

УДК 524.78—735

К ВОПРОСУ О РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ
ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК И ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ
ИХ МАСС

В. А. КРОЛЬ

Поступила 20 июня 1984

Принята к печати 5 мая 1985

Исследуется рентгеновское излучение от эллиптических галактик, входящих в состав скоплений или отдельных групп галактик. Получены аналитические выражения для светимости, спектра излучения, поверхностной яркости в случае, когда излучающий горячий газ имеет степенной профиль плотности и температуры. Получено также аналитическое выражение для расчета полной массы эллиптических галактик, включая невидимый компонент, при условии гидростатического равновесия излучающего газа в гравитационном поле галактики.

1. *Рентгеновское излучение эллиптических галактик.* Открытие мощного рентгеновского излучения от ряда внегалактических объектов относится к выдающимся достижениям наблюдательной астрофизики за последние 10—15 лет [1, 2]. В полной мере это относится к рентгеновскому излучению скоплений галактик [3, 4]. Число и масса галактик, входящих в состав скоплений, взаимодействие галактик с межгалактической средой, химический состав межгалактической среды, распределение массы в скоплениях, формирование и эволюция галактик, динамика скоплений в целом, изменение характеристик скоплений с ростом красного смещения — вот те основные проблемы, инициировавшие наблюдения скоплений галактик в рентгеновском диапазоне.

В настоящее время зафиксировано рентгеновское излучение от более чем 100 близких ($z \lesssim 0.08$) скоплений со светимостью $10^{42} \div 10^{45}$ эрг/с в области $0.5 \div 3.0$ кэВ. Основным механизмом генерации рентгеновских лучей в скоплениях считается тепловое тормозное излучение горячего межгалактического газа с температурой $T \sim 10^8$ К. Доказательством тепловой природы излучения служат линии сильноионизованного железа в наблюдаемых спектрах [1—5].

При детальном исследовании структуры источников, идентифицированных со скоплениями галактик, было установлено, что существенный

вклад в суммарный рентгеновский поток от скоплений вносят эллиптические галактики (зачастую D или cD типов), входящие в их состав, особенно гигантские галактики, находящиеся вблизи центра скоплений. В скоплениях Дева такими галактиками являются M 87, M 86, M 84.

В богатых спиральными скоплениями A 400, A 1991, A 2063, A 2199, A 2634 и др. основной вклад в рентгеновский поток вносят центральные cD-галактики.

Наблюдения бедных спиральными скоплениями показывают, что они, как и в случае богатых скоплений, являются рентгеновскими источниками с центральными доминирующими галактиками [6], причем в некоторых из источников рентгеновский контур эллиптический и имеет ориентацию центральной галактики.

Можно предположить, что рентгеновское излучение в эллиптических галактиках генерируется: 1) активным ядром, 2) звездами, 3) горячим газом. Первая гипотеза отбрасывается, так как область генерации рентгеновских лучей обычно выходит далеко за пределы ядра галактики*. По той же причине нерабочей считается и вторая гипотеза. Предположение, что все или большая часть рентгеновского излучения генерируется горячим газом, удерживаемым гравитационным полем галактики, не встречает трудностей. Присутствие горячего газа в эллиптических галактиках, входящих вместе с межгалактической газовой средой в состав отдельных групп или скоплений галактик, является естественным следствием свойства таких групп или скоплений галактик. На это указывают также наблюдаемые спектры излучения.

При исследовании спектров рассматривались три возможных механизма генерации рентгеновских лучей: А) степенной спектр теплового источника, Б) экспоненциальный спектр горячего газа без тяжелых элементов, В) спектр излучения горячего газа с нормальным химическим составом.

При подгонке теоретически рассчитанных спектров с наблюдаемыми последний механизм дает наименьшую погрешность. Это служит подтверждением того, что тепловое тормозное излучение горячего газа с нормальным химическим составом является основным механизмом генерации рентгеновских лучей в эллиптических галактиках. В NGC 5846** с рентгеновской светимостью $L_x \sim 4.6 \cdot 10^{41}$ эрг/с излучение формируется в газе с температурой $T \sim 2 \cdot 10^7$ К и с плотностью $n \sim 0.016$ см⁻³ [7].

