АСТРОФИЗИКА

ТОМ 50 АВГУСТ, 2007 ВЫПУСК 3

О РАВНОВЕСИИ И УСТОЙЧИВОСТИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В СОБСТВЕННОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

А.С.БАРАНОВ

Поступила 3 апреля 2007
Принята к печати 6 июня 2007

Рассмотрено статистическое равновесие неоднородного самогравитирующего слоя межзвездной среды. Учтены электростатические поля и различная реакция на них ионов разных элементов и электронов. Вообще говоря, у отдельных компонентов межзвездной среды заданы разные значения температуры, не связанные между собой. Подчеркнуто, что некоторые детали структуры равновесного слоя не могут интерпретироваться в терминах одной только гравитации, несмотря на слабость электростатических полей. В качестве важного примера разобрана смесь HII, HeII и электронов. Найдена асимптотика суммарной плотности и отношений парциальных плотностей на больших расстояниях. Намечен способ нахождения этих характеристик в любой точке слоя (в квадратурах).

Ключевые слова: *межзвездная среда:гравитирующие и электростатические поля - галактики:самогравитирующий слой*

1. *Введение.* Состояние межзвездной среды принято изучать в двух аспектах. С одной стороны, существуют локальные проблемы [1-4], касающиеся процессов возбуждения, ионизации и обратных к ним, а также процессов распространения различных плазменных волн. С другой стороны, важную роль играют глобальные проблемы равновесия и устойчивости газовой компоненты галактик или межгалактической среды [5]. О глобальном поведении и сегрегации газа внутри галактик см., например, [6-8]. Что же касается вопроса о сегрегации газа в среде, наполняющей скопления галактик, то он рассмотрен в [9]. Считается, что локальное поведение газо-пылевой среды управляется электромагнитными силами, а глобальное - обусловлено гравитацией самой этой среды и звездной компоненты, в которую она проникает. Отчасти глобальное поведение управляется также магнитными полями.

В данной статье мы, однако, показываем, что такое разделение не совсем себя оправдывает. На самом деле электростатические эффекты должны сказываться и при глобальном рассмотрении через посредство слабых электрических полей, эффект которых все же накапливается на большом протяжении, порядка толщины газо-пылевых образований. Воздействие одновременно электростатического и гравитационного полей не сводится к простой их суперпозиции, в связи с чем результаты оказываются несколько неожиданными, не предусмотренными существующими сейчас представлениями. Рассмотренные эффекты могут играть достаточно важную роль, в частности, для явлений перемешивания сред разного химического состава, включая возможное взаимодействие пыли и газа [10,11].

2. *Вариационная задача о максимуме парциальной энтропии.* Для некоторой ориентировки в проблеме представим себе многокомпонентную плазму (электроны + разного сорта положительные ионы + возможно, заряженные пылинки) и рассмотрим задачу о достижении термодинамического равновесия внутри каждой компоненты. Такая постановка имеет смысл, например, когда учитываются попарные столкновения таких частиц, принадлежащих одной и той же компоненте, что приводит к известным понятиям электронных и ионных температур [1]. Мы допускаем, кроме собственно столкновений, также и процессы перемешивания, в частности, связанные с известным затуханием Ландау, поскольку они могут только увеличивать энтропию каждой компоненты в отдельности.

Введем обозначения: x, y, z - декартовы координаты, v_x, v_y, v_z - компоненты скорости $\bar{v}$, n - число сортов частиц. Все суммирования по индексу i или j ниже выполняются от 1 до n. Кроме того, m_i - масса частицы данного сорта, e_i - ее заряд, f_i - фазовая плотность частиц данного сорта i. Далее, ν_i - пространственная плотность населения частиц данного сорта, т.е. интеграл

$$\nu_i = \int f_i d\bar{v} \tag{1}$$

(интегралы по v_x, v_y, v_z в (1) и далее берутся от $-\infty$ до $+\infty$). Наконец, $\bar{v}_{ix}, \bar{v}_{iy}, \bar{v}_{iz}$ - компоненты средней (гидродинамической) скорости частиц сорта i, т.е., например,

$$\bar{v}_{ix} = \frac{1}{\nu_i}\int v_x f_i d\bar{v}, \tag{2}$$

σ_i - среднее квадратическое значение остаточных скоростей частиц данного сорта, включая осреднение по всем трем направлениям, так что

