

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

В работе исследуется формирование электростатических вихревых структур в магнитосферной плазме. Рассмотрена двухкомпонентная плазма, состоящая из холодных электронов (ионов) и неизотермических горячих ионов (электронов), причем движение холодных заряженных частиц рассчитывается в дрейфовом приближении. Показано, что в такой плазме формируются вихревые структуры, движущиеся почти ортогонально направлению магнитного поля.

На основе анализа коэффициентов уравнения, описывающего эволюцию вихревых структур, исследуются возможные квазистационарные решения применительно к магнитосферной плазме. Проведены оценки пространственных масштабов локализованных структур и скорости их движения. Результаты численных моделей могут применяться при анализе результатов космических экспериментов по исследованию магнитосферы Земли.

Введение

Теоретическое и экспериментальное исследование явлений и процессов, обусловленных нелинейными взаимодействиями, является важной актуальной проблемой современной физики: гидродинамики, гидромеханики, астрофизики, геофизики, физики плазмы, атмосферы, физики лазеров и других областей науки. В результате этих исследований было установлено, что физическая природа возбуждения, формирования и эволюции нелинейных структур в различных средах имеет много общего и их динамика описывается похожими эталонными уравнениями.

Особый интерес представляет исследование формирования нелинейных вихревых структур, которые характерны для жидкости в поле тяготения, замагниченной плазмы, а также для атмосферных и океанических течений. Вихревые структуры играют важную роль в физических процессах, происходящих в магнитосферной плазме. Распространяясь в среде, вихревые структуры переносят часть вещества в виде захваченных частиц и могут сильно повлиять на процессы переноса и тем самым являться важным элементом дрейфовой турбулентности в плазме.

В работе исследуется механизм формирования вихревых структур в магнитосферной плазме, состоящей из двух сортов заряженных частиц, холодных электронов (ионов), которые рассматриваются в дрейфовом приближении и являются замагниченными, другой сорт заряженных частиц (ионы (электроны) являются горячими и неизотермическими. В настоящее время в космических экспериментах были зарегистрированы нелинейные электростатические структуры различного типа, в том числе и солитонные структуры электростатического потенциала.

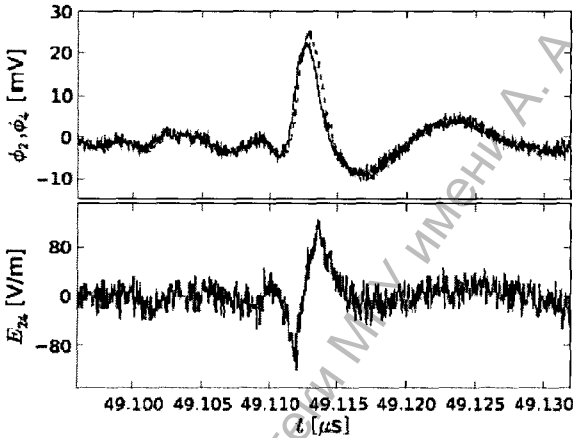


Рис. 1. Пример электростатических солитонных волн, зарегистрированных в эксперименте LAPD. На верхней панели показана структура электростатического потенциала, на нижней – электростатическое поле [7]

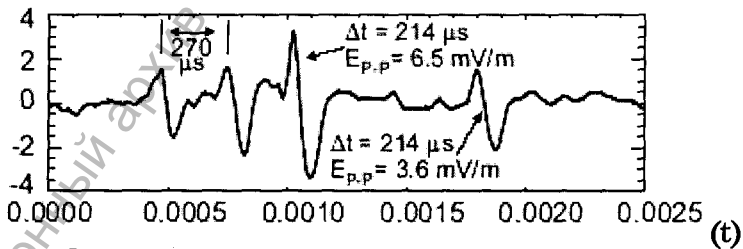


Рис. 2. Электростатические солитонные структуры, зарегистрированные на спутнике Cluster [7]

Многочисленные эксперименты в космосе с использованием усовершенствованной техники с высоким разрешением показали, что формирование вихревых электростатических структур в области протекания продольных токов является одной из важных особенностей магнитосферной плазмы.

Далее рассмотрим теоретическую модель формирования электростатических волн в магнитосферной плазме для наиболее типичных физических условий в космической плазме.

