



ТРАНСФОРМАЦИЯ ИЗОЛИРОВАННЫХ МГД–ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАНЕТАРНОМ МАГНИТНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Н.А. Бархатов, Н.С. Беллюстин, Н.Н. Емельянов, А.Е. Левитин

Исследуются особенности эволюционной динамики сильного МГД–возмущения в магнитосфере. Рассмотрены эффекты трансформации альвеновской волны, канализруемой вдоль земного магнитного поля, в быструю и медленную магнитозвуковые при столкновении встречных импульсов. Изучена зависимость эффектов от угла наклона волнового вектора альвеновской волны к магнитному полю и от отношения скорости звука в плазме к альвеновской скорости. Рассмотрена также нелинейная трансформация альвеновских волн в магнитозвуковые при отражении альвеновской волны от стенок магнитосферного резонатора при различном значении угле наклона земного магнитного поля в точке отражения. Особое внимание уделено эффектам, роль которых возрастает с уменьшением температуры и скорости звука в плазме. Сделаны аналитические оценки, согласующиеся с рассматриваемыми эффектами в случае слабой нелинейности, и рассмотрены особенности предельного перехода к приближению холодной плазмы. Обсуждается роль приземного промежутка ионосфера – атмосфера в этих явлениях. Отмечено, что сильная альвеновская волна может вызывать заметное перераспределение концентрации плазмы в земной ионосфере. Исследована зависимость этого эффекта от отношения альвеновской скорости к звуковой.

Выявлено два типа вычислительных неустойчивостей, возникающих в нелинейных МГД–уравнениях, показана роль диссипативных параметров вязкости для обеспечения стабильного численного счета.

Введение

Наблюдения низкочастотных колебаний на спутниках дают основание утверждать, что источники многих типов геомагнитных возмущений располагаются в магнитосфере. Среди этих возмущений имеют место как стоячие, так и бегущие волны. Изменение внутримангитосферных параметров сказывается на характере колебательных режимов. В связи с этим результаты регистрации геомагнитных возмущений являются диагностическим инструментом для анализа структуры и динамики магнитосферной плазмы [1,2]. Большое внимание уделяется здесь вопросам генерации колебаний: возбуждению магнитосферных резонансов и бегущих волн локальными источниками [3]. Однако даже при решенных проблемах генерации можно получить новые важные особенности волновых явлений и параметров околоземной плазмы, изучая распространение возмущений. Анализ эволюции низкочастотных волн при их распространении внутри магнитосферы

позволяет иногда предлагать альтернативное объяснение характерных особенностей регистрируемых геомагнитных возмущений.

Предпринятые в настоящей работе исследования магнитогидродинамических явлений в магнитосфере Земли вызваны стремлением внести вклад в объяснение периодического повторения структуры и изменения частоты магнитных возмущений. Важным представляется также выяснение природы регистрируемых резких колебаний плотности околоземной плазмы. Последнее относится как к плазме земной магнитосферы и солнечного ветра, так и к другим случаям, когда плазму можно принять «почти холодной», то есть когда скорость звуковых волн много меньше скоростей волн других типов. Известно, что в результате порыва солнечного ветра в магнитосферном резонаторе может возникнуть сильное магнитное возмущение. Кроме того, оно может появиться там и вследствие другой экзотической причины.

В данной работе изучаются закономерности распространения подобного заданного нелинейного магнитного импульса от локального магнитосферного источника. Рассмотрение проводится в одномерной модели магнитосферы, ограниченной сопряженными отражающими поверхностями. При распространении под углом α к геомагнитному полю B_0 поперечный магнитный импульс распадается на шесть возмущений, попарно бегущих в противоположных направлениях. Два возмущения – альвеновские, два – быстрые магнитозвуковые (БМЗ) и два – медленные магнитозвуковые (ММЗ) возмущения. Групповые скорости альвеновской, БМЗ и ММЗ–волн могут в рассматриваемой среде существенно различаться.

Естественно, принимаемое в нашем нелинейном исследовании разбиение волн на нормальные волны, как и в линейном подходе (в магнитной гидродинамике – на альвеновские, БМЗ и ММЗ–волны), становится достаточно условным. В случаях сильной нелинейности линейная терминология не является адекватной для описания динамики нелинейных волн. Сильно нелинейные режимы распространения МГД–волн плохо поддаются аналитическим методам анализа [4], поэтому целесообразно использовать современные средства компьютерного моделирования [5, 6], что и делалось в работе наравне с аналитическими оценками.

В работе при анализе пространственно–временной волновой динамики акцентируется внимание на исследовании:

- эффектов трансформации альвеновской волны, канализируемой вдоль земного магнитного поля, в быструю и медленную магнитозвуковые волны при столкновении встречных импульсов; эволюции альвеновских волн при многократном проходе вдоль магнитной силовой линии между сопряженными ионосферами;

- зависимости эффектов от угла наклона направления распространения альвеновской волны к магнитному полю и от отношения скорости звука в плазме к альвеновской скорости;

- нелинейной трансформации альвеновских волн в магнитозвуковые при отражении альвеновской волны от стенок магнитосферного резонатора при различном значении наклона земного магнитного поля в точке отражения (особое внимание уделено эффектам, роль которых возрастает с уменьшением температуры и, соответственно, скорости звука в плазме; сделаны аналитические оценки, согласующиеся с рассматриваемыми эффектами в случае слабой нелинейности, и рассмотрены особенности предельного перехода к приближению холодной плазмы);

- роли приземного промежутка ионосфера – атмосфера в этих явлениях (отмечено, что сильная альвеновская волна может вызывать существенное перераспределение концентрации плазмы в земной ионосфере; исследована зависимость этого эффекта от отношения альвеновской скорости к звуковой);

- выявления типов вычислительных неустойчивостей, возникающих в нелинейных МГД-уравнениях (показана роль диссипативных параметров вязкости для обеспечения стабильного численного счета).

Для решения поставленных задач была специально реализована компьютерная программа, позволяющая осуществлять исследования эволюции одномерных и двумерных нелинейных МГД-волн методами вычислительного эксперимента в диалоговом режиме. Созданная компьютерная программа анализирует выбранную модель и представляет результаты развития нелинейной динамики в виде мультфильмов. При этом параметры движущейся замагниченной плазмы, закладываемые в работу программы, предполагались соответствующими условиям, выполнимым в магнитосферной среде. В программе предусмотрена использованная нами возможность вырезания сформированного возмущения того или другого типа, перемещения его в среду с теми же начальными параметрами и граничными условиями и дальнейшее рассмотрение его эволюции как отдельного объекта.

1. Аналитические оценки в рамках уравнений одномерной магнитной гидродинамики

Из теории линейных волн известно, что, когда фазовые скорости волн значительно различаются, волны слабо взаимодействуют между собой при рассеянии на неоднородностях или отражениях от границ. Даже на резкой границе коэффициент трансформации по потоку энергии пропорционален отношению минимальной к максимальной из фазовых скоростей этих волн. В рамках линейного приближения этот вывод универсален и служит основой для качественных рассуждений. Не столь очевидно, что учет членов более высокого порядка должен качественно изменить ситуацию.

В вычислительных экспериментах по МГД-волнам в магнитосфере был обнаружен эффект существенного изменения плотности плазмы при отражении от жесткой проводящей границы магнитосферного резонатора, роль которой играет поверхность Земли [9]. Там же для случая продольного распространения была найдена аналитическая интерпретация эффекта и показано, что эффект является квадратичным по амплитуде падающей альвеновской волны. В этом случае учет обычно игнорируемых квадратичных членов обуславливает эффекты, превосходящие по своему значению эффекты линейного приближения. Было показано, что эффект может иметь практическое значение для волновых явлений в околоземной плазме.