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{3\nu_i}\int\left[(v_x - \bar{v}_{ix})^2 + (v_y - \bar{v}_{iy})^2 + (v_z - \bar{v}_{iz})^2\right]d\bar{v}, \tag{3}$$

ρ - общая плотность вещества

$$\rho = \sum_i m_i \nu_i, \tag{4}$$

ε - общая плотность заряда

$$\varepsilon = \sum_i e_i \nu_i. \tag{5}$$

Пространственную структуру межзвездной среды мы мыслим себе для примера, хотя это не принципиально, как однородную по двум горизонтальным координатам x и y; поэтому в даваемых ниже определениях глобальных характеристик ограничиваемся интегрированием по единственной координате z. Это означает, что модель имеет вид плоского слоя (неоднородного по z).

Введем также следующие обозначения: M_i - полная масса компоненты с номером i, т.е.

$$M_i = \int \nu_i \, dz = \iint f_i \, d\vec{v} \, dz \qquad (6)$$

(система считается формально неограниченной, так что интегралы по z берутся от $-\infty$ до $+\infty$), S_i - энтропия данной компоненты:

$$S_i = -\iint f_i \ln f_i d\vec{v} \, dz\,. \qquad (7)$$

Кроме того, $U(z)$ - гравитационный потенциал, $\varphi(z)$ - электростатический потенциал (в общем пространственном случае, естественно, потенциалы и напряженность полей будут зависеть от всех трех координат), $F(z)$ - напряженность гравитационного поля вдоль координаты z, E - полная энергия системы, складывающаяся, во-первых, из кинетической энергии, и, во-вторых, из потенциальной энергии гравитационного и электростатического полей. В целом

$$E = \frac{1}{2}\sum_i m_i \iint \left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right) f_i \, d\vec{v} \, dz - \frac{1}{2}\int \rho U dz + \frac{1}{2}\int \varepsilon\varphi \, dz\,. \qquad (8)$$

Заметим, что величины энергии каждой компоненты по отдельности мы не вводим, как не сохраняющиеся в процессе взаимодействия. Используем также δ - символ приращения.

Вариационная задача формулируется как нахождение состояния, не допускающего увеличения ни одной величины S_i при заданных M_i и E. Таким образом, все n приращений энтропии

$$\delta S_i = -\iint (\ln f_i + 1)\delta f_i d\vec{v} \, dz\,, \quad i = 1, ..., n \qquad (9)$$

должны обращаться в нуль при любых возмущениях, сохраняющих вышеуказанные инварианты:

$$\delta M_i = \iint \delta f_i d\vec{v} \, dz\,, \quad i = 1, ..., n \qquad (10)$$

и

$$\delta E = \frac{1}{2}\sum_i m_i \iint \left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right) f_i \, d\vec{v} \, dz - \int U \, \delta\rho \, dz + \int \varphi \, d\,\varepsilon \qquad (11)$$

(коэффициент 1/2 при потенциалах исчезает потому, что в них замаскированно входит зависимость от распределения плотностей и заряда). После раскрытия $\rho(z)$ и $\varepsilon(z)$, согласно формулам (4) и (5), получается

$$\delta E = \iint \sum_i W_i \delta f_i d\vec{v} \, dz\,, \qquad (12)$$

где

$$W_l = \frac{m_l\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right)}{2} - m_l U + e_l\,\varphi(z).$$

