

УДК 524.5/6

## Образование гигантских молекулярных облаков в сверхоблаках и возникновение сверхзвуковой турбулентности

И. Г. Колесник

Рассмотрена физическая картина образования массивных турбулентных ядер в сверхоблаках. Показано, что в самогравитирующем облаке, когда центральная плотность становится больше некоторой величины, называемой плотностью уровня, происходит быстрое охлаждение внутренних слоев и образование холодного плотного ядра. Получены формулы для определения параметров ядер. Найдено, что массы ядер равны  $(1-3) \cdot 10^5 M_{\odot}$ , начальные радиусы составляют 100—150 пк. В ядре скорость охлаждения намного выше скорости затухания турбулентности, поэтому изначально существующие турбулентные движения превращаются в сверхзвуковые. Турбулентность поддерживает плотное ядро в квазиравновесном состоянии. Показано, что после охлаждения турбулентные ядра сверхоблаков приобретают характеристики типичных гигантских молекулярных облаков. Рассмотрены применения полученных результатов для объяснения природы крупных молодых группировок, гигантских областей H II и звездных комплексов.

*SUPERCLOUDS' GIANT MOLECULAR CORE FORMATION AND ORIGIN OF THE SUPERSONIC TURBULENCE, by Kolesnik I. G.*— A physical mechanism of the massive turbulent core formation in the superclouds is suggested. It is shown that in a self-gravitating cloud having a central density which exceeds a definite value (called the level density) a cooling region appears that turns into a low temperature dense core. The conditions for a dense core formation are appropriate for the superclouds with a mass above  $5 \cdot 10^5 M_{\odot}$  only. The dense core parameters are estimated from derived analytical expressions. It is found that the mass of a dense core is  $(1-3) \cdot 10^5 M_{\odot}$  and its initial radius is 100—150 pc. It is very important that the cooling time-scale in forming core is very small as compared to the time-scale of a turbulence decay. Thus, the original subsonic turbulent motions become supersonic in the cold core. The turbulence maintains the core in a quasistatic equilibrium. It is shown that turbulent cores of superclouds after cooling relaxation acquire parameters typical of the giant molecular clouds. The nature of the large star forming regions, giant H II regions, and giant star complexes are discussed on the basis of these results.

**1. Введение.** Гигантские молекулярные облака с массами около  $10^5$ — $10^6 M_{\odot}$  и размерами примерно 30—80 пк [16] несомненно относятся к крупнейшим структурным образованиям в Галактике. В то же время установлено [3, 4], что области звездообразования, генетически связанные с гигантскими молекулярными облаками, имеют тенденцию группироваться в еще более крупные структуры, названные звездными комплексами. Размеры таких образований могут достигать 0.5—1 кпк, а массы — примерно  $10^6 M_{\odot}$ . Независимые данные по распределению нейтрального водорода в Галактике, а также изучение особенностей распределения гигантских областей H II в других галактиках показали, что наиболее крупными обособленными структурными образованиями в галактиках должны быть сверхоблака с массами около  $10^7 M_{\odot}$  и протяженностью до 2 кпк [12]. Гигантские молекулярные облака с активными процессами звездообразования сосредоточены в центральных частях таких сверхоблаков и содержат в себе всего несколько процентов полной массы сверхоблака. Таким образом, из наблюдательных данных следует, что морфологические и физические свойства галактик неразрывно связаны с процессами выделения и эволюции сверхоблаков, внутри которых могут создаваться условия для образования гигантских облаков с последующими активными процессами звездообразования.

Проблемы внутренней структуры и эволюции сверхоблаков только начинают исследовать. В работах [11, 12] показана возможность образования сверхоблаков вследствие неустойчивости Паркера — Джинса в галактическом диске. В работе [7] построены модели сферических сверхоблаков с турбулентными ядрами, обладающими характеристиками гигантских молекулярных облаков. При этом совершенно не рассматривался вопрос, какие физические процессы могут быть ответственны за выделение плотных турбулентных ядер в сверхоблаках. Этой проблеме посвящена данная работа. Во втором разделе сформулированы условия выделения плотных ядер в сверхоблаках. В третьем — определены параметры таких ядер и рассмотрена возможность развития в них сверхзвуковой турбулентности. Четвертый — содержит результаты расчетов структурных изменений в охлаждающемся турбулентном ядре. Показано, что такое ядро превращается в типичное гигантское молекулярное облако. В пятом разделе на основе полученных результатов обсуждаются свойства наблюдаемых галактических структур и возможность образования звездных комплексов.