Рассмотренный в [9] случай продольного распространения является, вообще говоря, вырожденным. В настоящем исследовании нас будет интересовать общий случай, включающий непродольное распространение МГД-волн. Поэтому имеет смысл сделать здесь аналитические оценки обнаруженного эффекта в более общем виде, чем в [9].

Нелинейная динамика эволюции сильного поперечного магнитного возмущения в одномерной модели магнитосферы, ограниченной сопряженными отражающими поверхностями, описывается системой МГД-уравнений

$$\begin{aligned}
 \partial B_x / \partial t &= -B_x \partial V_z / \partial z - V_z \partial B_x / \partial z + B_z \partial V_x / \partial z + V_x \partial B_z / \partial z - c^2 / (4\pi\sigma) (\partial^2 B_x / \partial z^2), \\
 \partial B_y / \partial t &= -B_y \partial V_z / \partial z - V_z \partial B_y / \partial z + B_z \partial V_y / \partial z + V_y \partial B_z / \partial z - c^2 / (4\pi\sigma) (\partial^2 B_y / \partial z^2), \\
 \partial V_x / \partial t &= -V_z \partial V_x / \partial z + 1 / (4\pi\rho) (B_z \partial B_x / \partial z) + \eta \partial^2 V_x / (\rho \partial z^2),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$$\partial V_y / \partial t = -V_z \partial V_y / \partial z + 1 / (4\pi\rho) (B_z \partial B_y / \partial z) + \eta \partial^2 V_y / (\rho \partial z^2),$$

$$\partial V_z / \partial t = -V_z \partial V_z / \partial z - V_s^2 / \rho \partial \rho / \partial z - 1 / (4\pi\rho) [B_x \partial B_x / \partial z + B_y \partial B_y / \partial z] + (\xi + 4\eta/3) \partial^2 V_z / (\rho \partial z^2),$$

$$\partial \rho / \partial t + \rho \partial V_z / \partial z + V_z \partial \rho / \partial z = 0.$$

Система координат для одномерного приближения выбрана таким образом, что магнитное поле \mathbf{B} , скорость \mathbf{V} и плотность среды изменяются вдоль оси Z . Параметры среды, в том числе скорость звука V_s , выбираются соответствующими условиям в магнитосфере Земли. Используемая система МГД-уравнений применима, когда среда движется как целое либо за счет соударений между частицами ($v_\alpha \gg \omega$ – частота волны, $v_\alpha \gg \omega_{B_\alpha}$ – гирочастоты) для всех α -типов частиц, либо за счет «вмороженности» всех типов заряженных частиц ($\omega \ll \omega_{B_\alpha}$). По условиям внутримангнитосферной плазмы систему (1) можно применять при изучении низкочастотных волн ($\omega \sim 0.1$). В уравнениях (1) ξ , η – два гидродинамических коэффициента вязкости и $c^2 / (4\pi\sigma) = \mu$ – коэффициент электромагнитной вязкости. В соответствии с уравнением $\text{div} \mathbf{B} = 0$ компонента магнитного поля B_z в одномерном приближении является постоянной ($B_z = B_{0z} = \text{const}$).

Система МГД-уравнений была реализована в одномерном и двумерном приближениях в виде программы для компьютера и использовалась для численного моделирования динамики МГД-процессов. Моделирование проводилось для силовой линии, принадлежащей магнитной оболочке с параметром Мак-Илвейна L порядка 5; при этом средние значения плотности плазмы $\rho_0 = 4 \cdot 10^{-21}$ г·см⁻³ и магнитного поля $B_0 = 500$ нТл. Заметим, что, следуя традиционному выбору систем координат, в случае одномерного приближения ось Z и в случае двумерного приближения ось X направлены вдоль геомагнитной силовой линии.

Результаты расчетов представлены ниже в виде графических зависимостей. Чтобы не загромождать рисунки, на осях графиков масштабы непосредственно не приведены. Когда необходимо знать абсолютные величины рассчитанных возмущений, следует обратить внимание на соответствующие объяснения к конкретному вычислительному эксперименту. Однако чаще всего в этом нет необходимости, поскольку окончательные выводы сделаны на основе относительных изменений в рассматриваемой волновой динамике, вызванных сменой средних параметров среды. Именно работа в численном режиме позволила увидеть динамический процесс образования значительных возмущений плотности в виде ММЗ-волн, а потом была осознана потребность в формулировке адекватной аналитической оценки обнаруженных эффектов. В свою очередь, соответствие результатов численных расчетов аналитическим будет свидетельствовать о достоверности всей полученной ниже пространственно-временной динамики возмущений, заданных в магнитосфере.

Проведем последовательное разложение решения одномерной системы (1) по малому параметру $\varepsilon = b / B_{0z} \ll 1$, где b – амплитуда магнитного поля в волне. Нулевым приближением кроме постоянного магнитного поля B_{0z} считаем величину внешнего магнитного поля B_{0y} и плотность плазмы ρ_0 . В космической плазме солнечного ветра и земной магнитосферы значения вязкостей очень невелики, поэтому при выполнении аналитических расчетов вязкостью пренебрегаем.

Таким образом, решение системы (1) ищется в виде разложения

$$B_x = \varepsilon B_{1x} + \varepsilon^2 B_{2x} + \dots,$$

$$B_y = B_{0y} + \varepsilon B_{1y} + \varepsilon^2 B_{2y} + \dots,$$

$$\begin{aligned}
V_x &= \varepsilon V_{1x} + \varepsilon^2 V_{2x} + \dots, \\
V_y &= \varepsilon V_{1y} + \varepsilon^2 V_{2y} + \dots, \\
V_z &= \varepsilon V_{1z} + \varepsilon^2 V_{2z} + \dots, \\
\rho &= \rho_0 + \varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots
\end{aligned} \tag{2}$$

Приравнивая члены первого порядка, получим известную систему уравнений линейного приближения для трех независимых волн: альвеновской, БМЗ и ММЗ. Однако здесь нас будут интересовать лишь компоненты первого приближения B_{1x} и V_{1x} , относящиеся к альвеновской волне,

$$\begin{aligned}
\partial B_{1x} / \partial t &= B_{0z} \partial V_{1x} / \partial z, \\
\partial V_{1x} / \partial t &= B_{0z} / (4\pi\rho_0) \partial B_{1x} / \partial z,
\end{aligned} \tag{3}$$

которые при начальном возмущении

$$B_x = b \exp(-z^2/a^2) \tag{4}$$

дают симметричное разбегание двух альвеновских волн противоположных направлений

$$B_{1x}(z,t) = (b/2) \exp[-(z - V_A t)^2/a^2] + (b/2) \exp[-(z + V_A t)^2/a^2], \tag{5}$$