Величина функционала (9) обращается в нуль для всех допустимых возмущений только при условии, что коэффициент при δf_l в подынтегральном выражении (9) представляет собой линейную суперпозицию таких же коэффициентов в (10) и (12). То есть, мы по существу применяем обычный метод неопределенных множителей Лагранжа и получаем

$$-(\ln f_l + 1) + \lambda_l\, m_l - \mu_l\, W_l = 0\,.$$

Естественное требование убывания фазовой плотности при больших скоростях приводит к положительности лагранжева множителя μ_l, который можно представить в виде $\mu_l = \sigma_l^{-2}\, m_l^{-1}$ и это согласуется с определением (3). Итак, для фазовой плотности стационарного состояния получаем выражение

$$f(v_x, v_y, v_z, z) = \frac{c_l}{\left(\sigma_l\sqrt{2\pi}\right)^3}\exp\left(-\frac{1}{m_l\,\sigma_l^2}W_l\right), \tag{13}$$

причем c_l связаны с другим лагранжевым множителем: $c_l = \left(\sigma_l\sqrt{2\pi}\right)^3 \times$ $\times \exp(\lambda_i\, m_i - 1)$.

Тогда легко получается плотность населения частиц данного сорта

$$v_l = c_l \exp\left(\frac{m_l U - e_l\,\varphi}{m_l\,\sigma_l^2}\right). \tag{14}$$

Нетрудно проверить, что стоящая в (13) функция удовлетворяет уравнению Больцмана, которое в данном случае имеет вид

$$\frac{\partial f_l}{\partial t} + v_z\frac{\partial f_l}{\partial z} + \left(\frac{dU}{dz} - \frac{e_l}{m_l}\frac{d\varphi}{dz}\right)\frac{\partial f_l}{\partial v_z} = 0\,. \tag{15}$$

В (15) можно еще вписать правую часть, описывающую попарные столкновения в пределах данной компоненты, и справедливость уравнения от этого не нарушится ввиду максвелловского распределения частиц по скоростям. Одновременно удовлетворяется и вытекающее известным образом из (15) гидродинамическое уравнение, которое в отсутствие систематических движений имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\sigma_l^2 v_l\right) + v_l\left(\frac{dU}{dz} - \frac{e_l}{m_l}\frac{d\varphi}{dz}\right) = 0\,, \quad i = 1, 2, \ldots, n\,. \tag{16}$$

3. *Дифференциальные уравнения для плотностей.* Обычно без обсуждения предполагают, что плотности v_l у разных компонент взаимно пропорциональны. Этот частный случай мы еще обсудим ниже. Однако, вообще говоря, такая пропорциональность из уравнений (16) не

следует. Более точным является такое рассуждение, когда за отправной пункт принимается выполняющееся с хорошей точностью условие электронейтральности среды

$$\varepsilon(z)=\sum_i e_i\nu_i(z)=0\,. \tag{17}$$

Действительно, при нарушении электронейтральности сразу возникли бы значительные токи, препятствующие стационарности. Умножим теперь каждое из уравнений (16) на $e_i\,\sigma_i^{-2}$ и просуммируем по всем компонентам. Тогда, в силу условия (17)

$$\frac{dU}{dz}\sum_i\frac{\nu_i\,e_i}{\sigma_i^2}-\frac{d\varphi}{dz}\sum_i\frac{\nu_i\,e_i^2}{m_i\,\sigma_i^2}=0\,. \tag{18}$$

Условие (18) дает необходимую связь между электростатическим и гравитационным полем. Заметим, что отношение (на единицу массы) электростатической и гравитационной для конкретной компоненты составляет

$$\left(e_i\,\frac{d\varphi}{dz}\right)\left(m_i\,\frac{d_i}{dz}\right)^{-1}=e_i\sum_i\frac{\nu_i\,e_i}{\sigma_i^2}\cdot\left(m_i\sum_i\frac{\nu_i\,e_i^2}{m_i\,\sigma_i^2}\right)^{-1},$$

