

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.5

СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

А. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 19 мая 1980

Принята к печати 29 марта 1981

Рассматривается влияние крупномасштабных турбулентных движений на структуру и параметры межзвездных облаков. Приведены результаты численных расчетов моделей сферически-симметричных облаков с турбулентным давлением. Установлено, что в присутствии турбулентных движений значительно увеличивается предельная масса $M_{кр}$ равновесного облака. С ростом скорости турбулентности v_t от 0 до 2 км с⁻¹ величина $M_{кр}$ увеличивается более чем на порядок. При этом, однако, падает плотность газа. Одинаковая по облаку турбулентная скорость не позволяет объяснить структуру наблюдаемых массивных облаков. Для образования равновесных массивных облаков с плотными $n \geq 10^4$ см⁻³ ядрами необходимо задать уменьшающуюся к центру скорость турбулентности. При таком предположении построена качественная модель равновесного облака с массой $\sim 10^6 M_{\odot}$. В центральном ядре такого облака с $M \sim 200 M_{\odot}$ плотность превосходит 10^4 частиц в см³.

1. *Введение.* В данной работе рассматривается влияние крупномасштабных турбулентных движений на структуру и параметры межзвездных облаков. Как показано в [1] и [2], без учета стабилизирующего влияния турбулентного и магнитного давлений невозможно получить в условиях галактического диска равновесные облака с массами $M \geq 600 M_{\odot}$. В свою очередь из наблюдений следует, что в Галактике существуют гигантские межзвездные облака с массами $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$, имеющие плотности в центральных областях $\geq 10^4$ частиц в см³. Количество таких облаков оценивается величиной ~ 5000 [3]. Имеется целый ряд аргументов в пользу того, что время жизни массивных молекулярных облаков достигает $\sim 10^9$ лет; с ними связаны области активного звездообразования. Поэтому исследование характеристик и структуры таких облаков принципиально важно для изучения эволюции межзвездной среды и образования звезд.

Изучение профилей молекулярных линий показывает, что в межзвездных облаках существуют турбулентные движения со скоростями, достигающими 8—10 км с⁻¹. Имеются указания на то, что турбулентные скорости близки к звуковому пределу [4]. В плотных компактных облаках, как правило, турбулентные скорости не превышают 1 км с⁻¹ [5].

В данной работе представлены результаты исследования строения и характеристик межзвездных облаков с турбулентным давлением, на основании которых обсуждаются условия существования и возможные параметры массивных облаков.

2. *Формулировка задачи.* Будем рассматривать квазистатические сферически симметричные облака, в которых внутреннее газовое и турбулентное давление уравниваются самогравитацией и внешним давлением. При этом не рассматриваются источники турбулентности, а принимается, что внутри облака поддерживается постоянная по радиусу заданная скорость турбулентных движений.

Модель такого облака описывается уравнениями гидростатического равновесия, энергетического баланса и химического равновесия. Эти уравнения и метод их решения рассмотрены в работе [1]. В уравнении энергетического баланса учитываются: нагрев фотоэлектронами с пылевых частиц, нагрев космическими лучами, нагрев при образовании молекул Н₂ на поверхности пылинок и нагрев вследствие диссипации турбулентности. Объемное охлаждение осуществляется однократно ионизованными и нейтральными атомами углерода. Они являются основными источниками охлаждения диффузных межзвездных облаков (см., например, [6]).

Компонентный состав вещества облака определяется из системы уравнений химического равновесия с участием атомов Н и С, молекул Н₂, ионов Н⁺, Н⁻, Н₂⁺, С⁺ (см. [1]). Нагрев облака и компонентный состав зависят от интенсивности ультрафиолетового излучения, проникающего внутрь облака. С этой целью рассчитывается поле излучения в облаке с учетом поглощения пылевыми частицами, при фотодиссоциации молекул Н₂, а также при ионизации атомов углерода. Эта задача рассматривалась в работе [1].