**2. Образование плотных ядер в сверхоблаках. Понятие плотности уровня.** Во вращающемся галактическом диске с магнитным полем вследствие неустойчивости Паркера — Джинса выделяются неоднородности с размерами 2—2.5 кпк и массами примерно  $10^7 M_{\odot}$  [11, 12]. При средней плотности частиц  $\bar{n} \approx 1 \text{ см}^{-3}$  и типичных значениях угловой скорости и магнитного поля характерное время развития неустойчивости  $\tau_{SC} \sim (5-10) \cdot 10^7$  лет. В спиральной волне плотности, где  $\bar{n} \sim 5 \text{ см}^{-3}$ , величина  $\tau_{SC} \sim 10^7$  лет [11].

При рассматриваемых плотностях исходное вещество сверхоблаков представляет собой двухфазную среду, состоящую из холодных комков, погруженных в разреженный теплый межоблачный газ [5, 9]. Хотя суммарная масса комков  $M_c$  может в несколько раз превышать массу теплого газа  $M_w$ , они занимают ничтожно малую часть полного объема. Поэтому практически весь объем сверхоблака занят теплой средой с температурой  $T_1 = 7000-8000 \text{ К}$  и плотностью  $n = \bar{n}/(1+\delta) \leq 0.5 \text{ см}^{-3}$  ( $\delta = M_c/M_w$ ).

Отметим, что переход к двухфазному состоянию межзвездной среды очень чувствителен к плотности  $n$ . При достижении некоторой плотности  $n_{LD}$  температура газа резко уменьшается от  $T_1$  до  $T_0 \approx 200-300 \text{ К}$ . Уменьшение температуры приводит к развитию тепловой неустойчивости и распаду среды на холодные облака, находящиеся в равновесии по давлению с окружающим теплым газом [5].

Плотность  $n_{LD}$  может играть принципиальную роль в появлении холодного ядра в сверхоблаках. Действительно, под влиянием самогравитации в сверхоблаке формируется распределение плотности  $n(r)$ , которое прежде всего определяется его массой  $M_*$  и внешним давлением  $P_{ext}$ . При некоторых  $M_*$  и  $P_{ext}$  возможно, что в области вокруг центра  $r \leq r_1$  плотность  $n \geq n_{LD}$ . В этом случае газ должен охладиться, и произойдет выделение плотного холодного ядра. Если на пути от поверхности облака до границы ядра накапливается лучевая концентрация  $N \geq 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ , тогда в плотном ядре возможно образование молекулярного водорода, а при  $N \geq 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  — молекул CO [1, 2]. Важная роль эффектов экранировки внешних ионизирующих излучений при  $N > 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  в формировании внутренней структуры массивных межзвездных облаков отмечалась в работах [6, 8]. Итак, неравенства  $n \geq n_{LD}$  и  $N > 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  можно рассматривать как необходимые и достаточные условия образования гигантского молекулярного облака в сверхоблаке.

Величину  $n_{LD}$  будем называть *плотностью уровня*, подчеркивая этим, что в условиях самогравитации, когда плотность становится больше  $n_{LD}$ , вещество переходит в новое состояние равновесия с низкой тем-

пературой газа. Численное значение  $n_{LD}$  зависит от многих условий и может изменяться от  $0.2$  до  $1 \text{ см}^{-3}$  [5]. Величина  $n_{LD} \approx 0.2 \text{ см}^{-3}$  получается, когда нагрев межзвездной среды определяется космическими лучами. Значение  $n_{LD} \approx 1 \text{ см}^{-3}$  будем иметь при нагреве, вызванном фотоэлектронной эмиссией с пылевых частиц. Учет обеднения межзвездной среды тяжелыми элементами также увеличивает плотность уровня  $n_{LD}$ , приближая ее к значению  $n_{LD} \approx 1 \text{ см}^{-3}$ . Исходя из этого, в данной работе примем  $n_{LD} = 0.7 - 0.9 \text{ см}^{-3}$ .

В глубоких слоях облаков за счет ослабления потока ионизирующих излучений величина  $n_{LD}$  может заметно уменьшиться. Однако в

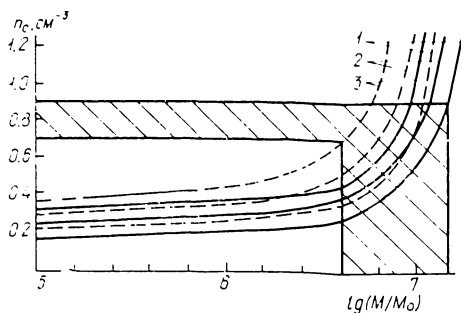


Рис. 1. Зависимость центральной плотности от массы облака для двух значений температуры (сплошная линия —  $8000 \text{ К}$ , штриховая —  $7000 \text{ К}$ ) и внешних давлений (в  $\text{см}^{-3} \cdot \text{К}$ ): 1— $1500$ ; 2— $2000$ ; 3— $2500$ . Заштрихована область, в которой центральная плотность облаков равна плотности уровня в диапазоне  $0.7 - 0.9 \text{ см}^{-3}$

рассматриваемых условиях, когда исходное состояние вещества уже содержит две фазы, эти эффекты должны быть невелики, поскольку теплая составляющая газа, которая занимает практически весь объем сверхоблака, по определению, практически прозрачна для нагревающих газ излучений.

