

A 01.04.02  
0-743

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ  
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Դավիդ Արկադիի Օսիպյան

ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ՄԻԿՐՈՂԱՇՏԵՐԻ ԵՎ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱԼԵՐԻ  
ԴՆԱՄԻԿԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

01. 04. 02 – « Տեսական ֆիզիկա » մասնագիտությամբ  
ֆիզիկա-մաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի  
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

Ս ե ղ մ ա գ ի թ

ԵՐԵՎԱՆ – 2010

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ  
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Осипян Давид Аркадьевич

К ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННЫХ МИКРОПОЛЕЙ И ДИНАМИКИ  
ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук  
по специальности 01. 04. 02 – "Теоретическая физика"

Е Р Е В А Ն – 2010

Ատենախոսության թեման հաստատվել է ՀՀ ԳԱԱ Ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտում

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզ. մաթ. գիտությունների դոկտոր, Հ.Բ. Ներսիսյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզ. մաթ. գիտությունների դոկտոր, պրոֆեսոր Հ.Կ. Ավետիսյան  
ֆիզ. մաթ. գիտությունների դոկտոր Յու.Պ. Մալաթյան

Առաջատար կազմակերպություն՝ Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Պաշտպանությունը տեղի կունենա 2010 թ. հունիսի 1-ին ժամը 13:30-ին Երևանի պետական համալսարանի 046 Մասնագիտական խորհրդի նիստում, Հասցեն՝ 0025, Երևան, Ա. Մանուկյան փ. 1, ԵՊՀ

Սեղմագիրն առաքվել է 2010 թ. ապրիլի 30-ին

046 Մասնագիտացված խորհրդի գիտական քարտուղար, ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր՝ *Ս. Մանուկյան* Ա.Ա. Մահարյան

Тема диссертации утверждена в Институте радиофизики и электроники НАН РА

Научный руководитель՝ доктор физ.-мат. наук, Г.Б. Нерсисян

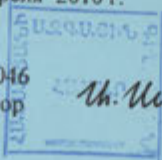
Официальные оппоненты՝ доктор физ.-мат. наук, профессор Г.К. Аветисян  
доктор физ.-мат. наук Ю.П. Малакян

Ведущая организация՝ Ереванский физический институт

Защита состоится 1-ого июня 2010 г. в 13:30 часов на заседании Специализированного совета 046 при Ереванском государственном университете по адресу: 0025, Ереван, ул. А. Манукяна 1, ЕГУ.

Автореферат разослан 30 апреля 2010 г.

Ученый секретарь Специализированного совета 046 доктор физ.-мат. наук, профессор



*Ս. Մանուկյան*

А.А. Саарян

2317-2010

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Процесс расширения плазмы с большой плотностью энергии в фоновую замагниченную плазму, сопровождающегося образованием диамагнитной каверны, исследовался в ряде экспериментов в лабораторных и космических условиях. Подобные явления связаны с формированием гелиопаузы, при этом солнечный ветер уносит магнитное поле от Солнца, что приводит к возмущению межзвездной среды и отклонению космических лучей. Другими примерами сжимающихся или расширяющихся полей служат выбросы корональной массы, солнечные вспышки, формирование хвоста магнитосферы Земли. Начиная с 60-х годов проводилось множество экспериментов по процессам в расширяющейся плазме в лабораторных и космических условиях. Однако, природа расширения плазмы и магнитного поля в указанных процессах полностью не выяснена, а связь с общей картиной формирования диамагнитной каверны в настоящее время не установлена.

Процесс расширения плазмы, изучаемый в лабораторных и космических условиях, во многих случаях может рассматриваться как бесстолкновительный. Тогда поведение плазмы определяется коллективными процессами-взаимодействием частиц через электромагнитное поле. В рассматриваемой в диссертации задаче разлета плазменного облака, ионы плазмы слабо замагничены. Поэтому для их описания используются кинетические уравнения, которые решаются с помощью метода частиц. Для описания движения сильно замагниченных электронов используется гидродинамическое приближение. В данной работе с помощью кинетико-гидродинамического (гибридного) моделирования исследована динамика взаимодействия плазменных потоков в магнитном поле в двумерной аксиально-симметричной постановке.

Вследствие эффекта Штарка, стохастические электрические микрополя, создаваемые заряженными частицами, влияют на оптические и термодинамические свойства плазмы. Изменяются профили спектральных линий (уширение и сдвиг) и существенно снижается порог ионизации атомов и ионов, помещенных в плазму. Сравнение экспериментальных и теоретических характеристик ширины и формы штарковского уширения спектральных линий широко используется в диагностике плазмы.

При определенных допущениях наблюдаемые формы спектральных линий однозначно определяются статистическим распределением плазменного микрополя в точке нахождения излучающего примесного атома или иона (излучателя). Таким образом, в рамках такого квазистатического приближения задача сводится к определению функции распределения низкочастотной составляющей стохастических электрических полей, которые главным образом определяются распределением тяжелых частиц, то есть ионов, тогда как электроны мгновенно приспосабливаются к конфигурации ионов.

До сих пор в большинстве работ исследовалась электронная или ионная однокомпонентная плазма без учета притягивающего взаимодействия между электронами и ионами. Однако, такой подход оправдан только в случае слабокоррелированной плазмы, для которой влияние высокочастотных (электронных) и низкочастотных (ионных) микрополей на спектроскопические и термодинамические свойства плазмы можно рассмотреть независимо друг от друга. В настоящее время эксперименты по лазерной плазме характеризуются сильными взаимодействиями между частицами плазмы и, следовательно, полное микрополе, из-за нелинейных эффектов, может сильно отличаться от суперпозиции ионных и электронных микрополей.

**Цель работы** состоит в исследовании следующих задач:

1. Аналитическое решение задачи о радиальном расширении нейтрального бесконечно проводящего плазменного шара в вакууме в присутствии дипольного магнитного поля.
2. Исследование динамики разлета плазменного облака в замагниченном фоне на основе 2D3V кинетико-гидродинамической модели.
3. Вычисление распределения плазменного микрополя, действующего на заряженные и нейтральные примесные частицы в сильно коррелированной двухкомпонентной плазме.