С учетом турбулентного давления уравнение состояния записывается в виде

$$P = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{2} \rho v_t^2, \quad (1)$$

где v_t — скорость турбулентного движения, R — газовая постоянная, ρ и T — плотность и температура газа, μ — молекулярный вес.

Скорость нагрева, связанная с диссипацией турбулентного движения, равна

$$\Gamma_i \simeq \rho v_i^3 / L, \quad (2)$$

где L — характерный масштаб турбулентности. Если v , выразить в км с^{-1} , а L в парсеках, получим

$$\Gamma_i = 7.74 \cdot 10^{-28} n_p v_i^3 / L \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь n_p — концентрация частиц.

О величине диссипации энергии $\varepsilon = v^3/L$ в межзвездных облаках известно мало. В работе [11] полагается, что ε не должна значительно превышать $10 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$. Оценки, основанные на предположении о том, что источником турбулентности являются расширяющиеся зоны H II, дают для межзвездной среды $\varepsilon \simeq 1 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$ [7]. В данной работе принималось, что $\varepsilon \simeq 3 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$.

3. *Результаты.* Расчеты проведены для облаков с турбулентными скоростями от 0.5 до 2 км с^{-1} при внешних давлениях P_0 в интервале от 1000 до 3000 К см^{-3} . Для каждого значения v_i рассмотрен широкий набор масс облаков вплоть до предельной равновесной.

На рис. 1 приведены распределения плотности и температуры по радиусу для межзвездного облака с массой $\mathcal{M} = 2400 \mathcal{M}_\odot$ при $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$ и различных v_i . Из него видно, как влияет величина турбулентной скорости на структуру облака. При малых скоростях турбулентности ($v_i \leq 1 \text{ км с}^{-1}$) градиенты плотности и температуры в облаке достаточно большие. Облака при этом имеют относительно плотные ($n_p \geq 100 \text{ см}^{-3}$) и холодные ($T \sim 20 - 30 \text{ К}$) ядра. Но с ростом v_i градиент плотности падает, уменьшается также величина средней плотности. Например, при $v_i = 1 \text{ км с}^{-1}$ величина n_p от поверхности к центру увеличивается с ~ 20 до $\sim 125 \text{ см}^{-3}$, а при $v_i = 2 \text{ км с}^{-1}$ распределение плотности по радиусу практически однородное и примерно составляет 10 см^{-3} . Такая зависимость определяется тем, что с увеличением v_i растет турбулентное давление, приводящее к расширению облака и уменьшению его плотности. Одновременно по всему объему облака увеличивается температура газа, но градиент температуры при этом меняется мало. Это показывает, что сохраняется характер ослабления внешних ионизирующих излучений, обеспечивающих нагрев газа в облаке.

В рассматриваемых моделях с турбулентным давлением, соответствующим типичным для межзвездной среды значениям хаотических скоростей, газовое давление всегда меньше турбулентного. Это хорошо видно из рис. 2 для модели с $\mathcal{M} = 2400 \mathcal{M}_\odot$. При больших v_i возможны случаи, когда газовое давление уменьшается к центру облака, что связано со

значительным уменьшением температуры к центру при небольшом градиенте плотности.