1. Теоретическая модель

Ниже рассмотрим формирование двумерных, вихревых электростатических структур. Предполагаем, что плазма находится в магнитном поле Земли. Движение заряженных структур поперек магнитного поля обуславливает их двумерное движение.

Будем предполагать, что волновые электростатические структуры имеют частоту низкую по сравнению с циклотронной частотой замагниченных частиц, которые считаем холодными и их динамика описывается магнитогидродинамической системой уравнений (МГД-дрейфовое приближение). В этом случае замагниченные частицы движутся ортогонально направлению электростатического и магнитного поля с дрейфовой скоростью

$$\vec{V}_E = [\vec{E}, \vec{B}] / B^2. \quad (1)$$

Ниже рассмотрим плазму, состоящую из электронов и ионов, которые находятся в постоянном магнитном поле $\vec{B} = B_0 \vec{e}_z$, направленном по оси Z . Если электрическое поле является электростатическим $\vec{E} = -\nabla\varphi$ (φ – электростатический потенциал), то дрейфовая скорость определится

$$\vec{V}_E = [\vec{e}_z, \nabla\varphi] / B_0,$$

\vec{e}_z – единичный вектор вдоль оси Z .

В этом случае можно считать плазму несжимаемой, так как выполняется условие $\text{div}\vec{V}_E = 0$ и движение носит вихревой характер. в силу выполнения условия:

$$\text{rot}\vec{V}_{d\alpha} = (\Delta_{\perp}\varphi)_z \neq 0, \quad (2)$$

здесь обозначено $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

Как известно, существует два типа вихревых структур – скалярные, которые формируются за счет скалярной нелинейности т.е. членов порядка $\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}$ (Φ – величина описывающая волновое поле) и векторные, которые формируются за счет векторной нелинейности т.е. $[\nabla\vec{a}, \nabla\vec{b}]$ (\vec{a}, \vec{b} – волновые величины). Отсюда следует, что вихревые структуры являются неодномерными.

Скалярная нелинейность приводит к эталонному уравнению типа уравнения Кортевега де Вриза (КдВ) и структура имеет солитонный характер – “скалярные вихри”. Пространственная локализация скалярных вихрей обусловлена совместным действием двух конкурирующих механизмов – нелинейность, которая приводит к укрупнению волнового фронта, и дисперсии, ведущей к ее расплыванию. Векторная нелинейность приводит к локализации волн и образованию уединенных вихрей. Такие

вихри характерны для гиротропных сред – вращающейся атмосферы, океана магнитосферной и ионосферной плазмы.

Заметим, что формирование вихревых структур качественно отличается от уединенных волн, так как такие потенциальные структуры переносят частицы и захватываются вихрем (захваченные частицы). Это приводит к аномальной тепло- и электропроводности, а также к аномальному сопротивлению, что приводит к ускорению заряженных частиц при движении их в магнитосфере.

2. Электронно-акустические вихревые структуры

2.1. Динамика электронов

Рассмотрим простейшую модель магнитосферной плазмы, состоящей из электронов и ионов, которые движутся в постоянном магнитном поле и электрическому полю, которое ортогонально магнитному полю. Предполагаем, что электроны являются замагниченными и их движение описывается магнитогидродинамической системой уравнений, и скорость движения электронов в рамках дрейфового приближения определится соотношением:

$$\vec{v}_e = \vec{v}_{pe} + \vec{V}_E + \vec{v}_{ez}, \quad (3)$$

где \vec{v}_{pe} – скорость поляризационного дрейфа, направленная ортогонально направлению, \vec{V}_E – скорость электрического дрейфа, определенная уравнением (1), \vec{v}_{ez} – скорость электронов вдоль направления магнитного поля. Скорость поляризационного дрейфа можно определить при условии низкочастотного возмущения, при выполнении условия $\omega \ll \omega_{Be}$ (ω_{Be} – гирочастота электронов)

$$\vec{v}_{\perp pe} = \frac{-1}{B\omega_{Be}} \frac{d^0}{dt} \vec{E}_{\perp} = \frac{1}{B\omega_{Be}} \frac{d^0}{dt} \nabla \varphi = \frac{c_e^2}{\omega_{Be}^2} \frac{d^0}{dt} \nabla \Phi, \quad (4)$$

где принято обозначение

$c_e^2 = k_b T_i / m_e$ – скорость звука в плазме по ионной температуре, (k_b – постоянная Больцмана), при условии $T_e \ll T_i$, оператор полной производной определяется следующим соотношением

$$\frac{d^0}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_E \nabla. \quad (5)$$

