

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ СТРУКТУРЫ ПЛОТНОСТЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АВРОРАЛЬНОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ ОБЛАСТИ МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассматривается одномерная теория формирования электростатических солитонных структур и связанных с этими структурами плотностей заряженных частиц. На основе магнитогидродинамической системы уравнений рассчитаны две теоретические модели и исследовано параметрическое пространство, в котором возможно формирование одномерных солитонных структур. Показано, что учет неизотермических электронов, играет определяющую роль и может приводить к образованию как солитонных структур сжатия, так и структур разрежения.

Приведены примеры численного моделирования электростатических структур для многокомпонентной плазмы применительно к условиям в различных областях магнитосферы. Результаты теоретических моделей применяются при интерпретации экспериментальных результатов, получаемых в космических экспериментах на ракетах и спутниках, например, INTERBALL, CLUSTER.

1. Введение

В настоящее время в космических экспериментах на ракетах и спутниках с помощью техники с высоким разрешением в различных областях магнитосферы Земли были обнаружены нелинейные локализованные структуры [1-9]. В этих экспериментах были зарегистрированы солитонные структуры, связанные с потоками заряженных частиц. Эти нелинейные электростатические структуры играют важную роль в физических процессах, происходящих в магнитосферной плазме, и могут приводить к ускорению заряженных частиц, которые вызывают комплекс явлений в авроральной ускоряющей области.

В настоящей работе исследуются возможные механизмы формирования нелинейных локализованных структур. На основе одномерной магнитогидродинамической теории, развитой в работах [10-12], исследуются две теоретические модели формирования ионно-звуковых (IAS) и электронно-звуковых (EAS) солитонных структур. Для этого в настоящей работе исследуются две теоретические модели: Модель А, в которой наличие пучка ионов приводит к возникновению медленных солитонных структур, движущихся со скоростями порядка скорости звука, а в Модели В присутствие пучка электронов приводит к формированию быстрых солитонных структур, которые движутся со скоростями порядка тепловой скорости электронов.

Целью работы является:

- а) исследовать параметрическое пространство, в котором возникают мелкомасштабные электростатические структуры;
- б) выявить роль эффектов неизотермичности электронов в процессе формирования электростатических структур;
- в) исследовать связь структур электростатического потенциала со структурами плотности пучков заряженных частиц;
- г) сравнить свойства ионно-акустических и электронно-акустических структур и сравнить их параметры.

2. МГД теория формирования электростатических структур в многокомпонентной плазме

Исследуем влияние неизотермичности плазмы на условия формирования нелинейных электростатических структур. Для этого рассмотрим две модели плазмы. В Модели А учтем неизотермические электроны, а в Модели В – неизотермические ионы.

Модель А. Предполагаем, что плазма состоит из следующих популяций заряженных частиц:

- 1) Горячие неизотермические электроны, которые описываются следующей функцией распределения:

$$f_c(v) = \frac{n_0}{(1 + 3\alpha)(2\pi v_{te}^2)^{1/2}} \left(1 + \alpha \left(\frac{v^2}{v_{te}^2} - 2\Phi \right)^2 \right) \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{v^2}{v_{te}^2} - 2\Phi \right) \right), \quad (1)$$

где $\Phi = \frac{e\varphi}{kT_e}$ нормированный электростатический потенциал, $v_{te} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$ – тепловая скорость электронов, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов, $v = v_x, v_y, v_z$ – скорость электронов. После интегрирования (1) для относительной плотности электронов, получаем:

$$\tilde{n}_e = \frac{n_e}{n_{0e}} = (1 - \beta\Phi + \beta^2\Phi) \cdot e^{\Phi}, \quad (2)$$

здесь $\beta = \frac{4\alpha}{1+3\alpha}$, n_{0e} – равновесная плотность электронов, и α произвольный параметр, определяющий форму функции распределения, которая может быть выбрана из эксперимента