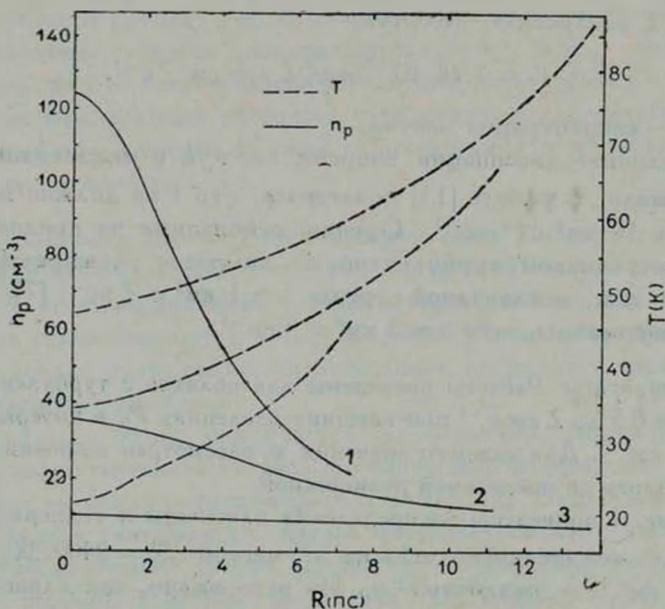


Рис. 1. Распределение плотности (сплошные кривые) и температуры (пунктирные кривые) по радиусу межзвездного облака с массой $2400 M_{\odot}$ при $P_0 = 3000 \text{ K cm}^{-3}$: 1 — при $v_t = 1 \text{ км с}^{-1}$, 2 — при $v_t = 1.5 \text{ км с}^{-1}$, 3 — при $v_t = 2 \text{ км с}^{-1}$.

Таким образом, можно было ожидать, что турбулентные облака близки по своему строению изотермическим с «турбулентной температурой», определяющейся величиной v_t^2 . Однако сравнение с соответствующими изотермическими моделями показывает, что вследствие убывания температуры внутрь облака распределения параметров в реальных моделях отличаются от изотермических.

Целый ряд характеристик зависит не от структуры конкретной модели, а только от концентрации частиц на луче зрения до заданной точки внутри облака. Очевидно, это относится к закону ослабления ультрафиолетового излучения, распределению скорости нагрева, компонентному составу вещества облака. В рассматриваемых моделях величина плотности частиц газа на луче зрения N_p от поверхности к центру облака достигает $\sim 1.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. При этом степень ослабления визуального излучения A_V , проходящего сквозь облако, не превышает 0.75 .

На рис. 3 приведен изменение относительной концентрации молекул H_2 в облаках. Образование молекул водорода становится эффективным в тех слоях облака, куда не проникает ультрафиолетовое излучение в линиях

лаймановской серии H_γ . Интересно, что в разрушении молекул H_2 важную роль играет не только излучение в длинах волн центров линий, но и излучение в далеких крыльях. На рис. 3 показаны кривые ослабления излучения для ряда длин волн внутри линии, отстоящих от центральной на величину $\Delta\lambda$. Результаты приведены для линии с длиной волны $\lambda = 1002.452 \text{ \AA}$. Следует отметить, что для всех рассматриваемых 60 линий результаты подобны.

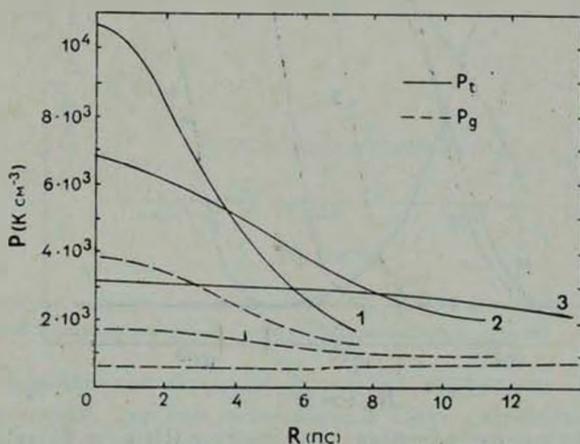


Рис. 2. Распределение турбулентного (P_t) и газового (P_g) давлений по радиусу облака с массой $2400 M_\odot$ при $P_0 = 3000 \text{ K cm}^{-3}$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Видно, что переход в H_2 происходит на глубинах, где поглощается излучение на расстоянии $\Delta\lambda \sim 0.03 \text{ \AA}$ от центра линии. При этом доплеровская полуширина линии $\Delta\lambda_D$ в рассматриваемых условиях на $\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$ составляет всего $\sim 0.001 \text{ \AA}$. Таким образом, на диссоциацию H_2 оказывает сильное влияние излучение в далеких лоренцовских крыльях линий.