Предполагаем, что плазма неоднородна вдоль оси X , и мы рассматриваем стационарные волны, распространяющиеся вдоль оси Y с некоторой скоростью V , в этом случае потенциал определится: $\varphi = \varphi(x, s)$, $s = y + \alpha z - Vt$. Далее уравнение непрерывности для электронов представим в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + n_e \nabla \vec{v}_\perp + \vec{v}_\perp \nabla n_e + \nabla n_e \vec{v}_{ez} = 0, \quad (6)$$

или, учитывая $\vec{v}_\perp = \vec{v}_{ep} + \vec{V}_E$, уравнение (6) запишем в виде:

$$\frac{d^0 n_e}{dt} + n_e \nabla \vec{v}_{pe} + \nabla n_e \vec{v}_{ez} = 0. \quad (7)$$

При написании этого уравнения учтено, что $v_{pe} \ll V_E$, что выполняется при условии несжимаемости плазмы $\text{div} \vec{V}_E = 0$. Также при написании последнего члена соотношения (7) учтено $n_e \approx n_0$. Подставляя в уравнение (7) соотношение (3), получим уравнение (7) для электронов

$$\frac{d^0 n_e}{dt} + \frac{c_e^2}{\omega_{Be}^2} n_0 \frac{d^0 \Delta \Phi}{dt} + \nabla n_e \vec{v}_{ez} = 0 \quad (8)$$

и окончательно запишем эволюционное уравнение для электронов в дрейфовом приближении

$$\frac{d^0}{dt} \left(n_e + \frac{c_e^2}{\omega_{Be}^2} n_0 \Delta \Phi \right) + \nabla n_e \vec{v}_{ez} = 0. \quad (9)$$

Здесь введен нормированный потенциал $\Phi = \frac{e\varphi}{k_b T_i}$, k_b – постоянная Больцмана. Для получения уравнения, описывающего формирование вихревых структур определим скорость электронов вдоль направления магнитного поля \vec{v}_{ez} , используя уравнение движения электронов, используя магнитогидродинамическое приближение

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_{ez} + \vec{v}_{ez} \nabla \vec{v}_{ez} = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (10)$$

Это уравнение при условии $\nabla_{pe} \ll \partial / \partial z$ можно записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_{ez} + \vec{V}_E \nabla \vec{v}_{ez} + \frac{\partial v_{ez}^2}{\partial z} = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (11)$$

Переходя к новой переменной $\eta = y + \alpha z - Vt$ и используя метод последовательных приближений, в первом приближении определим \vec{v}_{ez} :

$$v_{ez} = -\frac{\alpha C_e^2}{V} \left(1 - \frac{\alpha^2 C_e^2}{2V^2} \right). \quad (12)$$

Используя переменную s , перепишем оператор, определенный соотношением (5), вводя новый оператор

$$\frac{d^0}{dt} \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_E \nabla = -V \left(\frac{\partial}{\partial s} - V_E \nabla \right) \equiv -V \hat{D}. \quad (13)$$

Окончательно перепишем уравнение (9) в виде

$$\widehat{D}(n_e + \frac{c_e^2}{\omega_{Be}^2} n_0 \Delta_{\perp} \Phi) - \frac{\alpha}{V} \nabla n_e \bar{v}_{ez} = 0. \quad (14)$$

Далее для получения эволюционного уравнения необходимо определить плотность электронов n_e . Для этого используем уравнение Пуассона для электростатического потенциала, которое запишем в виде

$$\Delta \Phi = \omega_{pe}^2 / C_e^2 (\tilde{n}_e - \tilde{n}_i), \quad (15)$$

где \tilde{n}_e , \tilde{n}_i обозначены волновые возмущения плотности электронов, ионов соответственно, $\omega_{pe}^2 = e^2 n_0 / \varepsilon_0 m_e$ – плазменная частота электронов. Из этого соотношения можно определить возмущение плотности электронов

$$\tilde{n}_e = (C_e^2 / \omega_{pe}^2) \Delta \Phi + \tilde{n}_i. \quad (16)$$

Затем возмущение плотности ионов определим из рассмотрения динамики ионов.

2.2. Динамика ионов

Для упрощения ограничимся рассмотрением формирования электронных структур, которые распространяются с высокими скоростями, поэтому движением ионов можно пренебречь, т.е. считать ионы неподвижными в поле электростатической структуры.

