А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 22 ИЮНЬ, 1985 ВЫПУСК 3

УДК: 524.77—726+533.951.3

О САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК. II. ПЛАЗМЕННАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ

М. В. КОНЮКОВ

Поступила 15 июля 1982
Принята к печати 10 декабря 1984

Показано, что получение распределения гидродинамических параметров плазмы скопления при политропном уравнении состояния, в конечном счете, сводится к решению краевой задачи для гравитационного потенциала самосогласованного поля. Модель плазменной составляющей в этом случае определяется тремя основными параметрами. Получены уравнения, определяющие распределение ионов по плазме скопления в условиях диффузионного равновесия для ионов. Найдены основные типы решений для плазменной составляющей. Построен алгоритм решения задачи для самосогласованной модели с учетом ионного состава плазмы.

1. *Постановка задачи.* При моделировании плазменной составляющей скопления галактик используется схема, представляющая собою обобщение предложенной в [1, 2]. В ее основе лежат следующие предположения:

а) Для плазменной составляющей имеет место гидродинамическое приближение*.

б) Состояние плазмы определяется гидродинамическими переменными (массовой плотностью, гидродинамической скоростью и температурой) и числовыми плотностями ионов, входящих в состав плазмы. Уравнения для них получаются из системы кинетических уравнений для различных сортов ионов методом Энскога—Чепмена [3—5].

в) Имеют место процессы, обеспечивающие политропную зависимость давления плазмы от плотности [6].

г) Взаимодействие галактической и плазменной составляющих осуществляется лишь через самосогласованное гравитационное поле.

д) Самосогласованные электрическое и гравитационные поля существенным образом сказываются на плазменной составляющей.

е) Для различных сортов ионов имеет место:

* Средний свободный пробег частиц плазмы по отношению к кулоновским столкновениям для межгалактической плазмы скопления $\approx 10^2$ больше характерного размера скоплений, что дает основания для использования гидродинамического приближения.

— либо одинаковая политропная зависимость парциальных давлений от плотностей для различных сортов ионов;

— либо политропная зависимость давления от плотности только для плазмы в целом; входящие в состав плазмы ионы находятся в диффузионном равновесии;

— либо политропная зависимость давления от плотности только для ионов, определяющих основной вклад в плотность плазмы; остальные ионы находятся в диффузионном равновесии.

Гидродинамические переменные, используемые при описании гидростатического равновесия квазинейтральной плазмы в гравитационном поле с безразмерным потенциалом ψ, определяются системой дифференциальных уравнений гидростатики

$$\frac{1}{\nu}\frac{d\pi}{d\xi} = -\alpha_0\frac{d\psi}{d\varphi}, \quad \pi = \nu\tau, \quad \pi = \nu^{\varkappa}, \tag{1}$$

где $\xi = r/r_0$ — безразмерное расстояние от центра, $\nu = \rho/\rho_{p_0}$ — безразмерная массовая плотность плазмы, $\pi = p/p_0$ — безразмерное давление плазмы ($p_0 = n_{p_0} k T_0$ — давление, T_0 — температура, n_{p_0} — числовая плотность в центре скопления), $\tau = T/T_0$ — безразмерная температура, $\varkappa$ — показатель политропы, а α_0 — безразмерный параметр задачи

$$\alpha_0 = 2\bar{m} V_0^2/kT_0. \tag{2}$$

Система (1) имеет первый интеграл и с его использованием определение распределения гравитационного потенциала по скоплению сводится к решению следующей краевой задачи:

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}\right) = -A_0\nu_g(\xi) - B_0\left[1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}(\psi_0-\psi)\right]^{\frac{1}{\varkappa-1}},$$

$$\xi = 0, \quad \frac{d\psi}{d\xi} = 0, \tag{3}$$

$$\xi = \xi_*, \quad \psi_* = \frac{1}{\xi_*}\left\{A_0\int\limits_0^{\xi_g}\nu_g(\xi)\,\xi^2 d\xi + B_0\int\limits_0^{\xi_p}\nu[\psi(\xi)]\,\xi^2 d\xi\right\},$$