В рассматриваемых моделях нагрев вследствие диссипации турбулентных движений сравним с нагревом космическими лучами низкой энергии (см. рис. 4). При этом в областях, куда проникает ультрафиолетовое излучение (до $N_p \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) наибольший вклад вносит фотоэлектронная эмиссия с пылевых частиц. На глубинах $N_p \geq 1.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ эффективность этого механизма нагрева резко уменьшается и основной приток энергии обуславливается космическими лучами и диссипацией турбулентности. Итак, в рассматриваемом случае нагрев диссипацией турбулентности играет подчиненную роль и не оказывает заметного влияния на характеристики облаков. Рост температуры во внешних слоях облака с увеличением v_t объясняется не турбулентным нагревом, а уменьшением плотно-

сти газа. Следует, однако, отметить, что если $\epsilon \gg 10 \text{ км}^3 \text{ с}^{-3} \text{ пс}^{-1}$, турбулентность становится преобладающим источником нагрева, что должно приводить к порыванию температуры газа.

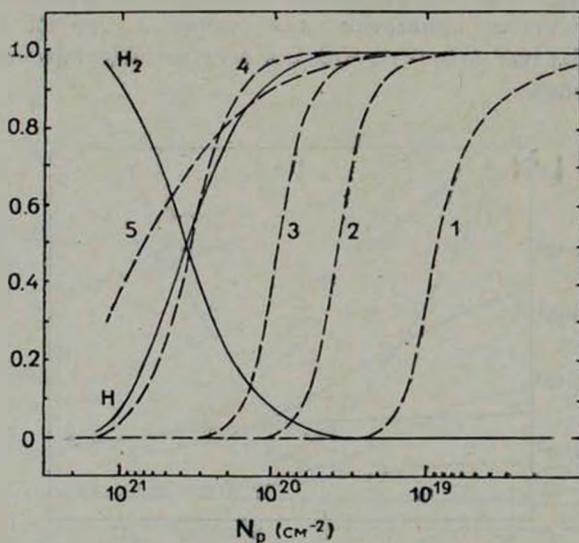


Рис. 3. Относительное содержание атомарного H (H) n_p и молекулярного водорода 2H (H_2) n_p в зависимости от N_p . Пунктирными кривыми показано изменение интенсивности межзвездного излучения с глубиной на различных расстояниях $\Delta\lambda$ от центра линии на $\lambda = 1002.452 \text{ \AA}$: 1 — $\Delta\lambda = 0.0$, 2 — $\Delta\lambda = 0.0015 \text{ \AA}$, 3 — $\Delta\lambda = 0.006 \text{ \AA}$, 4 — $\Delta\lambda = 0.03 \text{ \AA}$. Для сравнения приведена кривая поглощения излучения в непрерывном спектре на длине волны $\lambda = 1000 \text{ \AA}$ (5).

При построении моделей с различными массами для заданных v_t и P_0 расчеты всегда доводились до таких масс, при которых облако находится на пределе устойчивости. На рис. 5 представлена зависимость критических масс \mathcal{M}_{cr} от v_t для облаков при внешнем давлении $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$. Для сравнения показана зависимость критической массы от v_t для изотермических шаров, которая рассчитывалась по формуле

$$\frac{\mathcal{M}_{cr}}{\mathcal{M}_{\odot}} = 29.187 \frac{(0.825 \cdot T + 50 \cdot v_t^2)^2}{\sqrt{P_0}}, \quad (3)$$

где v_t — скорость турбулентности в км с^{-1} , P_0 — внешнее давление в единицах К см^{-3} . Формула (3) получена из выражения для критической массы изотермического облака (см., например, [1]) с уравнением состояния (2).