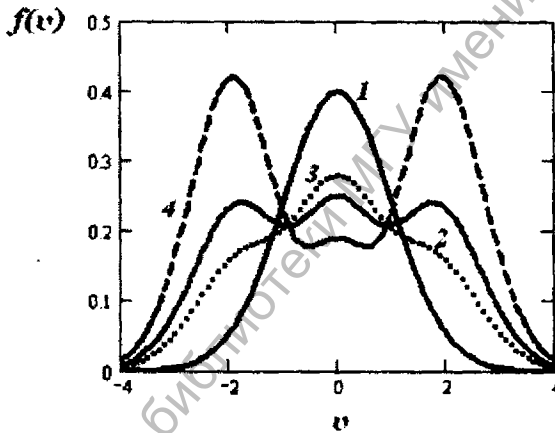


Рис. 1. Функция распределения неізотермических электронов для различных значений параметра β : 1 – $\beta = 0$, 2 – $\beta = 0,5$, 3 – $\beta = 0,7$, 4 – $\beta = 1$

Из этого рисунка видно, что при значении $\beta \rightarrow 0$ функция распределения частиц по скоростям соответствует равновесной максвелловской функции распределения, и, соответственно, распределению Больцмана для плотности заряженных частиц (2). При значении $\beta \rightarrow 1$ функция распределения (1) описывает два пучка заряженных частиц, движущихся в противоположном направлении с одинаковой скоростью.

2) Холодные магнитогиродинамические ионы с температурой T_i^c ($\sigma_i = T_i^c / T_e$) и потоковой скоростью V_{Oz}^i (холодный ионный пучок), их динамика описывается магнитогиродинамической системой уравнений [12-13].

Для одномерного движения вдоль направления магнитного поля из системы МГД уравнений можно получить аналитическое выражение для плотности

заряженных частиц сорта α , полагая $S = x - Mt$, $M_\alpha = \frac{V}{vT_\alpha}$ – относительная

скорость движения структуры (число Маха) и $n_0 = n_{0i} = n_{0e}$, $v_{T\alpha}$ – тепловая скорость частиц сорта α , тогда относительная плотность ионов и электронов ($\alpha = i, e$) определится отношением:

$$N_{\alpha}(\Phi, M_{\alpha}, \sigma_{\alpha}) = \frac{1}{2\sqrt{3\sigma_{\alpha}}} \left[\left\{ (M_{\alpha} + \sqrt{3\sigma_{\alpha}})^2 - 2K_{\alpha}\Phi \right\}^{1/2} \pm \left\{ (M_{\alpha} - \sqrt{3\sigma_{\alpha}})^2 - 2K_{\alpha}\Phi \right\}^{1/2} \right]. \quad (3)$$

Для выбранной модели плазмы уравнение Пуассона примет вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dS^2} = (1 - \beta\Phi + \beta^2\Phi^2)e^{\Phi} - N_i \quad (4)$$

и, вводя псевдопотенциал,

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial S} \right)^2 = -U(\Phi).$$

Соответственно для *Модели А*, путем интегрирования (4) получаем псевдопотенциал Сагдеева соответствующий уравнению (4)

$$U(\Phi) = - \left[(1 - 3\beta\Phi + 3\beta + \beta\Phi^2)e^{\Phi} - (1 + 3\beta) \right] - \left(3\sigma_i M_i^6 \right)^{1/4} \left[e^{\pm \left(\frac{-y_i}{2} \right)} + \frac{1}{3} e^{\pm \frac{3}{2} y_i} \right] + C. \quad (5)$$

Здесь обозначено: $y_i = \text{Arcosh} \left(a_i / \sqrt{12\sigma_i M_i^2} \right)$, $k_i = 1$, $k_e = -1$, $\alpha_i = M_i^2 + 3\sigma_i - 2\Phi$.

Уравнение (5) определяет профиль электростатической солитонной структуры ионно-акустического типа (IAS).

Модель В. Далее рассмотрим модель двухкомпонентной плазмы с неизо-термическими ионами и электронным пучком. Предполагаем наличие двух популяций заряженных частиц:

1. Горячие неизо-термические электроны, которые описываются функцией распределения, соответствующей уравнению (1) с параметром β , v_{Ti} – тепловая скорость ионов и $\tilde{\Phi} = -\frac{e\varphi}{kT_i}$, T_i – температура ионов, k – постоянная Больцмана. Для плотности ионов путем интегрирования получаем соотношение:

$$\tilde{n}_i = \frac{n_i}{n_{0i}} = \left(1 + \beta\Phi + \beta^2\Phi^2 \right) e^{-\Phi}, \quad (6)$$

$$\Phi = -\frac{e\varphi}{kT_i}.$$

2. Пучок холодных электронов с температурой $\sigma_e = T_e/T_i$, динамика которого описывается системой МГД уравнений. Для этой модели плазмы получаем уравнение аналогичное уравнению (5):

