АСТРОФИЗИКА

ТОМ 24 ФЕВРАЛЬ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.7:536.2

РАВНОВЕСИЕ ГАЗА В ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ cD-ГАЛАКТИК

Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 10 апреля 1985
Принята к печати 20 августа 1985

Исследуется возможность применения решений уравнений гидростатического и энергетического равновесия для описания распределения газа в поле тяготения cD-галактик. Показано, что условие энергетического равновесия без учета потоков энергии скорее всего не выполняется. Потери на излучение в центре cD-галактик при этом могут компенсироваться электронной теплопроводностью и потоками вещества из более горячих внешних областей cD-галактик.

1. *Введение.* В последнее время для интерпретации рентгеновского излучения центральных областей регулярных скоплений галактик часто применяется модель охлаждающегося потока горячего газа, аккрецирующего на галактику [см., например, 1—3]. Наиболее сильным и, пожалуй, единственно безупречным аргументом в пользу такой модели служит то, что время высвечивания горячего газа в центральных областях регулярных скоплений меньше хаббловского. Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что градиент температуры в этих областях положителен [3], что в рамках стационарной картины и при наличии обмена энергией между центральными и периферийными областями cD-галактики приводит к выводу о преобладании стоков энергии над источниками в центре.

Несмотря на привлекательность модели охлаждающегося аккрецирующего потока газа, необходимо все же исследовать и модель, основанную на законах гидростатического равновесия, а также энергетического равновесия без учета энергообмена между центральными и периферийными областями cD-галактики. В такой модели отсутствует течение газа, а локальные потери на высвечивание компенсируются локальным же нагревом. Кроме того, параметры, определяющие структуру самих центральных галактик, лежат в довольно широком интервале [4]. Интересно поэтому выяснить также и влияние различного распределения гравитирующего вещества галактики на изменение температуры и плотности газа с расстоянием в рамках равновесной модели.

В настоящей работе приведены приближенные аналитические решения уравнений гидростатического и энергетического равновесия для различных законов охлаждения газа и распределения звездной составляющей cD-галактики как функции расстояния до центра. Обсуждается возможность применения этих решений для интерпретации рентгеновского излучения газа в cD-галактиках.

2. *Исходные уравнения.* Основными в задаче являются уравнения гидростатического

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathfrak{M}(r)}{r^2}\rho \tag{1}$$

и энергетического

$$Q(r) = L(r) \tag{2}$$

равновесия, где r — расстояние от центра, $\mathfrak{M}(r)$ — масса звезд внутри сферы радиуса r, P и ρ — давление и плотность газа, Q и L — функции источников и стоков энергии в газе.

При моделировании структуры галактик часто пользуются следующим законом распределения звездной плотности:

$$\rho_*(r) = \rho_*(0)\left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-\alpha}, \tag{3}$$

где $\rho_*(0)$ — центральная звездная плотность, r_c — радиус ядра. Для обычных эллиптических галактик размеры ядра — той области, где плотность звезд, а следовательно и поверхностная яркость мало меняются, — около 100 пк, $\alpha = 1.5$. Для cD-галактик значение r_c на один-два порядка выше, а $\alpha < 1.5$, что говорит о существовании протяженного гало. Кроме того, при интерпретации наблюдаемого распределения поверхностной яркости этих объектов иногда используют сумму двух [2] или даже трех [4] компонентов, имеющих вид (3), при различных значениях параметров $\rho_*(0)$, r_c и α. Будем в дальнейшем предполагать, что $1 \lesssim \alpha \lesssim 1.5$.

Нас будет интересовать поведение температуры и плотности газа далеко от центра ($r \gg r_c$). Поэтому пренебрежем единицей в (3). При этом выражение для массы звездной составляющей существенно упростится. Введем безразмерные расстояние $x = r/r_c$, температуру $t = T/T_c$ и плотность газа $n = \rho/\rho_c$, где $T_c = T(r_c)$, $\rho_c = \rho(r_c)$. Тогда уравнение (1) можно переписать следующим образом:

$$\frac{d\ln t}{d\ln x} + \frac{d\ln n}{d\ln x} = -\frac{D}{xt}\left[s_\alpha + \frac{1}{\beta}(x^\beta - 1)\right], \tag{4}$$

$$\beta = 3 - 2\alpha, \qquad \varepsilon_\alpha = \int\limits_0^1 \frac{x^2 dx}{(1+x^2)^\alpha}.$$

При $\alpha \in (1,\ 1.5)$ значения параметра ε_α принадлежат промежутку (0.17, 0.22). Параметр D характеризует отношение потенциальной энергии галактики и тепловой энергии газа на границе ядра:

$$D = \frac{4\pi r_c^2 \rho_*(0)\, G\mu m_H}{kT_c}. \qquad (5)$$

В упоминавшихся выше моделях центральных галактик в скоплениях [2, 4] значение параметра D близко к единице.