Кроме того, считаем ионы достаточно горячими и их динамику описываем функцией распределения с учетом неизотермичности, которая имеет вид [4]

$$f_i(v) = \frac{n_0}{(1+3\alpha)(2\pi v_i^2)^{\frac{1}{2}}} \left(1 + \alpha \left(\frac{v^2}{v_i^2} + 2\Phi \right)^2 \right) \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{v^2}{v_i^2} + 2\Phi \right) \right), \quad (17)$$

где $\Phi = \frac{e\varphi}{k_b T_i}$ нормализованный электростатический потенциал, $v_i = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}}$ –

тепловая скорость ионов, T_i – температура ионов, $v = v(v_x, v_y, v_z)$ – скорость ионов. Относительная плотность ионов, соответствующая распределению (17) имеет вид

$$\tilde{n}_i = \frac{n_i}{n_0} = (1 + \beta\Phi + \beta^2\Phi^2) \cdot e^{-\Phi}. \quad (18)$$

Здесь параметр $\beta = \frac{4\alpha}{1+3\alpha}$ определяет степень неизотермичности, n_0 – равновесная плотность электронов, и α произвольный параметр, определяющий форму функции распределения, которая может быть выбрана из эксперимента.

Заметим, что при значении $\beta = 0$, функция распределения частиц по скоростям соответствует максвелловской функции распределения, и,

соответственно, распределению Больцмана для плотности заряженных частиц. При значении $\beta \rightarrow 1$ функция распределения (17) описывает два пучка заряженных частиц, движущихся в противоположном направлении с одинаковой скоростью. Введение функции распределения ионов по скоростям позволяет исследовать различные возможные режимы формирования вихревых структур при различных физических условиях в магнитосфере Земли.

3. Эталонное эволюционное уравнение вихревых структур

Для исследования возможности возникновения вихревых скалярных структур рассмотрим простую модель двухкомпонентной плазмы. В уравнение, описывающее динамику электронов (14) подставим выражение для продольной скорости электронов (12) и выражение для возмущения плотности электронов (16). Далее, подставляя возмущение плотности ионов определенным соотношением (18), с точностью до членов второго порядка малости по потенциалу Φ , т.е. учитывая нелинейность второго порядка, путем несложных преобразований получим эволюционное уравнение для электростатического потенциала:

$$\hat{D}[\ln(n_0) + \frac{c_e^2}{\omega_{0e}^2} (1 + \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_{Be}^2}) \Delta_{\perp} \Phi] - a_1 \Phi + a_2 \Phi^2 = 0. \quad (19)$$

Здесь обозначено:

$$a_1 = 1 - \beta - \frac{\alpha^2 c_e^2}{V^2}, \quad (20)$$

$$a_2 = \frac{1}{2} - \beta + \beta^2 - \frac{\alpha^2 c_e^2}{V^2} (1 - \beta + \frac{\alpha^2 c_e^2}{2V^2})$$

При написании этого уравнения учли соотношение (13), а также при вычислении второго члена уравнения (14) было использовано условие $\hat{D} \approx \partial / \partial \eta$, что справедливо для продольного движения электронов.

Проанализируем эволюционное уравнение (19). Первый член уравнения (19) учитывает неоднородность плазмы – зависимость равновесной плотности заряженных частиц от координаты x , $n_{e0} = n_{i0} = n_0$. Второй член обусловлен поляризационным дрейфом электронов, которые предполагаем гидродинамическими. Коэффициент $\omega_{Be}^2 / \omega_{0e}^2$ определяет возможность локального отклонения от условия квазинейтральности плазмы, при выполнении условия $\omega_{0e} / \omega_{Be} \ll 1$ этот эффект несущественен, т.е. в случае не слишком плотной плазмы и большого магнитного поля можно считать плазму квазинейтральной. Нелинейность в уравнении (19) обусловлена членом порядка $\vec{v}_e \nabla \vec{v}_e$, т.е. является скалярной нелинейностью, которая возникает вследствие как продольного, так и поперечного движения холодных частиц (электронов). Также отметим, что неизотермичность ионов вносит свой вклад в нелинейный член соотношения (19) и учитывается в коэффициентах a_1 и a_2 .