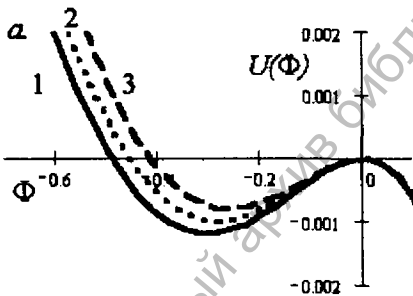
$$U(\Phi) = - \left[\left(1 - 3\beta\Phi + 3\beta + \beta\Phi^2 \right) e^{-\Phi} - (1 + 3\beta) \right] - \left(3\sigma_e M_e^6 \right)^{1/4} \left[e^{\pm \left(-\frac{y_e}{2} \right)} + \frac{1}{3} e^{\pm \frac{3}{2} y_e} \right] + C, \quad (7)$$

Здесь обозначено: $y_e = \text{Arcosh} \left(a_e / \sqrt{12\sigma_e M_e^2} \right)$, $\alpha_e = M_e^2 + 3\sigma_e - 2\Phi$.

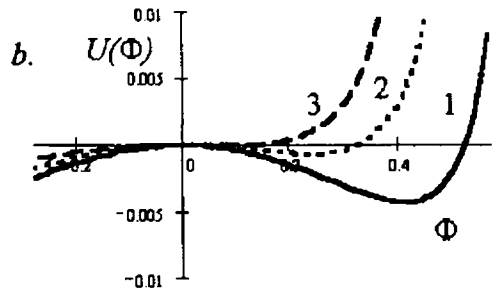
Соотношения (5), (7) определяет параметрическое пространство параметров β, σ_e, M_e , в котором возможно формирование быстрых электронно-акустических солитонных структур.

3. Численное моделирование электростатических структур в неизотермической плазме

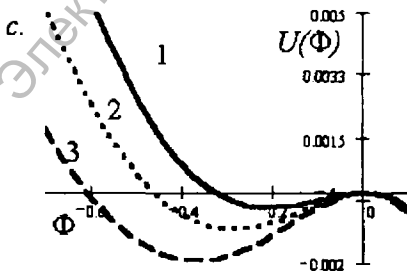
Используя описание изотермических электронов функцией распределения (1), для модели А плазмы был рассчитан псевдопотенциал $U(\Phi)$ в широкой области плазменных параметров: σ_i – относительная температура ионов, M – относительная скорость движения структуры, β – параметр неизотермичности плазмы. На рис. 2, 3, 4 изображены результаты численного моделирования модели А.



1- $\beta=0.7, \sigma_i=0.01, M_i=2.2$;
2- $\sigma_i=0.05$, 3- $\sigma_i=0.1$.



1- $\beta=0.4, \sigma_i=0.04, M_i=1.42$;
2- $\sigma_i=0.07$; 3- $\sigma_i=0.1$.



1- $\beta=0.7, \sigma_i=0.04, M_i=2.1$;
2- $M_i=2.2$; 3- $M_i=2.3$.

Рис. 2. Псевдопотенциал Сагдеева для модели А: зависимости от относительной температуры ионов σ_i – а) – для структур разрежения, – б) – для структур сжатия; зависимости от относительной скорости ионного пучка M_i – с) – солитоны разрежения