что из соображений размерности вовсе не является малой величиной. Мала только сумма плотностей заряда в (17) в сравнении с каждым отдельным слагаемым, но не мал эффект от этой величины $\varepsilon(z)$: он осуществляет некоторую сегрегацию ионов по их отношениям заряд-масса, которую мы сейчас и постараемся оценить. Предварительно заметим, что для исключения зарядов как больших параметров мы напряженность $d\varphi/dz$ из (18) должны подставлять в каждое из уравнений (16). Получается система n дифференциальных уравнений с неизвестными функциями $\nu_i(z)$, которую далее рассматриваем для частного и простейшего случая $n=3$. При этих обстоятельствах получаем систему трех уравнений

$$\frac{d\nu_k}{dz}=\frac{\nu_k}{\sigma_k^2}\frac{dU}{dz}\left(1-\frac{e_k}{m_k}\left(\sum_i\frac{\nu_i\,e_i}{\sigma_i^2}\right)\cdot\left(\sum_i\frac{\nu_i\,e_i^2}{m_i\,\sigma_i^2}\right)^{-1}\right),\;\; k=1,2,3,\;\; i=1,2,\ldots,n\,. \tag{19}$$

По способу вывода эта система допускает интеграл (17). Но можно вывести и другой интеграл вида

$$\nu_1^{\alpha}\nu_2^{\beta}\nu_3^{\gamma}=\mathrm{const} \tag{20}$$

с некоторыми постоянными α,β,γ. Действительно, составим логарифмическую производную от левой части (20), используя уравнения (19):

$$\frac{\alpha}{\nu_1}\frac{\partial\nu_1}{\partial z}+\frac{\beta}{\nu_2}\frac{\partial\nu_2}{\partial z}+\frac{\gamma}{\nu_3}\frac{\partial\nu_3}{\partial z}=$$

$$=\frac{dU}{dz}\left[\frac{\alpha}{\sigma_1^2}+\frac{\beta}{\sigma_2^2}+\frac{\gamma}{\sigma_3^2}-\left(\frac{\alpha}{\sigma_1^2}\frac{e_1}{m_1}+\frac{\beta}{\sigma_2^2}\frac{e_2}{m_2}+\frac{\gamma}{\sigma_3^2}\frac{e_3}{m_3}\right)\left(\sum_i\frac{\nu_i\,e_i}{\sigma_i^2}\right)\left(\sum_i\frac{\nu_i\,e_i^2}{m_i\,\sigma_i^2}\right)^{-1}\right].$$

Правая часть обращается в нуль, если выполнены два условия:

$$\frac{\alpha}{\sigma_1^2}+\frac{\beta}{\sigma_2^2}+\frac{\gamma}{\sigma_3^2}=0\,,\quad \frac{\alpha}{\sigma_1^2}\frac{e_1}{m_1}+\frac{\beta}{\sigma_2^2}\frac{e_2}{m_2}+\frac{\gamma}{\sigma_3^2}\frac{e_3}{m_3}=0\,. \tag{21}$$

По смыслу соотношения (20), параметры α, β, γ определены только с точностью до постоянного множителя, поэтому достаточно взять одно из решений неопределенной системы (21), именно

$$\alpha=\frac{1}{N}\sigma_1^2\left(\frac{e_3}{m_3}-\frac{e_2}{m_2}\right),\quad \beta=\frac{1}{N}\sigma_2^2\left(\frac{e_1}{m_1}-\frac{e_3}{m_3}\right),\quad \gamma=\frac{1}{N}\sigma_3^2\left(\frac{e_2}{m_2}-\frac{e_1}{m_1}\right), \tag{22}$$

где знаменатель

$$N=\sigma_1^2\left(\frac{e_3}{m_3}-\frac{e_2}{m_2}\right)+\sigma_2^2\left(\frac{e_1}{m_1}-\frac{e_3}{m_3}\right)+\sigma_3^2\left(\frac{e_2}{m_2}-\frac{e_1}{m_1}\right) \tag{23}$$

введен только для того, чтобы показатели в (20) были безразмерными.