3.1. Возможные решения эталонного уравнения

Основное уравнение (19) является эталонным уравнением вихревых структур, которое было получено для различных сред. Это уравнение описывает эволюцию электростатических вихревых структур в замагниченной плазме. Причем в плазме замагниченными являются холодные электроны, а ионы предполагаются горячими. В этом случае волновые возмущения являются низкочастотными по отношению к гирочастоте электронов $\omega \ll \omega_{Be}$. Также предполагается, что структуры формируются в плазме низкого давления, т.е. $\beta = 8\pi(T_e + T_i) / B_0^2$.

В этом случае возмущения можно считать потенциальными и $\vec{E} = -\nabla\phi$. Также возможно существование как длинноволновых $k^2\rho_e^2 \ll 1$ или $k^2\rho_i^2 \ll 1$, так и коротковолновых возмущений (ρ_e, ρ_i – радиусы Дебая для электронов, ионов).

Для получения эволюционного уравнения, описывающего ионную динамику (ионные структуры), в уравнении (19) следует сделать замену: $\Phi \rightarrow -e\phi / k_b T_e, c_e^2 \rightarrow c_i^2 = kT_e / m_i, \omega_{oe} \rightarrow \omega_{oi}, \omega_{Be} \rightarrow \omega_{Bi}$, соответственно изменяются коэффициенты a_1, a_2 . Перепишем уравнение (19), вводя параметр $\tilde{\rho}_e$:

$$\begin{aligned} \tilde{D}[ln(n_0) + \tilde{\rho}_e^2 \Delta_{\perp} \Phi] - a_1 \Phi + a_2 \Phi^2 &= 0, \\ \tilde{\rho}_e^2 &= \frac{c_e^2}{\omega_{oe}^2} \left(1 + \frac{\omega_{oe}^2}{\omega_{Be}^2}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

Применяя операцию векторного интегрирования [5, 6], уравнение (20) можно привести к виду

$$ln(n_0) + \tilde{\rho}_e^2 \Delta_{\perp} \Phi - a_1 \Phi + a_2 \Phi^2 = g(x - x_0).$$

Здесь функция $g(x - x_0)$ – произвольна и параметр x_0 определяется моделью среды, например, $x_0 = 0$.

В простейшем случае можно задать функцию $g(x)$ в виде

$$g(x) = ln(n_0) = const,$$

тогда уравнение (20) сводится к виду

$$\tilde{\rho}_e^2 \Delta_{\perp} \Phi - a_1 \Phi + a_2 \Phi^2 = 0, \quad (21)$$

$$\Delta_{\perp} \Phi - \tilde{a}_1 \Phi + \tilde{a}_2 \Phi^2 = 0. \quad (22)$$

Здесь обозначено: $\tilde{a}_1 = a_1 / \tilde{\rho}_e^2, \tilde{a}_2 = a_2 / \tilde{\rho}_e^2$.

Для электронных структур условие их существования сводится к условию

$$V^2 / c_e^2 \alpha^2 > 1 / (1 - \beta). \quad (23)$$

Решение солитонного типа в одномерном случае $\partial^2 / \partial^2 x \ll \partial^2 / \partial^2 \eta$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Phi(\eta) &= \Phi_0 ch^{-2}(k\eta / 2) \\ k &= \sqrt{\tilde{a}_1}, \quad \Phi_0 = 3\tilde{a}_1 / 2\tilde{a}_2. \end{aligned} \quad (24)$$

В двумерном случае уравнение (22) допускает цилиндрически симметричное решение $\Phi = \Phi(r)$, которое называется “круглым солитоном” и удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \tilde{a}_1 \Phi + \tilde{a}_2 \Phi^2 = 0.$$

Солитонные решения для магнитосферной плазме были исследованы в работах [1-4]. Кроме отдельного “круглого солитона” уравнения (22) имеет другие решения в виде более сложных двумерных структур. Так, например, этому уравнению удовлетворяет приближенное решение в виде двумерных цепочек солитонов, локализованных в поперечном направлении [6] (x – направление неоднородности среды),

$$\Phi(\eta) = \Phi_0 \text{ch}^{-2}(k\eta/2) \left[1 + \frac{\varepsilon \cos(\sigma kx/2)}{\text{ch}(k\eta/2)} \right]. \quad (25)$$

Общий вид решения уравнения (25) изображен на рис. 3-4.