где $\xi_* = \max(\xi_g, \xi_p)$ — граница скопления, $\nu_g(\xi)$ — плотность галактической составляющей (известная функция ξ; $\xi \geqslant \xi_g \nu_g(\xi) = 0$), ξ_p — точка обращения в нуль плотности плазменной составляющей, а A_0 и B_0 — безразмерные параметры задачи

$$A_0 = 4\pi J r_0^2 \rho_0/2V_0^2, \quad B_0 = A_0\cdot\rho_{p_0}/\rho_0 \tag{4}$$

(r_0 — характерный размер задачи, ρ_0 и ρ_{p_0} — плотности галактической и плазменной составляющих в центре, V_0 — характерное значение скорости для галактической составляющей). При известном распределении потенциала $\psi(\xi)$ распределение плотности и температуры плазмы определяется формулами

$$\nu(\xi)=\left\{1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}[\psi_0-\psi(\xi)]\right\}^{1/(\varkappa-1)}, \tag{5}$$

$$\tau(\xi)=1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}[\psi_0-\psi(\xi)], \tag{6}$$

(заметим, что ψ_0 является решением задачи и нами рассматриваются только случаи, в которых плазма удерживается самосогласованным гравитационным полем $1-\alpha_0(\varkappa-1)\psi_0/\varkappa<0$).

Решение краевой задачи (3) вместе с вычислением плотности и температуры по формулам (5) и (6) эквивалентно:

а) решению задачи Коши

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\tau}{d\xi}\right)=-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}A_0\nu_g(\xi)-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}B_0\tau^{1/(\varkappa-1)}, \tag{7}$$

$$\xi=0,\quad \tau=1;\quad \frac{d\tau}{d\xi}=0,$$

достигающему нуля на конечном расстоянии от центра скопления ($\tau(\xi)$ — решение уравнений в гидродинамическом приближении и в окрестности точки $\xi=\xi_p$, где $\nu(\xi_p)=\tau(\xi_p)=0$ оно нарушается, поэтому решение задачи (7) следует заканчивать в точке $\xi_p^*<\xi_p$, где начинает нарушаться гидродинамическое приближение по любому из выбранных критериев);

б) определению плотности по формуле

$$\nu=\tau^{1/(\varkappa-1)}; \tag{8}$$

в) решению краевой задачи для потенциала

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}\right)=-A_0\nu_g(\xi)-B_0\nu(\xi),$$

$$\xi=0,\quad \frac{d\psi}{d\xi}=0, \tag{9}$$

$$\xi=\xi_*,\quad \psi_*=-\frac{1}{\xi_*}\left[A_0\int_0^{\xi_g}\nu_g(\xi)\,\xi^2d\xi+B_0\int_0^{\xi_p}\nu(\xi)\,\xi^2d\xi\right]$$

для определения гравитационного потенциала самосогласованного поля. Заметим, что решение краевой задачи (9) можно заменить следующей квадратурой:

$$\psi(\xi) = \frac{1}{4\pi}\int\limits_{V_\xi} [A_0\nu_g(\vec{\xi}') + B_0\nu(\vec{\xi}')]\frac{d\vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|}. \quad (10)$$

Этот способ расчета самосогласованных структур фактически имеет место при расчете политропных шаров Эмдена [7, 8].