3. *Энергетическое равновесие.* Обсудим качественный вид функций $Q(r)$ и $L(r)$. Рассмотрим самый очевидный случай стоков энергии — на излучение. Введем функцию охлаждения $\Lambda(t)$, используя безразмерную плотность газа и функцию $L(r)$:

$$n^2 \Lambda(t) = L(r). \qquad (6)$$

Интервал температур, в который попадают значения температуры газа в скоплениях, характеризуется тем, что в нем основной вклад в функцию охлаждения постепенно переходит от излучения в линиях многократно ионизованных атомов к излучению в непрерывном спектре [5]. При этом в области температур $3\cdot 10^7$—$8\cdot 10^7$ K функция охлаждения остается постоянной с точностью до нескольких процентов. Будет удобно поэтому рассмотреть три различные функции охлаждения, соответствующие трем температурным областям: 1) $T < 3\cdot 10^7$ K, $\Lambda(t) = a_1 t^{-0.5}$; 2) $3\cdot 10^7\ \mathrm{K} < T < 8\cdot 10^7$ K, $\Lambda(t) = a_0$; 3) $T > 8\cdot 10^7$ K, $\Lambda(t) = a_2 t^{0.5}$, где a_1, a_2, a_0 — постоянные.

Что касается источников нагрева, то будем считать, что они связаны со сверхновыми, как и в модели галактического ветра [6], и частота вспышек сверхновых в пересчете на единицу звездной плотности не меняется с радиусом. Тогда плотность источников энергии убывает с радиусом пропорционально звездной плотности $Q(r) = bx^{-2\alpha}$ (здесь опять пользуемся тем, что $r \gg r_c$). Таким образом, окончательно записываем уравнение (2) в следующем виде:

$$\frac{d\ln n}{d\ln x} = -\alpha + \varkappa \frac{d\ln t}{d\ln x}. \qquad (7)$$

Для первой температурной области $\varkappa = 0.25$, для второй $\varkappa = 0$, для третьей $\varkappa = -0.25$. Очевидным следствием выполнения условий энергетического равновесия типа (7) является подобие профилей поверхностной яркости рентгеновского излучения газа и видимого излучения звезд галактики. Наблюдения M 87 — центральной галактики в скоплении в созвездии Дева указывают на сходство упомянутых профилей яркости [3] на значительном промежутке изменения аргумента.

Приведенное выше уравнение энергетического равновесия справедливо в том случае, когда обменом массой между звездами и межзвездной средой можно пренебречь. Учет же этого фактора может существенным образом сказаться на структуре равновесного решения.

Рассмотрим для простоты ситуацию, в которой темп потери газа звездами $\lambda\rho_*(r)$ для любого r равен темпу ухода газа из горячей составляющей среды в облака при их конденсации и последующем росте. Тогда локальная плотность газа везде остается постоянной, но вместе с тем совершается энергетический обмен между средой и звездами. Отказ от этого предположения приводит к необходимости рассматривать нестационарную задачу, что предполагается сделать в будущем.

Следует, однако, отметить, что при конденсации облаков единичный объем среды всегда теряет энергию порядка ρE, где E — удельная энергия среды, а при выбросе газа со звезд потери энергии средой наверняка происходят только тогда, когда характерная скорость звезд в данном месте галактики $v \ll (kT/m_H)^{0.5}$. Такая ситуация может возникнуть в cD-галактиках [4]. Это увеличивает, в рамках принятого нами предположения, энергопотери средой вдвое по сравнению со случаем большой дисперсии скоростей звезд. Таким образом, уравнение энергетического баланса, учитывающее массообмен между средой и звездами, после обезразмеривания будет иметь вид:

$$n^2 a_i t^q + ctx^{-2\alpha} = bx^{-2\varkappa}, \tag{8}$$

где $i = 1, 0, 2$ и $q = -1/2, 0, 1/2$ соответственно для трех температурных областей.

4. *Решения уравнений равновесия.* В этом разделе приводятся и обсуждаются решения систем уравнений (4), (7) и (4), (8), описывающих поведение температуры газа в гало галактики соответственно без учета и при учете массообмена между средой и звездами.

