

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 14

НОЯБРЬ, 1978

ВЫПУСК 4

УДК 523.152.2

СТРОЕНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФFUЗНЫХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

Л. Н. АРШУТКИН, И. Г. КОЛЕСНИК

Поступила 12 января 1978

Пересмотрена 30 августа 1978

Приведены результаты численного счета моделей сферически-симметричных облаков, находящихся под действием внешнего давления. Рассмотрен тепловой баланс облаков. С этой целью рассчитывается ультрафиолетовое поле излучения внутри облака, химическое равновесие для элементов. Расчеты проведены для случая, когда основную роль в охлаждении облака играет нейтральный и ионизованный углерод. Рассмотрены облака с массами до $700 M_{\odot}$ при внешних давлениях от 800 до $3000^{\circ}\text{K см}^{-3}$. Найдено, что при типичных для галактического диска условиях облака имеют плотные, $\mu \geq 200 \text{ см}^{-3}$, и холодные, $T \sim 20-30^{\circ}\text{K}$, центральные области, состоящие в основном из молекулярного водорода. Получены значения критических масс квазистатических облаков в зависимости от внешнего давления. Показано, что в диске Галактики могут существовать облака с массами не более $500-600 M_{\odot}$. Это значение примерно в 1,5 раза меньше изотермического решения. Обсуждается проблема образования массивных газо-пылевых комплексов.

Тепловая неустойчивость межзвездной среды (см., например, [1]) позволяет формулировать задачу о строении квазистатических холодных облаков, погруженных в горячую разреженную среду, удерживаемых в равновесии внешним давлением. Такие исследования необходимы для интерпретации все возрастающего потока наблюдательных данных о молекулярных облаках, а также для работ по проблеме образования звезд.

В данной работе приводятся результаты численных расчетов строения межзвездных облаков, обсуждаются их свойства и проблема существования массивных газо-пылевых комплексов. В качестве модели рассматривается квазистатическое, сферически симметричное облако заданной массы M , поддерживаемое в равновесии самогравитацией и внешним давлением P_0 . Температурный режим в облаке определяется внешними источни-

ками нагрева и внутренними механизмами охлаждения. Влияние вращения, турбулентии и магнитных полей на структуру облака не учитывается. В этом случае распределение плотности ρ и температуры T в облаке описывается уравнениями гидростатического равновесия, дополненными уравнениями энергетического баланса

$$\Gamma(\rho, x) = \Lambda(\rho, T, x), \quad (1)$$

и химического равновесия

$$\sum_j \varepsilon_{ij}(\rho, T, x) = \sum_j L_{ij}(\rho, T, x). \quad (2)$$

Здесь Γ и Λ — суммарные скорости нагрева и охлаждения в единице объема, меняющиеся с глубиной $x = R - r$, где R — радиус облака, являющийся искомой величиной, ε и L — скорости образования и разрушения j -го элемента, $j = 1, \dots, n$; n — количество рассматриваемых химических элементов.

Для численного решения уравнений облако разделяется на 150 неодинаковых слоев по массе. Исходная система уравнений сводится к прогночному уравнению для определения распределения плотности, с помощью которой затем определяются распределения температуры, радиуса и других искомых величин. Уравнения и метод решения подробно описаны в работе [2].

В уравнениях (1) и (2) скорость нагрева и компонентный состав вещества в облаке в большой степени зависят от интенсивности ультрафиолетового излучения. Ультрафиолетовое излучение эффективно поглощается пылевыми частицами, при фотодиссоциации молекул H_2 и при ионизации тяжелых элементов с потенциалом ионизации меньше 13.6 эв. Молекулярный водород поглощает во вращательно-колебательной серии Лаймана. В данной работе учитывается поглощение при колебательных переходах $v = 0 \rightarrow v' = 0, \dots, 19$ в трех вращательных состояниях, $R(0)$, $R(1)$, $P(1)$. Аналогичная задача рассматривалась в работе Холленбаха, Вернера, Солпетера [3].