При поиске решения $\tau(\xi)$ предполагалась применимость гидродинамического приближения до точки обращения температуры в нуль. Однако нетрудно видеть, что оно нарушается в окрестности точки $\xi = \xi_p$, и поэтому в качестве точки окончания решения следует брать точку ξ'_p, где начинает нарушаться применимость гидродинамического приближения по любому из критериев [3]. Проведенные нами расчеты величины ξ'_p показали, что она мало отличается от ξ_p и последняя с хорошей точностью может быть принята в качестве границы плазменной составляющей. В проводимых расчетах предполагается $\nu_p(\xi) = 0$ при $\xi > \xi_p$, что верно лишь приближенно. В области $\xi > \xi_p$ существуют убегающие частицы плазмы, но из-за падения температуры при $\xi \to \xi_p$ их плотность оказывается столь малой, что при рассмотрении межгалактической плазмы, удерживаемой гравитационным полем, их влиянием можно пренебречь.

В условиях квазистационарности для определения распределения ионов необходимо знать интегральный ионный состав, который может быть задан одним из двух эквивалентных способов: либо отношением полной массы ионов M_i i-го сорта к полной массе протонов M_1

$$\left\{\beta_i = \frac{M_i}{M_1}\right\}_{i=2}^{N}, \quad (11)$$

где N — число ионов, входящих в состав плазмы, либо отношением их числовых концентраций в центре скопления

$$\left\{\alpha_i^0 = \frac{n_i^0}{n_1^0}\right\}_{i=2}^{N}, \quad (11a)$$

где n_i^0 — числовая концентрация ионов i-го сорта, а n_1^0 — числовая концентрация протонов в центре скопления. Для получения связи между заданиями (11) и (11a) введем безразмерные числовые концентрации ионов

$$\left\{\nu_i(\xi) = \frac{n_i(\xi)}{n_i^0}\right\}_{i=1}^{N},$$

где ξ — безразмерное расстояние от центра. Теперь легко получить равенства, связывающие α_i^0 и β_i

$$\beta_i = A_i \alpha_i^0 \int_0^{\xi_p} \nu_i(\xi) \xi^2 d\xi \Big/ \int_0^{\xi_p} \nu_1(\xi) \xi^2 d\xi.$$

Рассмотрим распределение ионов по скоплению для упомянутых выше трех случаев.

А. Все сорта ионов имеют политропные уравнения состояния с одинаковым показателем политропы. В этом случае для безразмерной плотности i-го сорта ионов имеет место соотношение

$$\{\nu_i(\xi) = \tau^{1/(\varkappa-1)}\}_{i=1}^N, \tag{12}$$

откуда легко получить выражение для парциальных массовых и числовых плотностей через массовую плотность плазмы

$$\left\{ \rho_i = \frac{\alpha_i^0 A_i}{\sum\limits_{k=1}^N \alpha_k^0 A_k} \rho(\xi), \quad n_i = \frac{\alpha_i^0}{m_p \sum\limits_{k=1}^N \alpha_k^0 A_n} \rho(\xi) \right\}_{i=1}^N \tag{12a}$$

Связь между параметрами α_i^0 и β_i дается соотношениями

$$\{\beta_i = A_i \alpha_i^0\}_{i=2}^N. \tag{12б}$$

В. Политропное уравнение состояния имеет место для плазмы в целом и диффузионное равновесие для ионов. Для вывода уравнений, определяющих распределение ионов по скоплению, в условиях диффузионного равновесия следует получить диффузионные скорости для отдельных компонентов [9]. В первом приближении метода Энскога—Чепмена они определяются следующей системой уравнений [3, 4]:

$$\left\{ \sum_{j=0}^N B_{ij} \langle \vec{c}_j \rangle = \vec{F}_i \right\}_{i=0}^{N-1}, \quad \sum_{j=0}^N m_p A_j n_j \langle \vec{c}_j \rangle = 0. \tag{13}$$

Здесь $\langle \vec{c}_j \rangle$ — диффузионная скорость компонента с массовым числом A_j, зарядовым числом Z_j (для электронов $j=0$, $Z_0=-1$, $A_0=1/1840$), $\vec{F}_i$ — диффузионная сила, которая в случае гидростатического случая имеет вид

$$\vec{F}_i = -\nabla p_i + m_p A_i n_i \nabla\varphi - Z_i e n_i \nabla\Phi \tag{14}$$

(φ и Φ — потенциалы гравитационного и электрического поля), $p_i = n_i kT$ — парциальное давление i-го компонента, а

$$B_{ii}=\sum_{\substack{k=0\\k\neq i}}^{N}\alpha_{ik},\qquad B_{ij}=-\alpha_{ij}\quad i\neq j$$

(α_{ik} — частоты столкновений различных компонентов).