#### **Научная новизна**

1. Показано, что при однородном радиальном расширении в вакууме бесконечно проводящего нейтрального плазменного шара в присутствии дипольного магнитного поля энергия главным образом выделяется за счет потерь энергии плазменным шаром. При этом поперечное давление на плазму сильно анизотропно.
2. Показано, что при сверхальфвеновском разлете плазменного облака в замагниченной фоновой плазме эффективным механизмом торможения облака является магнито-ламинарное взаимодействие. Показано, что толщина бесстолкновительной ударной волны (БУВ), формирующейся в замагниченном фоне, мало отличается от ларморовского радиуса ионов, что совпадает с оценкой ширины фронта БУВ для случая опрокидывания и образования многопоточкового движения. В этих условиях ионы фоновой плазмы совершают сложное многопоточковое движение. На фазовых плоскостях отчетливо выделяются квазипериодические петлеобразные структуры (расстояния между ними порядка ларморовского радиуса ионов), свидетельствующие об опрокидывании волны.
3. Предложена методика расчета функции распределения электрического микрополя (РМП) в сильно неидеальной двухкомпонентной плазме. Показано, что учет электрон-ионного притяжения значительно изменяет физические свойства системы по сравнению с классической однокомпонентной плазмой и приводит к существенным изменениям РМП. Результат получен на основе классического канонического ансамбля Гиббса с кулоновским потенциалом регуляризованным на расстояниях меньше де Вройловской дли-

ны волны для учета эффектов квантовой дифракции. Разработана модель, основанная на перенормировке кластерного разложения Баранже-Мозера. Показано, что результаты предложенных моделей хорошо совпадают с результатами компьютерного Молекулярно-Динамического моделирования.

#### **Научная и практическая ценность**

1. Результаты аналитического решения задачи об однородном радиальном расширении в вакууме бесконечно проводящего нейтрального плазменного шара в присутствии дипольного магнитного поля могут быть использованы при анализе недавних экспериментальных и численных данных динамики разлета плазменного облака в разреженном замагниченном фоне.
2. Полученные в диссертации результаты по динамике разлета плазменного облака в замагниченном фоне могут быть использованы для интерпретации таких нестационарных явлений как вспышки Сверхновых звезд и торможение их остатков межзвездной средой, солнечные вспышки, обтекание солнечным ветром магнитосферы Земли, а также при анализе результатов экспериментов в космосе и по управляемому термоядерному синтезу. Проведенные исследования, позволившие выявить некоторые важные закономерности бесстолкновительного взаимодействия плазменных потоков в магнитном поле, структуры и характера генерируемых при этом возмущений, имеют важное значение для теории космической плазмы и интерпретации результатов натуральных и лабораторных экспериментов с лазерной плазмой. Разработанные в диссертации численные модели позволяют исследовать широкий класс нестационарных задач бесстолкновительной плазмы.
3. Предложенная схема расчета плотности вероятности распределения электрического микрополя может быть использована для получения характеристик ширины и формы штарковского уширения спектральных линий, что широко используется в диагностике плазмы. Предложенная методика перенормированного кластерного разложения можно обобщить для рассмотрения неидеальных квантовых систем, а также для расчета других термодинамических величин.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Получено точное аналитическое решение задачи об однородном радиальном расширении в вакууме нейтрального бесконечно проводящего плазменного шара в присутствии дипольного магнитного поля.
2. Предложена 2D3V гибридная модель бесстолкновительного расширения плотного плазменного облака в замагниченную разреженную фоновую плазму при больших значениях числа Альфвена-Маха и параметра магнито-ламинарного взаимодействия. Для анализа экспериментальных данных, а также результатов астрофизических наблюдений создан соответствующий компьютерный код.
3. Показано, что при сверхальфвеновском разлете плазменное облако генерирует бесстолкновительную ударную волну, толщина которого порядка циклотронного радиуса ионов.

4. Гиперцепные интегральные уравнения обобщены для двухкомпонентной плазмы. Численными методами показано, что, в отличие от однокомпонентных систем, эти уравнения не имеют физических решений при некоторых сверхкритических значениях параметров корреляций. Показано, что при умеренных корреляциях результаты теории совпадают с результатами МД-моделирования.

5. На базе перенормированного кластерного разложения предложен новый метод для расчета статистического распределения плазменного микрополя в сильно коррелированной двухкомпонентной плазме.

**Апробация работы.** Результаты диссертационной работы доложены на семинарах Института вычислительных технологий (СО РАН, Новосибирск, РФ), Института теоретической физики университета Эрланген-Нюринберг (Эрланген, Германия), теоретического отдела ИРФЭ НАН Армении, кафедры теоретической физики ЕГУ, научного центра физики сильных полей (ЕГУ), теоретического отдела ЕРФИ, опубликованы в виде научных статей.

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 5 работ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав, двух приложений, списка литературы из 126 наименований, 24 рисунков и трех таблиц. Общий объем диссертации-118 страниц.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дано обоснование актуальности темы диссертационной работы, сформулированы задачи исследования и основные результаты, представлено краткое содержание работы по главам. В главе 1 получено точное аналитическое решение задачи об однородном радиальном расширении в вакуум нейтрального бесконечно проводящего плазменного шара в присутствии дипольного магнитного поля. В §1.1 в рамках магнитоэлектростатической модели рассмотрено нерелятивистское расширение шара с радиусом  $R$ , с центром в начале сферической системы координат в поле точечного магнитного диполя  $\mathbf{p}$ , расположенного в точке  $\mathbf{r}_0$  ( $R < r_0$ ). Ориентация диполя задается углом  $\theta_p$  между векторами  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{r}_0$ . При граничном условии  $H_r|_{r=R} = 0$  найдено точное решение уравнения Лапласа для скалярного магнитного потенциала ( $\mathbf{H} = -\nabla\psi$ ), которое имеет вид:

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{R}_0}{R_0^3} + \frac{\mathbf{Q} \cdot \mathbf{R}_*}{R_*^3} + \psi_{\text{QD}}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\xi = R/r_0 < 1$ ,  $\mathbf{r}_* = \xi^2 \mathbf{r}_0$ ,  $\mathbf{R}_0 = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ ,  $\mathbf{R}_* = \mathbf{r} - \mathbf{r}_*$ ,  $\mathbf{Q} = 0.5\xi^3(\mathbf{p} - 3p_{\parallel}\mathbf{e}_{\parallel})$ ,  $p_{\parallel} = \mathbf{r}_0(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_0)/r_0^2$ . Член  $\psi_{\text{QD}}(\mathbf{r})$  в выражении (1) может интерпретироваться как магнитное поле точечного квадрупольного шара с "квадрупольным моментом"  $D_{\alpha\beta}(\mathbf{r})$ , расположенным в плоскости  $xz$  в сфере на расстоянии  $g_*$  от центра. На больших расстояниях этот член ведет себя как  $\psi_{\text{QD}}(\mathbf{r}) \simeq xz D_{zz}/r^5$  с квадрупольным моментом  $D_{zz} = (r_0/2)\xi^5 p \sin\theta_p$  ( $D_{\alpha\alpha} = D_{xy} = D_{yz} = 0$ ,