Из рис. 5 видно, что с ростом v_t величина \mathcal{M}_{cr} увеличивается, а средняя плотность \bar{n}_p уменьшается. При изменении v_t от 0 до

2 км с^{-1} для $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$ величина \mathfrak{M}_p растет от ~ 200 до $\sim 7000 \mathfrak{M}_C$, а n_p падает с ~ 200 до $\sim 10 \text{ см}^{-3}$ соответственно. При этом также уменьшается градиент плотности по радиусу.

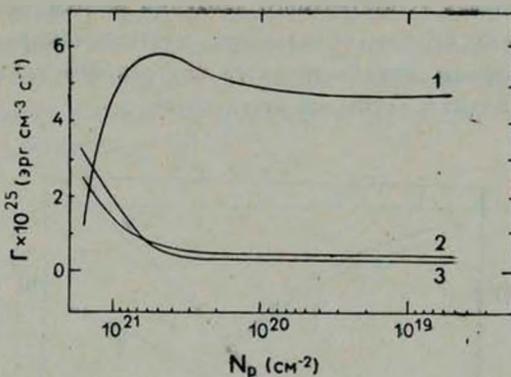


Рис. 4. Функции нагрева в зависимости от N_p : 1 — нагрев фотоэлектронами, 2 — нагрев диссипацией турбулентности, 3 — нагрев космическими лучами.

Таким образом, при больших величинах турбулентных скоростей облака с критическими массами оказываются более разреженными и близкими к однородным. Падение плотности связано с расширением облака под действием большого турбулентного давления. Градиент плотности уменьшается в результате того, что с ростом v_t в суммарном давлении все большую роль играет турбулентное давление. Так как величина v_t^2 постоянна по облаку, а T уменьшается к центру, для достижения определенного градиента давления, необходимого для равновесного состояния, в случае $v_t^2 \gg RT/\mu$ необходим меньший градиент плотности, чем в случае, когда $v_t^2 \sim RT/\mu$.

Следовательно, учет турбулентного давления хотя и позволяет значительно поднять предельную массу межзвездного облака, но не приводит к распределениям плотности, соответствующим наблюдаемым в массивных межзвездных облаках. Значения \mathfrak{M}_c для изотермических моделей, как и следовало ожидать, оказывается систематически выше расчетных, что связано с существованием градиента температуры по радиусу.

Зависимость центральной плотности n_c от P_0 при различных v_t изображена на рис. 6. Видно, что для получения больших n_c , соответствующих наблюдаемым в массивных облаках, должны быть заданы небольшие скорости турбулентности при высоких внешних давлениях.

Итак, основной вывод проведенного исследования состоит в следующем. Только облака с $v_t \leq 1 \text{ км с}^{-1}$ имеют достаточно плотные ($n \geq \geq 200 \text{ см}^{-3}$) и холодные ($T \sim 20\text{—}30 \text{ К}$) центральные области. При

этом их массы могут достигать $\sim 3000 M_{\odot}$, что приблизительно в 5 раз выше предельных значений, полученных в работах [1, 2]. Дальнейшее увеличение массы требует соответствующего увеличения v , но это, в свою очередь, приводит к уменьшению плотности. Следовательно, в присутствии одинакового по облаку турбулентного давления невозможно получить равновесные массивные облака, обладающие плотными ядрами. Этот вывод не зависит от природы дополнительного внутреннего давления: учет магнитного поля приводит к таким же результатам.