При пренебрежении ролью рождения и исчезновения ионов условия диффузионного равновесия в сферически симметричном случае принимают вид

$$\{\langle c_i^r\rangle=0\}_{i=0}^{N},\tag{15}$$

а система уравнений, определяющая распределение ионов, приводится к

$$\left\{m_pA_in_i\frac{d\varphi}{dr}-eZ_in_i\frac{d\Phi}{dr}-\frac{dp_i}{dr}=0\right\}_{i=0}^{N-1}.\tag{16}$$

Потенциал самосогласованного электрического поля Φ определяется уравнением

$$\left(\frac{\Lambda_p}{r_0}\right)^2\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\Psi}{d\xi}\right)=-\sum_{i=0}^{N}\alpha_i^0\nu_i,\tag{17}$$

где Λ_p — дебаевское расстояние, а $\Psi=e\Phi/kT_0$ безразмерный потенциал электрического поля. Поскольку параметр $\varepsilon_d=(\Lambda_p/r_0)^2$ мал, решение (17) можно отыскивать в виде асимптотического ряда по нему. Уравнение для нулевого приближения имеет вид

$$\sum_{i=0}^{N}\alpha_i^0Z_i\nu_i(\xi)=0\tag{18}$$

и представляет собою условие квазинейтральности. Используя безразмерные потенциалы ψ и Ψ, систему (16) приводим к

$$-\frac{d}{d\xi}(n_e\tau)+\alpha_0\frac{m_e}{\bar m}n_e\frac{d\psi}{d\xi}+n_e\frac{d\Psi}{d\xi}=0,$$

$$\left\{-\frac{d}{d\xi}(n_i\tau)+\alpha_0\frac{m_i}{\bar m}n_i\frac{d\psi}{d\xi}-Z_in_i\frac{d\Psi}{d\xi}=0\right\}_{i=1}^{N-1}.\tag{19}$$

Первое из уравнений (19) имеет малый параметр $\varepsilon_e=\alpha_0m_e/\bar m$ и в нулевом приближении по нему уравнение для электронов сводится к

$$\frac{d\Psi}{d\xi}=\frac{1}{n_e}\frac{d}{d\xi}(n_e\tau).\tag{19a}$$

Формальное интегрирование уравнений для ионов с использованием (19a) дает

$$\left\{\frac{n_i}{n_i^0} = \left(\frac{n_e}{n_e^0}\right)^{-Z_i} \tau^{-(Z_i+1)} \exp\left[\alpha_0 \frac{m_i}{\bar{m}} \int_0^\xi \frac{1}{\tau} \frac{d\psi}{d\eta} d\eta\right]\right\}_{i=1}^N. \tag{19б}$$

Используя определение массовой плотности, условие квазинейтральности (18) и уравнения (19а), получаем систему уравнений для вычисления безразмерных числовых концентраций ионов

$$\nu_1(\xi) = \left(\sum_{k=1}^N \alpha_k^0 A_k\right) \nu(\xi) - \sum_{k=2}^N A_k \alpha_k^0 \nu_k(\xi),$$

$$\left\{\nu_i(\xi) = \nu_1(\xi)^{A_i} \left[\frac{\sum\limits_{k=1}^N \alpha_k^0 Z_k \nu_k(\xi)}{\sum\limits_{k=1}^N \alpha_k^0 Z_k}\right]^{A_i - Z_i} \tau^{2A_i - Z_i - 1}\right\}_{i=2}^N. \tag{20}$$

При известных $\nu(\xi)$, $\tau(\xi)$ и заданных параметрах задачи $\{\alpha_i^0\}_{i=2}^N$ система нелинейных трансцендентных уравнений (20) может быть решена только численно, например методом итераций. При политропном уравнении состояния для плазмы как целого из системы (20) можно исключить $\tau(\xi)$ с использованием соотношения $\tau = \nu^{\varkappa - 1}$.