$\alpha = x, y, z$ ). Индуцированное электрическое поле вычисляется из уравнений Максвелла. Однако, если радиальная скорость плазмы невелика  $v/c \ll 1$ , то величина электрического поля также является небольшой (порядка  $(v/c)H_0(\mathbf{r})$ , где  $H_0(\mathbf{r})$  магнитное поле диполя) и может быть проигнорирована. Подробно исследовано давление магнитного поля на поверхности плазменного шара. Показано, что полная ponderomotorная сила, действующая на шар, при  $\theta_p = 0; \pi/2; \pi$  ведет себя как  $\mathcal{F} \sim l^{-s}$ , где  $s = 6$  и  $s = 4$  на больших и малых расстояниях  $l = r_0 - R$ , соответственно. Однако, полная сила при  $\theta_p = \pi/2$  меньше чем при  $\theta_p = 0; \pi$ :  $\mathcal{F}_{\parallel} \simeq 4\mathcal{F}_{\perp}$  и  $\mathcal{F}_{\parallel} \simeq 2\mathcal{F}_{\perp}$  при  $\xi \ll 1$  и  $\xi \simeq 1$ , соответственно.

В §1.2 найдено точное решение граничной задачи о релятивистском расширении нейтрального бесконечно проводящего плазменного шара в вакууме в поле точечного диполя  $\mathbf{p}$ . Предполагается, что шар расширяется с момента  $t = 0$  из точечного источника. Расширение шара приводит к возмущению внешнего магнитного поля и генерирует вихревое электрическое поле. Внутри шара электрическое и магнитное поля отсутствуют (из-за бесконечной проводимости).

Рассмотрен случай, когда векторы  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{r}_0$  коллинеарны. В этой геометрии задача симметрична относительно оси  $\mathbf{r}_0$ , выбранной в качестве оси сферической системы координат. Во внешней области отсутствует свободный заряд, поэтому электрическое и магнитное поля могут быть получены из векторного потенциала  $\mathbf{A}$ , который можно выбрать в виде  $A_{0r} = A_{0\theta} = 0$ ,

$$A_{\varphi}(r, \theta, t) = A_{0\varphi}(r, \theta) + \sum_{l=1}^{\infty} A_l(r, t) P_l^1(\cos\theta), \quad (2)$$

где  $A_0$ -векторный потенциал диполя,  $P_l^1(x)$ -обобщенные многочлены Лежандра. Уравнение для  $A_l(r, t)$  получается из уравнений Максвелла и решается во внешней области  $r > R(t)$  с граничными и начальными условиями. Так как начальное значение  $A_{\varphi}$  определяется диполем ( $A_{0\varphi}$ ), а начальное электрическое поле отсутствует, то начальные условия при  $t = 0$  имеют вид:  $A_l(r, 0) = \partial A_l(r, 0)/\partial t = 0$ . Граничное условие на расширяющейся сферической поверхности имеет вид:  $A_l(R(t), t) = -(p/r_0^2)(R(t)/r_0)^l$ . Кроме того, решения типа сходящейся волны должны быть отброшены. Таким образом, в течение всех конечных времен  $A_l(r, t) \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ . Решение уравнения для  $A_l(r, t)$  получается с помощью преобразования Лапласа и, для случая расширения с постоянной радиальной скоростью  $R(t) = vt$ , при  $R(t) < r_0$  и  $vt < r < ct$  может быть написано в виде

$$A_{\varphi}(r, \theta, t) = A_{0\varphi}(r, \theta) - \frac{p}{r_0^2} \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r_0}\right)^l \frac{p_l(1/\zeta)}{p_l(1/\beta)} P_l^1(\cos\theta), \quad (3)$$

$A_{\varphi}(r, \theta, t) = A_{0\varphi}(r, \theta)$  при  $r \geq ct$ , и  $A_{\varphi}(r, \theta, t) = 0$  при  $r \leq vt$ . Здесь  $\zeta = r/ct < 1$ ,  $\beta = v/c$  и  $p_l(z) = \int_1^z (\tau^2 - 1)^l d\tau$ . Все полученные выше результаты

справедливы при  $R(t) < r_0$ . В момент времени  $t = r_0/v$  диполь войдет в плазменное облако и будет полностью экранирован. Поэтому при  $t \geq r_0/v$  полное электромагнитное поле обратится в нуль. Рассмотрен также энергетический баланс (§1.2.1) расширения плазменного шара в поле магнитного диполя. Показано, что полный поток энергии увеличивается монотонно с  $t$ . На заключительной стадии релятивистского расширения поток энергии главным образом выделяется плазменным шаром.

В главе 2 исследовано бесстолкновительное сверхальфвеновское расширение плотного плазменного облака в окружающую замагниченную плазму. В §§2.1 и 2.2 дана постановка задачи и определены ее основные параметры. Общая постановка физической задачи состоит в следующем. В начальный момент времени  $t = 0$  в точке  $r = 0$  происходит точечный взрыв, формирующий облако плотной плазмы, содержащее  $N$  частиц с полной кинетической энергией  $W_0$ . Окружающее пространство заполнено однородной замагниченной плазмой с низкой плотностью  $n_*$ , погруженной в магнитное поле  $H_0$ . Плотность кинетической энергии облака больше плотности энергии магнитного поля (необходимое условие разлета облака). Целью исследования является выявление основных физических свойств динамики расширения плазменного облака, механизма энергообмена облака с фоновой плазмой и структуры возмущений магнитного поля и фоновой плазмы.

