  $L/L_a = \tau_0|\nabla a|$  вдоль лучей с углами выхода от  $-40^\circ$  до  $40^\circ$ , показанных на рис. 2. В начальные моменты времени (20 – 50) с это отношение оказывается порядка единицы. Это указывает на то, что рассмотрение проводится на границах применимости лучевого приближения, и некоторая доля энергии волны будет дифрагировать в стороны, несколько ослабляя эффекты рассчитанной нами рефракции.

На рис. 4 приведено относительное изменение (в единицах начальной амплитуды  $\sqrt{u_0^2 + v_0^2}$ ) амплитуды ударной волны (сплошные линии) вдоль лучей с углами выхода от  $-40^\circ$  до  $40^\circ$ , показанных на рис. 2. В качестве амплитуды здесь выбрана величина полной скорости плазмы в волне  $U_{sh}$ . Это обусловлено тем, что продольная компонента скорости  $u_{sh}$  может время от времени обращаться в нуль в используемом нами приближении геометрической акустики из-за изменения (до нуля) угла  $\alpha$  между магнитным полем и направлением распространения волны. Более детальный анализ показывает, что в случае  $\alpha = 0$  волна сжатия соответствует быстрой особой ударной волне, в которой продольная компонента скорости плазмы много меньше поперечной. Для сравнения штриховыми линиями на рис. 4 показано изменение амплитуды волны, вычисленное в предположении отсутствия диссипации в ударном фронте. Амплитуда волны стремится резко возрасти из-за сильного спада альфвеновской скорости. Однако нелинейность приводит к ее интенсивному затуханию, что существенно ограничивает такое возрастание. Различие приведенных графиков показывает, что значительная часть энергии ударной волны диссипирует в корональной плазме, приводя к нагреву.

Рис. 5 показывает эволюцию акустического числа Маха  $M_{ак} = u_{sh}/a$  (сплошные линии), а также отношения  $u/a$ , посчитанного без учета диссипации в ударном фронте (штриховые линии), вдоль указанных выше лучей. Волна не становится сильной, она представляет собой ударную волну умеренной интенсивности с  $M_{ак} \leq 1$ . Это согласуется с параметрами реальных волн, восстановленными, например, из наблюдений EIT волн [EUVReviewVourlidis]. Как уже отмечалось, волна изначально является линейной, что обусловлено высокими значениями БМЗ-скорости  $a$  в АО. При

дальнейшем распространении волны акустическое число Маха  $M_{\text{ак}}$  довольно резко нарастает за счет значительного спада  $a$  и возрастания амплитуды волны. Осцилляции значений  $M_{\text{ак}}$  обусловлены обращением в нуль продольной компоненты скорости плазмы  $u_{\text{sh}}$ . Штриховые линии на рис. 5 показывают, что без учета диссипации в ударном фронте волна становится более сильной с  $M_{\text{ак}} < 2$ .

Необходимо отметить, что с точки зрения использования метода нелинейной геометрической акустики полученные значения акустического числа Маха ( $M_{\text{ак}} \approx 1$ ) формально выходят за пределы применимости законов затухания типа (4). Однако из теории точечного взрыва в воздухе известно, что метод неплохо описывает распространение ударных волн в диапазоне  $M_{\text{ак}} \leq 1$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сценарий возбуждения корональной ударной волны в ходе импульсной эрупции магнитного жгута предполагает, что начальное возмущение образуется в АО внутри будущего КВМ, а затем при распространении превращается в ударную волну умеренной интенсивности в области быстрого спада альфвеновской скорости. Неоднородное распределение плотности плазмы и магнитного поля в АО, а также нелинейный характер возмущения оказывают существенное влияние на параметры формирующейся волны. Фактически задача данной работы заключалась в анализе сложного взаимодействия этих факторов и эволюции амплитудных характеристик БМЗ-возмущения при его распространении в короне АО.

Проведенный расчет распространения БМЗ-волны в магнитосфере АО с помощью метода нелинейной геометрической акустики показал, что волна распространяется асимметрично и испытывает отражение от участков сильного магнитного поля в основании АО. Такая картина приводит к распространению энергии возмущения преимущественно вверх. Быстрый спад магнитного поля в АО определяет значительное нарастание амплитуды возмущения. Однако это нарастание существенно ограничивается нелинейным затуханием волны в ударном фронте. Изначально линейное возмущение со значением акустического числа Маха  $M_{\text{ак}} \sim 0.01$  при распространении увеличивает свою интенсивность до  $M_{\text{ак}} \approx 1$ . Поэтому, когда возмущение выходит из АО, оно представляет собой ударную волну умеренной

интенсивности. Таким образом, учет нелинейности обязателен для расчета последующего распространения возмущения как вверх в корону, так и вдоль солнечной поверхности, т.е. для анализа кинематики ЕIT волн. Полученные значения интенсивности волны согласуются с данными наблюдений и тем самым поддерживают модель возбуждения корональной ударной волны импульсной эрупцией.