С. Политропное уравнение состояния с одинаковым показателем политропы имеет место для каждого из основных ионов и диффузионное равновесие для остальных. Введение основных ионов означает существование малого параметра ε_0 такого, что в нулевом приближении по нему массовая плотность плазмы и числовая плотность электронов могут быть записаны в виде

$$\rho(\xi) = m_p n_1^0 \sum_{i=1}^{N_1} \alpha_i^0 A_i \nu_i(\xi), \tag{21}$$

$$n_e(\xi) = n_1^0 \sum_{i=1}^{N_1} \alpha_i^0 Z_i \nu_i(\xi), \tag{22}$$

где N_1 — число основных ионов. При одинаковых показателях политропы для каждого из основных ионов имеют место равенства

$$\{\nu_i(\xi) = \nu(\xi)\}_{i=1}^{N_1}. \tag{23}$$

Пусть в число основных ионов входят протоны. Тогда безразмерные числовые плотности остальных ионов определяются соотношениями

$$\left\{\nu_i(\xi) = \tau^{\varkappa(2A_i - Z_i) - 1}\right\}_{i=N_1+1}^N. \tag{24}$$

При известных $\nu(\xi)$, $\tau(\xi)$ и N_1 формулы (23) и (24) дают явное выражение для безразмерных числовых плотностей ионов.

2. *Решение задачи по определению состояния плазменной составляющей скопления.* Для получения распределения плотности и температуры плазмы в целом и числовых плотностей ионов нами был разработан алгоритм, составлены и отлажены программы решения задач, поставленных в разделе 1. С их использованием был проведен численный эксперимент, типичные результаты которого для плазмы как целого приведены на рис. 1 и 2. Анализ результатов численного эксперимента указывает на существование решений с плотностями, отличными от нуля лишь в конечной области пространства. В зависимости от безразмерных параметров задачи плазменная составляющая скопления может находиться внутри области, занимаемой галактической составляющей (рис. 1) и наоборот (рис. 2).

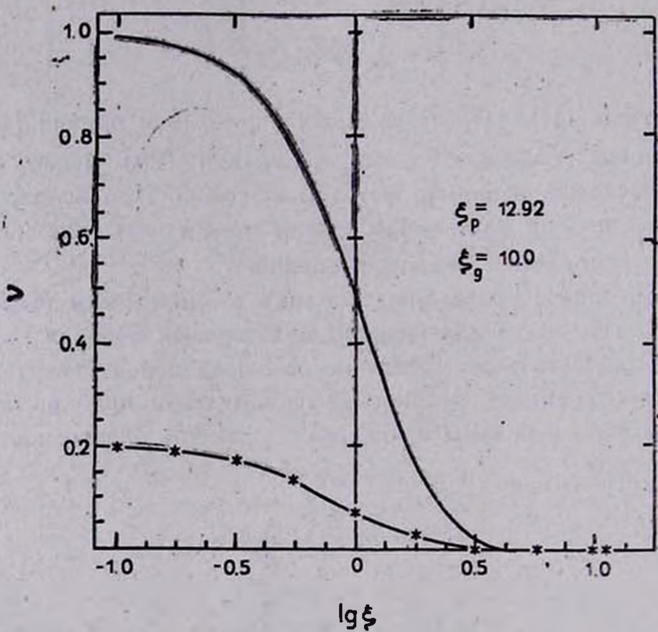

Рис. 1. Распределение плотности плазменной (——) и галактической (— *—* —) составляющих при $A_0 = 1$, $B_0 = 5$, $\tau_0 = 1$ и $\varkappa = 1.25$.