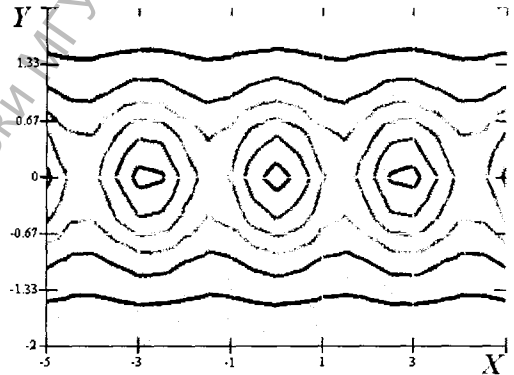
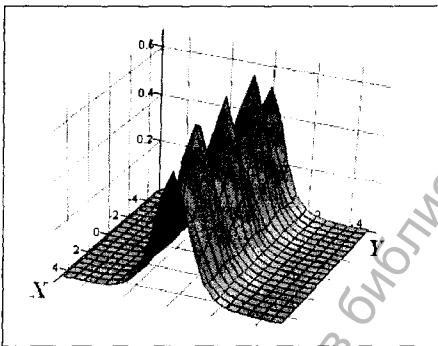


Рис. 2. Цепочка солитонов, вытянутых вдоль оси X при значениях параметров $\varepsilon = 0.3$, $\sigma = \sqrt{5}$, $X = kx/2$, $Y = k\eta/2$, $\Phi_0 = 3\tilde{a}_1/2\tilde{a}_2$

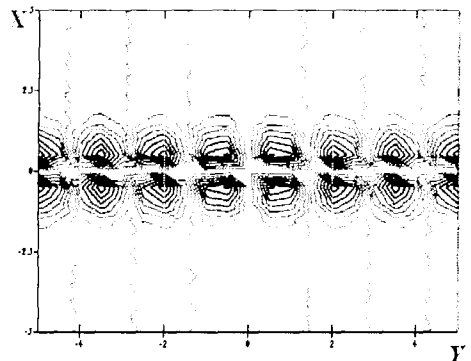
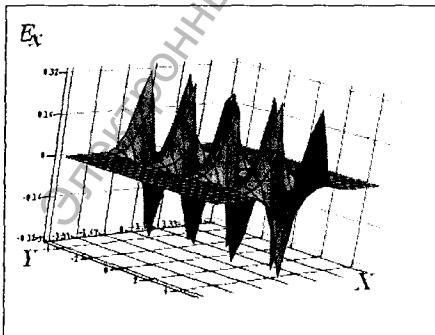


Рис. 3. Электростатическое поле E_x и E_y вихревой структуры при значениях параметров $\varepsilon = 0.3$, $\sigma = \sqrt{5}$, $X = kx/2$, $Y = k\eta/2$, $\Phi_0 = 3\tilde{a}_1/2\tilde{a}_2$

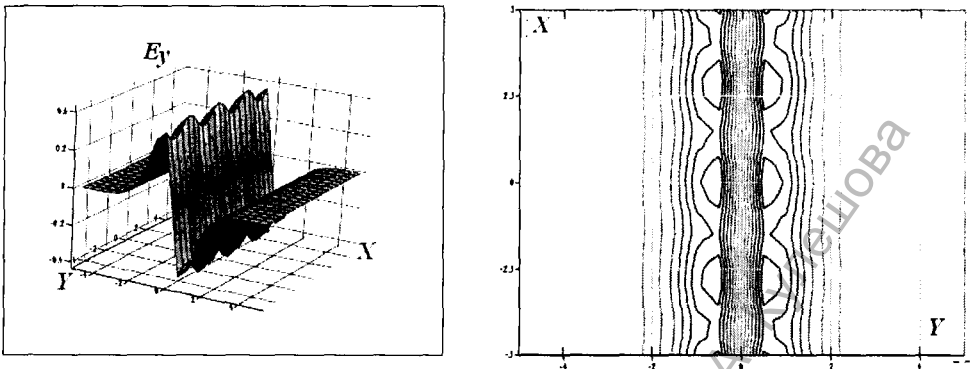


Рис. 3. Электростатическое поле E_x и E_y вихревой структуры при значениях параметров $\varepsilon=0.3$, $\sigma=\sqrt{5}$, $X=kx/2$, $Y=k\eta/2$, $\Phi_0=3\bar{a}_1/2\bar{a}_2$

3.2. Основные результаты исследования формирования вихревых структур при реальных физических условиях в магнитосферной плазме

Далее рассмотрим основные результаты проведенного анализа.