С развитием наблюдательной техники удалось установить, что температура излучающей газовой среды в некоторых эллиптических галактиках

* Активные процессы в ядрах галактик могут вносить заметный вклад в суммарный рентгеновский поток.

** Доминирующая галактика в группе G 50 (TG 95).

(например, M87) меньше температуры окружающего межгалактического газа в скоплении. В [8] отмечалось, что передача энергии от более горячего межгалактического газа скопления к внутригалактической газовой среде через теплопроводность может быть эффективным механизмом нагрева последней.

Область генерации рентгеновских лучей в эллиптических галактиках выходит далеко за пределы сосредоточения видимой массы. Предположение о существовании горячего газового гало (с температурой $T \geq 10^7$ К) в таких галактиках — естественное объяснение этого явления. Наличие протяженных галактических гало, на существование которых указывают как рентгеновские, так и радионаблюдения, усложняет решение фундаментальной астрофизической проблемы определения массы галактик.

В настоящей работе предлагается возможный вариант определения массы эллиптических галактик по данным наблюдений в рентгеновском диапазоне (по спектру рентгеновского излучения, поверхностной яркости и светимости источника). При этом предполагается, что тепловое тормозное излучение горячего газа, находящегося в состоянии гидростатического равновесия в гравитационном поле галактики, является основным механизмом генераций рентгеновских лучей в ней, а тепловой баланс в системе обеспечивается притоком тепла от более горячего межгалактического газа скопления.

2. *Горячий газ в эллиптических галактиках.* Условие гидростатического равновесия (в приближении сферической симметрии):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = - \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1)$$

(P , ρ — давление и плотность межзвездного газа, $M(r)$ — полная масса галактики, сосредоточенная в сфере радиуса r , G — гравитационная постоянная); уравнение состояния:

$$P = \frac{k}{\mu m} \rho T \quad (2)$$

(μ — средний молекулярный вес, k — постоянная Больцмана, m — масса атома водорода, T — температура излучающего газа); условие теплового баланса*:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dT}{dr} \right) = f(\rho, T) \quad (3)$$

* Потери энергии газом в галактике на излучение компенсируются притоком через теплопроводность от более горячего окружающего газа в скоплении.

($\kappa = 5.03 \cdot 10^{-7} T^{5/2} \equiv \alpha T^{5/2}$ — коэффициент теплопроводности [9], $f(\rho, T)$ — интенсивность теплового тормозного излучения единицы объема межзвездного газа) являются основными уравнениями, определяющими профили плотности $\rho(r)$ и температуры $T(r)$ горячего газа в эллиптических галактиках.

Интенсивность теплового тормозного излучения единицы объема оптически прозрачного газа $f(\rho, T)$ описывается формулой [10]:

$$f(\rho, T) = q_0 T^{1/2} \rho^2, \quad (4)$$

здесь $q_0 = 6.0 \cdot 10^{20}$ эрг $\text{см}^3 \text{с}^{-1} \text{г}^{-2} \text{град}^{-1/2}$, усредненный фактор Гаунта $\bar{g}_{ff}(\nu, T) \approx 1, 2$.

Пусть $\rho(r)$ и $T(r)$ имеют вид

$$\rho(r) = \rho_0 (r/r_0)^s, \quad (5)$$

$$T(r) = T_0 (r/r_0)^p, \quad (6)$$

где $s = \text{const}$, $p = \text{const}$; T_0, ρ_0 — температура и плотность газа в ядре галактики, r_0 — радиус ядра. Уравнение теплового баланса (3) может быть представлено с учетом (4)–(6) в виде:

$$\frac{7}{2} p^2 + p = \frac{q_0}{\alpha} \rho_0^2 T_0^{-3} r_0^{3p-2s} r^{2s-3p+2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что баланс энергии в системе выполняется на всем интервале r от r_0 до R_H (R_H — радиус гало галактики), если параметры p и s связаны между собой соотношением:

$$s = (3p - 2)/2. \quad (8)$$

Уравнение (7) с учетом (8) упрощается и записывается как

$$\frac{7}{2} p^2 + p = \frac{q_0}{\alpha} \frac{(\rho_0 r_0)^2}{T_0^3}. \quad (9)$$