Процесс торможения облака характеризуется радиусом торможения магнитным полем  $R_H = (6W_0/H_0^2)^{1/3}$  и газодинамическим радиусом торможения  $\tilde{R} = (3M/4\pi n_* m_*)^{1/3}$ . Здесь  $H_0$ -напряженность невозмущенного магнитного поля,  $n_*$  и  $m_*$ -плотность и масса ионов фоновой плазмы (модель "снежного плуга"),  $M$ -масса выброшенной оболочки. Меньшим из радиусов  $R_H$  и  $\tilde{R}$  определяется преобладающий механизм торможения облака-магнитный или газодинамический. Из соотношения  $R_H/\tilde{R} = M_A^{2/3}$ , где  $M_A = u_0/v_A$ -число Альфвена-Маха ( $u_0$ -начальная скорость разлета облака),  $v_A = H_0/\sqrt{4\pi n_* m_*}$ -альфвеновская скорость в фоновой плазме, следует, что при  $M_A \ll 1$  облако теряет энергию за счет деформации и вытеснения магнитного поля, тогда как при  $M_A \gg 1$  торможение обусловлено взаимодействием с фоновой плазмой. Газодинамическое торможение может быть обеспечено бесстолкновительным ламинарным (или турбулентным) механизмом, связанным с генерацией вихревых электрических полей  $E_i$  на переднем крае облака. Известно, что роль вихревых электрических полей с увеличением  $M_A$  становится преобладающей, поскольку  $E_i/E_p \sim M_A^2$ , где  $E_p$ -значение поляризационного электрического поля, возникающего за счет перепада газодинамического и магнитного давления на границе облака. Ранее было предложена модель энергообмена облака с фоновой плазмой за счет совместного действия гировращения ионов и генерации вихревых электрических полей при  $M_A > 1$  ("магнитный ламинарный механизм" (МЛМ) торможения). Полученные аналитические решения для начальной

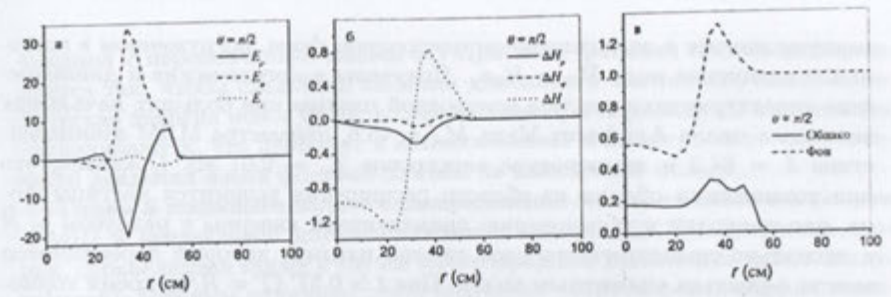


Рис. 1: Распределение по  $r$  (в см) возмущений  $\rho, \varphi, z$ -компонент электрического (в единицах  $(v_A/c)H_0(0)$ ) и магнитного (в единицах  $H_0(0)$ ) полей, плотностей облака и фоновой плазмы (в единицах  $n_*$ ) для значения угла  $\theta = \pi/2$  в момент времени  $t = 2T$ .  $\theta$ -угол между  $r$  и осью  $z$ .

стадии разлета, когда возникает только вихревое электрическое поле  $E_i$ , показали, что доля передаваемой облаком энергии пропорциональна величине  $\delta = (\tilde{R}/R_L)^2$  (параметр МЛМ-взаимодействия), где  $R_L$ -ларморовский радиус ионов облака. Таким образом, интенсивность бесстолкновительного взаимодействия облака с фоновой плазмой определяется, помимо числа Альфвена-Маха  $M_A$ , параметром  $\delta$ . В данной работе рассматриваются сверхальфвеновские режимы  $M_A > 1$  при  $\delta \geq 1$ .

Поставленная задача решается в рамках гибридной модели. Исходная система уравнений гибридной модели состоит из кинетического уравнения Власова для ионов, уравнений Максвелла для электромагнитного поля без учета тока смещения, а также уравнения переноса тепла для температуры электронов  $T_e$ . Среднемассовая скорость  $v_i$  и плотность  $n = n_e = n_i$  ионов определяются как первый и нулевой моменты функции распределения ионов  $f_i$ , соответственно. Скорость электронов  $v_e$  определяется из выражения

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}] - \frac{1}{en} \nabla(nT_e), \quad (4)$$

которое следует из гидродинамических уравнений движения электронов, если пренебречь их инерцией. Для решения полученной системы применяется метод частиц в ячейках, который сводит задачу решения уравнения Власова к интегрированию уравнений движения для модельных частиц. Точность расчета контролируется с помощью закона сохранения полной энергии системы. В силу осевой симметрии зависимость от координаты  $\varphi$  отсутствует, поэтому численное моделирование проводится в переменных  $\rho, z$  в цилиндрической системе координат, ось  $z$  которой выбрана в качестве оси симметрии. Таким образом, модель является двумерной в пространстве координат и трехмерной в пространстве скоростей (2D3V).

В §2.3 на основе 2D3V модели исследована динамика облака плазмы,

разлетающегося в замагниченном однородном фоне, погруженном в постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_z$ . Получены энергетические и динамические характеристики разлета водородной плазмы при больших начальных значениях числа Альфвена-Маха  $M_A = 45.6$ , параметра МЛМ взаимодействия  $\delta = 84.2$  и температуре электронов  $T_e = 0.01$  эВ. Показано, что при торможении облака из области расширения выносятся частицы фона, что приводит к образованию диамагнитной каверны с радиусом  $\sim \tilde{R}$  и аксиально-симметричного слоя сжатой плазмы, который перемещается вместе с сжатым магнитным полем. При  $t \simeq 0.5T$  ( $T = R/u_0$ -время торможения) возникает бесстолкновительная ударная волна (БУВ), ширина которого имеет масштаб  $\Delta \simeq R_L$ . Этот результат совпадает с оценкой предыдущих работ для случая опрокидывания и образования многопоточкового движения, что наблюдается на поздних временах  $t > 2T$ .

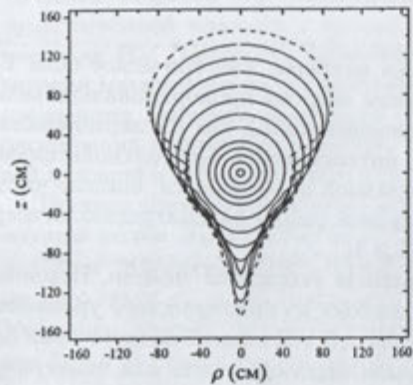


Рис. 2: Динамика границы облака от  $0.1T$  (центральная окружность) до  $5T$  (пунктирная линия). Временной интервал между соседними линиями составляет  $0.4T$ .