Отметим, что наличие галактической составляющей делает возможным существование решений, ограниченных в пространстве (табл. 1) при показателях политропы, принадлежащих интервалу $1 < \varkappa < 1.25$, для которого радиусы свободных политропных шаров бесконечны.

При расчете распределения ионов рассмотрен случай, в котором политропное уравнение состояния имеет место лишь для ионов, дающих основной вклад в полную массу плазмы. При получении результатов, приведенных в табл. 2, предполагалось, что основной вклад в массу плазмы дают протоны. Их анализ позволяет сделать вывод о существовании решений с плотностью ионов, отличной от нуля в конечной области при наличии только самосогласованных гравитационных и электрических полей.

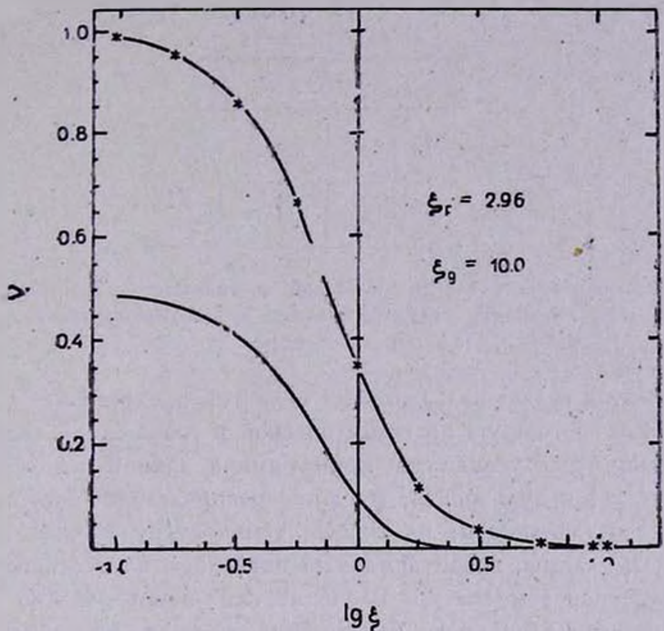

Рис. 2. Распределение плотности плазменной (——) и галактической (— *—* —) составляющих при $A_0=10$, $B_0=5$, $\alpha_0=1$ и $\varkappa=1.25$.

Этот результат принципиально отличен от полученного в [10] для термодинамически равновесной плазмы. Известно, что в этих условиях самосогласованные гравитационные и электрические поля не обеспечивают

Таблица 1

$\varkappa$	ξ_0	ξ_p
1.1	∞	3.35
1.15	∞	2.10
1.20	∞	1.65
1.25	15.	1.40

$\varkappa$ — показатель политропы, ξ_0 — радиус свободного политропного шара, ξ_p — радиус политропного шара при наличии внешних по отношению к плазме масс с безразмерными параметрами $A_0=25$, $\xi_g=10$.

появления решений с плотностью, отличной от нуля в конечной области, и получение в [10] решений этого типа обязано введению полей неизвестной природы, создающих барьер бесконечной высоты в некоторой точке скопления.

Таблица 2

$\varkappa = 1.25$; $\xi_* = 15$

Z_i/A_i	ξ_i
2/4	3.
5/10	1.5
10/20	1.

$\varkappa$ — показатель политропы для основной составляющей, ξ_* — радиус политропного шара, Z_i/A_i — отношение зарядового числа к массовому для иона, ξ_i — радиус области распределения ионов.

3. *Скопления галактик*. Скопление галактик представляет собою систему, в основном состоящую из галактической и плазменной составляющих, и, если ограничиться условиями, принятыми в данной работе, то при его описании следует использовать: функцию распределения для описания галактической составляющей; плотность, температуру и числовые плотности ионов для плазмы; гравитационный потенциал самосогласованного поля (при известной температуре и плотностях ионов можно вычислить потенциал самосогласованного электрического поля, пользуясь соотношением (19а)).