Воспользовавшись (9), определим параметр p . Уравнение (9) имеет два корня: $p > 0$ и $p < 0$. Значение $p < 0$ отбрасываем, так как при $p < 0$ будет отрицательный градиент температуры газа от центра к периферии галактики, что противоречит предположению о механизме нагрева излучающей газовой среды.

Для $p > 0$ получим:

$$p = \frac{1}{7} \left[\sqrt{1 + 14 \frac{q_0 (\rho_0 r_0)^2}{\alpha T_0^3}} - 1 \right]. \quad (10)$$

Параметр s легко найти из (8) с учетом (10).

Распределение полной массы $M(r)$ в исследуемых эллиптических галактиках определяется из (1), (2) с учетом (5), (6) и имеет вид:

$$M(r) = -\frac{k}{\mu m G} \frac{T_0}{r_0^p} (p+s) r^{p+1}. \quad (11)$$

Распределение плотности массы $\rho^*(r)$ с учетом соотношения:

$$M(r) = 4\pi \int_0^r r^2 \rho^*(r) dr \quad (12)$$

описывается следующей формулой:

$$\rho^*(r) = -\frac{(p+1)(p+s)kT_0}{4\pi\mu m r_0^p G} r^{p-2} = -\frac{(p+1)(p+s)k}{4\pi\mu m G} T(r) r^{-2}. \quad (13)$$

$M(r)$, $\rho^*(r)$ — положительно определенные физические величины. Следовательно, при $p > 0$ значения s — отрицательные, т. е. в эллиптических галактиках с рассматриваемым механизмом нагрева межзвездного газа его плотность уменьшается от центра с увеличением r .

Плотность $\rho^*(r) \sim T(r) r^{-2}$. Если $T(r)$ медленно меняется с увеличением r , то

$$\rho^*(r) \sim r^{-2}.$$

Такая зависимость $\rho^*(r)$ выбиралась многими авторами при исследовании галактик с протяженным гало [8, 11, 12].

Определяющие задачу параметры r_0 , T_0 , ρ_0 выбираются из сравнения теоретически рассчитанных светимости, поверхностной яркости источника в рентгеновском диапазоне, спектра рентгеновского излучения с данными наблюдений.

3. Светимость, поверхностная яркость источника, спектр рентгеновского излучения. Для светимости L_x источника в рентгеновском диапазоне, используя (4), получим выражение

$$L_x = 4\pi \int_0^{R_H} f(\rho, T) r^2 dr = \frac{8\pi q \alpha^2 \sqrt{T_0}}{7p+2} r_0^3 \left(\frac{R_H}{r_0}\right)^{\frac{7}{2}p+1}. \quad (14)$$

Спектр рентгеновских лучей, обусловленный тепловым тормозным излучением горячего межзвездного газа в эллиптических галактиках, представляется формулой [13]:

$$F(h\nu) = \frac{m^2 q_0 h}{k} \int_{T_0}^{T_H} dT \frac{dM}{dT} \frac{n}{V T} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (15)$$

Здесь $T_H \equiv T(R_H)$, $dM = 4\pi r^2 n dr$, n — число электронов в 1 см^3 .

В результате интегрирования для $F(h\nu)$ получим:

$$F(h\nu) = \frac{4\pi q_0 n_0^2}{p V T_0} r_0^3 \left[\left(\frac{T_H}{T_0}\right)^{5/2+1/p} E_\gamma\left(\frac{h\nu}{kT_H}\right) - E_\gamma\left(\frac{h\nu}{kT_0}\right) \right], \quad (16)$$

где $\gamma = (7p + 2)/2p$, $E_\gamma(\lambda)$ — интегро-экспоненциальная функция [14]:

$$E_\gamma(\lambda) = \int_1^\infty x^{-\gamma} e^{-\lambda x} dx. \quad (17)$$

Из-за поглощения в космическом газе по лучу зрения спектр обрезан со стороны малых энергий. С учетом этого эффекта [15] величина потока в окрестности Земли дается формулой

$$S(h\nu) = \frac{F(h\nu) \exp[-N_H \tau_{ph}(E_\nu)]}{4\pi d^2}. \quad (18)$$

Сечение фотозффекта $\tau_{ph}(E_\nu)$ определяется выражением [16]

$$\sigma_{ph}(E_\nu) = \begin{cases} 0.6 \cdot 10^{-22} E_\nu^{-3} \text{ см}^2, & 0.1 \text{ кэВ} \leq E_\nu \leq 0.53 \text{ кэВ}; \\ 2.0 \cdot 10^{-22} E_\nu^{-2.5} \text{ см}^2, & 0.53 \text{ кэВ} \leq E_\nu \leq 8.0 \text{ кэВ}. \end{cases}$$

$N_H = \langle n_H d \rangle$, n_H — концентрация атомов водорода в космическом пространстве по лучу зрения, d — расстояние до источника.

Поверхностную яркость $L_*(r)$ эллиптических галактик в рентгеновском диапазоне находим по формуле [17]

$$L_*(r) \simeq \frac{1}{3} \int_r^{R_H} f(\rho, T) \frac{l d l}{V l^2 - r^2}, \quad (19)$$

$$\rho = \rho(l), \quad T = T(l).$$

После интегрирования по частям в (19) исследуем подынтегральную функцию на экстремум и находим точку максимума l_* подынтегрального выражения

$$l_* = r \sqrt{\frac{2s + p/2 - 1}{2s + p/2}}. \quad (20)$$

Затем, выполняя интегрирование методом перевала, для $L_s(r)$ находим соотношение:

$$L_s(r) = \frac{1}{3} q_0 \rho_0^2 \sqrt{T_0} \left\{ \left(\frac{R_H}{r_0} \right)^3 \sqrt{R_H^2 - r^2} + \sqrt{-\frac{\pi}{4\beta} \left(\frac{\beta-1}{\beta} \right)^{\beta-1}} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{r}{r_0} \right)^\beta \cdot r \cdot \Phi(r, R_H, \beta), \right. \quad (21)$$

где

$$\beta = 2s + p/2, \quad \Phi(r, R_H, \beta) = \operatorname{erf} \left[\beta \left(\sqrt{\frac{\beta-1}{\beta}} - \frac{R_H}{r} \right) \right] + \\ + \operatorname{erf} \beta \left(1 - \sqrt{\frac{\beta-1}{\beta}} \right).$$

Здесь $\operatorname{erf}(z)$ — интеграл вероятностей [18]:

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx. \quad (22)$$

Соотношение (21) с учетом (5), (6) можно представить в виде:

$$L_s(r) = \frac{q_0}{3} \left\{ \rho_H^2 \sqrt{(R_H^2 - r^2) T_H} + \sqrt{-\frac{\pi}{4\beta} \left(\frac{\beta-1}{\beta} \right)^{\beta-1}} \times \right. \\ \left. \times \rho^2(r) \sqrt{r^2 T(r)} \cdot \Phi(r, R_H, \beta) \right\}, \quad (23)$$

$$\rho_H \equiv \rho(R_H).$$

Из (23) видим, что если $T(r)$ — медленно меняющаяся функция, то зависимость $L_s(r)$ определяется профилем плотности $\rho(r)$ излучающего газа.

4. Методика расчета полной массы эллиптических галактик. Для конкретных источников параметры (r_0, ρ_0, T_0, R_H) определяются из условия минимума погрешностей при сравнении светимости, спектра излучения и поверхностной яркости, теоретически рассчитанных по формулам (14), (16), (21), с наблюдаемыми значениями этих величин.

По формулам (13), (11), используя значения параметров r_0, ρ_0, T_0, R_H , рассчитываются интересующие нас профиль плотности $\rho^*(r)$ и величина полной массы $M(R_H)$ эллиптических галактик, являющихся источниками рентгеновских лучей.

Точность определения величины массы эллиптических галактик увеличивается, если интервал возможных значений r разбить на отдельные участки, моделировать профиль плотности $\rho(r)$ и температуры $T(r)$ на каждом из участков степенной зависимостью (5, 6) со своими значениями параметров p, s на i -ом участке и выполнить, следуя вышеуказанной процедуре, расчет величины массы галактики M_i , сосредоточенной в каждом i -ом слое. Полная масса галактики M определяется при этом как результат суммирования по всем слоям разбиения: $M(R_H) = \sum_i M_i$.

Оценим величину полной массы M_G галактики М 87, сосредоточенной в сфере радиуса R . Из (11) для $M_G(R)$ имеем $M_G(R) = -\frac{k(p+s)}{\mu m G} T(R) R$. В М 87 температура горячего газа $T(r)$, излучающего в рентгеновском диапазоне, изменяется с ростом r медленно, во внешних областях галактики она достигает значения $T \sim (3.5 \div 4.5) \cdot 10^7$ К [19]. Так как $(p+s) \sim -1$, то при $R = 60' = 216.6$ кпс ($1' = 4.36$ кпс, если М 87 удалена на расстояние в 15 Мпс) величина $M_G(R) \approx (2.4 + 3.2) \cdot 10^{13} M_\odot$, что хорошо согласуется с оценками в [19].

Институт теоретической физики
АН УССР

ON THE QUESTION OF X-RAY EMISSION OF ELLIPTICAL GALAXIES AND THE DETERMINATION OF THEIR MASSES

V. A. KROL'

X-ray emission of elliptical galaxies which are members of a cluster or a separate group of galaxies is studied. Analytical expressions for the X-ray spectrum, luminosity and surface brightness are obtained in case when temperature and density of the radiative hot gas behave as $T = T_0 (r/r_0)^p$, $\rho = \rho_0 (r/r_0)^s$. The analytical expression for the total mass of elliptical galaxies including the invisible component is also obtained on the assumption of hydrostatic equilibrium in the gravitational potential field of the galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. L. Culhane, Q. J. R. Astr. Soc., 19, 1, 1978.
2. S. S. Holt, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 20, 323, 1982.
3. М. А. Аракелян, В сб. «Итоги науки и техники, Астрономия», т. 18, ВИНТИ АН СССР, М., 1981.

4. *W. Forman, C. Jones*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 20, 547, 1982.
5. *V. A. Krol', P. I. Fomin*, Preprint ITP-79-95E, Kiev, 1979.
6. *G. A. Kriss, D. F. Cioffi*, Preprint CSR-HEA-82-43.
7. *P. Biermann, P. P. Kronberg*, Ap. J., 268, L69, 1983.
8. *M. Takahara, F. Takahara*, Prog. Theor. Phys., 65, 369, 1981.
9. *Л. Спитцер*, Физика полностью ионизованного газа, Мир, М., 1965.
10. *В. А. Кроль*, Астрофизика, 19, 483, 1983.
11. *Т. М. Алиев, М. И. Высоцкий*, УФН, 135, 709, 1981.
12. *В. А. Кроль*, Космические исследования на Украине, 17, 113, 1983.
13. *В. А. Кроль*, УФЖ, 25, 1617, 1980.
14. *В. И. Пагурова*, Таблицы интегро-экспоненциальной функции, ВЦ АН СССР, М., 1959.
15. *Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь*, Астрофизика высоких энергий, Атомиздат, М., 1973.
16. *С. Хаякава*, Физика космических лучей, ч. 2, Астрофизический аспект, Мир, М., 1975.
17. *J. Binney, L. L. Cowie*, Ap. J., 247, 464, 1981.
18. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами, ред. М. Абрамович, И. Стиган, Наука, М., 1979.
19. *D. Fabricant, P. Gorenstein*, Ap. J., 267, 535, 1983.