На основании сферических моделей изотермических облаков определим, при каких условиях центральная плотность  $n_c$  превышает плотность уровня  $n_{LD}$ . Эффекты несферичности сверхоблаков рассмотрим при обсуждении результатов.

Строение сферического изотермического облака описывается безразмерными функциями  $\psi(\xi)$  и  $\varphi(\xi)$ , связанными с плотностью  $\rho$  и массой  $m$ , заключенной внутри сферы безразмерного радиуса  $\xi$ , соотношениями

$$\rho = \rho_c \exp(-\psi), \quad m = 4\pi\alpha^3 \rho_c \varphi, \quad \alpha = [c_1^2 / (4\pi G \rho_c)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $c_1 = (RT_1/\mu_1)^{1/2}$  — изотермическая скорость звука в газе с удельной молекулярной массой  $\mu_1$ ;  $R$  и  $G$  — газовая и гравитационная постоянные. Размерный радиус определяется соотношением  $r = \alpha\xi$ . Величины  $\rho$  и  $n$  связаны между собой формулой  $\rho = m_p \mu_1 n$ , где  $m_p$  — масса протона. Функции  $\psi$  и  $\varphi$  определяются системой уравнений

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{\varphi}{\xi^2}, \quad \frac{d\varphi}{d\xi} = \xi^2 \exp(-\psi), \quad (2)$$

которая решается численно.

Для облака массы  $M_*$  при внешнем давлении  $P_{ext}$  интегрирование системы уравнений (2) нужно проводить до такого  $\xi_*$ , при котором функция  $\chi = \varphi^2 \exp(-\psi)$  равна [7]:

$$\chi_* = (4\pi G^3 / c_1^8) M_*^2 P_{ext}. \quad (3)$$

Напомним, что функция  $\chi(\xi)$  имеет максимум, равный  $\chi_{cr} = 17.56$  при  $\xi_{cr} = 6.45$ . Это значит, что имеется предельное давление  $P_{cr}$ , до которого облако массы  $M_*$  будет находиться в равновесии. При  $P_{ext} > P_{cr}$  облако станет неустойчивым к гравитационному сжатию. Используя найденное значение функции  $\varphi_*$ , с помощью (1) определяем центральную плотность

$$\rho_c = [c_1^6 / (4\pi G^3)] (\varphi_*^2 / M_*^2). \quad (4)$$

Зависимость  $n_c$  от  $M_*$  для типичных значений  $T_1$  и  $P_{ext}$  показана на рис. 1. Видно, что центральная плотность очень чувствительна к изменениям  $M_*$  и  $P_{ext}$ ; она может превысить заданную плотность уровня только у сверхоблаков с массами  $M_* \gtrsim 4 \cdot 10^6 M_\odot$ . Верхний предел массы  $M_{cr}$  сверхоблаков с  $n_c > n_{LD}$  определяется условием гравитационной неустойчивости при заданном  $P_{ext}$ . Из формулы (3) при максимальной величине  $\chi_* = 17.56$  в рассматриваемом диапазоне  $T_1$  и  $P_{ext}$  находим  $M_{cr} \approx (1 - 1.5) \times 10^7 M_\odot$ .

Итак, из условия  $n_c \approx n_{LD}$  определяем, что только у сверхоблаков с массами  $4 \cdot 10^6 \leq M_*/M_\odot \leq 1.2 \cdot 10^7$  происходит выделение плотных холодных ядер. При таких значениях  $M_*$  функция  $\chi$  попадает в интервал  $\chi = (3, 12)$ . В этом диапазоне  $\chi$  численное решение системы уравнений (2), описывающее строение сферического изотермического облака, можно аппроксимировать выражениями