Поскольку между плотностями ν_1, ν_2, ν_3 имеются две зависимости (17) и (20), все три величины можно, хотя и в неявном виде, выразить через суммарную плотность ρ (см. формулу (4)). Однако для такого построения модели необходимо, в принципе, связать ρ с гравитационным потенциалом U, который, в свою очередь, в самогравитирующем слое должен удовлетворять уравнению Пуассона

$$\frac{d^2U}{dz^2}=-4\pi G\rho\,. \tag{24}$$

Для нахождения функциональной связи между ρ и U, умножим уравнения (19) соответственно на m_1, m_2, m_3 и сложим между собой. Получаем

$$\frac{d\rho}{dU}=\sum_i\frac{m_i\nu_i}{\sigma_i^2}-\left(\sum_i\frac{e_i\nu_i}{\sigma_i^2}\right)^2\left(\sum_i\frac{\nu_i e_i^2}{m_i\sigma_i^2}\right)^{-1}. \tag{25}$$

Уравнение (25), правую часть которого надо выразить через ρ согласно интегралам (17) и (20), после интегрирования должно давать искомую функциональную связь между U и ρ, после чего уравнение (24) становится обыкновенным дифференциальным уравнением для $U(z)$, которое можно решать стандартным методом (с некоторым усложнением ввиду неявного характера упомянутой зависимости).

В данной публикации мы рассматриваем только асимптотику при $z\to\infty$. Очевидно, в системе с конечной массой на больших расстояниях плотность ρ и все величины ν_1, ν_2, ν_3 должны стремиться к нулю. Из определения величин α, β, γ в (22) и (23) следует

$$\alpha+\beta+\gamma=1\,. \tag{26}$$

Но для нас важен относительный порядок убывания ν_1, ν_2, ν_3 на бесконечности. Ясно, что парциальная плотность, убывающая медленнее других, не может быть единственной - это нарушало бы условие электронейтральности (17). С другой стороны, если бы все три парциальные плотности ν_i имели одинаковый порядок $\sim\rho$ при $z\to\infty$, то левая часть (20) в силу (26) имела бы порядок ρ, что вело бы к противоречию. Остается допустить, что на бесконечности одна из функций $\nu_i(z)$ стремится к нулю быстрее остальных, например, $\nu_3(z)$. Но тогда из (26) следует

$$\nu_3=\text{const}\cdot\nu_1^{-\alpha/\gamma}\cdot\nu_2^{-\beta/\gamma}$$

и ν_3 имеет порядок

$$\rho^{-\frac{\alpha+\beta}{\gamma}}=\rho^{\frac{1}{\gamma}+1},$$

так что

$$\frac{\nu_3}{\rho}\sim\rho^{-1/\gamma}.$$

Следовательно, для "отстающей" третьей компоненты необходимо $\gamma<0$.

Все три параметра α,β,γ не могут быть одновременно отрицательными из-за соотношения (26), поэтому, вообще говоря, возможны два варианта:

1) Из тройки α,β,γ только одна величина отрицательна; пусть это будет γ.

2) Из этой тройки две величины отрицательны, а третья положительна; допустим, что $\beta>0$, $\gamma<0$, $\alpha>0$.

Однако в случае 2) невозможно построить две разные согласованные модели. Действительно, возможность существования то смеси компонент 1 и 3, то 2 и 3 означало бы, по условию электронейтральности (17), что третья компонента имеет иной знак заряда, чем две другие. Но тогда из (22) следовало бы различие знаков у α и β, вопреки предположению. Итак, случай 2) отпадает, и при любых исходных параметрах m_i, e_i, σ_i асимптотически возможна только одна пара компонент, остающихся на больших расстояниях.

