

УДК 524.527.3—43

## ХАРАКТЕРНЫЕ МАССЫ В ДИНАМИКЕ ГРАВИТИРУЮЩЕГО ГАЗА

Газодинамические и тепловые процессы в самогравитирующей среде, претерпевающей гравитационную конденсацию и фрагментацию, характеризуются рядом выделенных значений размеров и масс газовых облаков. Имеется характерная величина размерности длины [1] (см. также [2—6]), выражающаяся через одни лишь фундаментальные физические постоянные:

$$R_0 = \frac{1}{\alpha G} \left( \frac{3}{4\pi} \frac{k}{m_H} \right)^{1/2} = \left[ \left( \frac{e^2}{Gm_H^2} \right) \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right) \left( \frac{m_H}{m_e} \right)^{1/2} \right] \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right) \approx 0.8 \cdot 10^{23} \text{ см}, \quad (1)$$

где  $\alpha = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ с} \cdot \text{см}^3 (\text{град})^{-1/2}$ ,  $G$  — гравитационная постоянная,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m_H$  — масса атома водорода,  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $m_e$  — масса электрона. Она следует из условия равенства времени охлаждения среды при свободно-свободных переходах,

$$\tau_{ff} = \alpha T^{1/2} n^{-1}, \quad (2)$$

где  $T$  — температура,  $n$  — концентрация частиц и времени свободного сжатия облака под действием его собственного тяготения:

$$\tau_G = (G\rho)^{-1/2} \quad (3)$$

( $\rho$  — средняя плотность). При радиусе, превышающем  $R_0$ , гравитирующее облако способно находиться в состоянии вириального равновесия, при меньшем размере оно испытывает свободный коллапс.

Не ограничиваясь рамками той или иной космогонической схемы, мы обсуждаем в настоящей заметке динамику охлаждающего гравитирующего газа и находим ряд условий, определяющих характерные величины размерности массы, связанные с длиной  $R_0$  и так же, как и она, выражающиеся через универсальные физические постоянные. Эти величины сравнимы с массами наиболее крупных образований во Вселенной — скоплений и сверхскоплений галактик, «стенок» ячеистой структуры Метагалактики.

Массивные газовые облака прозрачны для излучения, если выполняется неравенство:

$$R < l = \frac{1}{\sigma_T n}, \quad (4)$$

где  $l$  — длина свободного пробега фотона,  $\sigma_T$  — томсоновское сечение рассеяния (в рассматриваемых условиях основным механизмом непрозрачности является томсоновское рассеяние). Неравенство (4) можно записать в виде:

$$R > R_1 = R_0 \left( \frac{M}{M_1} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Характерная масса  $M_1$ , выражается через те же величины, что и длина  $R_0$ :

$$M_1 = \left[ \left( \frac{e^2}{Gm_H^2} \right)^2 \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left( \frac{m_H}{m_e} \right) \right] m_H \simeq 4 \cdot 10^{13} M_\odot. \quad (6)$$

Массе  $M_1$  отвечает вириальная температура  $T_1 = \frac{GM_1 m_H}{k \cdot R_1} = 10^8$  К, превышающая величину температуры  $5 \cdot 10^6$  К, выше которой излучение при свободно-свободных переходах является главным механизмом охлаждения среды.

В области непрозрачности, которой отвечает неравенство  $R > l$ , охлаждение газа связано с диффузией квантов к поверхности облака. Характерное время диффузии:

$$\tau_D = \frac{R^2}{D} \simeq \frac{R^2}{1/3 cl} = \frac{R^2}{1/3 c(1/\sigma_T n)} \quad (7)$$

( $D$  — коэффициент диффузии квантов).

Время диффузии  $\tau_D$  превышает гравитационное время  $\tau_G$ , если

$$R < R_2 = R_0 \left( \frac{M}{M_2} \right)^{3/5}. \quad (8)$$

Вторая характерная масса,  $M_2$ , содержит иную комбинацию универсальных констант:

$$M_2 = \left[ \left( \frac{e^2}{Gm_H^2} \right)^2 \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^{5/3} \left( \frac{m_H}{m_e} \right)^{7/6} \right] m_H \simeq 6 \cdot 10^{14} M_\odot. \quad (9)$$

Неравенство  $\tau_D > \tau_{ff}$  соответствует размерам

$$R < R_3 = R_0 \left( \frac{M}{M_3} \right)^{3/7}. \quad (10)$$

Здесь фигурирует та же масса  $M_2$ , что и в формуле (8).