где $V_A = B_{0z} / (4\pi\rho_0)^{1/2}$ – альвеновская скорость; a – характерный масштаб возмущения. В уравнениях второго приближения эта альвеновская волна будет играть роль источника, создающего магнитозвуковые волны. Поэтому, приравнивая члены при второй степени ε , получим систему уравнений второго приближения:

$$\begin{aligned}
\partial V_{2z} / \partial t &= -V_s^2 / \rho_0 \partial \rho_2 / \partial z - B_{1x} / (4\pi\rho) \partial B_{1x} / \partial z - B_{0y} / (4\pi\rho) \partial B_{2y} / \partial z, \\
\partial \rho_2 / \partial t &= -\rho_0 \partial V_{2z} / \partial z, \\
\partial V_{2y} / \partial t &= B_{0z} / (4\pi\rho) \partial B_{2y} / \partial z \\
\partial B_{2y} / \partial t &= -B_{0y} \partial V_{2z} / \partial z + B_{0z} \partial V_{2y} / \partial z.
\end{aligned} \tag{6}$$

Полученная система линейных неоднородных уравнений для общего случая оказалась более громоздкой, чем соответствующие уравнения второго приближения в работе [9] для случая продольного распространения. Это определяется тем, что в рамках МГД-описания при продольном распространении свойства альвеновской и БМЗ-волны идентичны и при отражении альвеновской волны от границы отраженной БМЗ не возникает – появляется только отраженная ММЗ-волна. В случае наклонного падения альвеновской волны на границу возникают отраженные как ММЗ, так и БМЗ. Это несколько усложняет анализ, хотя решение линейной неоднородной системы (6) может быть найдено стандартными методами.

Достаточно громоздкий вид этого решения нет смысла приводить в статье, когда есть возможность проведения быстрого компьютерного расчета исходных нелинейных уравнений и представления результата на экране монитора. Важно, что аналитическая оценка возмущений плотности в отраженной ММЗ-волне остается при этом такой же, как и в случае продольного распространения

$$\rho / \rho_0 \sim (V_a / V_s)^2 (b / B_s)^2. \tag{7}$$

Оценка (7) может быть полезна как при рассмотрении отражения альвеновской

волны от границы, так и для описания эффектов перекачки энергии быстрой волны в энергию медленной на резких скачках плотности среды. Как и в случае продольного распространения относительные изменения плотности ρ/ρ_0 в ММЗ-волне пропорциональны квадрату относительного изменения магнитного поля $\varepsilon=(b/B_0)^2$. Они пропорциональны квадрату малого параметра ε и поэтому в линейном приближении не могут быть учтены. Существенным оказывается то, что они пропорциональны также параметру $(V_A/V_s)^2$, который не является параметром разложения, но в холодной космической плазме может быть очень велик. При этом отношение (7) может формально оказаться даже больше единицы – разложение (2) в этом случае теряет смысл и необходимо обратиться к исходным уравнениям.

Физический смысл рассматриваемого эффекта связан с выравниванием полного давления в плазме, состоящего из суммы обычного газового давления и магнитного

$$P = \rho V_s^2/2 + B^2/8\pi. \quad (8)$$

В области отражения альвеновской волны от границы магнитное поле существенно возрастает, и в рамках рассматриваемого изотермического приближения выравнивание давлений может быть достигнуто только за счет уменьшения плотности плазмы. При этом сильное магнитное поле выталкивает плазму, а возникшее уменьшение плотности вызывает отраженную медленную магнито-звуковую волну. Если амплитуда падающей альвеновской волны не слишком велика, так что отраженная ММЗ-волна остается линейной, то процесс может быть рассмотрен в рамках приближения второго порядка (6), квадратичного по амплитуде падающей альвеновской волны. Квадратичное приближение необходимо потому, что изменение газового давления пропорционально одной из волновых переменных – плотности ρ , а изменение магнитного давления пропорционально квадрату другой переменной – амплитуды b магнитного поля падающей альвеновской волны. Этим объясняется, почему в рамках линейного приближения эффект «выметания» плотности плазмы и генерации ММЗ-волны при отражении альвеновской волны от жесткой проводящей стенки не может быть обнаружен и рассмотрен. Однако этот эффект может быть рассмотрен в рамках более высокого приближения по амплитуде волны.

Существенно, что в холодной плазме ($V_s \ll V_A$) рассматриваемый эффект с ростом амплитуды падающей волны быстро становится сильно нелинейным, а затем вообще нестационарным. Последнее происходит, когда полное выметание плазмы из области сильного магнитного поля уже в принципе не может выравнивать давление (8) с окружающей средой. В этих условиях намного эффективнее использовать созданную нами компьютерную программу, непосредственно реализующую исходные нелинейные МГД-уравнения, вместо того, чтобы проводить громоздкий анализ приближенных уравнений (6), имеющих весьма ограниченную область применимости. В условиях быстрого получения результатов решения исходных нелинейных уравнений на компьютере анализ разложения (2) важен для понимания связи получаемых вычислительных результатов с широко использовавшимися ранее линейными методами описания волн. Он полезен и для формулирования физического смысла получаемых вычислительных результатов.

2. Вычислительный эксперимент по исследованию пространственно-временной волновой динамики в магнитосфере

В настоящем разделе представлены результаты численного анализа динамической эволюции альвеновского возмущения, образующегося из поперечного МГД-возмущения гауссовой формы, возникшего в окрестности

плоскости геомагнитного экватора вследствие внешней причины. Рассмотрения проведены для одномерного и двумерного приближений. Достоверность и надежность расчетов подтверждены тем, что при контрольном уменьшении временного и пространственного шагов интегрирования результат вычислений оставался стабильным. Тогда предполагалось, что он соответствует решению уравнений в непрерывных переменных. Устойчивость полученных решений по отношению к изменениям параметров уравнений проверялась на предмет отсутствия качественного изменения решений при малом изменении параметров.

Все полученные одномерные рисунки содержат компоненты возмущений, представленные функциями координаты z , все двумерные – функциями x , y . Расстояние между ионосферами вдоль рассматриваемой силовой линии, отвечающей магнитной оболочке $L=5$, равно $8 \cdot 10^9$ см. В одномерном приближении при расчетах пространственно–временной динамики возмущений вдоль всей силовой линии именно этому расстоянию соответствует приведенный на рисунках участок оси Z . В двумерном приближении рассмотрены процессы только вблизи модельной ионосферы, представляющей собой правую грань каждого двумерного рисунка.

Начальное поперечное возмущение (B_x – в одномерном случае и B_z – в двумерном) магнитного поля с характерным масштабом 10^9 см во всех рассматриваемых случаях направлено в плоскости, перпендикулярной к геомагнитной линии B_0 , то есть оно имеет квазиальвеновскую поляризацию. Таким образом, волновые векторы волн, образующихся в результате эволюции, направлены вдоль оси Z для одномерного случая и лежат в плоскости (X, Y) для двумерного.

Численный эксперимент по моделированию изучаемой волновой динамики предполагает использование соответствующих граничных условий, которые должны быть поставлены на концах геомагнитной силовой линии, то есть в магнитосопряженных точках. Принято, что магнитосопряженные точки находятся в областях зеркальных ионосфер с бесконечной проводимостью. Если пренебречь атмосферным зазором, то можно считать ионосферу также и «жесткой стенкой». В результате в численном эксперименте будут выполнены следующие граничные условия на двух крайних точках для одномерного приближения:

$$V_x = V_y = 0, \quad \partial\rho/\partial x = \partial\rho/\partial y = 0, \quad \partial V/\partial x = \partial V/\partial y = 0, \quad \partial B/\partial x = \partial B/\partial y = 0.$$

В случае двумерного приближения аналогичные граничные условия ставятся на двух крайних, правой и левой, гранях (см. рисунки), лежащих в областях зеркальных ионосфер. На двух других гранях рассматриваемого вычислительного пространства граничные условия – периодические

$$\rho(0) = \rho(L), \quad V_i(0) = V_i(L), \quad B_i(0) = B_i(L).$$

В работе рассмотрено также влияние атмосферного зазора – отсутствия плазмы в приземном участке. В этом случае распределение плазмы моделируется распределением, спадающим до нуля к основанию силовой линии.