Легко видеть, что правая часть (25), согласно неравенству Буняковского, положительна. Кроме того, условие электронейтральности (17) асимптотически переходит в $e_1\nu_1+e_2\nu_2=0$, что в сочетании с "укороченным" соотношением (4), именно: $m_1\nu_1+m_2\nu_2=\rho$ позволяет выразить ν_1 и ν_2 через суммарные плотности

$$\nu_1=\frac{e_2\rho}{e_1m_2-e_2m_1},\quad \nu_2=\frac{e_1\rho}{e_1m_2-e_2m_1},\quad \nu_3=0. \tag{27}$$

Подстановка (27) в уравнение (25) дает после некоторых преобразований

$$\frac{d\rho}{dU}=\frac{e_2m_1-e_1m_2}{e_2m_1\,\sigma_1^2-e_1m_2\,\sigma_2^2}\rho\,. \tag{28}$$

Как мы упоминали выше, коэффициент при ρ в правой части (28), который ниже будем обозначать ω, должен быть положительным. Это допускает непосредственную проверку с учетом (27):

$$\omega=\frac{e_2\,\rho}{\nu_1\left(e_2m_1\,\sigma_1^2-e_1m_2\,\sigma_2^2\right)}=\frac{\rho}{\nu_1\left(m_1\,\sigma_1^2-\dfrac{e_1}{e_2}m_2\,\sigma_2^2\right)}>0$$

(поскольку e_1 и e_2 разного знака).

Итак, при больших z получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{d\rho}{dU}=\omega\rho\,,$$

немедленно дающее функциональную зависимость

$$\rho=C\exp(\omega U),\quad (C=\text{const}), \tag{29}$$

а в сочетании с уравнением Пуассона (24)

$$\frac{d^2U}{dz^2}=-4\pi GC\cdot\exp(\omega U). \tag{30}$$

Решением уравнения (30), удовлетворяющим условию $U\to-\infty$ при больших z, является

$$U=-\frac{2}{\omega}\ln\operatorname{ch}\omega pz+\text{const} \tag{31}$$

с положительным параметром p, играющим роль еще одной постоянной интегрирования. Асимптотически при больших z для (31) имеем соотношение $U\approx-2pz+\text{const}$. Оно показывает, что p с точностью до постоянного коэффициента выражает спроектированную плотность всей системы. Напомним, что уравнение (30) оказывается удовлетворительным приближением только для достаточно больших z, а для получения хода $\nu_i(z)$ в целом нужны численные выкладки.

4. *Заключение*. В качестве важного примера рассмотрим космическую плазму, состоящую из свободных электронов, ионов водорода и однократно ионизованного гелия. Такие условия типичны для межзвездной и межгалактической среды [2]. Выпишем параметры этих компонент в вышеуказанном порядке:

$$m_1=\frac{1}{1836},\quad e_1=-1,\quad m_2=1,\quad e_2=1,\quad m_3=4,\quad e_3=1$$

(единицей измерения здесь служат масса и заряд протона). Из (22) получаем:

$$\alpha \approx -\frac{3}{4}\frac{\sigma_1^2}{N}, \ \beta \approx -1836\frac{\sigma_2^2}{N}, \ \gamma \approx 1837\frac{\sigma_3^2}{N}, \ N \approx 1837\sigma_3^2 - 1836\sigma_2^2 - \frac{3\sigma_1^2}{4}. \quad (32)$$

Если $N<0$, то в тройке α, β, γ только величина γ отрицательна, поэтому согласно сказанному, на больших расстояниях выпадает третий компонент, т.е. гелий. Это соответствует нумерации, принятой выше в (27). Напротив, при $N>0$ должен выпадать водород (но, очевидно, не электроны); тогда для согласования с (27) надо предписать номера 1 и 2 соответственно гелию и электронам.

Критерий различения этих двух случаев, обусловленный знаком правой части (32), как раз явственно показывает, что эффект электростатических сил существенен. Если бы мы просто зачеркнули в (14) электростатический потенциал φ, то преобладание того или иного положительного иона на больших расстояниях целиком бы определялось отношениями σ_i/σ_j. Вопреки этому, мы видим, что в упомянутый критерий различения, согласно (32), входят дисперсии всех компонент. Итак, вмешательство $\varphi(z)$ способно менять структуру равновесного неоднородного слоя заметным образом, а не на какие-то ничтожные доли процента, как предполагается обычно в магнитогидродинамике. Этот факт требуется сопоставить с данными о наблюдаемых химических неоднородностях в Галактике [12].