$$\chi = 6(\xi - 1.75), \quad (5)$$

$$\psi = 0.52(\xi - 1), \quad (6)$$

$$\varphi = 3.2(\xi - 1.5). \quad (7)$$

Это позволяет выразить через исходные параметры все искомые величины

$$\xi_* = 1.75 + \chi_*/6, \quad (8)$$

$$\varphi_* = (4/5)[1 + (2/3)\chi_*], \quad (9)$$

$$\rho_c = 0.16c_1^6 [1 + (2/3)\chi_*]^2 / (\pi G^3 M_*^2), \quad (10)$$

$$\alpha = 5GM_*/\{4c_1^2 [1 + (2/3)\chi_*]\}, \quad (11)$$

$$r_* = [5GM_*/(16c_1^2)] [7 + (2/3)\chi_*] / [1 + (2/3)\chi_*]. \quad (12)$$

Значение  $\chi_*$  определяется по формуле (3). Отсюда для типичных значений  $M_* = 10^7 M_\odot$ ,  $T_1 = 8000$  К,  $\mu_1 = 1.4$ ,  $P_{ext} = 2.5 \times 10^{-14}$  Па получаем:  $c_1 \approx 7$  км/с,  $\chi_* = 7.4$ ,  $\xi_* = 3$ ,  $\varphi_* = 4.7$ ,  $n_c = 0.7$  см $^{-3}$ ,  $\alpha = 200$  пк и  $r_* = 590$  пк.

**3. Параметры формирующихся плотных ядер. Возникновение сверхзвуковой турбулентности.** Плотность в изотермическом сверхоблаке медленно убывает с удалением от центра. Поэтому уже при небольшом превышении  $n_c$  над  $n_{LD}$  в выделяющемся ядре попадает большая масса. Введем малый параметр

$$\varepsilon = (n_c - n_{LD})/n_c \ll 0.1. \quad (13)$$

Поскольку  $\varepsilon = 1 - \exp(-\psi)$ , нетрудно видеть, что при малых  $\varepsilon$  будем иметь  $\psi_{LD} \approx \varepsilon$ . В этом случае безразмерный радиус  $\xi$  попадает в область (0.2, 1.), где численное решение для функций  $\psi$  и  $\varphi$  можно представить формулами

$$\psi = 0.16\xi^{1.95}, \quad (14)$$

$$\varphi = 0.302\xi^{2.9}. \quad (15)$$

Теперь, используя (9), (11), (14) и (15), для массы  $M_1$  и радиуса  $r_1$  выделяющегося ядра находим

$$M_1 = 5.73M_* \varepsilon^{1.486} / [1 + (2/3)\chi_*], \quad (16)$$

$$r_1 = 3.2(G/c_1^2) M_* \varepsilon^{0.513} / [1 + (2/3)\chi_*]. \quad (17)$$

Для оценки лучевой концентрации частиц в оболочке запишем

$$N_{env} \approx \bar{n}(r_* - r_1) = n_c \alpha 3\varphi_* (\xi_* - \xi_1) / \xi_*^3, \quad (18)$$

где  $\bar{n}$  — средняя плотность в сверхоблаке.

Эти формулы для рассматриваемого типичного сверхоблака при  $\varepsilon = 0.05$  дают  $M_1 \approx 1.1 \cdot 10^5 M_\odot$ ,  $r_1 \approx 110$  пк,  $N_{env} \approx 5.2 \cdot 10^{20}$  см $^{-2}$ , а при  $\varepsilon = 0.1$  дают  $M_1 \approx 3.2 \cdot 10^5 M_\odot$ ,  $r_1 \approx 150$  пк,  $N_{env} \approx 4.6 \cdot 10^{20}$  см $^{-2}$ .

Так, получаем массы и радиусы, характерные для гигантских молекулярных облаков. По величине  $N_{env}$  можно судить, что в выделяющемся ядре создаются условия для образования молекул.

Следовательно, в сверхоблаках с массой  $M_* > 5 \cdot 10^6 M_\odot$ , у которых центральная плотность превышает плотность уровня, формируются ядра с массой  $M_1 \approx (1-3) \cdot 10^5 M_\odot$  и начальными радиусами  $r_1 \approx 100-150$  пк, постепенно превращающиеся в гигантские молекулярные облака.

Естественно считать, что в формирующемся ядре присутствует обычная дозвуковая турбулентность с колмогоровским спектром  $v_l \propto l^{1/3}$ . В этом случае максимальный масштаб турбулентности  $l_0$  сравним с размером области  $l_0 \approx r_1 \approx 100$  пк, и скорость  $v_0 \leq c_1$ . Турбулентные движения на таких масштабах в межзвездной среде могут возбуждаться дифференциальным вращением Галактики. Охлаждение газа в ядре происходит в шкале времени  $\tau_c = 2.4 \cdot 10^5 / n^{1/2}$  лет [9], что дает для рассматриваемых условий  $\tau_c < 10^6$  лет. А затухание турбулентности имеет характерное время  $\tau_t \approx l_0 / c_1 \approx 1.5 \cdot 10^7$  лет. Таким образом,  $\tau_t \gg \tau_c$ , и неизбежно должна возникнуть сверхзвуковая турбулентность. Очевидно, данный механизм накладывает ограничения на верхний предел скорости турбулентных движений  $v_t \approx c_1 \approx 7$  км/с. Близкие к этой величине скорости наблюдаются в гигантских молекулярных облаках.