На достаточно далеком расстоянии от уединенной структуры, когда нелинейный член становится несущественным, уравнение (22) можно записать в виде

$$\Delta \Phi - \bar{a}_1 \Phi = 0.$$

Отсюда следует, что $\Phi \rightarrow 0$, при $r \rightarrow \infty$, если выполняется условие

$$\bar{a}_1 = a_1 / \bar{\rho}_e^2 > 0. \tag{25}$$

Это условия является условием существования электронных вихревых локализованных структур. Подставляя соотношение (20) получим:

$$1 - \beta - \frac{\alpha^2 c_e^2}{V^2} > 0. \tag{26}$$

Это условие накладывает ограничение на скорость движения вихревой структуры Z , V/α – фазовая скорость вдоль направления магнитного поля, хотя структура движется под углом к магнитному полю, $\alpha = k_z/k_\perp \ll 1$. При косом распространении почти перпендикулярно направлению магнитного поля $k_z/k_\perp \leq m_e/m_i$. Условие (26) запишем в виде

$$V > \alpha c_e \sqrt{1 - \beta}. \tag{27}$$

Масштаб одномерной структуры и его амплитуду определим, используя соотношения (20), (23):

$$L_e \approx \frac{c_e^2}{\omega_{0e}^2} \left(1 + \frac{\omega_{0e}^2}{\omega_{Be}^2}\right) / \sqrt{a_1}, \quad \Phi_0 = \frac{3a_1}{2a_2}. \tag{28}$$

Из этого соотношения видно, что масштаб структуры определяется параметрами магнитосферы ω_{Be}^2 и ω_{0e}^2 , т.е. значением фоновой плотности

электронов и величиной магнитного поля Земли n_{0e} и B_0 . Максимальное значение электростатического потенциала соответственно определится: отношением коэффициентов a_1 и a_2 . Заметим, что знак электростатического потенциала, при $a_1 > 0$ определится знаком коэффициента a_2 , то есть возможны электростатические структуры, как с положительным, так и с отрицательным потенциалом, что определяется параметрами плазмы.

Проведем оценки параметров вихревых одномерных электростатических структур. Для параметров магнитосферы, соответствующим экспериментам в магнитосфере Земли [2, 7]:

$T_e = 3500 K^0$, $T_i = 1500 K^0$, $n_0 = 10^{61}/m^3$, $B_0 = 5 \times 10^{-8} \omega_{0e} = 5.6 \times 10^{41}/s$, $\omega_{0i} = 1.3 \times 10^{31}/s$ и, далее вычисляя по этим значениям все величины, входящие в формулы (27), (28), получаем соответственно значения тепловых скоростей $v_{te} = 2.3 \times 10^5 m/s$, $v_{ti} = 3.5 \times 10^3 m/s$; гирочастот – $\omega_{Be} = 8.7 \times 10^{31}/s$, $\omega_{Bi} = 4.781/s$, радиусов Дебая $r_{De} = 4.08 m$, $r_{Di} = 2.67 m$ и гирорадиусов электронов и ионов, соответственно, $r_{Be} = 735 m$, $r_{Bi} = 26.2 m$.

Используя соотношение (23), можно определить возможные скорости движения как электронных, так и ионных структур. Заметим, что для ионных структур в уравнение (22) сделать замену $\Phi \Rightarrow -\Phi$, а также заменить коэффициенты a_1 и a_2 , заменяя электронные параметры аналогичными параметрами для ионов.

$$l_i \approx \frac{c_{vi}^2}{\omega_{0i}^2} \left(1 + \frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Bi}^2}\right) / \sqrt{a_1}.$$

Результаты расчетов изображены на рис.4.