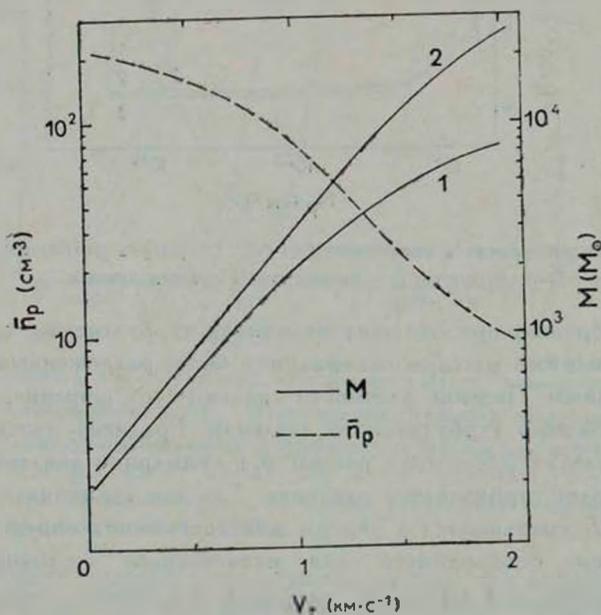


Рис. 5. Критические массы (сплошные кривые) и средние плотности (пунктирная кривая) в зависимости от скорости турбулентности при $P_0 = 3000 \text{ K cm}^{-3}$: 1 — M_{cr} для рассчитанных моделей, 2 — M для изотермических шаров.

4. *Качественная модель массивного облака.* Полученные результаты позволяют построить качественную модель массивного облака. В таком облаке скорость турбулентных движений должна уменьшаться к центру. В идеализированном случае можно принять, что облако состоит из нескольких зон, в каждой из которых постоянна скорость турбулентности, причем величина v уменьшается по направлению к центру облака. На границе зон сохраняется непрерывность давления.

Так как в турбулентных облаках газовое давление, как правило, меньше турбулентного, при качественных оценках его можно не учитывать. Таким образом, при построении модели массивного облака воспользуемся

выражением для давления (1) без первого члена. Приняв типичную для галактического диска величину внешнего давления $P_0 = 3000 \text{ К см}^{-3}$, имеем для изотермического облака предельную массу $\geq 10^5 M_\odot$ при $v_t \sim 3 \text{ км с}^{-1}$. Поскольку величина критической массы, полученная с помощью (3), несколько завышена, следует предположить, что равновесное облако с массой $\geq 10^5 M_\odot$ должно иметь турбулентные движения со скоростями $\geq 4 \text{ км с}^{-1}$. Такое облако будет протяженным, с радиусом $\sim 70 \text{ пс}$, и плотность в нем от поверхности к центру увеличивается в 2—3 раза при среднем значении $\sim 10 \text{ см}^{-3}$.

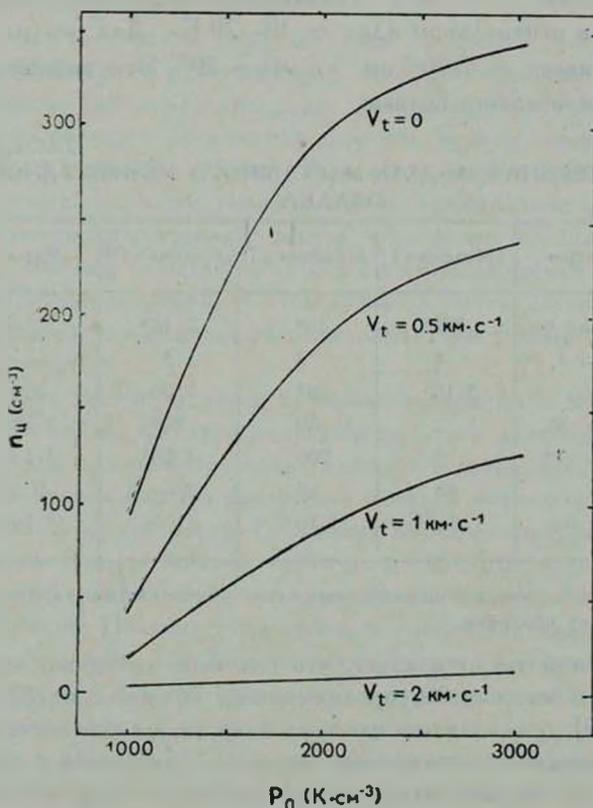


Рис. 6. Величины центральных плотностей облаков с критическими массами в зависимости от внешнего давления P_0 для различных скоростей турбулентности v_t .