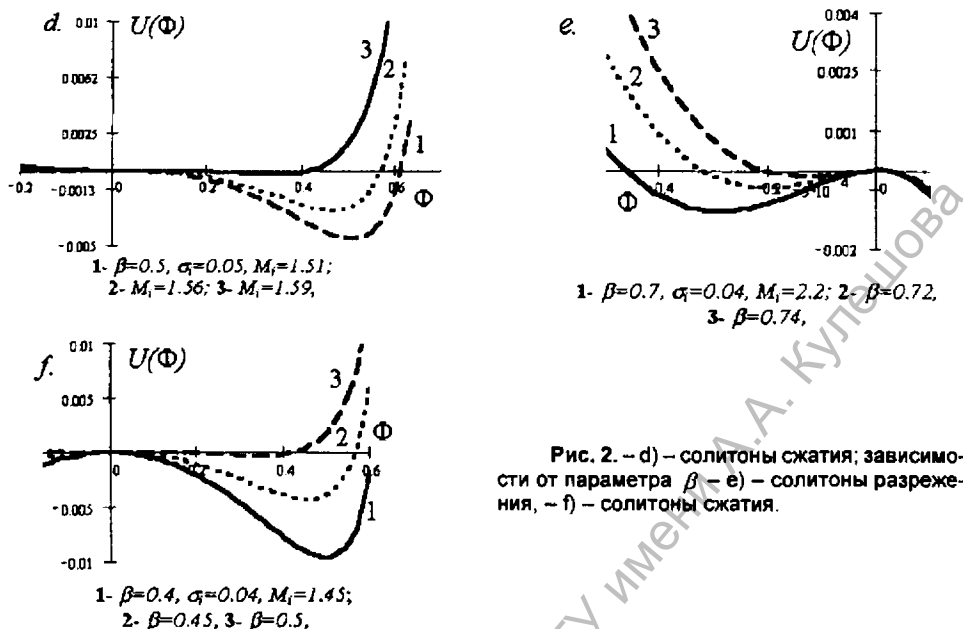


Рис. 2. – d) – солитоны сжатия; зависимости от параметра β – e) – солитоны разрежения, – f) – солитоны сжатия.

Для Модели А рассчитан фазовый портрет и волновые формы, которые изображены на рис. 3.

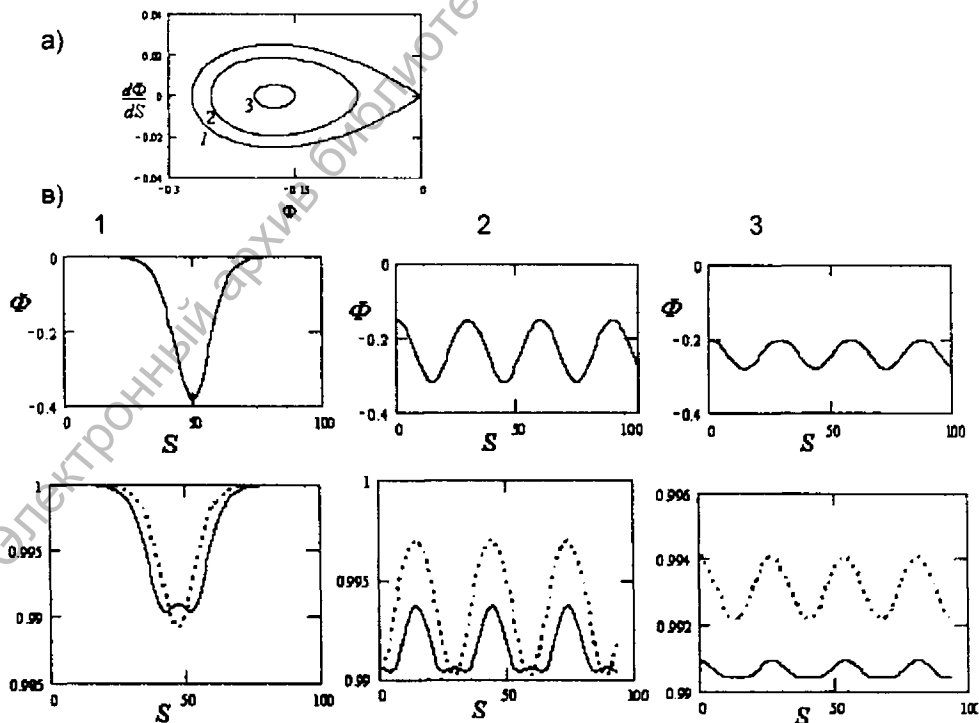


Рис. 3. Фазовый портрет (а), волновая форма в), распределение концентраций заряженных частиц N_0 (сплошная линия), N_1 (пунктирная линия), в поле солитона разрежения (1), кноидальных волн (2, 3); для параметров плазмы $\beta=0,89, \sigma=0,05, M_1=5,02$

Результаты численного моделирования зависимости параметров солитонной структуры от степени неизотермичности β изображены на рис. 4.