Первый этап вычислительного эксперимента касался эволюции заданного поперечного нелинейного магнитного возмущения в магнитосфере Земли, распространяющегося под углом 45° к силовой линии геомагнитного поля. Он проводился для случая «жесткой» ионосферы и параметра нелинейности $\rho = B_x/B_0 = 1$. Начальное магнитное возмущение при своем распространении распалось на альвеновские, БМЗ и ММЗ–волны. У магнитозвуковых волн в отличие от альвеновских образовывались ударные структуры. Рисунки последовательно демонстрируют взаимодействие: БМЗ–волны с БМЗ (рис. 1); альвеновской волны с альвеновской (рис. 2); БМЗ с ММЗ (рис. 3, а, б); БМЗ с альвеновской (рис. 4);

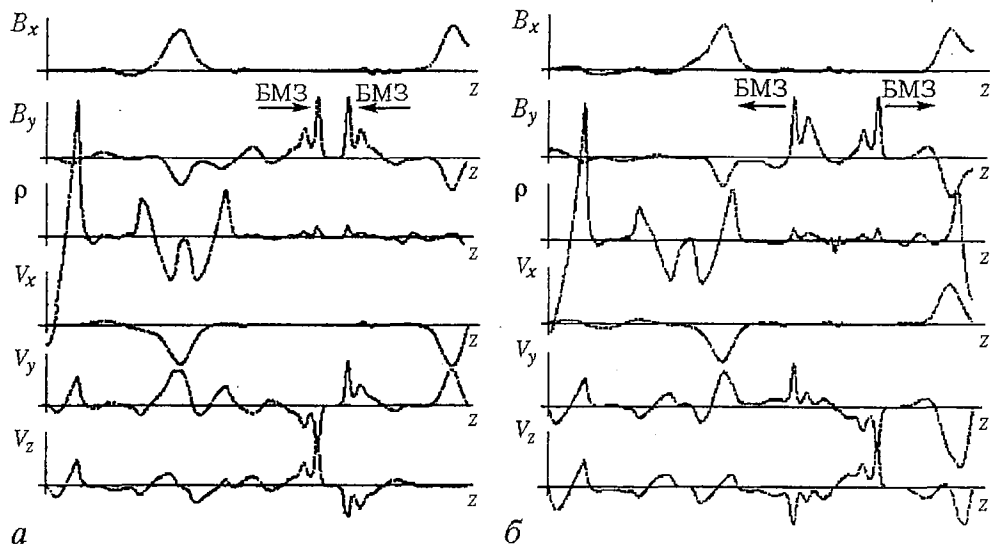


Рис. 1. Взаимодействие БМЗ-волны с БМЗ: *а* – до столкновения, $t=28000$, $t_{\max} = 66000$; *б* – после столкновения, $t=32000$, $t_{\max} = 66000$. Возмущения не взаимодействуют

альвеновской с ММЗ (рис. 3, б, в). На рис. 5 демонстрируются результаты расчетов в двумерном приближении отражения БМЗ-волны от стенки (*а*, *б*) и альвеновской волны от стенки (*в*, *г*). На всех рисунках стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений.

Анализ результатов эксперимента показал, что БМЗ-волна отражается без изменений от стенки и плохо взаимодействует с альвеновской, ММЗ и другой БМЗ-волной. Альвеновская волна при взаимодействии со стенкой и другой альвеновской волной образует ММЗ-волну. Можно сказать, что отражение от жесткой стенки происходит для альвеновской волны и БМЗ так же, как и столкновение между собой альвеновских волн или столкновение между собой БМЗ-волн. Многократный проход трансформирующихся при столкновениях

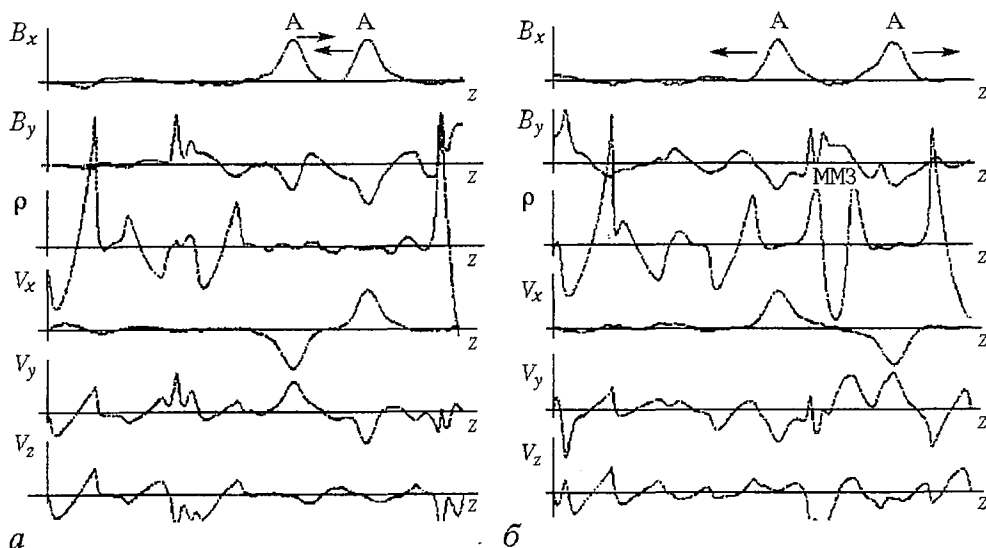


Рис. 2. Взаимодействие альвеновской волны с альвеновской: *а* – до столкновения, $t=40000$, $t_{\max} = 66000$; *б* – после столкновения, $t=50000$, $t_{\max} = 66000$. Образование мощного ММЗ-возмущения

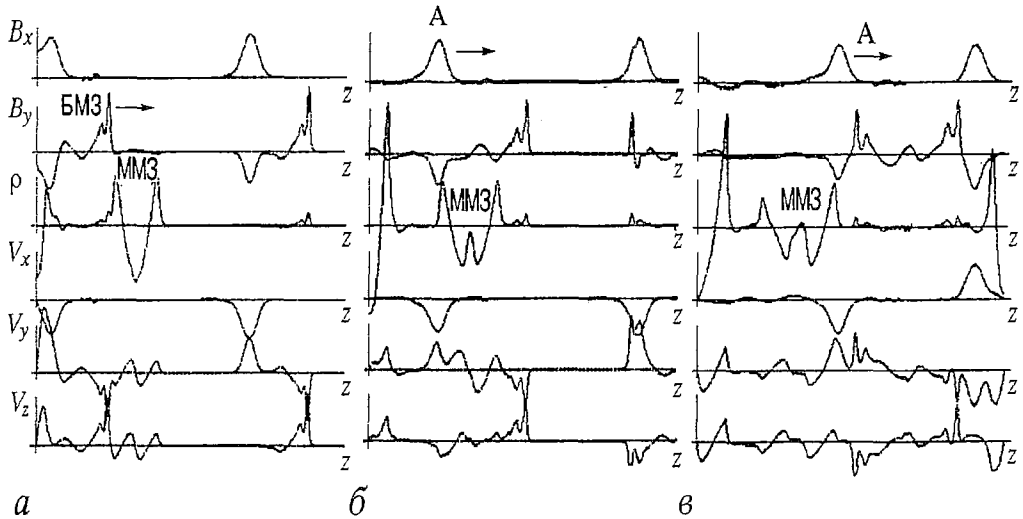


Рис. 3. Взаимодействие БМЗ с ММЗ: а – до столкновения, $t=16000$, $t_{\max}=66000$; б – после столкновения, $t=24000$, $t_{\max}=66000$ Взаимодействие альвеновской волны с ММЗ: в – до столкновения; г – после столкновения, $t=34000$, $t_{\max}=50000$

возмущений приводит, прежде всего, к образованию ММЗ–осцилляций в окрестностях оснований силовых линий и к значительным возмущениям плотности в самой магнитосфере, которые в силу невысокой скорости звука могут затем достаточно долго обуславливать здесь высокий уровень плазменной турбулентности.