В §2.4 в рамках 2D3V модели исследована динамика разлета облака плотной плазмы при  $M_A = 15$  и  $\delta = 1$ . Магнитное поле  $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$  создается диполем с моментом  $\mathbf{p} = p_z \mathbf{e}_z$ , расположенным на оси  $z$  в точке  $z_d < 0$ . Показано, что как и в случае однородного магнитного поля возникают плазменная и магнитная каверны (Рис. 1), в фоне формируется слой сжатой плазмы, движущийся вместе сжатым электромагнитным полем, возникает БУВ. Однако эти каверны и оболочка не изотропны. Эволюция границы облака со временем показана на Рис. 2. На начальной стадии плазменное облако расширяется равномерно как свободный поток с высокой кинетической энергией, затем тормозится в направлении к диполю. Плазменная  $\beta$  достигает в этой области единицы, возникает интенсивное взаимодействие плазмы с магнитным полем. Это взаимодействие стимулирует диамагнитное течение плазмы, что в свою очередь генерирует в этой области асимметричный поверхностный диамагнитный ток. Анализ формулы (1) показывает, что вблизи  $\theta \simeq \theta_{\max} > \pi/2$  слой расширяющегося плазменного шара деформируется в основном за счет магнитного давления. В случае высокоэнергетического разлета плотного плазменного облака в фоновой плазме плазменная  $\beta$  велика ( $\beta \gg 1$ ) даже на поздних стадиях расширения, и магнитное поле не может непосредственно деформировать плазменное облако. В этом случае деформация происходит из-за взаимодействия с фоновой

плазмой с первоначально малым  $\beta$ . При этом фоновая плазма деформируется так, чтобы следовать линиями дипольного магнитного поля. Кинетическая энергия ионов фона, а следовательно, и параметр  $\beta$ , со временем увеличиваются, что приводит к возникновению асимметричного кинетического давления ионов фоновой плазмы на плазменное облако.

Глава 3 посвящена задаче о распределении электрического микрополя (РМП) в неидеальной двухкомпонентной плазме (ДКП). Построена теория, справедливая также в случае многозарядных примесных ионов (излучателей). Важным отличием представленной теоретической модели является воспроизведение точного второго момента РМП без введения каких-либо подгоночных параметров. Другая важная составляющая модели-учет электрон-ионного притяжения, которое значительно изменяет физические свойства системы по сравнению с классической однокомпонентной плазмой (ОКП), что в свою очередь существенно изменяет РМП.

В §3.1 определяются основные параметры, а также теоретическая модель для вычисления РМП в ДКП. Рассмотрена нейтральная и изотропная ДКП из  $N_i$  ионов (заряд  $Ze$ ) и  $N_e$  электронов при температуре  $T$  (в единицах энергии) в объеме  $\Omega$ , в которую помещен примесный ион с зарядом  $ZRe$ . Поставлена задача расчета плотности вероятности нахождения значения поля  $\mathbf{E} = \boldsymbol{\varepsilon}$  в точке локализации  $\mathbf{r}_0$  излучателя.

Плазма характеризуется параметрами неидеальности  $\Gamma_{\alpha\beta}$  ( $\alpha; \beta = e, i$ ):  $\Gamma_{\alpha\alpha} = q_\alpha^2 e^2 / a_\alpha T$ ,  $\Gamma_{ei} = Ze^2 / aT$ , где  $q_e = -1$ ,  $q_i = Z$ ,  $a_\alpha^{-3} = 4\pi n_\alpha / 3$ ,  $a^{-3} = 4\pi n / 3$ -радиусы Вигнера-Зейтца,  $n = n_e + n_i$ -полная плотность плазмы. Парное взаимодействие частиц задается потенциалом Дейча:  $u_{\alpha\beta}(r) = (1 - e^{-r/\delta_{\alpha\beta}}) / r$ , где  $\delta_{\alpha\beta} = (\hbar^2 / \mu_{\alpha\beta} T)^{1/2}$ -тепловая длина волны де Бройля,  $\mu_{\alpha\beta}$ -приведенная масса частиц сорта  $\alpha$  и  $\beta$ .

В классической статистической механике эта система описывается каноническим ансамблем  $(N_i + N_e + 1)$  частиц при температуре  $T$ . Нормированная плотность вероятности микрополя  $\boldsymbol{\varepsilon}$  в термодинамическом пределе имеет вид

$$Q(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{1}{W} \int_{\Omega} e^{-\beta \tau U(\mathcal{T}_e, \mathcal{T}_i, \mathbf{r}_0)} \delta(\boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{E}(\mathcal{T}_e, \mathcal{T}_i, \mathbf{r}_0)) d\mathbf{r}_0 d\mathcal{T}_e d\mathcal{T}_i, \quad (5)$$

где  $\beta_T = 1/T$ , и  $\mathcal{T}_e = \{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{N_e}\}$ ,  $\mathcal{T}_i = \{\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_{N_i}\}$ -координаты электронов и ионов, соответственно. Здесь  $W$ -каноническая статистическая сумма,  $\mathbf{E}(\mathcal{T}_e, \mathcal{T}_i, \mathbf{r}_0)$ -полное электрическое поле в точке  $\mathbf{r}_0$ , а  $U(\mathcal{T}_e, \mathcal{T}_i, \mathbf{r}_0)$ - потенциальная энергия конфигурации состоящая из  $ee$ ,  $ii$ ,  $ei$ ,  $eR$  (электрон-излучатель) и  $iR$  (ион-излучатель) слагаемых. Считая взаимодействия между частицами сферически симметричными, слагаемые в потенциальной энергии могут быть представлены потенциалами парных взаимодействий  $u_{\alpha\beta}(r)$  и  $u_{\alpha R}(r)$ . В этом случае можно ввести также нормированное распределение микрополя  $P(\mathbf{E}) = 4\pi E^2 Q(\mathbf{E})$ . Фурье преобразование  $T(\boldsymbol{\kappa}) = (e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{E}})$

функции  $Q(\epsilon)$ :

$$T(\kappa) = e^{-\mathcal{L}(\kappa)} = \frac{1}{W} \int_{\Omega} e^{i\kappa \mathcal{E}(T_e, T_i, r_0)} e^{-\beta T U(T_e, T_i, r_0)} dr_0 dT_e dT_i, \quad (6)$$

где угловые скобки (...) означают статистическое усреднение, а  $\mathcal{L}(\kappa)$ - некоторый функционал. Моменты РМП устанавливают форму этого распределения и содержат определенную полезную информацию о системе. В §3.1 получено точное выражение для второго момента РМП на заряженных примесных излучателях в случае ДКП, который выражается через функции парных корреляций  $g_{\alpha R}(r)$  между излучателем и частицами плазмы сорта  $\alpha$  ( $n_{\alpha} g_{\alpha R}(r)$ -плотность частиц сорта  $\alpha$  на расстоянии  $r$  от излучателя).