Из системы уравнений (4), (7) получаем уравнение для определения функции $t(x)$:

$$(\varkappa + 1)\frac{d\ln t}{d\ln x} - \alpha = -\frac{D}{xt}\left[\varepsilon_\alpha + \frac{1}{\beta}(x^\beta - 1)\right]. \tag{9}$$

Его решение таково:

$$
\begin{aligned}
t &= A_1 x^{\tau} + A_2 x^{-1} + A_3 x^{-(1-\beta)}, \quad t(1) = 1 \\
\tau &= \frac{\alpha}{\varkappa + 1}, \quad A_1 = 1 - A_2 - A_3, \\
A_2 &= -\frac{D}{\varkappa + 1}\left(\frac{\beta^{-1} - \varepsilon_\alpha}{\sigma + 1}\right), \\
A_3 &= \frac{D}{\varkappa + 1}\frac{1}{\beta(\sigma + 1 - \beta)}.
\end{aligned} \tag{10}
$$

Несмотря на то, что граничное условие для функции t ставится при $x = 1$, а приближенные выражения для $\rho_*(r)$ и $\mathfrak{M}(r)$ справедливы с большой точностью лишь при $r \gg r_c$, ошибки, допускаемые в значениях этих функций даже при $r \sim r_c$ не превосходят 25 %. При выбранных значениях α и $\varkappa$ параметр σ меняется в пределах от 0.8 до 2.

Для того, чтобы удовлетворить наблюдениям, следует из (10) выделить те решения, которые, во-первых, являются монотонно возрастающими и, во-вторых, описывают рост температуры всего в 2—5 раз при аргументе, меняющемся на 1.5—2 порядка. Проанализируем эти условия. Прежде всего заметим, что

$$
-\frac{A_2}{A_3} = \psi < 1.
$$

Перепишем соотношение (10) в виде:

$$
t = x^{\sigma} + \psi A_3 (x^{\sigma} - x^{-1}) - A_3 [x^{\sigma} - x^{-(1-\beta)}]. \tag{11}
$$

В асимптотической ($x \gg 1$) области сформулированные выше условия записываются следующим образом:

$$
A_3 < (1 - \psi)^{-1}, \tag{12}
$$

$$
A_3 > \left(1 - \frac{w}{x^{\sigma}}\right)(1 - \psi)^{-1}. \tag{13}
$$

В неравенстве (13) w — максимально допустимое из наблюдений значение t. Из (12) и (13) видно, что параметр A_3 заключен в довольно узкие рамки. Это, в свою очередь, накладывает жесткие ограничения на параметр D, определяющийся структурой галактики (r_c, $\rho_*(0)$). Следует отметить, что чем больше интервал по x, на котором требуется выполнение указанных условий, тем больше сближаются пределы, в которые заключен параметр A_3.

Рассмотрим теперь решение для модели, в которой существенным является обмен массой между средой и звездами. Уравнение (8) можно привести к виду

$$\frac{d\ln n}{d\ln x} = -\alpha - \left[\frac{ct}{2(b-ct)} - \varkappa\right]\frac{d\ln t}{d\ln x}, \quad \varkappa = \frac{-q}{2}. \tag{14}$$

Подставляя (14) в (4) и делая замену $u = ct/b$, получаем уравнение

$$\frac{du}{d\ln x}\left(\frac{1-1.5u}{1-u} + \varkappa\right) = \alpha u - \frac{Dc}{bx}\left[\varepsilon_\alpha + \frac{1}{\beta}(x^\beta - 1)\right]. \tag{15}$$

В описываемой ситуации функция u сравнима с единицей, так как массообмен является существенным фактором в процессе энергообмена. В случае $u \ll 1$ получается решение, приведенное выше (см. формулу (10)). По-прежнему мы придерживаемся условия $du/dx > 0$. Второй член в правой части (15) убывает с ростом x и для используемых значений ε_α, β и D даже при $x \sim 1$ меньше первого члена. Учитывая это, пренебрежем вторым слагаемым в (15). Полученное дифференциальное уравнение легко интегрируется. В результате находим функциональную связь между безразмерными температурой и расстоянием:

$$t^{2(\varkappa+1)} = \frac{x^{2\alpha}\left(1 - \frac{c}{b}\right)}{1 - \frac{c}{b}t}. \tag{16}$$

Из уравнения (15) видно, что когда множитель при производной стремится к нулю, сама производная стремится к бесконечности. Следовательно, искомое решение существует не при всех значениях аргумента, а только на конечном промежутке $(1, x_c)$. Из соотношения (16) можно найти максимально возможное значение аргумента x_c:

$$x_c = \left\{\left(1 - \frac{c}{b}\right)^{-1}\left(\frac{1}{3+2\varkappa}\right)\left[\frac{b}{c}\left(\frac{1+\varkappa}{1.5+\varkappa}\right)\right]^{2(\varkappa+1)}\right\}^{1/2\alpha}. \tag{17}$$

Значения x_c для случаев, представляющих интерес, мало отличаются от единицы. Так, при $\alpha = 1.3$, $\varkappa = 0$ для значений c/b, равных 10^{-2}, 10^{-1}, 0.2, x_c равно соответственно 17, 2.9, 1.8. Максимальные значения u для $\varkappa = -0.25$, 0, 0.25 равны соответственно 0.6, 2/3, 0.71.