Итак, в предлагаемом механизме образования гигантских молекулярных облаков заложены предпосылки для возникновения сверхзвуковой турбулентности. В дальнейшем за счет эффектов сжимаемости турбулентные элементы превращаются в хорошо обособленные комки, спектр турбулентности становится более крутым и формируется распределение  $v_l \propto l^\nu$  с показателем степени  $\nu = 0.4-0.5$ . Очевидно, в малых масштабах релаксация наступает быстрее, поэтому для меньших комков следует ожидать  $\nu \approx 0.5$ , в то время как для крупных комков еще сохранится  $\nu \approx 0.35-0.4$ . Это соответствует наблюдаемому спектру турбулентных движений в молекулярных облаках. В небольших темных облаках и глобулах  $v_l \propto r^{0.5}$  [15], в массивных молекулярных облаках больших размеров  $v_l \propto r^{0.38}$  [14].

Таким образом, происхождение сверхзвуковой турбулентности в молекулярных облаках может быть обусловлено свойствами релаксационных процессов в формирующихся холодных ядрах сверхоблаков. Она возникает за счет существенного различия характерных времен охлаждения и затухания турбулентности. После охлаждения газа турбулентное давление продолжает поддерживать ядро в квазиравновесном состоянии.

**4. Внутреннее строение охлаждающегося ядра.** Эволюционные изменения в формирующемся холодном ядре определяются скоростью затухания турбулентности. Поэтому в первом приближении можно считать, что перестройка внутренней структуры ядра происходит в квазиравновесном режиме.

Основные уравнения строения облаков с турбулентными ядрами, полученные и исследованные в работе [7], для безразмерных функций  $\psi$  и  $\phi$ , вводимых уравнениями (1), записываются в виде

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{1}{\beta} \left( \frac{\phi}{\xi^2} + \frac{d\beta}{d\xi} \right), \quad \frac{d\phi}{d\xi} = \xi^2 \exp(-\psi), \quad (19)$$

$$\beta = 1 + (B - 1)/3 \{ A + 2 \{ 1 + \exp[\delta(1 - \xi/\xi_1)] \}^{-1} \}^*, \quad (20)$$

\* В работе [7] рассматривались модели при  $B \gg 1$ , поэтому принималось  $B - 1 \simeq B$ . Формула (20) точно описывает переход к изотерме при  $B = 1$ .

где

$$A = \begin{cases} \frac{1}{B} \left( \frac{\xi}{\xi_0} \right)^\kappa & \text{при } \xi \leq \xi_1 \\ 1 & \text{при } \xi > \xi_1. \end{cases}$$

Параметр  $B$  определяется соотношением

$$B = c_1^2/c_0^2 = (\xi_1/\xi_0)^\kappa, \quad (21)$$

где  $c_0$  — изотермическая скорость звука при температуре  $T_0$ . Безразмерный радиус  $\xi_1$  делит модель на турбулентное ядро с температурой  $T_0$  и изотермическую оболочку с температурой  $T_1$ . Ширина переходной зоны между ними задается параметром  $\delta$ . В расчетах принималось  $\delta = 50$ . Считалось, что турбулентная скорость изменяется с расстоянием от центра по степенному закону

$$v_t = v_0 r^\nu, \quad (22)$$

где  $v_0$  — постоянная, а  $\nu = \kappa/2$ . Величины  $\xi_0$  и  $\xi_1$  определяют диапазон расстояний  $r_0$  и  $r_1$ , в котором турбулентность имеет сверхзвуковые скорости

$$r_0 = (c_0/v_0)^{1/\nu}, \quad r_1 = (c_1/v_0)^{1/\nu}. \quad (23)$$

При использовании формул (1), (3), (4) вместо  $c_1$  следует писать  $c_0$ . Входящая в (3) функция  $\chi$  в данном случае имеет вид  $\chi = \beta\varphi^2 \exp(-\psi)$ . Очевидно, при  $B=1$  имеем  $c_0=c_1$ , и уравнения (19) превращаются в уравнения (2) для изотермического облака.

Выше отмечалось, что при переходе через плотность уровня за счет охлаждения на тяжелых элементах температура газа уменьшается от  $T_1 \approx 8000$  К до  $T_0 \approx 200$  К. Это соответствует увеличению  $B$  от 1 до 40. В той части плотного ядра, где  $N > 2 \cdot 10^{21}$  см<sup>-2</sup>, эффективно образуются молекулы [1], и за счет охлаждения на СО температура уменьшается до  $T_0 \approx 10$  К. Следовательно, полный диапазон изменения параметра  $B$  составляет интервал от 1 до 1000.