Пусть внутри такого облака, в соответствии с полученными выше результатами, содержится область, в которой v_t ниже, чем для внешней оболочки. Если принять, что $v_t \sim 2 \text{ км с}^{-1}$, то при внешнем давлении $P_0 \sim 10^4 \text{ К см}^{-3}$, типичном для внутренних областей массивной обо-

лочки, получаем предельную массу этого облака $\sim 10^4 M_{\odot}$. Его радиус ≥ 10 пс и центральная плотность $\geq 100 \text{ см}^{-3}$. Для достижения плотностей $n_{\text{ц}} \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$ необходимо принять, что существует еще одна или две зоны, в которых $v_r \sim 1 \text{ км с}^{-1}$ и меньше. В этом случае возможно существование равновесной центральной зоны или ядра с массой $\sim 200 M_{\odot}$ с размерами ≤ 1 пс.

Итак, приняв, что массивное облако состоит из трех—четырёх слоев с различными v_r , можно хорошо согласовать его характеристики с наблюдаемыми. В табл. 1 приведен возможный вариант четырехслойной модели для облака с массой $\geq 10^5 M_{\odot}$. Температура газа в оболочке такого облака $\geq 100 \text{ К}$, а в центральном ядре $\sim 10\text{—}20 \text{ К}$. Для центра облака величина N_p достигает $\sim 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и $A_V \sim 20^m$. Это параметры типичного темного межзвездного облака.

Таблица 1

КАЧЕСТВЕННАЯ МОДЕЛЬ МАССИВНОГО МЕЖЗВЕЗДНОГО ОБЛАКА

Параметры	Оболочка I	Оболочка II	Оболочка III	Ядро
$P_0, \text{ К см}^{-3}$	3000	10^4	$7 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$
$v_r, \text{ км с}^{-1}$	4	2	1.5	1
$M_{\text{ядр}}, M_{\odot}$	$3 \cdot 10^5$	10^4	1500	200
$n_0, \text{ см}^{-3*}$	2	30	400	$5 \cdot 10^3$
$n_b, \text{ см}^{-3*}$	10	200	$3 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$
$R, \text{ пс}$	80	10	2 — 3	0.5
$N, \text{ см}^{-2}$	10^{21}	$3 \cdot 10^{21}$	10^{22}	$5 \cdot 10^{22}$

* n_0 — плотность газа в поверхностных слоях оболочки; n_b — плотность газа во внутренних областях оболочки

Из наблюдений также следует, что плотные, холодные ядра облаков обычно окружены массивными протяженными оболочками [8]. Как показано в работе [9], обособлению плотных ядер также способствует экранирование их от внешних источников нагрева, связанных с поглощением излучения. Таким образом, несмотря на то, что построенная дискретная модель массивного облака довольно идеализирована, она позволяет объяснить основные свойства наблюдаемых молекулярных облаков. Из анализа наблюдательных данных также можно заключить, что турбулентные скорости в молекулярных облаках уменьшаются к центру. В работе [10], например, показано, что ширины эмиссионных линий молекулы CO в темном облаке в Тельце соответствуют $v_r \geq 2 \text{ км с}^{-1}$, молекул OH и CS — $v_r \sim 1 \text{ км с}^{-1}$, а молекулы NH_3 — $v_r \sim 0.2 \text{ км с}^{-1}$. Причем NH_3 наблю-

дается только в центральной области размером ~ 0.1 пс, область распространения OH и CS больше и, наконец, CO наблюдается в области ≥ 2 пс. Такое увеличение ширины наблюдаемых молекулярных линий можно связывать с увеличением скорости турбулентности к поверхности облака.

5. *Заключение.* 1. В работе выполнено исследование влияния турбулентного давления на структуру и параметры межзвездных облаков. Установлено, что при этом значительно увеличивается масса равновесных облаков. Получена зависимость максимальной массы равновесного облака от скорости турбулентного движения.