Тогда определение состояния скопления сведется к решению следующей задачи:

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\psi}{d\xi}\right) = -B_0\left[1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}(\psi_0-\psi)\right]^{1/(\varkappa-1)} -$$

$$-A_0\int\limits_0^{x_e} g_0[\sqrt{x^2+2(\psi_0-\psi)}]\,x^2dx \Big/ \int\limits_0^{x_e} g_0(x)\,x^2dx,$$

$$\xi = 0, \qquad \frac{d\psi}{d\xi} = 0, \tag{25}$$

$$\xi = \xi_*, \quad \psi_* = \psi_e + \frac{1}{\xi_*}\left\{B_0\int\limits_0^{\xi_p}\left[1-\alpha_0\frac{\varkappa-1}{\varkappa}(\psi_0-\psi(\xi))\right]^{1/(\varkappa-1)}\xi^2d\xi + \right.$$

$$\left. + A_0\int\limits_0^{\xi_g}\left[\int\limits_0^{x_e} g_0[\sqrt{x^2+2(\psi_0-\psi(\xi))}]\,x^2dx \Big/ \int\limits_0^{x_e} g_0(x)\,x^2dx\right]\xi^2d\xi\right\};$$

$$\tau(\xi) = 1 - \alpha_0 \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} [\psi_0 - \psi(\xi)], \qquad \nu(\xi) = \tau(\xi)^{1/(\varkappa-1)}; \tag{25а}$$

$$\nu_1(\xi) = \left(\sum_{k=1}^{N} \alpha_k^0 A_k \right) \nu(\xi) - \sum_{k=2}^{N} \alpha_k^0 A_k \nu_k(\xi), \quad \left\{ \nu_l(\xi) = \nu_1(\xi)^{A_l} \left[\frac{\sum_{k=1}^{N} \alpha_k^0 Z_k \nu_k(\xi)}{\sum_{k=1}^{N} \alpha_k^0 Z_k} \right]^{A_l - Z_l} \tau^{2A_l - Z_l - 1} \right\}_{l=2}^{N}. \tag{25б}$$

Здесь ξ_x — граница скопления ($\xi_x = \max(\xi_g, \xi_p)$), ξ_g и ξ_p — границы галактической и плазменной составляющих, ψ_e — значение гравитационного потенциала в точке $\xi = \xi_*$, определяемое внешними по отношению к скоплению массами, $g_0(x)$ — функция распределения галактик по скоростям (решение задачи на собственные значения для потенциала в центре скопления [11], $g_0[\sqrt{x^2 + 2(\psi_0 - \psi)}]$ — решение задачи Коши для бесстолкновительного уравнения с условиями в центре скопления).

Уравнения, определяющие распределение ионов, выписаны для случая с политропным уравнением состояния для плазмы как целого и диффузионного равновесия остальных сортов ионов. При использовании других случаев (2А или 2С) уравнения (25б) следует заменить на (12а) или (24).

Множество моделей квазистационарного состояния для богатых скоплений галактик в рассматриваемом приближении определяется следующим набором безразмерных параметров задачи:

$$\{A_0, x_e, \psi_e, B_0, \varkappa, \alpha_0, [\alpha_i']_{i=2}^{N}\}, \tag{26}$$

и задача моделирования конкретного скопления сводится к их оценке по результатам наблюдений в оптике и рентгене.

Для решения задачи (25, 25а, б) был разработан алгоритм ее решения, составлена и отлажена программа*. С ее использованием было установлено существование решений с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием, как для галактической, так и для плазменной составляющих. В зависимости от значений безразмерных параметров задачи возможны решения, в которых плазменная составляющая погружена в галактическую и наоборот. В табл. 3 приведены параметры галактической и плазменной составляющих, полученные при этих расчетах.