В задаче есть еще два параметра —  $\kappa$  и  $\xi_0$ . Показатель спектра турбулентности  $\kappa$  в общем случае может изменяться от  $\kappa \approx 0.7$  (колмогоровский предел) до  $\kappa=1$  (вириальный предел). В массивных молекулярных облаках, вероятнее всего, величина  $\kappa$  находится в интервале 0.7—0.8. Уравнения решались для трех значений  $\kappa$ : 0.7, 0.8, 1. Проведенные расчеты показали, что от величины  $\xi_0$  главным образом зависит центральная плотность, причем  $\rho_c \propto \xi_0^2$  [7], и практически не зависят параметры турбулентного ядра. Величина  $\rho_c$  попадает в диапазон наблюдаемых значений при  $\xi_0$  близком к единице. Из этих соображений принималось  $\xi_0=1$ .

Теперь проследим, как изменяются характеристики турбулентного ядра и строение модели с увеличением  $B$ . Происходящие при этом изменения  $\rho_c$  и  $r_1$  показаны на рис. 2. Видно, что при  $B \geq 100$  центральная плотность для моделей с  $\kappa=0.8$  соответствует величинам, наблюдаемым в массивных молекулярных облаках. При этом радиус  $r_1$  практически не изменяется и равен примерно 50 пк. В сформировавшемся турбулентном ядре заключена масса  $M_1 \approx 10^5 M_\odot$ . Распределение плотности в моделях с различными  $B$  изображено на рис. 3. При увеличении  $B$  распределение плотности в турбулентном ядре становится более крутым, и ядро приобретает четко выраженную границу. При  $B \geq 100$  в основной массе ядра распределение плотности описывается степенной зависимостью  $\rho \propto r^{-(1.4+1.5)}$ . Плотное турбулентное ядро окружено протяженной изотермической оболочкой из нейтрального водорода с медленно уменьшающейся к поверхности плотностью. В оболочке заключена практически вся масса сверхоблака. В плотное ядро переходит всего 1—5 % полной массы.

Из изложенного следует, что полученная структура обладает характеристиками, типичными для гигантских молекулярных облаков, находящихся в центральных частях сверхоблаков.

**5. Обсуждение результатов.** Проведенное исследование дает новые аргументы в пользу существования самой крупномасштабной по проявлениям эволюционной последовательности, включающей образование в галактиках сверхоблаков, возникновение в них условий для выделения

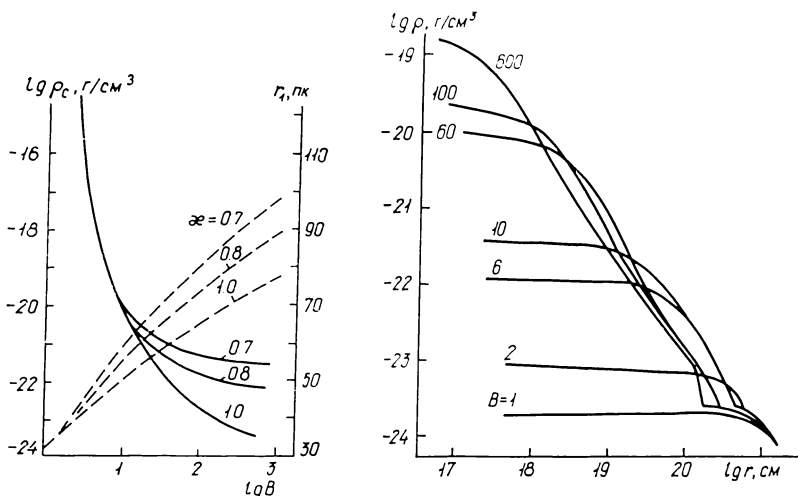


Рис. 2. Изменение центральной плотности  $\rho_c$  (штриховые линии) и радиуса  $r_1$  (сплошные линии) турбулентного ядра в зависимости от параметра  $B$  для трех значений показателя спектра турбулентности  $\alpha$ .  $M = 10^7 M_\odot$ ;  $P_{ext} = 2.5 \cdot 10^{-14}$  Па;  $c_1 = 6.7$  км/с;  $\xi = 1$

Рис. 3. Изменение распределения плотности в модели в зависимости от параметра  $B$ .  $M = 10^7 M_\odot$ ;  $P_{ext} = 2.5 \cdot 10^{-14}$  Па;  $c_1 = 6.7$  км/с;  $\alpha = 0.8$ ;  $\xi = 1$

плотных массивных ядер, постепенное превращение таких ядер в гигантские молекулярные облака, в которых развивается сверхзвуковая турбулентность, поддерживающая облака в квазиравновесном состоянии, наконец, появление областей звездообразования.