На диаграмме размер — масса (рис. 1) показаны области, соответствующие различным соотношениям между характерными временами (2),

(3), (7). Границами областей служат линии  $R_0$ ,  $R_1(M)$ ,  $R_2(M)$ ,  $R_3(M)$ . Физические условия в каждой из этих областей существенно различаются темпом протекания тепловых процессов. В областях диаграммы 1—5 (см. рис. 1) возможен режим квазистационарного сжатия, так как для этих

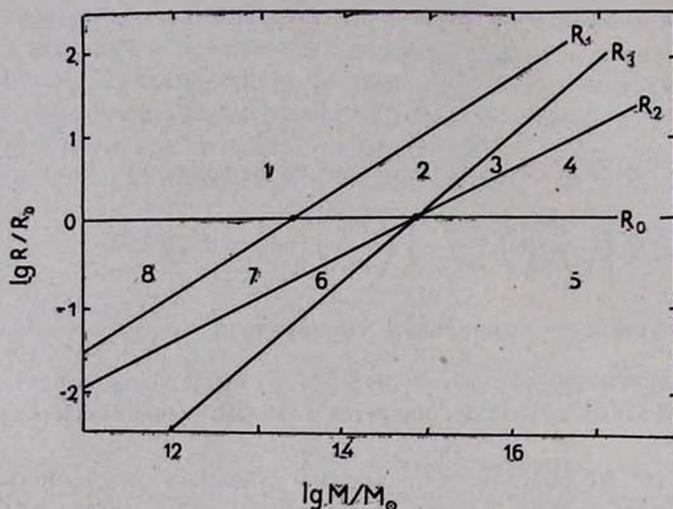


Рис. 1. Диаграмма размер—масса для массивных охлаждающихся облаков. Области 1—8 различают соотношение между характерными временами свободного сжатия, диффузии и охлаждения при свободно-свободных переходах. 1:  $\tau_{ff} > \tau_G$ , 2:  $\tau_{ff} > \tau_G > \tau_D$ , 3:  $\tau_{ff} > \tau_D > \tau_G$ , 4:  $\tau_D > \tau_{ff} > \tau_G$ , 5:  $\tau_{ff} < \tau_G < \tau_D$ , 6:  $\tau_{ff} < \tau_D < \tau_G$ , 7:  $\tau_D < \tau_{ff} < \tau_G$ , 8:  $\tau_{ff} < \tau_G$ .

областей характерное время охлаждения путем высвечивания или диффузии излучения больше времени свободного гравитационного сжатия. В областях 6—8 охлаждение более эффективно и именно в них возможна фрагментация сжимающегося облака. Если в облаках с массами, большими  $M_*$ , установился режим квазистационарного сжатия, то он, как следует из диаграммы, не нарушается при изменении размера облака.

*Characteristic Masses in Dynamics of Gravitating Gas.* Dynamics of the massive cooling gravitating gaseous clouds is characterized by values of their sizes and masses which are expressed by combinations of universal physical constants and close in magnitude to the parameters of the large-scale structures in the Universe.

18 октября 1982

Ленинградский государственный  
педагогический институт

Д. И. БАРАУСОВ  
А. Д. ЧЕРНИН

им. А. С. Пушкина  
Физико-математический факультет  
Ленинградский государственный педагогический институт

ИЧУП

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Антонов, А. Д. Чернин, Письма АЖ, 1, 18, 1975.
2. M. J. Rees, J. P. Ostriker, M. N. RAS, 179, 541, 1977.
3. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, Введение в космологию, Наука, М., 1978.
4. J. I. Silk, Ap. J., 211, 638, 1977.
5. B. J. Carr, M. J. Rees, Nature, 5705, 605, 1979.
6. M. J. Rees, Evol. Galaxies and Stellar Popul., Conf. Yale Univ., New Haven, 1977.