Таким образом, решение, описывающее ситуацию, при которой в балансе энергии играет значительную роль массообмен между средой и звездами, существует на весьма ограниченном пространственном интервале.

5. *Обсуждение результатов.* Исследование решений уравнений гидростатического и энергетического равновесия, проведенное в предыдущем

разделе, показало, что условие энергетического равновесия без учета потоков энергии в гало cD-галактик скорее всего не выполняется. Следовательно, поскольку времена охлаждения газа на масштабах нескольких десятков килопарсек от центра галактики меньше хаббловского, для существования квазистационарного равновесного состояния газа в поле тяготения cD-галактики должен иметь место теплообмен между центральными и периферийными областями галактики. Один из возможных вариантов осуществления такого теплообмена — упоминавшийся ранее аккреционный поток охлаждающегося газа. Альтернативой ему может служить вариант, где теплообмен происходит благодаря электронной теплопроводности [7, 8].

В заключение приведем некоторые соображения в пользу последнего варианта. Итак, предположим, что высвечивание компенсируется электронной теплопроводностью горячего газа. В этом случае характерные времена высвечивания газа и нагревания его за счет теплопроводности должны быть одного порядка. Предположим для определенности, что мы имеем дело с температурами $T \leqslant 4 \cdot 10^7$ К и, следовательно, в функцию охлаждения основной вклад вносит излучение в линиях. Составим отношение указанных характерных времен и приравняем его единице:

$$1 = 1.7 \cdot 10^{-13} T^{-4} R^2 N^2. \tag{18}$$

Здесь T, N — характерные температура и концентрация газа, R — пространственный масштаб изменения температуры. Обратимся к наблюдениям [3]. Для внешней части гало M 87 они дают характерную температуру $T \sim 4 \cdot 10^7$ К. Концентрация газа там $N \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ см$^{-3}$, и для компенсации охлаждения газа при высвечивании достаточны градиенты температуры, имеющие характерный пространственный масштаб в сотни килопарсек. При приближении к центру концентрация растет и достигает значений $N \sim 10^{-1}$ см$^{-3}$ и выше. Характерный пространственный масштаб изменения температуры, как видно из (18), обратно пропорционален концентрации газа. Следовательно, вблизи от центра пространственный масштаб равен нескольким килопарсекам. При соблюдении условия $dT/dr > 0$ это ведет к быстрому уменьшению температуры, что, в свою очередь, еще в большей степени уменьшает характерный масштаб изменения T. В результате получается крутой спад температуры. Примерно такая картина и наблюдается в галактике M 87. Точные расчеты равновесных решений с учетом теплопроводности приведены в [8].

Автор искренне благодарит К. А. Сидорова за обсуждение результатов работы.

Ленинградский государственный
университет

GAS EQUILIBRIUM IN THE GRAVITATIONAL FIELD OF cD GALAXIES

E. V. VOLKOV

The possibility to apply the solutions of hydrostatic and energy equilibrium equations for the description of gas distribution in cD galaxy's gravity field has been investigated. It has been shown that the energy equilibrium condition without the energy fluxes are most probably unfulfilled. The radiation losses in the center of cD galaxies are then balanced by the electron thermal conductivity and by the energy fluxes from the hotter outer regions of cD-galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. R. Canizares, G. C. Stewart, A. C. Fabian*, Astrophys. J., 272, 449, 1983.
2. *G. C. Stewart, C. R. Canizares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
3. *D. Fabricant, P. Gorenstein*, Astrophys. J., 267, 535, 1983.
4. *A. Dressler*, Astrophys. J., 231, 659, 1979.
5. *J. C. Raymond, B. W. Smith*, Astrophys. J., Suppl. Ser., 35, 419, 1977.
6. *W. G. Mathews, J. C. Baker*, Astrophys. J., 170, 241, 1971.
7. *W. H. Tucker, R. Rosner*, Astrophys. J., 267, 547, 1983.
8. *Е. В. Волков*, Астрон. ж., 62, 450, 1985.