В данной работе основное внимание сосредоточено на построении физической картины развития структурных изменений внутри сверхоблаков и свойствах выделяющихся ядер. Показано, что важную роль играет понятие плотности уровня  $n_{LD}$ , при превышении которой в центре сверхоблака начинает формироваться холодное турбулентное ядро. Отметим, что величина  $n_{LD}$  очень чувствительна к химическому составу вещества, действующим механизмам нагрева и охлаждения газа, т. е. через плотность уровня в полной мере проявляется влияние многообразия физических свойств межзвездной среды на условия выделения плотных ядер в сверхоблаках.

Центральная плотность, а следовательно, и параметры выделяющегося ядра довольно чувствительны к внешнему давлению  $P_{ext}$ , которое объединяет в себе влияние внешних воздействий на параметры выделяющихся ядер. Увеличение внешнего давления в 1.5—2 раза приводит к увеличению массы выделяющегося ядра примерно в 10 раз. Это значит, что в условиях повышенного давления в турбулентное ядро может перейти масса  $M \gtrsim 2 \cdot 10^6 M_\odot$ . Отметим, что масса Джинса при турбулентности со скоростями  $v_t \approx 7$  км/с близка к  $2 \cdot 10^6 M_\odot$ . Иными словами, в некоторых случаях выделяющееся ядро может оказаться с самого начала неустойчивым к гравитационному сжатию. Вероятно, при этом произойдет глобальная вспышка звездообразования и возникнет гигантская область H II или сверхассоциация. Обратим внимание на то, что массы таких объектов обычно близки к  $2 \cdot 10^6 M_\odot$ . Следовательно, мож-

но ожидать два существенно различных направления эволюции выделяющихся ядер. При  $M_1 \approx (1-3) \cdot 10^5 M_\odot$  образуется гигантское молекулярное облако, в котором затем за счет внутренних триггерных механизмов появляются отдельные очаги звездообразования. Если же  $M_1 \approx 2 \cdot 10^6 M_\odot$ , происходит общий коллапс ядра, вызывающий глобальную вспышку звездообразования, которая приводит к формированию гигантских областей H II и сверхассоциаций.

Отметим, что параметры выделяющихся ядер определяются четырьмя физическими величинами — массой сверхоблака  $M_*$ , температурой

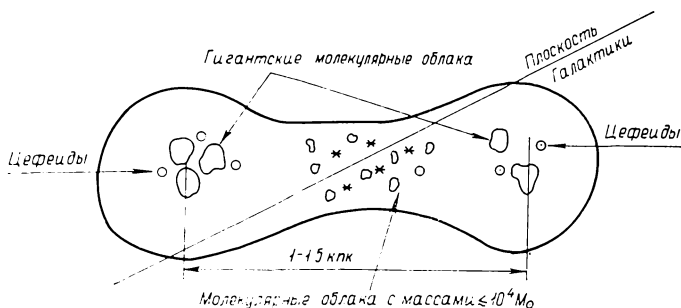


Рис. 4. Схема строения сверхоблака и содержащегося в нем звездного комплекса

$T_1$ , плотностью уровня  $n_{LD}$  и внешним давлением  $P_{ext}$ . Различия этих величин в довольно узких пределах обеспечивают возникновение гигантских молекулярных облаков и областей звездообразования во всем наблюдаемом диапазоне характеристик.

Еще один важный результат, полученный в данной работе, — в выделяющемся ядре характерное время охлаждения существенно меньше характерного времени затухания турбулентности. Поэтому изначально существующая в сверхоблаке дозвуковая турбулентность превращается в сверхзвуковую турбулентность в формирующемся гигантском молекулярном облаке. При этом становится понятным, почему наибольшие наблюдаемые скорости турбулентных движений обычно близки к 7 км/с — они соответствуют скорости звука в среде с  $T_1 = 7000-8000$  К. Очевидно, в предложенной модели необходимо специально рассмотреть проблему эволюции спектра турбулентности с учетом эффектов сжимаемости отдельных турбулентных элементов. Качественно можно ожидать, что при этом в облаке появятся отдельные комки, занимающие сравнительно небольшую долю полного объема, со спектром скоростей круче колмогоровского.

Обсудим возможные эффекты, связанные с несферичностью исходного сверхоблака. Наиболее вероятно, что сверхоблако имеет эллипсоидальную форму с большой осью, направленной вдоль галактической плоскости. В этом случае плотная часть сверхоблака с  $n > n_{LD}$  тоже будет вытянута, и в ней может образоваться несколько гигантских молекулярных облаков, расположенных вблизи плоскости Галактики либо вдоль спирального рукава. Ясно, что для описания строения и характеристик гигантских молекулярных облаков можно использовать сферические модели, поскольку их радиусы близки к 30—50 пк, что заметно меньше полутолщины галактического диска. Действительно, предложенный метод построения моделей сферических облаков дает результаты, хорошо согласующиеся с наблюдательными данными [7].