Второй этап вычислительного эксперимента касается сопоставления результатов исследования трансформации альвеновского возмущения в ММЗ и БМЗ при его столкновении с «жесткой стенкой» и с атмосферным «зазором» для разных величин отношения альвеновской скорости к звуковой $g=V_A/V_s$.

На рис. 6 представлены последствия отражения альвеновских возмущений, сформировавшихся в результате распада заданного поперечного МГД–возмущения со степенью нелинейности $p=0.4$ и приближающихся под углом в 45° к основанию силовой линии, для случаев «стенки» и «зазора». Расчеты проведены для низкой скорости звука $g=30$. В процессе отражения этих возмущений происходит их частичная трансформация в БМЗ и ММЗ–возмущения – появляются возмущения

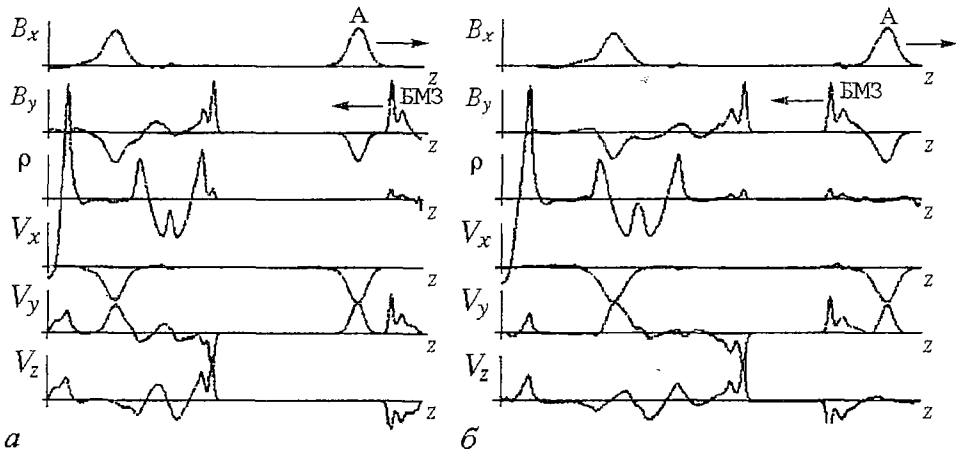


Рис. 4. Взаимодействие БМЗ с альвеновской волной: а – до столкновения, $t=22000$, $t_{\max}=66000$; б – после столкновения, $t=26000$, $t_{\max}=50000$

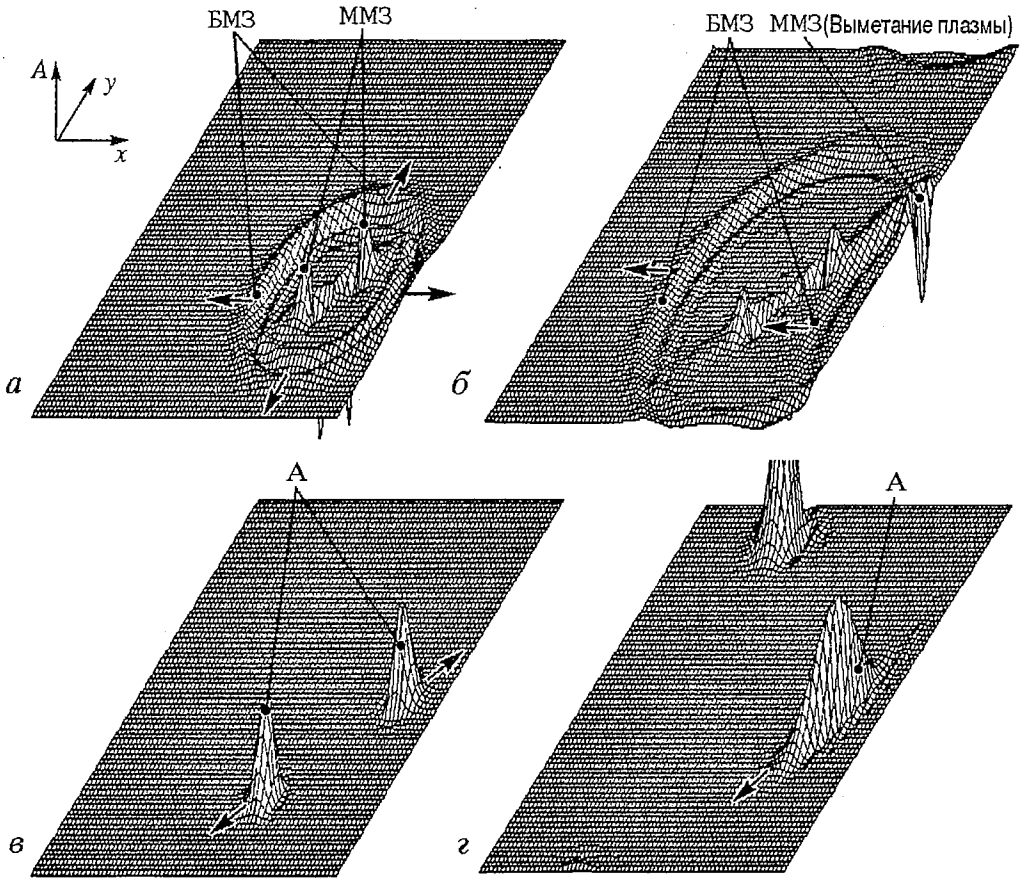


Рис. 5. Взаимодействие БМЗ и альвеновской волны со стенкой: а, в – до взаимодействия, б, г – после взаимодействия; $t_0=1800$ (а), 3000 (б), 1400 (в), 4600 (г); $t_{\max}=5800$

продольной компоненты скорости и плотности среды. Предварительно выделенная альвеновская волна в обоих случаях отражается от модельной ионосферы, создает вблизи нее выметание плазмы и уходит в сторону магнитосопреженной точки. Ее обгоняет более быстрая БМЗ-волна, скорость импульса которой не зависит от