2. Хотя с увеличением турбулентного давления увеличивается предельная масса облаков в поле внешнего давления, одновременно уменьшается их плотность. Следовательно при предположении о том, что имеется одинаковая по облаку турбулентная скорость, нельзя объяснить структуру наблюдаемых массивных облаков. Для этого необходимо, чтобы величина турбулентных скоростей уменьшалась от поверхности к центру облака.

3. Построена качественная модель массивного облака в предположении, что оно состоит из нескольких зон с уменьшающимся к центру значением турбулентной скорости. В этом случае удастся достичь удовлетворительного согласия с наблюдательными характеристиками массивных межзвездных облаков.

4. В работе не обсуждается проблема генерации и поддержания турбулентных движений. Следует подчеркнуть, что в рассмотренных моделях величины v_t , как правило, превышают скорость звука. Однако это не означает, что для существования массивных облаков обязательно должна быть сверхзвуковая турбулентность. Поскольку определенный вклад в дополнительное давление могут вносить хаотические магнитные поля, необходимое турбулентное давление может соответствовать дозвуковым или околосзвуковым движениям. Поэтому полученные в работе значения v_t следует рассматривать обобщенно, как соответствующие тому дополнительному давлению (являющемуся суммой магнитного и турбулентного), которое необходимо для поддержания в равновесии массивного молекулярного облака.

5. Как и в работах [1, 2], в данном случае обсуждается возможность существования массивных облаков без внутренних источников нагрева, связанных, например, с погруженными внутрь молодыми звездами высокой светимости, либо генерируемыми сверхзвуковыми турбулентными движениями. Очевидно, появление в облаках внутренних источников нагрева должно способствовать повышению устойчивости массивных облаков и увеличению их времени жизни.

THE STRUCTURE AND CHARACTERISTICS OF TURBULENCE INTERSTELLAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

The influence of turbulence on the structure and parameters of interstellar clouds is considered. The results of model calculations for spherically-symmetrical clouds with turbulent pressure are given. It is established that the critical mass \mathcal{M}_{cr} of steady state clouds is increased considerable in the presence of turbulence. The increase of turbulent velocity v_t from 0 to 2 km c^{-1} leads to the growth of \mathcal{M}_{cr} by a factor of more than 10. On the other hand, the gas density decreases when v_t increases. The turbulent velocity, unvariable within cloud does not allow to explain the structure of the observed giant molecular clouds. To obtain steady state massive cloud with the dense ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) core, it is necessary to assume that decrease occurs at the cloud's center turbulent velocity. The qualitative model of the steady state cloud containing $\sim 10^5 \mathcal{M}_{\odot}$ is constructed under this assumption. At the central core of this cloud with mass of $\sim 200 \mathcal{M}_{\odot}$ the gas density exceeds 10^4 particles in 1 cm^3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и Астрофизика, 37, 31, 1979.
2. Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник, Астрофизика, 14, 591, 1978.
3. N. Z. Scoville, K. Hersh, Ap. J., 229, 578, 1979.
4. R. L. Dickman, W. H. McCutcheon, W. L. H. Shuter, Ap. J., 234, 100, 1979.
5. B. J. Bok, P. A. S. P., 89, 597, 1977.
6. A. Dalgarno, R. A. McCrey, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 375, 1972.
7. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
8. B. Zuckerman, P. Palmer, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 12, 279, 1974.
9. И. Г. Колесник, в кн.: «Ранние стадии эволюции звезд», «Наукова думка», Киев, 1977, стр. 10.
10. P. T. P. Ho, R. N. Martin, P. C. Myers A. H. Barret, Ap. J., 215, L29, 1977.
11. G. B. Field, Heating and Ionization of the Interstellar Medium; Star Formation, Preprint N 268, Center for Astrophys. Harvard College Observatory, 1974, p. 83.