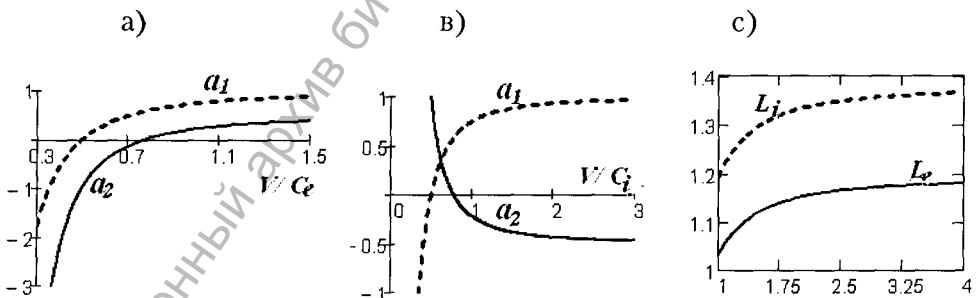


Рис. 4. Сравнение параметров электронных и ионных структур:
 а) – коэффициенты a_1 и a_2 для электронной структуры;
 в) – коэффициенты a_1 и a_2 для ионной структуры;
 с) – масштабы одномерных электронных и ионных структур, вычисленные по формуле (28) и $L_i = l_i/20$

3.3. Основные выводы

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. Формирование электронных и ионных структур возможно при определенных скоростях их движения, что следует из условия $a_1 > 0$. Из

рис. 4а и рис. 4в видно, что существует определенная область скоростей V/C_e или V/C_i , при которых такие структуры возможны.

2. Если удовлетворяются условия $a_1 > 0$ и $a_2 > 0$, то формируется структура с положительным потенциалом. Однако, если $a_1 > 0$, но $a_2 < 0$ (при этом ни a_1 , ни a_2 не должны равняться нулю), то в этом случае формируется структура с отрицательным потенциалом. Из рассмотрения рис. 4а и 4в следует, что для электронных структур существует достаточно широкая область значений скоростей, при которых возможны структуры с положительным потенциалом, но очень узкая область значений с отрицательным потенциалом. Для ионных структур ситуация противоположна, в основном, формируются структуры с отрицательным потенциалом.

3. Из анализа коэффициентов эволюционного уравнения (22) можно оценить масштабы одномерных и из соотношения (25) двумерных вихревых структур. Из рис. 4с. видно, что масштаб ионной структуры порядка $(1.2-1.4)r_{Di}$ и для электронной порядка $(1-1.2)r_{De}$, ($r_{De} = 4.08m$, $r_{Di} = 2.67m$ в выбранной модели). Таким образом, делаем вывод, что масштаб ионных структур значительно больше соответствующего масштаба для электронной вихревой структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Volosevich, A.V.** Theoretical model and experimental diagnostics of nonlinear electrostatic structures in space plasma / A.V. Volosevich, C.-V. Meister // *Advances in Space Research*, 2006. – Vol. 37. – P. 569-575.
2. Experimental study of nonlinear interaction of plasma flow with charged thin current sheets: 2. Hall dynamics, mass and momentum transfer / S.V. Savin [et al] // *Nonlinear Processes Geophys.*, 2006. – Vol. 13. – P. 1-16.
3. **Volosevich, A.V.** Theoretical models of the spatially limited electrostatic structures and experiments in the auroral magnetosphere / A.V. Volosevich, Yu.I. Galperin // *Advances in Space Research*. – 2002. – Vol. 30. – P. 1677-1680.
4. **Волосевич, А.В.** Формирование нелинейных электростатических структур в авральной магнитосфере / А.В. Волосевич // *Вестник МГУ им. А.А. Кулешова*. – 2006. – № 4. – С. 230-242.
5. **Михайловский, А.Б.** Цепочки солитонов Россби и градиентных солитонов / А.Б. Михайловский, В.Р. Кудашев, В.П. Лахин // *Письма в ЖЭТФ*. – 1984. – Т. 40. – Вып. 7. – С. 273-275.
6. **Абурджания, Г.Д.** Самоорганизация нелинейных вихревых структур и вихревой турбулентности в диспергирующих средах / Г.Д. Абурджания. – М.: Комкнига, 2006. – С. 326.
7. **Piskett, J.S.** Electrostatic solitary waves in current layer from CLUSTER observations / J.S. Piskett, L.J. Chen // *Nonlinear Processes Geophys.* – 2009. – Vol. 16. – P. 431-442.
8. **Захаров, В.Е.** О трехмерных солитонах / В.Е. Захаров, Е.А. Кузнецов // *ЖЭТФ*. – 1974. – Т. 66. – № 2. – С. 102.
9. **Pottelette, R.** Modulated electron acoustic waves in auroral density cavities: FAST observations / R. Pottelette, R.E. Ergun, R.A. Treumann // *Geophys. Res. Lett.* – 1999. – Vol. 26. – № 16. – P. 2629-2632.