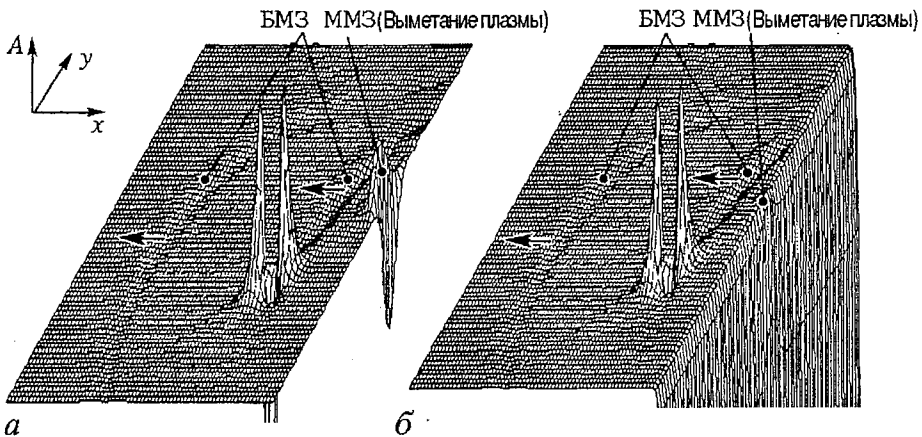


Рис. 6. Результат отражения альвеновской волны: а – от «жесткой стенки»; б – от «зазора»; $t_0=4000$, $t_{\max}=4000$. Выметание плазмы (ММЗ)

угла между направлением распространения и внешним магнитным полем и больше скорости альвеновской волны при непродольном распространении. ММЗ-волна, возникающая из-за уменьшения плотности плазмы в ионосферной приземной области, формирует импульс более сложной формы, который затем отойдет от отражающей границы и будет перемещаться со скоростью звука, образуя на переднем фронте ударную волну. Сопоставление характеристик образовавшихся возмущений свидетельствует о том, что в случае зазора амплитуды обоих магнитозвуковых возмущений меньше, чем для случая стенки без воздушного промежутка.

На примере результата, представленного на рис. 7, а, б, показана зависимость амплитуды ММЗ-волны, возникающей в окрестностях основания силовой линии у стенки, от величины скорости звука.

Сопоставление рис. 7, а и б свидетельствует о значительном росте амплитуд ММЗ-волны с уменьшением температуры магнитосферной плазмы. Полученный эффект, естественно, оказался не столь сильным, как следовало бы из простейших аналитических оценок (8). Неполное совпадение численных расчетов с аналити-

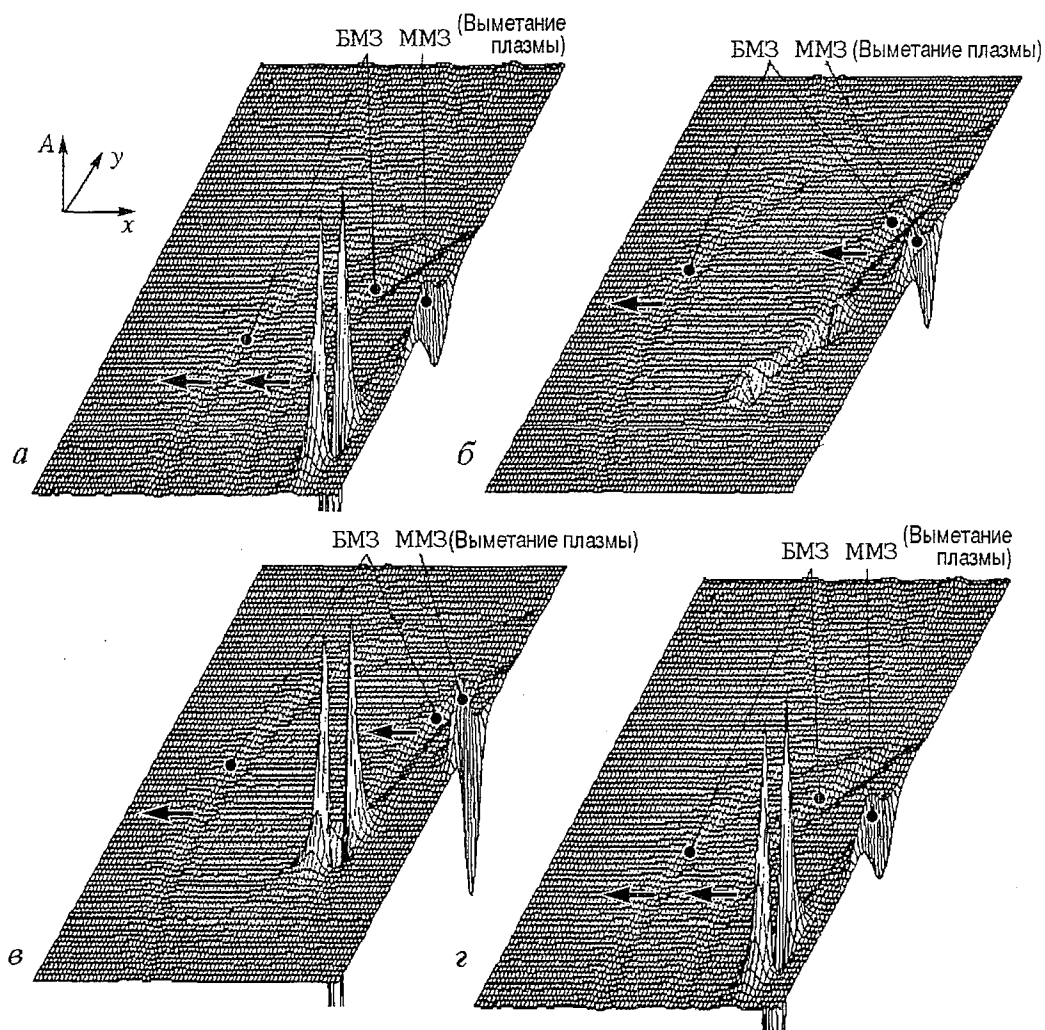


Рис. 7. Результат отражения альвеновской волны от «жесткой стенки»: для $g=30$ (а) и 15 (б); для $g=30$ и углов 45° (в) и 60° (г); $t_0=4000$; $t_{\max}=4000$ (а, б, в), 4200 (г)

ческими обусловлено наличием множителя, зависящего от конкретной (в данном случае гауссовой) формы заданного импульса.

Третья группа численных расчетов проведена для исследования зависимости нелинейной трансформации альвеновских волн в магнитозвуковые при отражении альвеновской волны от стенок магнитосферного резонатора при различном значении угла наклона земного магнитного поля в точке отражения. На рис. 7, *в*, *г* представлены результаты отражения альвеновской волны от «жесткой стенки» для $g=30$ и углов 45° и 60° , соответственно. С уменьшением угла амплитуда возникающей БМЗ-волны уменьшается, а амплитуда ММЗ-волны увеличивается.

Зависимость особенностей отражения альвеновской волны от угла наклона геомагнитного поля в точке отражения в условиях атмосферного зазора носит более сложный характер. На рис. 8, *а* и *б* представлены результаты отражения альвеновской волны от «зазора» в случае углов 45° и 60° , соответственно, для $g=30$. Видно, что соотношение амплитуд возникающей на краях зазора ММЗ-волны и их знак зависят от отношения толщины зазора и длины ММЗ-волны. Свой вклад вносит и характерный наклон распределения плотности в зазоре. В