Интересно рассмотреть случай, схематически изображенный на рис. 4, когда вытянутое сверхоблако за счет искривления галактического диска наклонено к плоскости Галактики. При этом, вероятно, вначале произойдет выделение гигантских молекулярных облаков и образование



звезд в той части сверхоблака, которая расположена в галактической плоскости. Здесь процесс эволюции далеко продвинется, поэтому исходные молекулярные облака заметно разрушатся под воздействием образовавшихся звезд и преимущественно будут наблюдаться в виде фрагментов с массами  $M \leq 10^4 M_{\odot}$ . Гигантские молекулярные облака на периферии сверхоблака образуются позже, они могут наблюдаться вместе с возникшими здесь очагами звездообразования как молодые комплексы, расположенные попарно по обе стороны от галактической плоскости на удалении 30—100 пк. Из наблюдений известно несколько таких пар областей звездообразования в Галактике [13].

Изображенная на рис. 4 гигантская структура, содержащая звезды и звездные скопления (образовавшиеся с дисперсией возрастов, превышающей  $10^7$  лет), набор молекулярных облаков разных размеров и масс, представляет собой типичный звездный комплекс, как его определяет Ю. Н. Ефремов [3, 4]. Обратим внимание на одно важное обстоятельство. С самого начала отмечалось, что сверхоблака образуются в двухфазной среде, состоящей из холодных облаков с массами  $M \approx 100 M_{\odot}$ , погруженных в теплый разреженный газ. Возникает вопрос, какова судьба этих облаков при выделении плотных ядер. Видимо, большая часть из них сольется с уплотняющимся окружающим газом. Но некоторые из таких облаков, особенно на периферии выделяющихся ядер, могут быть переведены в гравитационное сжатие увеличивающимся внешним давлением. В этом случае образуются звезды с массами около 5—10  $M_{\odot}$ , которые примерно за  $10^7$  лет превращаются именно в такие цефеды, по которым Ю. Н. Ефремов выделяет звездные комплексы.

1. Аршуткин Л. Н. Исследование условий образования окиси углерода в межзвездных облаках // Астрофизика.— 1985.— 22, вып. 1.— С. 163—176.
2. Аршуткин Л. Н., Колесник И. Г. Структура массивных молекулярных облаков // Там же.— 1984.— 21, вып. 1.— С. 147—161.
3. Ефремов Ю. Н. Звездные комплексы // Вестн. АН СССР.— 1984.— № 12.— С. 56—66.
4. Ефремов Ю. Н. Рассеянные звездные скопления, ассоциации и комплексы // Звездные скопления / Под ред. П. Н. Холопова.— М., 1985.— С. 102—203.— (Итоги науки и техники. Серия Астрономия; Т. 27).
5. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды.— М.: Наука, 1979.— 592 с.
6. Колесник И. Г. Эффекты непрозрачности в эволюции межзвездных облаков и образование звезд // Ранние стадии эволюции звезд / Под ред. И. Г. Колесника.— Киев: Наук. думка, 1977.— С. 10—13.
7. Колесник И. Г. Модели турбулентных межзвездных облаков // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.— 2, № 5.— С. 3—13.
8. Пикельнер С. Б. Холодные области межзвездного газа и образование звездных скоплений // Астрон. журн.— 1970.— 47, вып. 2.— С. 254—264.
9. Спитцер Л., мл. Физические процессы в межзвездной среде.— М.: Мир, 1981.— 352 с.
10. Чандрасекар С. Введение в учение о внутреннем строении звезд.— М.: Изд-во иностр. лит., 1950.— 467 с.
11. Elmegreen B. G. The formation of giant cloud complexes by Parker — Jeans instability // Astrophys. J.— 1982.— 253, N 2.— P. 655—665.
12. Elmegreen B. G., Elmegreen D. M. Regular strings of H II regions and superclouds in spiral galaxies: clues to the origin of cloudy structure // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.— 1983.— 203, N 1.— P. 31—45.
13. Elmegreen B. G., Lada C. J., Dickinson D. F. The structure and extent of the giant molecular cloud near M 17 // Astrophys. J.— 1979.— 230, N 2.— P. 415—427.
14. Larson R. B. Turbulence and star formation in molecular clouds // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.— 1981.— 194, N 3.— P. 809—826.
15. Myers P. C. Dense cores in dark clouds. III. Subsonic turbulence // Astrophys. J.— 1983.— 270, N 1.— P. 105—118.
16. Sanders D. B., Scoville N. Z., Solomon P. M. Giant molecular clouds in the Galaxy. II. Characteristics of discrete features // Ibid.— 1985.— 289, N 1.— P. 373—387.