---

* Программа решения задач (25, 25а, б) написана на языке FORTRAN-IV. Она может быть передана автором любому лицу, заинтересованному в решении задач такого рода.

Составленная программа применима и к случаю, в котором наряду с галактической и плазменной составляющими присутствуют массы с известным распределением.

Таблица 3

$A_0=10$, $B_0=0.4$

$\varkappa$	ξ_g	ξ_p
1.35	27.60	2.9
1.25	27.20	5.8
1.20	28.20	28.40

A_0 и B_0 — безразмерные параметры задачи, $\varkappa$ — показатель политропы, ξ_g — радиус галактической составляющей, ξ_p — радиус плазменной составляющей.

Получение оценок параметров модели и ошибок их определения по результатам наблюдений проводится стандартными методами.

4. *Заключение.* Наличие значительного количества информации о богатых скоплениях галактик в оптическом и рентгеновском диапазонах позволяет количественно рассмотреть вопрос о правильности представления скопления медленно эволюционирующим образованием, которое состоит из галактик и плазмы и удерживается в ограниченном объеме самосогласованным гравитационным полем. Для этого нужно:

a. Указать физические условия, свойственные образованию, и используемые упрощающие предположения.

b. Поставить в рамках выбранных предположений задачу определения квазистационарного состояния скопления (расчета его физических характеристик).

c. Установить существование решений нужного типа.

d. Ввести множество безразмерных параметров задачи, определяющих множество моделей богатых скоплений галактик.

e. Указать процедуру получения оценок параметров модели по наблюдательной информации.

f. Провести оценки параметров моделей для конкретных скоплений.

g. Рассчитать по полученным параметрам физические характеристики скопления и на их основе сделать вывод о правильности использованных при построении множества моделей физических условий в скоплениях и использованных упрощений.

В работе [11] и настоящей выполнена только часть сформулированной программы (a—e) (заметим, что она представляет самостоятельный интерес). Моделирование конкретных скоплений по результатам наблюдений в оптическом и рентгеновском диапазонах и анализ полученных результатов (i—g) будут проведены в следующей работе.

В заключение автор благодарит В. Г. Горбацкого, А. Г. Губанова, Р. Д. Дагкесаманского и Л. М. Озерного за советы, обсуждение и доброжелательную критику.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева

ABOUT A SELF-CONSISTENTLY MODEL RICH CLUSTER OF GALAXIES. II. PLASMA COMPONENT OF CLUSTER

M. V. KONUKOV

It has been shown that the distribution of hydrodynamic parameters of cluster plasma is determined by the solution of a boundary problem for the gravitational potential of a self-consistent field. A model of plasma component is determined by three main parameters. The equation for distribution of ions in cluster under diffusion equilibrium of ions is obtained. The main types of solutions for the plasma component are determined. The algorithm of the solution of the problem for the self-consistent model cluster with ions is built.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano*, Astron. Astrophys., 40, 137, 1976.
2. *A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano*, Astron. Astrophys., 70, 667, 1978.
3. *С. Чепмен, Т. Каулинг*, Математическая теория неоднородных газов, ИЛ, М., 1960.
4. *С. И. Брагинский*, Вопросы теории плазмы, вып. 1, Атомиздат, М., 1963.
5. *М. Н. Коган*, Динамика разреженного газа, Наука, М., 1967.
6. *М. В. Конюков*, Геомагнетизм и аэрономия, 7, 217, 1967.
7. *С. Чандрасекар*, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
8. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Статистическая физика, Наука, М., 1964.
9. *М. В. Конюков*, Геомагнетизм и аэрономия, 9, 385, 1969.
10. *F. Abramoplus, G. Chanan, W. Ku*, A. J. 248, 429, 1981.
11. *М. В. Конюхов*, Астрофизика, 22, 273, 1985.