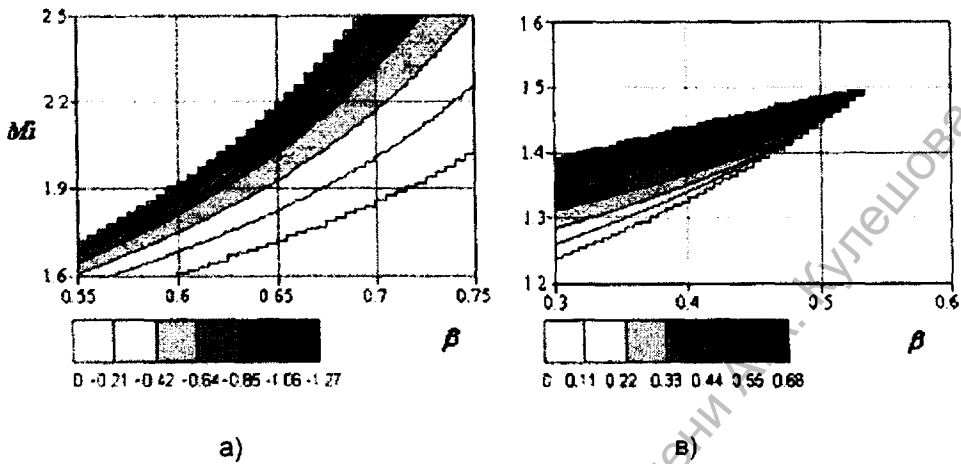


Рис.4. Область существования солитонов разрежения а) и сжатия в) в параметрическом пространстве $M_1, \beta, \sigma = 0,04$.

На нижней панели рис. 4 изображены амплитуды структур а) разрежения, в) сжатия.

Из результатов численного расчета можно сделать вывод, что в зависимости от значения параметра β существуют две отдельные параметрические области, в которых возможно формирование солитонных структур сжатия ($\Phi \geq 0$) для меньших значений $0 < \beta < 0,5$ и солитонных структур разрежения ($\Phi \leq 0$) для значений $1 > \beta > 0,7$. (рис. 2 а-ф).

Также из рис. 2 а и 2 в можно заключить, что с возрастанием относительной температуры ионов σ амплитуда солитонной структуры, как сжатия, так и разрежения уменьшается. Также следует отметить, что с увеличением относительной скорости движения структур M_1 амплитуда структур и сжатия и разрежения увеличивается (рис. 2 с, d). С ростом параметра β амплитуды обоих типов структур уменьшаются (рис. 2 е, f).

Далее для β были рассчитаны характеристики солитонных структур разрежения. На рис. 3 изображен фазовый портрет а), волновые формы и распределение плотности электронов и ионов для определенных параметров плазмы в). Также для выяснения роли неизотермичности плазмы изучалось параметрическое пространство, в котором возможно формирование структур разрежения и сжатия. Эти зависимости изображены на рис. 4 при конкретных значениях параметров M_1, σ .

Из этих зависимостей можно заключить, что для области значений $0 < \beta < 0,5$, структуры распределения плотности заряженных частиц почти повторяют волновую форму электростатической структуры, однако для больших значений $\beta > 0,3$ распределение плотности электронов существенно отличается от волновой формы потенциальной структуры рис. 3 в, однако распределение плотности ионов повторяет форму этой структуры.

Результаты численного моделирования для электронно-акустических структур для Модели В изображены на рис. 5, 6. На рис. 5 а), б) изображены зависимости квазипотенциала от параметра неизотермичности ионов. Из этих рисун-

ков можно видеть, что при небольшой степени неізотермичности $0 \leq \beta < 0,4$ возможно формирование солитонных структур с отрицательным значением потенциала (структуры разрежения, рис. 5 а), а при высокой степени неізотермичности формируются структуры с положительным значением потенциала (рис. 5 б).

Изменение параметрического пространства в зависимости от относительной температуры электронов (параметр σ) показано на рис. 6.