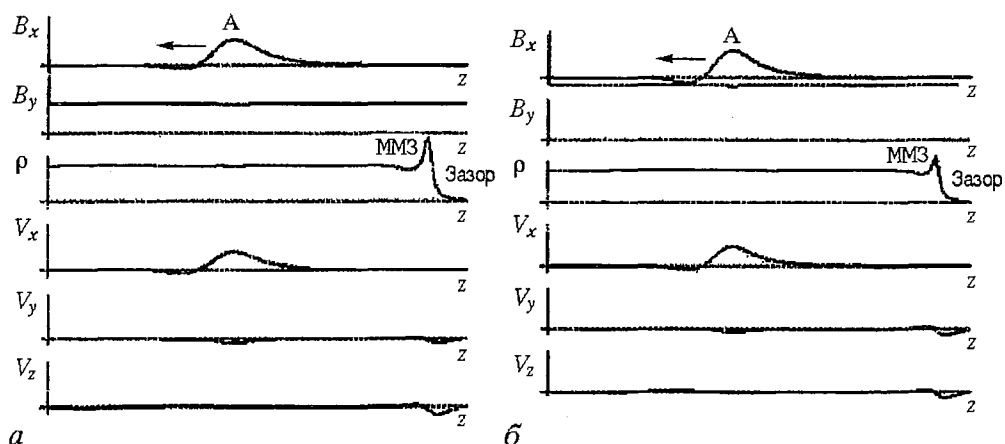


Рис. 8. Отражение альвеновской волны от «зазора» для $g=30$ в случае углов: 45° , $t=34000$, $t_{\max}=38000$ (*а*) и 60° , $t=34000$, $t_{\max}=34000$ (*б*); *в* – вариант отражения альвеновской волны от «зазора» для $g=15$ и угла 60° , $t=34000$, $t_{\max}=34000$. Наблюдается образование ММЗ-волны в результате амплитуда ММЗ-волны в пределах зазора определяется резонансными особенностями последнего.

Сопоставление рис. 8, *а* и *б* свидетельствует о том, что амплитуда ММЗ-волны в зазоре уменьшается с увеличением угла. Однако она увеличивается с уменьшением скорости звука. Это следует из сопоставления рис. 8, *б* с рис. 8, *в*, полученным при рассмотрении столкновения альвеновской волны с зазором для более высокой скорости звука $g=15$ и того же угла 60° .

3. Вопросы устойчивости и достоверности численных результатов

Одним из главных факторов, ограничивающих возможности численных методов является проблема достоверности полученных решений. В настоящее время общая теория на этот счет отсутствует. Надежды на ее создание сильно

уменьшились после осознания того, что даже несложные на вид точечные нелинейности обнаруживают хаотическое поведение. Теория возникающих в них динамических режимов все еще далека от завершенности и находится на стадии накопления и первичной классификации «вычислительно–экспериментальных» фактов [10].

При компьютерной реализации распределенных систем (даже одномерных) речь идет о большом числе связанных точечных элементов, которые могут впасть в состояние неустойчивого или хаотического поведения. Базовым соображением является гипотеза, что существует некоторое предельное решение уравнений с непрерывными переменными при уменьшении временного и пространственного шагов интегрирования, и что численные неустойчивости зависят от временной и пространственной дискретности модели. Таким образом, крайне полезными становятся полуэмпирические принципы и подходы. В качестве примера сделаем несколько замечаний о роли диссипативных членов с вязкостью в нелинейных уравнениях (1).

В МГД–уравнениях (1) присутствуют слагаемые с коэффициентами ξ , η и μ , которые определяют диссипативные процессы в плазме. ξ и η определяют переход механической энергии движения жидкости в тепло, μ – джоулевы потери в плазме. В космической плазме солнечного ветра и земной магнитосферы значения вязкостей невелики, поэтому возникает вопрос, нельзя ли приравнять их нулю для упрощения исследования. Однако оказывается, что в отсутствие диссипативных процессов и дисперсии нелинейная система уравнений (1) будет генерировать ударные волны с конечными разрывами. Стандартная схема компьютерной реализации этих уравнений, рассчитанная на плавное изменение переменных, окажется для такой ситуации неадекватной. При этом амплитуда численных биений переменных быстро неограниченно возрастет, но выбираемый алгоритм численного счета может ограничить осцилляции. Тогда характер поведения переменных в зоне ударной волны уже не будет связан со структурой исходных уравнений. Описанные эффекты являются, по существу, недостатком не столько методов решения уравнений (1), сколько самих нелинейных уравнений без дисперсии и диссипации для описания реальных физических процессов [11].

В вычислительных экспериментах выяснилось, что добавление слагаемых с вязкостью стабилизирует численный счет. Фактически это обусловлено тем, что диссипативные механизмы в нелинейных уравнениях без дисперсии стабилизируют само решение этих уравнений, делая его непрерывным. Это обстоятельство меняет отношение к вязким членам в уравнении (1). Даже если реальная вязкость в плазме очень невелика, эти слагаемые могут рассматриваться как необходимые для стабилизации решения уравнений и численного счета. При этом изменения значений вязкости в достаточно широком диапазоне не очень существенно влияют на результаты.

С другой стороны, необходимо отметить, что в численных экспериментах обнаружена и верхняя граница для значений коэффициентов вязкости, выше которой их увеличение приводит к быстро нарастающей численной неустойчивости. Суть проблемы легче всего понять на простейшем варианте линейного диффузионного уравнения

$$\partial \mathbf{V} / \partial t = -\mu (\partial^2 \mathbf{V} / \partial z^2), \quad (9)$$

которое в компьютерной реализации представляет собой итерационную процедуру

$$\mathbf{V}(t+\tau, x) = (1 - \mu\tau/2\lambda^2)\mathbf{V}(t, x) + (\mu\tau/4\lambda^2)\mathbf{V}(t, x-\lambda) + (\mu\tau/4\lambda^2)\mathbf{V}(t, x+\lambda). \quad (10)$$

Здесь τ – временной шаг счета, λ – пространственный интервал интегрирования. Из вида (10) можно предположить, что при условии

$$\mu > \tau/2\lambda^2 \quad (11)$$

должна возбуждаться двухтактовая неустойчивость с периодом 2τ и с пространственным периодом 2λ . Численный счет подтверждает это предположение. При этом возникает неустойчивость «вспыхивающего» характера – за очень небольшое число временных итераций возникает и нарастает до вычислительного предела низкочастотная по пространству и времени структура. Такой тип неустойчивости численного решения качественно отличается от пространственно локализованной неустойчивости, возникающей из-за пространственных скачков переменных на ударной волне.

Таким образом, успех вычислительных экспериментов в значительной степени может зависеть от тонкой настройки параметров вязкости при вторых пространственных производных. Оказывается, что интервал их возможных значений, обеспечивающий достоверные результаты численных расчетов, ограничен с двух сторон.

Заключение

Аналитическим и численным методом изучена трансформация нелинейного поперечного магнитного возмущения гауссовой формы, распространяющегося в магнитосфере под углом к геомагнитному полю, в альвеновские, быстрые и медленные магнитозвуковые возмущения. Анализ полученных оценок и динамических картин непродольного переноса заданного возмущения в магнитосферной плазме между магнитосопряженными точками в случае граничных условий в виде жесткой стенки и в виде атмосферного зазора позволил сформулировать следующие результаты.

- Многократный проход трансформирующихся при столкновениях возмущений, обусловленных распадом заданного, приводит к образованию осцилляций ММЗ–волны в окрестностях оснований силовых линий. Это вызывает значительные возмущения плотности в самой магнитосфере, которые в силу невысокой скорости звука могут обеспечить высокий уровень плазменной турбулентности. В модельной магнитосфере БМЗ–волна отражается без изменений от стенки и плохо взаимодействует с альвеновской, ММЗ и другой БМЗ–волной. Альвеновская волна при взаимодействии со стенкой и другой альвеновской волной образует сильную ММЗ–волну с большой амплитудой плотности.