В §3.2 существующие теоретические модели, развитые первоначально для ОКП, обобщены для электрон-ионной ДКП и, в частности, получено распределение Хольцмарка. Показано, что идеальная ДКП аналогична ионной ОКП с эффективным ионным зарядом  $Z$ , в котором поле Хольцмарка задается выражением:  $E_H = CZ\epsilon/a^2$ , где  $Z = [Z(1 + Z^{1/2})/(Z + 1)]^{2/3}$ ,  $C = (8\pi/25)^{1/3}$ . РМП имеет вид  $P_H(E) = H(\eta)/E_H$ , где  $\eta = E/E_H$ ,  $H(\eta)$ -функция Хольцмарка. Далее РМП выражено через парные корреляционные функции с помощью представления ДКП как фиктивной системы частиц с комплексным потенциалом взаимодействия. На основе термодинамической теории возмущений и экспоненциального приближения, получены комплексные корреляционные функции:  $G_{\alpha R}(r, \kappa) \simeq g_{\alpha R}(r) e^{i\kappa \cdot \mathcal{E}_{\alpha}(r)}$ . Здесь  $\mathcal{E}_{\alpha}(r)$ -эффективное электрическое поле в фиктивной системе и выражается через одночастичное электрическое поле  $E_{\alpha}(r)$ . Далее показано, что поле  $\mathcal{E}_{\alpha}(r)$  точно удовлетворяет соотношению потенциала средней силы (ПСС):  $\mathcal{E}_{\alpha}(r) = \frac{T}{Z_{RC}} \frac{\partial}{\partial r} [\ln g_{\alpha R}(r)]$ . В рамках этого приближения РМФЕХ<sup>1</sup> для РМП получен выражение

$$\mathcal{L}(\kappa) = \sum_{\alpha} 4\pi n_{\alpha} \int_0^{\infty} E_{\alpha}(r) \frac{1 - j_0(\kappa \mathcal{E}_{\alpha}(r))}{\mathcal{E}_{\alpha}(r)} g_{\alpha R}(r) r^2 dr, \quad (7)$$

где  $j_l(x)$ -сферические функции Бесселя. Таким образом, если известна  $g_{\alpha R}(r)$ , то  $P(E)$  можно найти с помощью (7). В отличие от известного метода АРЕХ, представленная модель РМФЕХ воспроизводит точный второй момент РМП без введения подгоночных параметров. В этом легко убедиться если использовать соотношение  $\langle E^2 \rangle = (6/\kappa^2) \mathcal{L}(\kappa)|_{\kappa \rightarrow 0}$ , а также выражение для ПСС.

Численные эксперименты показывают, что для нейтральных примесных атомов модель РМФЕХ может оказаться менее точной и требует уточнения. В §3.3 предложено обобщение метода кластерного разложения Баранже-Мозера (БМ) для классической ДКП. В отличие от стандартной теории БМ, разработанной для ОКП, обобщенное разложение включает также электрон-ионные взаимодействия. Далее в §3.4 разработана процедура перенормировки, улучшающая сходимость ряда БМ. Она состоит в замене истинной

<sup>1</sup>РМФЕХ-англ., сокр. от Potential of Mean Force Exponential Approximation.

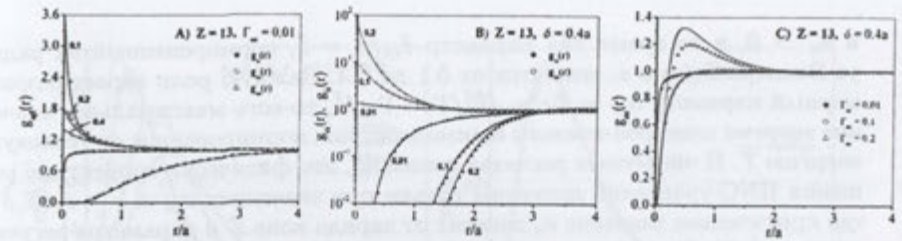


Рис. 3: А)  $Al^{13+}$ -ДКП при  $\Gamma_{ee} = 0.01$  и для  $\delta = 0.1, 0.2$  и  $0.4$ . В) и С):  $g_{\alpha\beta}(r)$  при  $\delta = 0.4$  и  $\Gamma_{ee} = 0.01, 0.1$  и  $0.2$ . Линии- $g_{\alpha\beta}^{HNC}$  и символы- $g_{\alpha\beta}^{MD}$ . Цифрами указаны значения параметров.

функции многочастичных корреляций на эффективную функцию и одночастичного поля  $E_{\alpha}(r)$  на экранированное эффективное поле  $\mathcal{E}_{\alpha}(r)$ , учитывающее эффекты корреляции в сильно неидеальной плазме. Из условия равенства эффективного и реального РМП для определения эффективных функций получается бесконечная цепочка функциональных уравнений. Например, в случае парных корреляций получим  $g_{\alpha R}^*(r) \mathcal{E}_{\alpha}(r) = g_{\alpha R}(r) E_{\alpha}(r)$ , которое выражает условие равенства эффективного поля "квазичастиц", создаваемого эффективной плотностью заряда в точке  $r$  и соответствующего точного поля. Подстановка полученного выражения в первый член перенормированного ряда БМ и интегрирование по углам приводит к формуле (7), полученной в модели РМФЕХ. Таким образом, учет триплетных корреляций "квазичастиц" (второй член перенормированного ряда БМ) приводит уточненной модели РМФЕХ+, который, в частности, для нейтральных излучателей ( $g_{\alpha R} = 1$ ) имеет вид:  $\mathcal{L}(\kappa) = \mathcal{L}_{РМФЕХ}(\kappa) + \Delta\mathcal{L}(\kappa)$ , где

$$\Delta\mathcal{L}(\kappa) = 2\pi \sum_{\alpha} n_{\alpha} \int_0^{\infty} [j_0(2\kappa \mathcal{E}_{\alpha}(r)) - 2j_0(\kappa \mathcal{E}_{\alpha}(r)) + 1] \frac{\mathcal{R}_{\alpha}(r) - 1}{\mathcal{R}_{\alpha}^2(r)} r^2 dr \quad (8)$$

$$-4 \sum_{\alpha} n_{\alpha} \int_0^{\infty} G_{\alpha\alpha}(\kappa, k) [S_{\alpha\alpha}(k) - 1] k^2 dk - \frac{8n_e n_i}{n} \int_0^{\infty} G_{ei}(\kappa, k) S_{ei}(k) k^2 dk,$$

$$G_{\alpha\beta}(\kappa, k) = \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l (2l+1) J_l^{(\alpha)}(\kappa, k) J_l^{(\beta)}(\kappa, k), \quad (9)$$

$$J_l^{(\alpha)}(\kappa, k) = \int_0^{\infty} j_l(kr) [j_l(\kappa \mathcal{E}_{\alpha}(r)) - \delta_{l0}] \frac{r^2 dr}{\mathcal{R}_{\alpha}(r)}, \quad (10)$$