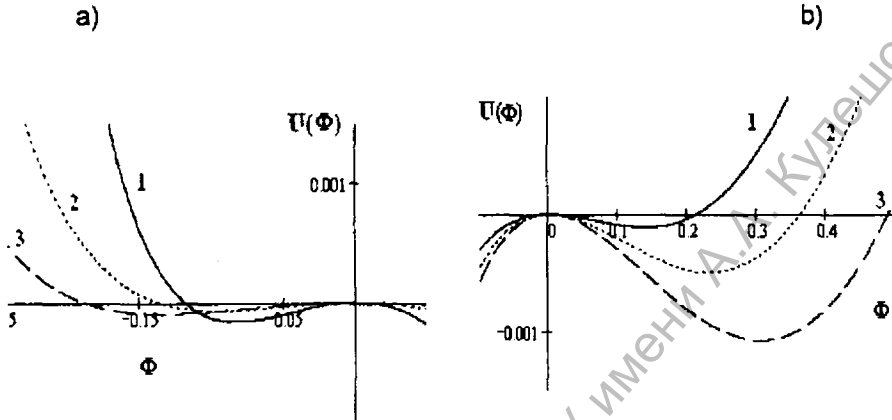


Рис. 5. а) электронно-акустические структуры разрежения при значениях параметра $0 < \beta < 0,4$ и $\sigma = 0,1$; кривая 1 – $\beta = 0$ $M_e = 1,2$; кривая 2 – $\beta = 0,3$ $M_e = 1,35$; кривая 3 – $\beta = 0,4$ $M_e = 1,43$; в) электростатические структуры сжатия при значениях параметра $0,5 < \beta < 1$ и $\sigma_e = 0,1$; кривая 1 – $\beta = 0,65$ $M_e = 1,95$; кривая 2 – $\beta = 0,75$ $M_e = 2,35$; кривая 3 – $\beta = 0,85$ $M_e = 3,2$.

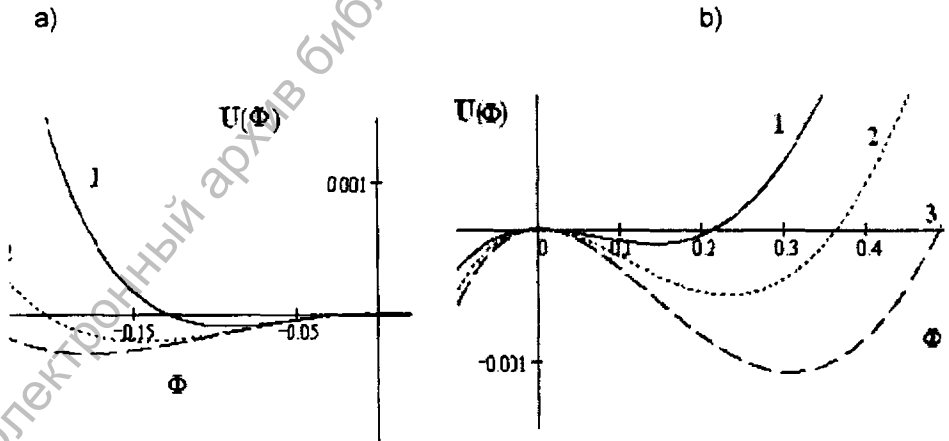


Рис. 6. а) электростатические структуры разрежения при значениях параметра $\beta = 0,3$; кривая 1 – $\sigma = 0,2$ $M_e = 1,47$; кривая 2 – $\sigma = 0,05$ $M_e = 1,3$; кривая 3 – $\sigma = 0,01$ $M_e = 1,25$. б) электростатические структуры сжатия при значениях параметра $\beta = 0,65$ и $M_e = 1,95$; кривая 1 – $\sigma = 0,2$; кривая 2 – $\sigma = 0,1$; кривая 3 – $\sigma = 0,01$.

Заметим, что аналогичные закономерности найдены и для ионно-акустических структур (рис. 2). Исследование параметрического пространства для формирования ионно-акустических структур показало, что с возрастанием па-

раметра β расширяется область в сторону больших значений скоростей движения структур с отрицательным потенциалом, однако такая область сужается для структур с положительным потенциалом.

4. Основные выводы и обсуждение результатов

На основе квазигидродинамической теории проведено численное моделирование процессов формирования электростатических солитонных структур в двухкомпонентной плазме с неизотермическими электронами или ионами.

Рассмотрены две теоретические модели с пучками заряженных частиц с учетом неизотермичности плазмы. В работах [10-13] было показано, что в плазме с электронным пучком формируются быстрые потенциальные структуры с отрицательным потенциалом, (EAS) а в плазме с ионным пучком – медленные структуры с положительным потенциалом (IAS).

Из результатов проведенного исследования можно заключить, что учет неизотермичности плазмы может изменить эту закономерность. В экспериментах по исследованию магнитосферы Земли возможно наблюдение медленных солитонных структур (ионно-акустические структуры), а также быстрых (электронно-акустических структур) как с положительным, так и с отрицательным потенциалом.

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. При наличии холодных электронов или ионов в неизотермической плазме возможно формирование как медленных ионно-акустических структур (IAS), которые движутся со скоростями, близкими к скоростям ионного звука, так и быстрых электронно-акустических структур типа (EAS), движущихся со скоростями, близкими к тепловым скоростям электронов.