- Сильная альвеновская волна вызывает существенное выметание плазмы из окрестностей модельной ионосферы, которое может регистрироваться как ММЗ–волна. С ростом отношения альвеновской скорости к звуковой происходит усиление перераспределения концентрации плазмы в земной ионосфере. Результаты вычислительного эксперимента согласуются с соответствующими аналитическими оценками.

- Исследовано наличие зависимости рассматриваемых эффектов от угла наклона направления распространения альвеновской волны к магнитному полю в точке отражения. В случае жесткой стенки с уменьшением угла амплитуда возникающей БМЗ–волны уменьшается, а амплитуда ММЗ–волны увеличивается.

- Роль приземного зазора ионосфера – атмосфера с размытой верхней границей в явлениях отражения альвеновской волны сводится к уменьшению амплитуд возникающих магнитозвуковых волн по сравнению со случаем жесткой стенки.

• По результатам численных экспериментов выявлено два типа численных неустойчивостей, возникающих в результате решения нелинейных уравнений:

1) неустойчивости, связанные с резким изменением значений переменных в зоне ударной волны, которые обычно подавляются увеличением вязкости; кроме того, такие неустойчивости могут возникать и из-за чрезмерно большого значения временного шага интегрирования (в этом случае они подавляются уменьшением величины временного шага); 2) «вспыхивающие» неустойчивости, внезапно возникающие там, где нет резких перепадов переменных; чаще всего они обусловлены чрезмерно высокой величиной вязкости.

Зависимость особенностей отражения альвеновской волны от угла наклона геомагнитного поля в точке отражения в условиях атмосферного зазора носит более сложный характер и определяется его резонансными особенностями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 00-05-64689.

Библиографический список

1. Гульельми А.В. МГД-волны в околоземной плазме. М.: Наука, 1979. 139 с.
2. Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч.II. Л.: Изд-во ЛГУ, 1976. 270 с.
3. Ваньян Л.Л., Абрамов Л.А., Альперович Л.С. и др. Геомагнитные пульсации. М.: Наука, 1973. 93 с.
4. Cohen R.H., Kulsrud R.M. Nonlinear evolution of parallel-propagating hydro-magnetic waves // Phys. Fluids. 1974. Vol. 17, № 12. P. 2215.
5. Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С. Нелинейная трансформация магнито-гидродинамических волн в движущейся плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 34, № 5. С. 579.
6. Морозов А.И., Савельев В.В. Динамика сверхзвуковых плазменных потоков в магнитном поле // Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 318.
7. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
9. Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С., Левитин А.Е., Сахаров С.Ю. О трансформации магнитосферных альвеновских возмущений в медленные магнито-звуковые при отражении от магнитосопреженных областей ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, №4. С. 285.
10. Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Астахов В.В. Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1999. 368 с.
11. Гурбатов С.Н. Нелинейное взаимодействие и рассеяние волн в недиспергирующих средах. Автореферат докторской диссертации, НИРФИ. Горький, 1985. 30 с.

*Научно-исследовательский
радиофизический институт,
Нижний Новгород*

*Нижегородский государственный
педагогический университет
Институт Земного магнетизма, ионосферы и
распространения радиоволн РАН*

Поступила в редакцию 13.10.01

TRANSFORMATION OF ISOLATED MHD DISTURBANCES IN PLANETARY MAGNETIC RESONATOR

Barkhatov N.A., Belliustin N.S., Emel'yanov N.N., Levitin A.E.

Peculiarities of the evolution dynamics of strong MHD disturbance in the magnetosphere are investigated. Transformation of the Alfvén wave into the fast and slow magnetosound waves at collision of contrary impulses, which is taking place along the Earth magnetic field, is considered. The dependence of effects on angle declination of the Alfvén wave to the magnetic field and on ratio of sound velocity to Alfvén velocity in plasma are analysed. Nonlinear transformation of the Alfvén waves in the magnetosounds ones at reflection of the Alfvén wave from the walls of magnetospheric resonator at various angles of the Earth magnetic field in a point of reflection is considered in this article as well. Special attention is paid to effects, which role increase with decrease of temperature and sound velocity in plasma. The analytical evaluations matched with considered effects in case of average nonlinearity are made, and peculiarities to approach of cold plasma are also studied. The role of the Earth ionosphere-atmosphere space in these phenomena is investigated. It is marked, that isolated strong Alfvén wave can induce the essential plasma concentration redistribution in the Earth ionosphere. The dependence of this effect on ratio of Alfvén velocity to sound one is considered.

Two kinds of nonstabilities, arising in the nonlinear MHD equations, are detected. The role of dissipative viscosity parameters for maintenance of the stable numerical account is shown.



Бархатов Николай Александрович – родился в Горьком (1948), окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1971), аспирантуру ИЗМИР АН (Троицк, Моск. обл.). Работает в НИРФИ (с 1978), в Нижегородском государственном педагогическом университете (с 1986), профессор кафедры теоретической физики (с 1998). Соросовский профессор. Тема кандидатской диссертация – «Ультранизкочастотные волны в солнечном ветре и магнитосфере Земли» (1981), докторской – «Распространение магнитогидродинамических возмущений в солнечном ветре и околоземном пространстве» (1997). Опубликовано свыше 100 научных и научно-методических работ по направлениям: изучение особенностей эволюции ультранизкочастотных волн в околоземном космическом пространстве и солнечном ветре; установление солнечно-земных связей и прогноз глобальных геомагнитных возмущений методом искусственных нейронных сетей. Руководитель проектов, поддержанных грантами (№№ 94–02–06106, 98–05–64380, 00–05–64689) Российского фонда фундаментальных исследований, проекта «Университеты России 2000» и проекта поддержанного грантом Международного Научного Фонда, руководитель проекта поддержанного грантом INTAS – CNES (№ 97–1450).

E-mail: nbarkhatov@mail.nnov.ru



Беллюстин Николай Сергеевич – родился в Горьком (1950 г.). Окончил с отличием радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1972). Работает в Научно-исследовательском радиофизическом институте. Кандидат физико-математических наук (1978), старший научный сотрудник (1991). Тема кандидатской диссертации – «Некоторые вопросы распространения и излучения электромагнитных волн в магнитоактивной плазме». В данное время работает в следующих направлениях: теория искусственных нейронных сетей и их применения для обработки визуальных изображений и для прогнозирования и моделирования сложных динамических систем, в том числе финансово-экономических процессов; изучение низкочастотных магнитогидродинамических процессов в плазме земной магнитосферы и солнечного ветра, моделирование и прогнозирование ударных процессов в космической плазме с использованием средств компьютерного моделирования и методов искусственных нейронных сетей. Работал в рамках грантов РФФИ, программы Университеты России, INTAS–CNES.



Емельянов Николай Николаевич – родился в Горьком (1978), студент 2-го курса магистратуры физического факультета Нижегородского государственного педагогического университета.



Левитин Анатолий Ефимович – родился в Ейске (1938). Окончил физический факультет Московского государственного университета (1967). Работает в ИЗМИР РАН, заведующий лабораторией геомагнитных вариаций, доктор физико-математических наук. Тема кандидатской диссертации – «Геомагнитный эффект ионосферных ядерных взрывов» (1971), докторской – «Крупномасштабные геомагнитные вариации, контролируемые параметрами солнечного ветра, и связанные с ними электрические поля и токи в высоких широтах». Опубликовано свыше 100 научных работ по направлениям: космические лучи, физика магнитосферы, физика ионосферы. Руководитель проекта, поддержанного грантом РФФИ (99-05-64296).