$S_{\alpha\beta}(k)$ -статический структурный фактор ДКП,  $\mathcal{R}_{\alpha}(r) = \mathcal{E}_{\alpha}(r)/E_{\alpha}(r)$ ,

В §3.5.1 описаны численные методы для решения гиперцепных (HNC) уравнений и молекулярно-динамического (МД) моделирования, проведено сравнение полученных результатов. Предполагается, что  $ee$  и  $ii$  взаимодействия по отдельности являются кулоновскими, с параметрами  $\delta_{ee} \simeq 0$

и  $\delta_{ii} \approx 0$ , в то время как параметр  $\delta_{ei}/a = \bar{\delta}$ , нормированный на радиус Вигнера-Зейтца  $a$ , меняется от 0.1 до 0.4. Важную роль играет безразмерный параметр  $\sigma_{ei} = Ze^2 u_{ei}(0)/T = \Gamma_{ei}/\bar{\delta}$ , то есть максимальное значение энергии электрон-ионного взаимодействия, нормированное на тепловую энергию  $T$ . В численных расчетах показано, что физически корректные решения HNC-уравнений доступны только при значениях  $\sigma_{ei} \equiv \sigma < \sigma_c(Z, \bar{\delta})$ , где критическое значение  $\sigma_c$  зависит от заряда иона  $Z$  и параметра регуляризации  $\bar{\delta}$ . На Рис. 3 показаны  $g_{\alpha\beta}(r)$  для  $Al^{13+}$ , полученные в рамках HNC и МД, при различных значениях параметров  $\Gamma_{ee}$  и  $\bar{\delta}$ . Для всех этих значений параметров HNC очень хорошо согласуется с МД-моделированием. Отклонения наблюдаются для  $g_{ee}(r)$  при малых  $r$  и больших  $\Gamma_{ee} = 0.2$ ,  $\sigma \approx 6.6$ . Это происходит из-за повышения электронной плотности вокруг многозарядного иона, что также увеличивает вероятность близких конфигураций электронов и приводит к появлению максимума (корреляционной "дырки")  $g_{ee}(r)$  на расстояниях  $r \lesssim a$ . Этот эффект завышен в HNC, и более явно выражен для многозарядных ионов.

В §3.5.2 результаты метода PMFEX для примесного иона сравниваются с данными МД-моделирования в широком диапазоне значений параметра  $\Gamma_{ee}$  для водородной  $H^+$  и полностью ионизованной  $Al^{13+}$ -ДКП с симметричными и асимметричными распределениями плотностей частиц разного сорта. В большинстве изученных случаев PMFEX превосходно согласуется с результатами МД как для  $H^+$ , так и для  $Al^{13+}$ . Показано, что приближение PMFEX сохраняет точность также при больших электрических полях, где МД-моделирование характеризуется сильными численными флуктуациями. Отклонения появляются только для случаев с сильной кулоновской связью с большим  $\Gamma$  и  $\sigma$ . С дальнейшим увеличением параметра неидеальности изменяется также форма РМП. Сначала происходит расширение максимума, потом появляется плечо, которое затем становится более явным и, наконец, развивается второй максимум РМП. В этом режиме приближение HNC пока дает правильные значения для  $g_{ii}(r)$  и  $g_{ei}(r)$ , и PMFEX хорошо воспроизводит расширение и специфическую форму РМП. В МД этот режим характеризуется популяцией классических связанных состояний и возникновением при больших полях отдельного вклада этих состояний в  $P(E)$ , который главным образом формируется электронами. При этом возникают существенные отклонения между  $g_{ei}(r)$ , полученными в HNC и МД, и приближение PMFEX не может воспроизвести форму РМП даже качественно. Но, для параметров корреляции, где классический подход оправдан, то есть, когда связанные состояния незначительны, PMFEX оказывается очень надежным методом вычисления РМП для ДКП.

В §3.5.3 рассмотрены РМП в нейтральной точке в рамках PMFEX+. Для проверки этой модели расчетные РМП сопоставлены с полученными в рамках PMFEX и МД-моделирования. Показано, что в случае ДКП с  $Z > 5$  модель PMFEX+ существенно улучшает PMFEX и находится в превосход-

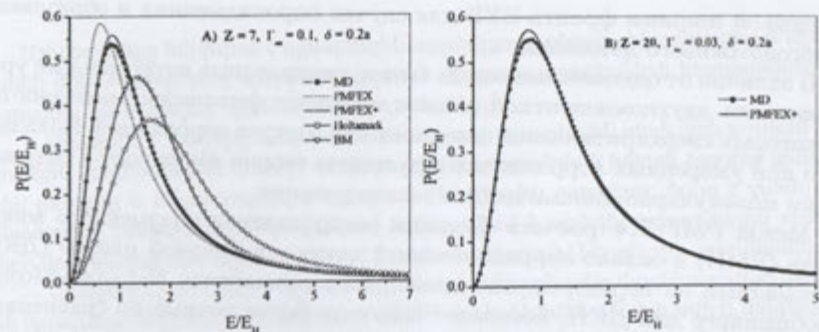


Рис. 4: А) РМП для  $N^{7+}$ -ДКП при  $\Gamma_{ee} = 0.1$ ,  $\bar{\delta} = 0.2$  и В) для  $Ca^{20+}$ -ДКП при  $\Gamma_{ee} = 0.03$ ,  $\bar{\delta} = 0.2$ . Показаны также РМП Хольцмарка и БМ.  $E$  нормировано на поле Хольцмарка  $E_H$

ном согласии с МД-моделированием (Рис. 4), за исключением отклонений  $P(E)$  около максимумов. Для определения области применимости моделей PMFEX и PMFEX+ рассмотрены большие значения параметров неидеальности  $\Gamma_{ee}$ . Показано, что при этом модель PMFEX становится недействительной, а PMFEX+ остается справедливой и хорошо согласуется с МД.