Учет пылевой компоненты и примеси нейтральных атомов [13] качественно мало меняет дело, давая в правую часть (30) некоторое заданное "нейтральное" слагаемое. То же можно сказать о сопутствующей звездной компоненте. Вышесказанные соображения, вообще говоря, сохраняют силу и для трехмерных моделей с той естественной оговоркой, что место (3) занимает более сложное дифференциальное уравнение в частных производных.

Схема, в которой существенная роль отводится столкновениям всех видов частиц, а не только в пределах одной компоненты, может интерпретироваться как частный случай рассмотренной: тогда дисперсии σ_i^2 просто обратно пропорциональны соответствующим массам m_i. В нашем примере при этом получается "нормальный" случай $N<0$ с вытеснением гелия. Заметим еще, что существует вырожденный случай $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$, когда автоматически $N=0$, тогда явление вытеснения одного иона другим исчезает. Аналогичным образом можно рассматривать среду более сложного химического состава, с учетом тяжелых элементов [14].

Автор искренне признателен В.А.Антонову за интерес и внимание к работе и важные замечания.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория,
Россия, e-mail: baranov@gao.spb.ru

ON THE EQUILIBRIUM AND THE STABILITY OF THE INTERSTELLAR MEDIUM IN ITS FORCE FIELD

A.S.BARANOV

The statistical equilibrium of a heterogeneous selfgravitating layer of the interstellar medium has been considered. Electrostatic fields and various reaction on them of ions of the different elements has been taken into account. Generally speaking, the different values of temperature for single components of the interstellar medium not connected among themselves are given. It has been emphasized that some details of the structure of the equilibrium layer can not be interpreted in terms of gravity only, in spite of the weakness of the electrostatic fields. The mixture H II, He II and electrons has been investigated as an important example. The asymptotics of the summary density and the ratios of the partial densities at large distances has been found. A method of finding these characteristics in any point of the layer (in quadratures) has been outlined.

Key words: *ISM: gravitating and electrostatic fields - galaxies: selfgravitating layer*

ЛИТЕРАТУРА

1. *С.А.Каплан*, Межзвездная газодинамика, Физматгиз, М., 1958.
2. *В.Г.Горбацкий*, *А.Г.Крицук*, Скопления галактик, Итоги науки и техники, серия Астрономия (под ред. А.Н.Михайлова), ВИНИТИ, М., 1987.
3. *А.С.Баранов*, Астрофизика, **49**, 239, 2006.
4. *А.С.Баранов*, Астрофизика, **49**, 637, 2006.
5. *Л.С.Марочник*, *А.А.Сучков*, Галактика, Наука, М., 1984.
6. *C.Chiappini*, *F.Matteucci*, *R.Romano*, Astrophys. J., **554**, Part 1, 1044, 2001.
7. *L.Chen*, *J.L.Hou*, *J.J.Wong*, Astron. J., **125**, 1397, 2003.
8. *T.E.Tecce*, *L.J.Pellizza*, *P.E.Piatti*, Revista Mexicana de Astronomia y Astrophysica, **26**, 86, 2006.
9. *C.Chiappini*, *F.Matteucci*, *P.Gratton*, Astrophys, J., **447**, Part 1, 765, 1997.
10. *P.Rebusco*, *E.Churazov*, *H.Böhringer*, *W.Forman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **359**, 1041, 2005.
11. *В.А.Антонов*, *А.С.Баранов*, Астрон. ж., **79**, 387, 2002.
12. *J.S.Sobeck*, *J.J.Joans*, *J.A.Simmerec et al.*, Astron. J., **131**, 2949, 2006.
13. *А.К.Юхимук*, *В.Н.Федун*, *А.Д.Вайцеховская*, *О.К.Черемных*, Кинематика и физика небесных тел, **20**, 517, 2004.
14. *M.Salmand*, *J.Hensler*, *C.Theis*, Astrophys. J., **476**, Part 1, 544, 1997.