Метод нелинейной геометрической акустики в том виде, что использован в работе, не позволяет проследивать сначала деформацию профиля начального возмущения, а затем уже нелинейное затухание образовавшегося разрыва. В проведенном моделировании предполагается, что возмущение сразу имеет разрывной профиль. Однако начальное возмущение слабое, и присутствие разрыва вначале не ощущается. Кроме того, волна стремится усилиться на участках больших градиентов альфвеновской скорости, что приводит к значительному сокращению времени образования разрыва  $t_{sh}$ . Наибольшие по значениям оценки времени  $t_{sh}$ , полученные с помощью (9) для диапазона параметров, характерных для реальных эрупций [№1], дают величины  $t_{sh} \sim 100$  с. Но именно спустя это время и становится наиболее существенной нелинейность возмущения. Принимая это во внимание, при исследовании распространения ударной БМЗ-волны на участках спокойного Солнца можно задавать возмущение на границе АО как ударную волну треугольного профиля умеренной ( $M_{ак} \approx 1$ ) интенсивности. Отметим, что так задавались начальные условия для моделирования кинематики ЕIT волн в работах [№2, №3].

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8407 и ГК 14.518.11.7047), РФФИ (проект № 12-02-00037), а также международного гранта 7-й Европейской рамочной программы международного обмена сотрудников научных учреждений им. Марии Кюри (PIRSES-GA-2011-295272).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

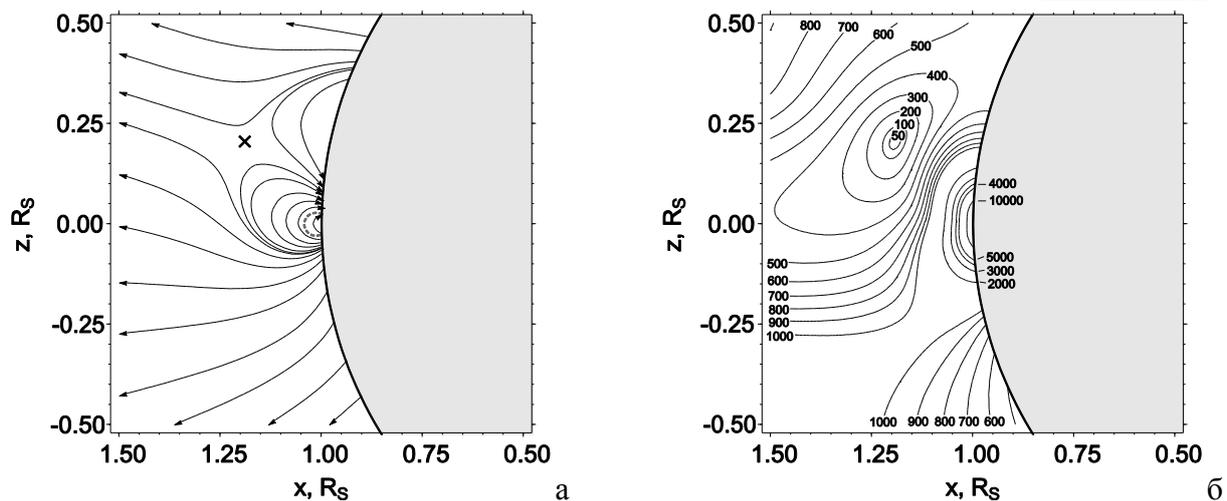


Рисунок 1. Силовые линии магнитного поля (а) и изолинии альфвеновской скорости в короне (б). Цифрами отмечены значения на изолиниях в км/с, символом (×) – положение магнитной нулевой точки, штриховой линией – начальное положение фронта волны.

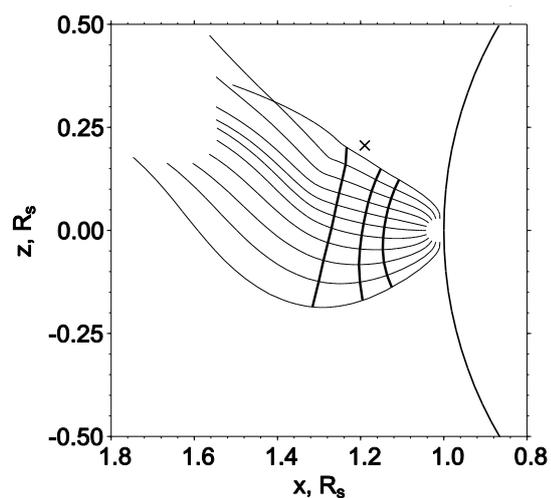


Рисунок 2. Распространение ударной БМЗ-волны в магнитосфере АО. Тонкими кривыми показаны лучи, жирными – фронты волны в моменты времени 50, 100 и 200 с. Начальному положению волнового фронта соответствует окружность, с которой выходят лучи.

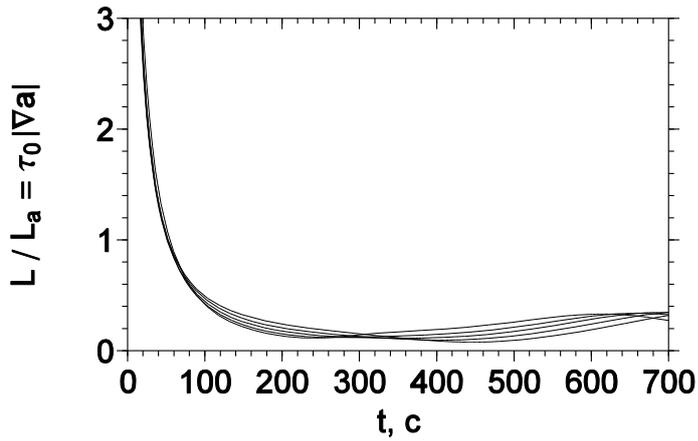


Рисунок 3. Рассчитанное вдоль лучей отношение длины волны  $L = a \tau_0$  к характерному масштабу изменения БМЗ-скорости  $L_a = a / |\nabla a|$ .

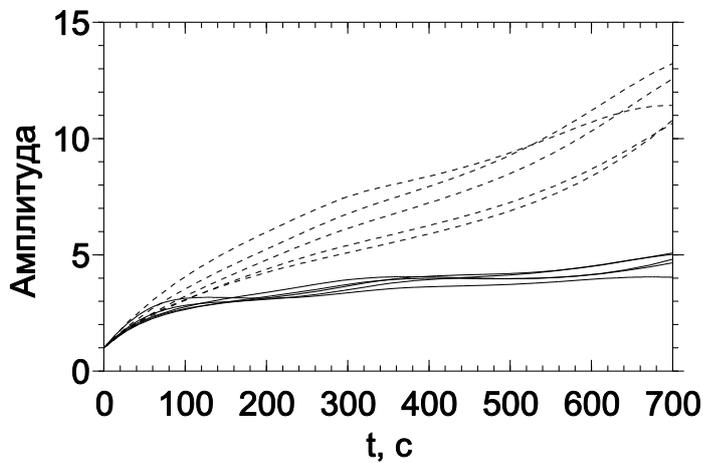


Рисунок 4. Относительное (в единицах начальной амплитуды) изменение амплитуды волны  $U_{sh}$  вдоль лучевых траекторий с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые линии) диссипации волновой энергии в ударном фронте.

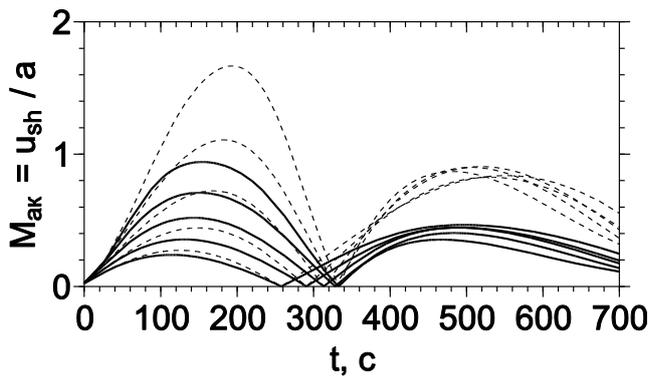


Рисунок 5. Изменение акустического числа Маха  $M_{ак} = u_{sh} / a$  (сплошные линии), а также отношения  $u/a$  без учета диссипации в ударном фронте (штриховые линии) вдоль лучей при распространении волны в АО.