## ВЫВОДЫ

1. Получено точное аналитическое решение задачи об однородном радиальном расширении в вакууме нейтрального бесконечно проводящего плазменного шара в присутствии дипольного магнитного поля. Показано, что энергия главным образом выделяется за счет потерь энергии плазменным шаром. Пондеромоторное давление, возникающее на поверхности шара, сильно анизотропно.
2. Предложенная 2D3V гибридная модель бесстолкновительного сверхальфвеновского разлета плотного плазменного облака в замагниченную разреженную фоновую плазму в присутствии аксиально симметричного магнитного поля позволяет выявить основные физические характеристики динамики плазменного облака, механизма энергообмена облака с фоновой плазмой и структуры возмущений магнитного поля и фоновой плазмы.
3. При сверхальфвеновском разлете плазменного облака в замагниченной фоновой плазме эффективным механизмом торможения облака является магнито-ламинарное взаимодействие. Деформация облака происходит в основном за счет нелинейного взаимодействия с фоновой плазмой. Толщина бесстолкновительной ударной волны (БУВ), формирующейся в замагниченном фоне, мало отличается от ларморовского радиуса ионов, что совпадает

с оценкой ширины фронта БУВ для случая опрокидывания и образования многопотокового движения.

4. В отличие от однокомпонентных систем гиперцепные интегральные уравнения для двухкомпонентной плазмы не имеют физических решений при некоторых сверхкритических значениях параметров корреляций. Показано, что при умеренных корреляциях результаты теории совпадают с результатами молекулярно-динамического моделирования.

5. Метод RMFEX+ расчета функции распределения плазменного микрополя (РМП) в сильно коррелированной двухкомпонентной плазме (ДКП), основанный на перенормировке кластерного разложения Баранже-Мозера, обобщенного для ДКП, позволяет получить более точные по сравнению с RMFEX функции РМП на нейтральном излучателе.

### СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1. Д.А. Осипян, Г.Б. Нерсисян, Г.Г. Матевосян. О бесстолкновительном торможении оболочек Новых и Сверхновых звезд в замагниченной межзвездной среде. *Астрофизика*, т. 46/4, стр. 531-543, 2003.
2. Д.А. Осипян. Бесстолкновительный разлет плазменного облака в дипольном магнитном поле. *Изв. НАН Армении, Физика*, т. 41, стр. 287-295, 2006.
3. H.B. Nersisyan, D.A. Osipyan. The moving boundary problem in the presence of a dipole magnetic field. *J. Phys. A: Math. Gen.*, v. 39, pp. 7531-7542, 2006.
4. H.B. Nersisyan, D.A. Osipyan, G. Zwicknagel. Renormalized cluster expansion of the microfield distribution in strongly coupled two-component plasmas. *Phys. Rev. E*, v. 77, 056409 (pp. 1-13), 2008.
5. H.B. Nersisyan, D.A. Osipyan. Collisionless plasma expansion in the presence of a dipole magnetic field. *Contrib. Plasma Physics*, v. 49, pp. 351-361, 2009.

### ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Աշխատանքը նվիրված է պլազմային սփռուկությունների դինամիկայով և պլազմային միկրոդաշարերով պայմանավորված մի շարք պրոցեսների հետազոտմանը: Ստացվել են հետևյալ հիմնական արդյունքները՝

– Ստացվել է անվերջ հաղորդականությամբ պլազմային գնդի վակուումում դիպոլային մագնիսական դաշտի առկայությամբ փարածման խնդրի ճշգրիտ անալիտիկ լուծումը և հետազոտվել է պրոցեսի էներգետիկ բալանսը: Ցույց է փրվել, որ անջարվող էներգիան հիմնականում ձևավորվում է պոնդերամոփորային ուժերի գնդի վրա կարգաբերված աշխատանքով պայմանավորված էներգետիկ կորուստներով:

– Առաջարկված է խիտ պլազմային ամպի անհամասեռ մագնիսացված ֆունկցիոնալ պլազմայում ցրման դինամիկայի 2D3V մոդել Ալֆվեն-Մախի թվի և մագնիսալամինար փոխազդեցության պարամետրի մեծ արժեքների դեպքում: Լաբորատոր էքսպերիմենտների և սափոգֆիզիկական դիփուզիայի արդյունքների վերլուծման համար ստեղծված է համակարգչային ծրագիր:

– Ցույց է փրվել, որ Ալֆվեն-Մախի թվի մեծ արժեքների դեպքում փարածվող պլազմային ամպը առաջացնում է բախումազերծ հարվածային ալիք, որի ճակատի չափը իոնների ցիկլոտրոնային շառավղի կարգի է, ինչն էլ հասարակում է ալիքի շրջման և իոնների բազմահոսք շարժման առաջացման ռեժիմում բախումազերծ հարվածող ալիքի ճակատի հասարակության նախկինում արված գնահատականները:

– Հիպերշոթայակցված ինտեգրալ հավասարումներն ընդհանրացվել են երկկոմպոնենտ պլազմայի համար: Ցույց է փրվել, որ կապի պարամետրերի գերկրիտիկական արժեքների դեպքում այդ հավասարումները չունեն ֆիզիկական լուծումներ, իսկ այդ պարամետրերի չափավոր արժեքների դեպքում փաստական արդյունքները համընկնում են մոլեկուլյար-դինամիկ մոդելավորման արդյունքների հետ:

– Ստացվել են անալիտիկ արտահայտություններ էլեկտրական միկրոդաշարերի երկկոմպոնենտ ոչդեռալական պլազմայում բաշխման ֆունկցիայի համար, համարելով, որ քվանտային դիֆրակցիայի շնորհիվ էլեկտրոն-իոն Կոլոնյան փոխազդեցությունները «մեղմացվում» են դե Բրոյլի ալիքի երկարություններից փոքր հեռավորությունների վրա: Միկրոդաշարերի բաշխման ֆունկցիան գրված է ինչպես նեյտրալ (ափոմներ), այնպես էլ լիցքավորված (իոններ) խառնուրդային ճառագայթիչների համար: Այնուհետև Բարանժե-Մոզերի փոստությունն ընդհանրացվել է երկկոմպոնենտ խիտ ոչդեռալական պլազմաների համար և առաջարկվել է այդ փոստության կլաստերային վերլուծության վերանորմավորման եղանակ: Ցույց է փրված, որ էլեկտրոն-իոն ձգողական փոխազդեցությունը էապես փոխում է համակարգի ֆիզիկական հատկությունները համեմատած միակոմպոնենտ դասական պլազմայի հետ և, մասնավորապես, հանգեցնում է միկրոդաշտի բաշխվածության էական փոփոխության: Առաջարկված մոդելի ստուգման և նրա կիրառելիության սահմանների հետազոտման համար պարամետրերի լայն փոփոխում անցկացվել է մոլեկուլյար-դինամիկ թվային մոդելավորում: Ցույց է փրվել, որ առաջարկված փաստական մոդելի շրջանակներում ստացված կոռելյացիոն ու միկրոդաշտի բաշխման ֆունկցիաները համընկնում են թվային էքսպերիմենտներում ստացված արդյունքների հետ:



