

УДК: 524.7—54

ФОРМИРОВАНИЕ И РАННЯЯ ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК: ОГРАНИЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ГОРЯЧИХ ПРОТОГАЛАКТИК

В. Г. БЕРМАН, А. А. СУЧКОВ

Поступила 18 августа 1987

Принята к печати 11 января 1988

В рамках «горячей» модели формирования галактик показано следующее. 1) Для объяснения массы и химического состава межгалактической среды, массы звездного компонента и массы рентгеновских корон гигантских эллиптических и спиральных галактик ($M_* \sim 10^{11} M_\odot$) протогалактики должны были нагреваться до температур, примерно в пять раз превышающих «вириальную». 2) Рентгеновская, светимость корон моделей спиральных галактик оказывается меньше, чем у аналогичных моделей эллиптических галактик. При этом на единицу потенциала скрытой массы «звездная» масса спиральных галактик оказывается на порядок больше. 3) Если вначале «горячая» протогалактика компактна ($R \sim 20$ кпк), то звездный компонент формируется быстро, за время $t \approx 1 \cdot 10^9$ лет; если же протогалактика диффузна ($R \sim 100$ кпк), то $t \approx (5-7) \cdot 10^9$ лет. 4) В моделях теплопроводных протогалактик короны не образуются. 5) Скрытая масса не может быть образована звездами малых масс, которые рождаются в охлаждающихся течениях: такие течения не возникают, если скрытой массы нет изначально.

1. *Введение.* Данные о химическом составе и массе межгалактической среды (МГС) [1—3], о связи между химсоставом и массой галактик (см. [4]), о разрыве в возрасте между гало и диском нашей Галактики (см. [5, 6]) и вообще о наличии у галактик нескольких подсистем с резко отличающимися химическими, кинематическими и геометрическими характеристиками [7—13] привели к «горячей» модели формирования галактик [7, 8, 14—16]. Ее идея состоит в следующем. Сверхновые первых поколений звезд нагревают газ протогалактики до температур, превышающих «вириальную», и обогащают его тяжелыми элементами. Протогалактика становится «горячей» и начинает разлетаться. Ее внешние слои уходят в межгалактическое пространство, образуя горячую межгалактическую среду с почти нормальным содержанием железа. Внутренние слои, затормозившись в поле скрытой массы, через несколько миллиардов лет сжимаются к центру, охлаждаются и дают в итоге звездное население с нормальным

химическим составом. Промежуточные слои образуют квазистационарную горячую корону. При этом объясняется связь между массой и металличностью галактик, а также происхождение подсистем.

В настоящей работе мы исследовали динамику горячих протогалактик с целью получить ограничения на начальные параметры этих систем и выяснить, можно ли в рамках «горячей» модели объяснить непротчворчивым образом данные о галактиках и МГС. Идея работы состоит в том, чтобы найти такие модели «горячих» протогалактик, в которых возможно образование звездного компонента и короны, и при этом есть сброс массы, необходимой для объяснения горячей МГС.

2. *О скрытой массе в спиральных и эллиптических галактиках.* В «горячей» модели предполагается, что эволюция протогалактики протекает в потенциальной яме темного гало скрытой массы. Данные показывают, что в гигантских галактиках при одинаковой звездной массе, $M_* \sim 10^{11} M_\odot$, темное гало в случае эллиптических систем примерно на порядок компактнее, чем в спиральных: параметр «компактности» у E-галактик равен $M_*/R_* \sim 10^{11} M_\odot/\text{кпк}$, а у S-галактик $M_*/R_* \sim 10^{10} M_\odot/\text{кпк}$, где M_* — масса темного гало, R_* — его радиус [17].

Есть основания считать, что и в спиральных, и в эллиптических галактиках скрытая масса распределена по закону $M_* \propto R$ (см., например, [17]). Ясно, что эта зависимость справедлива лишь до некоторой границы. Однако границу гало R_* непосредственно установить трудно. В S-галактиках темное гало удастся детектировать по кривым вращения до десятков, иногда до сотни килопарсек. В E-галактиках с $M_* \sim 10^{11} M_\odot$ гало простирается по крайней мере до 10—30 кпк, как это следует из данных о горячих коронах [18]. Исходя из этого, мы и выбрали параметры темного гало для моделей гигантских S- и E-галактик. Далее, можно думать, что к моменту, когда протогалактика становится горячей, темное гало успеет срелаксировать. Поэтому, пренебрегая влиянием гравитационного поля газа на распределение массы темного гало, мы считаем его поле стационарным. Что касается размеров горячей протогалактики, то разумно предположить, что они заключены в пределах 10—100 кпк. Мы рассмотрели два крайних случая, $R_{*0} = 20$ кпк и $R_{*0} = 100$ кпк (компактные и диффузные протогалактики), чтобы посмотреть, как величина R_{*0} влияет на результат. Была рассчитана также модель с $R_{*0} = 200$ кпк, параметры которой соответствуют галактике M 87.

3. *Постановка задачи и основные результаты.* Для исследования сферически симметричных моделей протогалактик численно решались уравнения газовой динамики в лангранжевых массовых переменных:

$$\partial R / \partial t = u, \quad (1)$$

$$\partial u / \partial t = -4\pi R^2 (\partial p / \partial M) - GM/R^2 - f(R), \quad (2)$$

$$\partial \epsilon / \partial t = -4\pi p [\partial (R^2 u) / \partial M] - \Lambda p / (2\mu m_H)^2, \quad (3)$$

где R — радиус, t — время, u — скорость, p — давление, $M = \int_0^R \rho(R') \times$

$\times R'^2 dR'$ — масса газа внутри сферы радиуса R , ρ — плотность, G — гравитационная постоянная, $f(R)$ — ускорение силы тяжести, создаваемой распределением скрытой массы $M_s(R)$, $\epsilon = 3p/2\rho$ — внутренняя энергия, $\Lambda(T)$ — функция охлаждения [19], T — температура, $m_H = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г, $\mu = 0.6$ — молекулярный вес.

В качестве граничных мы принимали следующие условия: $u|_{M=0} = 0$, $p|_{M=M_{x_0}} = 0$, где M_{x_0} — полная масса газа. В начальный момент времени $u = u_0 = 0$, $T = T_{x_0} = \text{const}$; начальная плотность бралась в виде $\rho_{x_0} = \rho_c (1 + R^2/R_{cx})^{-1}$ или $\rho_{x_0} = \text{const}$ при $R \leq R_{x_0}$, $\rho_{x_0} = 0$ при $R > R_{x_0}$; R_{x_0} — начальный размер протогалактики.

Величина $f(R)$ задавалась следующим образом: при $R \leq R_{cx}$, $f(R) = \alpha R/R_{cx}^2$, при $R_{cx} \leq R \leq R$, $f(R) = \alpha/R$, при $R > R$, $f(R) = \alpha R/R^2$, где $\alpha = M_s G/R_s$, R_s — радиус темного гало.

Расчеты показали, что в эволюции моделей выделяется несколько характерных стадий и происходит ряд характерных структурных изменений. Вначале горячая «протогалактика» расширяется, скорость газа положительна. С некоторого момента внутренние слои начинают двигаться в обратном направлении, скорость вблизи центра становится отрицательной, плотность постепенно растет (рис. 1—3). При этом температура до каких-то пор везде остается высокой, лишь в несколько раз отличающейся от начальной. Но через некоторое время, когда плотность в центре достаточно увеличится, происходит, по существу, фазовый переход: температура в центре быстро падает на несколько порядков, плотность начинает катастрофически нарастать. В результате формируется плотное холодное ядро небольших размеров, $R_N \approx 3-5$ кпк, в котором условия крайне благоприятны для звездообразования. Это ядро естественно считать будущим звездным компонентом галактики. Граница ядра очень резкая, за ней идет разреженная протяженная горячая оболочка, которую столь же естественно рассматривать как горячую корону галактики.

Параметры ядра и оболочки, характерное время их формирования и установления квазистационарного состояния зависят от начальных условий. В табл. 1—2 представлены результаты для некоторых моделей ко времени установления выхода на квазистационарное состояние. Модели:

разбиты на две группы, смысл которых ясен из таблиц. Опишем основные результаты по каждой группе и обсудим их.

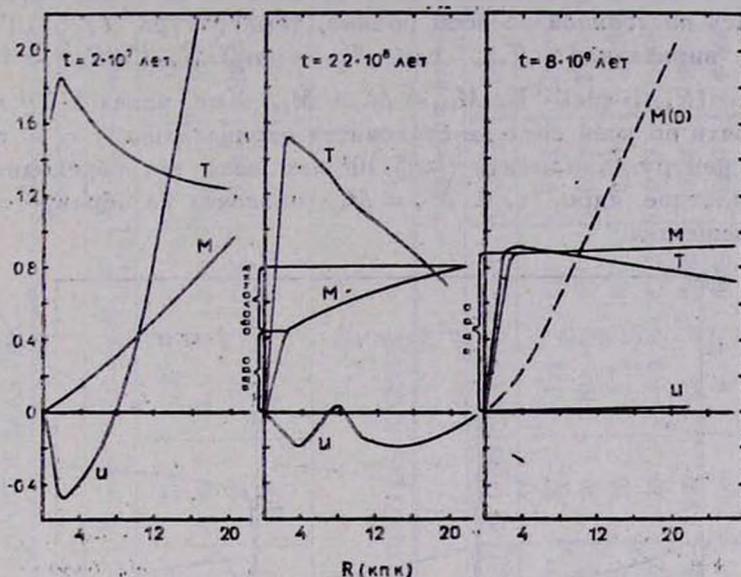


Рис. 1. Профили температуры T , массы M и скорости u для различных моментов времени t в модели КЭЗ. Единицы измерения: $T - 10^7$ К, $M - 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $u - 200$ км/с, $R - 1$ кпк. Штриховой линией изображено начальное распределение массы.

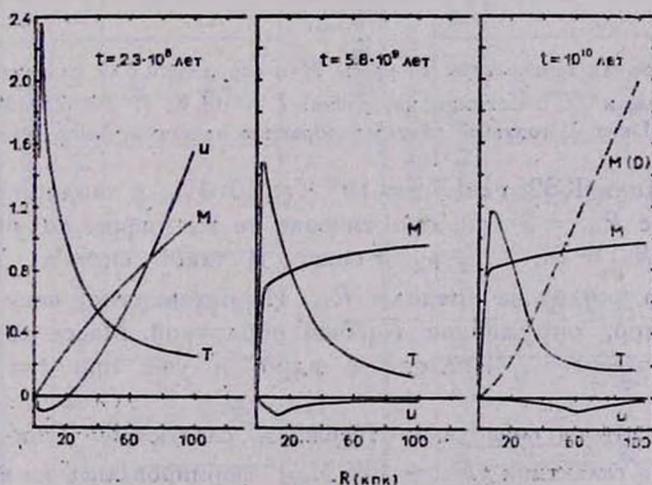


Рис. 2. Профили температуры T , массы M и скорости u для различных моментов времени t в модели ДЭ 1. Единицы измерения: $T - 10^7$ К, $M - 0.625 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $u - 200$ км/с, $R - 1$ кпк. Штриховой линией изображено начальное распределение массы.

1. Компактная «эллиптическая» (КЭ) протогалактика. В моделях КЭ1—КЭ3 средняя плотность газа при $t=0$ равна $\rho_{c,p} = 3M_{x_0}/(4\pi R_{x_0})^3 \approx \approx 2 \cdot 10^{-25}$ г/см³. В модели КЭ1 в начальный момент плотность газа задавалась постоянной во всем объеме, температура $T_{x_0} = 10^7$ К равнялась «вириальной» T_{vir} , где $T_{vir} = \mu m_H GM_{tot}/(3kR_{x_0}) \approx 10^7 (M_{tot}/10^{11} M_{\odot}) \cdot (R_{x_0}/1 \text{ кпк})^{-1}$ К, $M_{tot} = M_* + M_{x_0}$. Уже через $5 \cdot 10^7$ лет скорость почти по всей системе становится отрицательной, т. е. газ движется к центру. К моменту $t \approx 5 \cdot 10^8$ лет весь газ переходит в холодное плотное ядро, т. е. $M_N = M_{x_0}$, оболочка не образуется и нет сброса вещества.

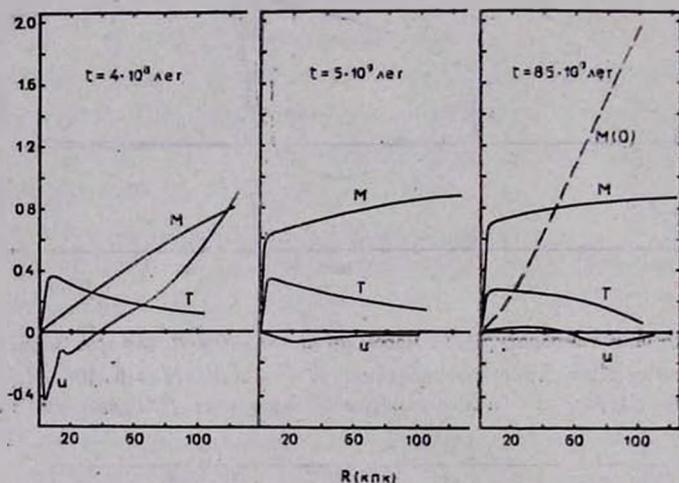


Рис. 3. Профили температуры T , массы M и скорости u для различных моментов времени t в модели ДС1. Единицы измерения: T — 10^7 К, M — $0.625 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, u — 200 км/с, R — 1 кпк. Штриховой линией изображено начальное распределение массы.

Для модели КЭ2, где $T_{x_0} = 10^8$ К $\approx 10 T_{vir}$, в таблице приведены результаты с $R_{ax} = 2$ кпк; практически те же цифры получились для варианта с $R_{ax} = \infty$, т. е. $\rho_{x_0} = \text{const}$. В такой системе 75% газа безвозвратно уходит за пределы R_{x_0} . Из оставшегося вещества формируется ядро, окруженное горячей оболочкой. Масса оболочки M_x постепенно убывает, переходя в ядро, и уже при $t = 5 \cdot 10^8$ лет $M_x \approx 0$.

Эти результаты позволяют утверждать следующее. Если гигантские эллиптические галактики ($M_s \sim 10^{11} M_{\odot}$) формировались из компактных протогалактик, то температура протогалактик должна быть заключена в интервале от 10^7 К до 10^8 К; она в несколько раз, но не более, чем на порядок, должна превосходить вириальную температуру. Действительно, при

Таблица 1

МОДЕЛИ КОМПАКТНЫХ ПРОТОГАЛАКТИК

Параметры моделей									Результаты расчета			
Модель	$M_{x0}(M_{\odot})$	R_{x0} (кпк)	R_{ax} (кпк)	T_{x0} (К)	T_{x0}/T_{vir}	$M_v(M_{\odot})$	R_v (кпк)	R_{av} (кпк)	M_N/M_{x0}	M_x/M_{x0}	L_x (срг/с)	M_e/M_{x0}
КЭ1	10^{11}	20	∞	10^7	1	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	1	0	0	0
КЭ2	10^{11}	20	2	10^8	10	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.25	0	0	0.75
КЭ3	10^{11}	20	2	$5 \cdot 10^7$	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.44	0.03	$0.8 \cdot 10^{11}$	0.53
КС1	10^{11}	20	2	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	100	6	0.78	0	0	0.22

Таблица 2

МОДЕЛИ ДИФFUЗНЫХ ПРОТОГАЛАКТИК

Параметры моделей									Результаты расчета			
Модель	$M_{x0}(M_{\odot})$	R_{x0} (кпк)	R_{ax} (кпк)	T_{x0} (К)	T_{x0}/T_{vir}	$M_v(M_{\odot})$	R_v (кпк)	R_{av} (кпк)	M_N/M_{x0}	M_x/M_{x0}	L_x (срг/с)	M_e/M_{x0}
ДЭ1	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.4	0.05	$1.2 \cdot 10^{11}$	0.57
ДЭ2	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	10	0.4	0.03	$1.2 \cdot 10^{11}$	0.57
ДЭ3	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	50	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.33	0.03	$1.2 \cdot 10^{11}$	0.64
ДЭ4	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	$2 \cdot 10^7$	10	$2 \cdot 10^{12}$	20	1.2	0.22	0.03	$1.2 \cdot 10^{11}$	0.75
ДЭ5	10^{12}	200	20	$2 \cdot 10^7$	1	$3 \cdot 10^{13}$	200	12	0.46	0.44	10^{13}	0.1
ДС1	$1.25 \cdot 10^{11}$	100	10	10^7	5	$2 \cdot 10^{12}$	100	6	0.35	0.07	$2.4 \cdot 10^{10}$	0.58

$T_{x0} \approx T_{vir}$ (модель КЭ1) весь газ коллапсирует на центр системы, и нельзя объяснить происхождение горячей МГС и корон галактик. В то же время при $T_{x0} \approx 10 \cdot T_{vir}$ (модель КЭ2) слишком много газа покидает галактику и слишком мало остается на формирование звездного компонента.

Этот вывод подтверждают расчеты модели КЭ3, в которой $T_{x0} = 5 \cdot 10^7 \approx 5 T_{vir}$. Как видно из рис. 1 и табл. 1, модель удовлетворяет требованиям, которые сформулированы во введении. 1) Часть массы газа, $M_N \approx 0.44 M_{x0} = 4.4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, образует холодное плотное ядро, интерпретируемое как область, где происходит образование звездного компонента галактики. 2) Ядро окружено горячей оболочкой, которую можно отождествить с рентгеновской короной. Масса оболочки $M_x \approx 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$, ее рентгеновская светимость $L_x \approx 0.8 \cdot 10^{41}$ эрг/с, температура $T_x \approx 10^7$ К и размер $R_c \approx 20$ кпк близки к данным, полученным для горячих корон эллиптических галактик (R_x практически совпадает с R_* , далее плотность газа заметно падает). 3) Половина начальной массы покидает галактику; такой сброс массы может объяснить происхождение горячей МГС.

II. Диффузная «эллиптическая» (ДЭ) протогалактика. В этих моделях начальная средняя плотность газа на два порядка меньше, чем в предыдущем случае: $\rho_{cp} \approx 2 \cdot 10^{-27}$ г/см³. На рис. 2 для разных моментов времени изображено поведение u , M , T в модели ДЭ1, в которой $T_{x0}/T_{vir} \approx 5$. Параметры ядра и оболочки, доля массы газа, покинувшего систему, в данной модели практически такие же, как и в модели КЭ3, в которой так же $T_{x0}/T_{vir} \approx 5$.

Любопытно следующее. В ядро, радиус которого составляет $R_N \approx 3-5$ кпк, вошел газ, занимающий в момент $t=0$ объем вплоть до $R \approx 50$ кпк. При этом в процессе эволюции часть газа сначала сильно растекается, достигая расстояний $R \approx 100$ кпк, и только потом возвращается обратно, стягиваясь в конце концов в ядро (см. также [21]).

В модели ДЭ1 величина скрытой массы внутри сферы радиуса $R=5$ кпк составляет примерно $5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. В модели ДЭ2 мы взяли $R_{a*} = 10$ кпк, при этом $M_{*}|_{R=5 \text{ кпк}} = 10^{11} M_{\odot}$. Как видно из табл. 2, такое изменение почти не влияет на эволюцию системы.

Модель ДЭ4 отличается от ДЭ1 в два раза большей начальной температурой, $T_{x0} = 2 \cdot 10^7$ К. Масса ядра M_N получилась здесь в два раза меньше, чем в модели ДЭ1, масса газа M_{ej} , покинувшего галактику, возросла с 57% до 75%. Параметры оболочки T_x , M_x и L_x не изменились. В целом результаты расчетов модели ДЭ4 оказываются близкими к результатам модели КЭ2, у которой то же отношение начальной температуры к виральной. $T_{x0}/T_{vir} \approx 10$.

III. «Спиральная» протогалактика. В данных моделях скрытая масса $M_s = 2 \cdot 10^{12} M_\odot$ распределена в пределах $R_s = 100$ кпк, так что отношение M_s/R_s по сравнению с моделями «эллиптических» протогалактик уменьшено в пять раз. Начальные параметры газа в модели компактной «спиральной» протогалактики (КС1) совпадают с моделью КЭ1, в модели ДС1 — с ДЭ1.

Несмотря на одинаковую величину $T_{x0}/T_{vir} \approx 5$, модели КС1 и ДС1 эволюционируют существенно по-разному. Если в КС1 быстро, за время $t \approx 5 \cdot 10^8$ лет, большая часть газа переходит в ядро ($M_N \approx 0.78 M_{x0}$) и только 22% покидает систему (см. табл. 1), то в модели ДС1 (см. табл. 2 и рис. 3) в МГС уходит уже примерно 58% массы газа, а 35% образует ядро. Внутри начальных размеров, $R_{x0} = 100$ кпк, остается $\approx 7\%$ массы газа. Его температура $T_x \approx 2 \cdot 10^8$ К близка к вириальной температуре. Рентгеновская светимость газа в области с радиусом $R = 40$ кпк составляет $L_x \approx 2.4 \cdot 10^{40}$ эрг/с, внешние слои оболочки лишь немного увеличивают это значение.

Сравнение модели ДС1 с моделью ДЭ1 показывает, что даже значительное уменьшение параметра компактности скрытой массы M_s/R_s , при сохранении самой величины M_s , почти не меняет значений сброшенной массы газа и массы ядра. Однако светимость горячей оболочки в модели ДС1 даже в пределах 40 кпк в пять раз меньше, чем в ДЭ1 в пределах 20 кпк.

Отсюда выводы: 1) Если спиральные и эллиптические галактики образовались из диффузных горячих протогалактик, то наши результаты объясняют, почему при одинаковой звездной массе, $M_s \sim 10^{11} M_\odot$, у E-галактик есть мощные короны, а у S-галактик их нет или они слабы. 2) Одновременно в этом случае находит объяснение тот факт, что на единицу параметра компактности темного гало M_s/R_s (или потенциала GM_s/R) звездная масса спиральных галактик на порядок выше, чем эллиптических [17].

IV. Темп формирования «звездного» компонента. Зависимость скорости эволюции от степени компактности протогалактики. Сравнение поздних стадий эволюции моделей ДЭ1, ДЭ4 и моделей КЭ3 и КЭ2 показывает, что масса ядра M_N , сброшенная масса M_e и параметры оболочки в моделях эллиптических протогалактик слабо зависят от степени компактности и определяются, главным образом, отношением T_{x0}/T_{vir} . Оказалось, однако, что различия в степени компактности горячей протогалактики сказываются на темпе эволюции системы. На рис. 4 изображены зависимости массы ядра M_N от времени для моделей КЭ3, ДЭ1 и ДЭ3, у которых одинакова величина T_{x0}/T_{vir} (модель ДЭ3 отличается от ДЭ1 в пять раз

большим значением R_{ax} , т. е. в ней газ в начальный момент более равномерно распределен по системе). Как видно из рисунка, если в модели КЭЗ ядро формируется всего за $t \approx 1.5 \cdot 10^9$ лет, то в ДЭ1 — уже за $t \approx 7 \cdot 10^8$ лет, а в ДЭЗ этот процесс растягивается до $15 \cdot 10^8$ лет (75% массы ядра формируется за $8 \cdot 10^8$ лет). Окончательные массы ядер во всех трех моделях примерно одинаковы. Таким образом, увеличение размеров газового облака в пять раз приводит к замедлению темпа формирования ядра тоже примерно в пять раз, а пятикратное увеличение параметра R_{ax} замедляет этот процесс в два раза.

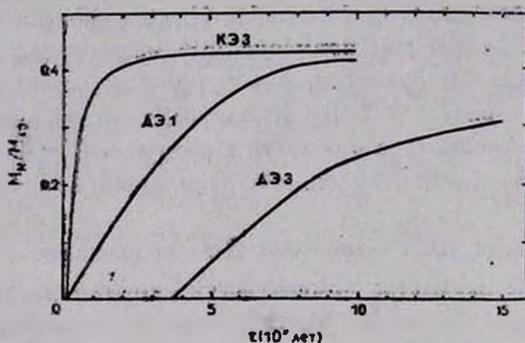


Рис. 4. Зависимость массы ядра от времени в моделях КЭЗ, ДЭ1 и ДЭЗ.

Приложение этих результатов к формированию галактик означает, что основное звездообразование в гигантских эллиптических галактиках может произойти очень быстро и завершится в течение первого миллиарда лет после начальной вспышки звездообразования, нагревшей протогалактику. В этом случае горячие протогалактики должны быть компактными. Если протогалактики были диффузными, то основное звездообразование могло растягиваться на $5-7 \cdot 10^8$ лет и больше.

Заметим, что возможное затягивание звездообразования в эллиптических галактиках на время $\sim 10 \cdot 10^8$ лет может быть связано с другим обстоятельством. Фаза горячей протогалактики может быть рекуррентной, так как звездообразование в конце одной фазы может дать начало следующей «горячей» фазе. Продолжение звездообразования отложится при этом до новой стадии формирования холодного ядра. Если последняя эпоха интенсивного звездообразования в эллиптических галактиках была всего лишь $5-7 \cdot 10^8$ лет назад [20], то такой механизм рекуррентности может объяснить столь позднее звездообразование.

Различие в динамике компактных и диффузных протогалактик обусловлено в первую очередь различием в плотности газа и связано с тем, что плотность определяет скорость объемных потерь энергии. Это хорошо видно при сравнении моделей КЭ1 и ДЭ5. У них одинаково отношение

T_{x0}/T_{vir} , но начальная средняя плотность в ДЭ5 на два порядка меньше, чем в модели КЭ1: у всех наших диффузных моделей, в том числе ДЭ5, $\rho_{ср} \approx 2 \cdot 10^{-27}$ г/см³. Как видно из табл. 1—2, в обеих моделях почти весь газ остается в пределах начальных размеров. Однако если в ДЭ5 он одинаково распределен между ядром и оболочкой, то в КЭ1 весь газ быстро остыл и перешел в ядро. Кстати, отметим, что параметры оболочки в модели ДЭ5 ($T_r \approx 2 \cdot 10^7$ К, $M_r \approx 5 \cdot 10^{11} M_\odot$, $L_r \approx 10^{43}$ эрг/с) согласуются с наблюдениями рентгеновской короны центральной галактики скопления Дева — галактики М87.

Самым заметным образом различия в начальных распределениях плотности сказываются на эволюции моделей «спиральных» протогалактик КС1 и ДС1. Здесь сильно разнятся и массы ядер M_N , и массы сброшенного газа M_{ej} (см. табл. 1 и 2). Несмотря на то, что в обеих моделях $T_{x0} \approx 5 T_{vir}$, т. е. достаточно велико, эффекты охлаждения в КС1 из-за большой начальной плотности оказались столь существенными, что в ядро перешло почти 80% всего вещества, и только около 20% смогло покинуть систему. Возможно, для того, чтобы получить в компактной «спиральной» протогалактике $M_N \approx M_{ej}$, следует T_{x0} брать в несколько раз больше принятой нами величины 10^7 К.

V. Теплопроводная протогалактика. Для учета теплопроводности в правую часть уравнения (3) добавляется член $4\pi\omega/\partial M$, где $\omega = 4\pi R^4 \times \chi(T)(\partial T/\partial M)$, $\chi(T) = 5 \cdot 10^{-7} T^{5/2}$ эрг/с см К — коэффициент электронной теплопроводности. Оказалось, что теплопроводность существенно влияет на эволюцию протогалактики (см. также [21]). Во всех случаях имеет место следующая картина: достаточно быстро (в зависимости от начальных размеров системы) формируется центральное холодное ядро, а остальной газ покидает галактику; в короне газа не остается. При этом, например, в модели ДЭ2 M_{ej}/M_{x0} возрастает до 0.75, а M_N/M_{x0} падает до 0.25; в модели ДЭ5 M_{ej}/M_{x0} возрастает до 0.3, а M_N/M_{x0} — до 0.7. Такое поведение моделей связано, очевидно, с тем, что теплопроводность переносит тепло из центра на периферию, в результате чего внешние слои газа, получая энергию от внутренних, быстро уходят из системы, а внутренние соответственно быстро охлаждаются и коллапсируют.

Невозможность образования корон заставляет думать, что в горячей протогалактике существуют магнитные поля, подавляющие теплопроводность. Вероятно, они падают туда вместе с веществом сверхновых (см. [21]) и вместе с выброшенным газом протогалактики оказываются в МГС. Согласно [22], в гало скопления Персей поле равно $B \sim 10^{-7}$ Гс; этого более чем достаточно для подавления теплопроводности.

VI. *Протогалактика без скрытой массы.* Чтобы проверить гипотезу работы [23] о том, что «темное» гало образовалось из звезд малой массы, которые рождаются в охлаждающемся течении, мы рассмотрели следующие модели. Начальное поле задается распределением массы $M = 10^{11} M_{\odot}$ в пределах $R = 5$ кпк, что имитирует звездный компонент гигантских галактик. Эта масса погружена в газ с параметрами МГС: $T = 10^7 - 10^8$ К, $\rho = 10^{-27}$ г/см³. Согласно [23], следует ожидать, что здесь должно возникать охлаждающееся течение, способное за время $\sim 10^{10}$ лет превратить массу $M \sim 10^{12} M_{\odot}$ в невидимые звезды малых масс. Однако этого не происходит: ни в одной из моделей охлаждающееся течение не возникало. Результат достаточно очевиден. Температура газа значительно превышает вириальную температуру, $T_{vir} \sim 10^6$ К, поэтому газ не «чувствует» гравитационного поля галактики. Время охлаждения газа в пределах галактики такое же, как и в окружающей среде, и для типичных параметров МГС превышает хаббловское время. Таким образом, гипотеза [23] не подтверждается прямым расчетом соответствующих моделей, и скрытая масса вряд ли может формироваться за счет охлаждающихся течений.

Ростовский государственный
университет

FORMATION AND EARLY EVOLUTION OF GALAXIES: CONSTRAINTS ON THE PROPERTIES OF "HOT" PROTOGALAXIES

V. G. BERMAN, A. A. SUCHKOV

Within the frames of the "hot model" of the formation of galaxies the following is shown. 1) In order to account for the mass and metal abundance of the hot intracluster gas, the mass of stellar component and X-ray coronae of giant elliptical and spiral galaxies ($M_s \sim 10^{11} M_{\odot}$), one must assume that protogalaxies were heated up to temperatures of about five times greater than the virial temperatures. 2) The X-ray luminosity of coronae of spiral galaxies must be significantly smaller than that of massive elliptical galaxies. The stellar mass per unit of gravitational potential of dark halo in spirals must be ten times larger than in ellipticals. 3) Initially compact ($R_{x_0} \sim 20$ kpc) hot protogalaxies form their stellar component in a short time, $t \approx 1 \cdot 10^9$ yr. For diffuse protogalaxies ($R_{x_0} \sim 100$ kpc) this time stretches up to $(5-7) \cdot 10^9$ yr. 4) If a protogalaxy is thermally conductive it does not form a hot coronae. 5) The dark halos cannot be constituted of small mass stars forming in cooling flows: no cooling flows develop if massive dark halos are absent initially.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. Holt, R. McCrag, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 323, 1982.
2. R. Rothenflug, L. Vigroux, et al., *Astrophys. J.*, 279, 53, 1984.
3. R. Rothenflug, F. Arnaud, *Astron. and Astrophys.*, 144, 431, 1985.
4. J. R. Mould, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 96, 773, 1984.
5. K. Janes, P. Demarque, *Astrophys. J.*, 264, 206, 1983.
6. В. А. Марсаков, А. А. Сучков, *Астрон. ж.* 62, 687, 1985.
7. В. А. Марсаков, А. А. Сучков, *Письма в Астрон. ж.* 2, 381, 1976.
8. А. А. Sachkov, *Astrophys. and Space Sci.*, 77, 3, 1981.
9. G. Gilmore, R. F. G. Wyse, *Astron. J.*, 90, 2015, 1985; *Nature*, 322, 806, 1986.
10. J. Norris, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, No. 4, 1986.
11. J. Bahcall, M. Schmidt, *Sontra*, *Astrophys. J.*, 265, 730, 1983.
12. P. C. van den Kruit, S. Searl, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
13. J.-L. Nieto, J.-L. Vidal, *Astron. and Astrophys.*, 135, 190, 1984.
14. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Галактика*, Наука, М., 1984, стр. 82, 194.
15. А. А. Сучков, *Астрон. циркуляр*, № 1421, 1986.
16. А. А. Сучков, В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров, *Астрон. ж.*, 64, 708, 1987.
17. А. А. Сучков, *Астрофизика*, 28, 279, 1988.
18. W. Forman, G. Jones, W. Tucker, *Astrophys. J.*, 293, 102, 1985.
19. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
20. R. W. O'Connell, *Astrophys. J.*, 236, 430, 1980; 257, 89, 1982.
21. А. А. Сучков, В. Г. Берман, *Астрофизика*, 28, 87, 1988; *Астрон. циркуляр*, № 1441, 1986.
22. M. M. Lau, E. C. M. Young, 19-th Int. Cosmic Ray Conf., 1, 230, 1985.
23. A. C. Fabian, K. A. Arnaud, et al., *Astrophys. J.*, 305, 9, 1986.