2. Неизотермичность плазмы играет определяющую роль при формировании солитонных структур в космической плазме.

3. Из результатов численного моделирования следует, что при значении параметра неизотермичности $1 > \beta > 0.4$ существует достаточно широкая область параметрического пространства $1 > \beta > 0.4$ зрой возможно формирование электростатических структур как разрежения, так и сжатия в плазме как с электронным, так и с ионным пучком.

4. При определенных параметрах магнитосферной плазмы возможно формирование нелинейных солитонных структур различного типа: кноидальные волны и солитоны разрежения и сжатия.

5. В зависимости от значения параметра неизотермичности β существуют две отдельные области параметрического пространства, в котором существуют структуры разрежения и сжатия с различными скоростями движения.

6. Полученные численные результаты применяются как к расчету трехмерных теоретических моделей, так и к интерпретации экспериментальных данных, получаемых в космических экспериментах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта INTAS No- 03-51-4872.

ЛИТЕРАТУРА

1. Electron-acoustic solitons in an electron-beam plasma system / M. Berthomier [et.al.] // *Physics of Plasmas*. – 2000. – Vol. 7, № 7. – P. 2987-2994.
2. Solitary potential structures associated with ion and electron beams near 1Re altitude / S.R. Bounds [et.al.]// *J. Geophys. Res.* – 1999. – Vol. 104, № A12. – P. 26709-28717.
3. Comparisons of Polar satellite observations of solitary wave velocity in the plasma sheet boundary and the high-altitude cusp to those in the auroral zone / C. Cattell [et.al.] // *Geophys. Res. Lett.* – 1999. – Vol. 26. – P. 425-428.

4. **Dey, M.** Theory of small-amplitude modified electron acoustic double layer and solitary waves in a multicomponent plasma / M. Dey, K.S. Goswami, S. Bujarbar // *Physica*. – 1988. – Vol. 152. – P. 385-396.
5. **Dombeck, J.** Observed trends in auroral wave structure characteristics using data from Polar / J. Dombeck, C. Cattel, J. Crumley // *J. Geophys. Res.* – 2001. – Vol.106, № A5. – P.19013-19023.
6. FAST satellite observations of electric field structures in the auroral zone/ R.E. Ergun [et.al.] // *Geophys. Res. Lett.* – 1998. – Vol. 25. – P. 2025-2028.
7. Properties of fast solitary structures / R. E. Ergun [et.al.] // *Nonlinear processes in Geophysics*. – 1999. – Vol. 6. – P. 187-194.
8. On the perpendicular scale of electron phase-space holes / J. R. Franz [et.al.] // *Geophys. Res. Lett.* – 2000. – Vol. 27. – P. 169-172.
9. Electrostatic Solitary waves (ESW) in the magnetotail BEN wave forms observed by GEOTAIL / H. Matsumoto // *Geophys. Res. Lett.* – 1994. – Vol. 21. – P. 2915.
10. **Mozer, F.S.** Direct observation of large, quasistatic, parallel electric fields in the auroral acceleration region / F.S. Mozer, C.A. Kletzing // *Geophys. Res. Lett.* – 1998. – Vol. 25, №10. – P. 1629-1632.
11. Solitary waves observed in the auroral zone: the Cluster multi-spacecraft perspective / J.S. Pickett [et.al.] // *Nonlinear Pros. In Geophys.* – Vol.11. – P. 183-196.
12. **Volosevich, A.V.** Localized nonlinear electrostatic structures in the magnetosphere / A.V. Volosevich, F.M. Truhachev, Yu.I. Galperin // *International J. of geomagnetism and Aeronomy*. – 2004. – Vol.4. – № 3.
13. **Volosevich, A.V.** Nonlinear electrostatic waves and moving localized structures in the outer plasmasphere and auroral magnetosphere /A.V. Volosevich, Yu.I. Galperin // *Cosmic Research (English version of Kosmich. Issled.)*. – Vol. 38. – P. 514-525.
14. **Volosevich, A.V.** Theoretical models of the spatially limited electrostatic structures and experiments in the auroral magnetosphere / A.V. Volosevich, Yu.I. Galperin, F.M. Truhachev, // *Advances in Space Research*. – 2002. – Vol.30. – № 7. – P. 1677-1680.