Пылевые частицы, в отличие от H_2 , поглощают излучение всех длин волн. Расчет поглощения пылинками основан на эмпирических данных о избытках цвета E_{i-v} , E_{B-v} [4, 5], связанных с сечением поглощения пылевыми частицами на длине волны i соотношением

$$\varepsilon_n(i) = \varepsilon_n(V) \left(1 - \frac{1}{R} \frac{E_{i-v}}{E_{B-v}} \right). \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_n(V)$ — сечение поглощения пылинок в V -полосе, $R = A_V E_{B-v}$, A_V — полное визуальное поглощение. В расчетах использовались ве-

личины $\xi_n(\nu) = 2.6 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$, $R = 3$. Здесь ξ_n — относительное содержание пылинок по числу частиц.

Основным источником поглощения ультрафиолетового излучения среди тяжелых элементов является углерод, который поглощает в непрерывном спектре в области $\lambda < 1099 \text{ \AA}$. Определив таким образом полную оптическую толщину $\tau_0 = \tau_{\text{H}_2} + \tau_n + \tau_c$, находим для интенсивности излучения на глубине x

$$J(\nu, x) = \pi c I_0(\nu) \exp(-\tau_0),$$

где $I_0(\nu)$ — интенсивность падающего излучения, для которой использован спектр, рассчитанный Гандкейликарсом и Вильсоном [6], c — множитель, приближенно учитывающий интегрирование излучения по телесным углам. Следуя Глазгольду и Лангеру [7], принимаем для непрерывного спектра $c_{\text{непр.}} = 3$, а для линий — $c_{\text{лин.}} = 1$.

Таблица 1
ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ И ИХ СКОРОСТИ

Реакции	Скорости реакции	Литература
$\text{H} + \text{H} \xrightarrow{\text{пыль}} \text{H}_2$	$\tau_1 = 3 \cdot 10^{-17}$	
$h\nu + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$\tau_2 = \eta$	
$p + \text{H} - \text{H}^+ + e$	$\tau_3 = 1.5 \cdot 10^{-16}$	[26]
$p + \text{H}_2 - \text{H}_2^+ + e$	$\tau_4 = 2.3 \cdot 10^{-16}$	"
$p + \text{H}_2 - \text{H}^+ + \text{H} + e$	$\tau_5 = 4.6 \cdot 10^{-18}$	"
$p + \text{H}_2 - \text{H} + \text{H}$	$\tau_6 = 1.15 \cdot 10^{-16}$	"
$e + \text{H}^+ - \text{H} + h\nu$	$\tau_7 = 2 \cdot 10^{-10} T^{-0.7}$	[13]
$e + \text{H}_2^- - \text{H} + \text{H}$	$\tau_8 = 6 \cdot 10^{-8} T^{-1.2}$	[27]
$\text{H}^+ + \text{H}^- - \text{H} + \text{H}$	$\tau_9 = 1.6 \cdot 10^{-6} T^{-0.45}$	[28]
$e + \text{H} - \text{H}^+ + h\nu$	$\tau_{10} = 6.94 \cdot 10^{-19} T$	[29]
$\text{H} + \text{H}^- - \text{H}_2 + e$	$\tau_{11} = 1.3 \cdot 10^{-9}$	[30]
$\text{H}_2^+ + \text{H} - \text{H}_2 + \text{H}^+$	$\tau_{12} = 6 \cdot 10^{-10}$	[31]
$\text{H} + \text{H}^- - \text{H}_2^- + h\nu$	$\tau_{13} = 5 \cdot 10^{-24} T^2$	[32]
$e + \text{C}^+ - \text{C} + h\nu$	$\tau_{14} = 10^{-10} T^{-0.5} (1.25 - 0.248 \lg T)$	[33]
$h\nu + \text{C} - \text{C}^+ + e$	$\tau_{15} = w$	

Химические процессы, которые учитывались в расчетах, приведены в табл. 1. Скорость фотоионизации H_2 определяется формулой

$$\eta(x) = \sum_i h_i k_i \int_0^\infty J(\nu, x) \tau_i(\nu) d\nu,$$

где k_i — вероятность диссоциации, σ_i — сечение возбуждения, $h_1 = 1/4$ для параводорода и $h_2 = 3/4$ для ортоводорода. Значения k_i брались из работы [8]. Скорость фотодиссоциации атомов углерода равна

$$w(x) = \int_{912}^{1099} \sigma_C(\lambda) J(\lambda, x) d\lambda.$$

При расчете уравнения энергетического баланса (1) учитывались следующие механизмы нагрева:

1) нагрев при фотодиссоциации молекул H_2 [9]. Скорость нагрева равна

$$\Gamma_1 = \tau_1(x) n(H_2) \Delta E_1 \quad (\text{эрг см}^{-3} \text{сек}^{-1}),$$

где ΔE_1 — среднее количество энергии, идущее на нагрев в результате фотодиссоциации:

2) нагрев фотоэлектронной эмиссией с пылевых частиц [10]. Скорость нагрева описывается уравнением [11]

$$\Gamma_2 = n_n \int_{912}^{\lambda_1} \sigma_n(\lambda) y(\lambda) \Delta E_n(\lambda) J(\lambda, x) d\lambda,$$

где n_n — концентрация пылинок, $y(\lambda)$ — эффективность выбивания электронов, $\Delta E_n(\lambda)$ — избыточная энергия, идущая на нагрев, λ_1 — предельное значение длины волны излучения, способного эффективно выбивать электроны. Согласно [10] $\lambda_1 \approx 1240 \text{ \AA}$;

3) нагрев при образовании H_2 на поверхности пылинок [12]. Скорость нагрева равна

$$\Gamma_3 = \alpha_1 n(H) n_p \Delta E_3,$$

где α_1 — скорость образования H_2 на пыли. При $T \lesssim 100 \text{ K}$, $\alpha_1 \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ (см}^3 \text{сек}^{-1})$, $\Delta E_3 = 3 \text{ эв}$;

4) нагрев космическими лучами с энергией 2 Мэв [13]. Для скорости нагрева при ионизации H , He , H_2 имеем [7]:

$$\Gamma_4 = [1 + \xi(He)] \alpha_p n_p (8 \text{ эв} + f 7.6 \text{ эв}),$$

где $\xi(He) = n(He)/n_p$, $\alpha_p = 10^{-16}$ — скорость ионизации водорода космическими лучами, $f = 2n(H_2)/n_p$.

Вклад рентгеновского излучения в нагрев не учитывается, так как оно поглощается во внешних слоях облака.

В условиях диффузных межзвездных облаков наиболее эффективным охладителем является углерод [14—17]. Для других механизмов, таких, как охлаждение пылью, молекулами CO, нужны достаточно высокие плотности [18, 19]. Скорости охлаждения S и S^+ подробно рассмотрены в работах [14, 20].

Расчеты проведены для набора масс облаков при P_0 , изменяющемся от 800 до $3000^\circ\text{K см}^{-3}$. На рис. 1 приведены распределения температуры и плотности по радиусу для облака с массой $100 M_\odot$ при различных внешних давлениях. С увеличением P_0 рост плотности к центру становится бо-

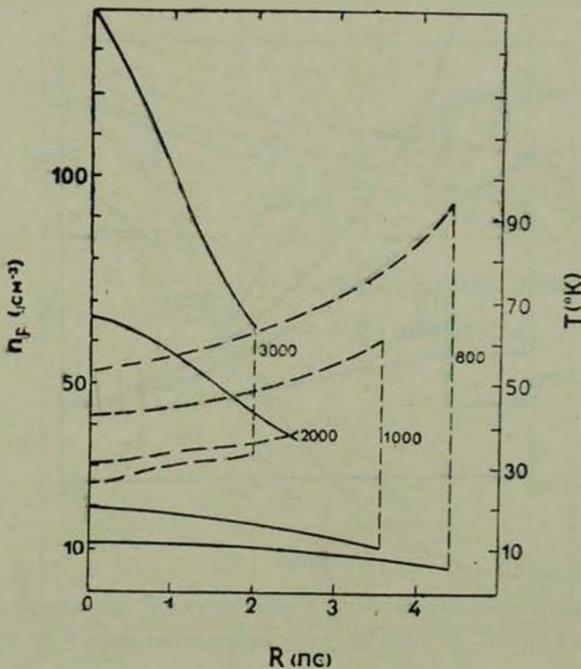


Рис. 1. Распределения плотности n_p (сплошные кривые) и температуры T (пунктирные кривые) по радиусу межзвездного облака с массой $100 M_\odot$ при $P_0 = 800, 1000, 2000, 3000^\circ\text{K см}^{-3}$.

лее крутым, что связано с соответствующим уменьшением температуры в результате поглощения ультрафиолетового излучения во внешних слоях облака. Из рис. 2 видно, что облака с большими массами при одинаковом P_0 имеют более крутой градиент плотности и температуры. Концентрация молекулярного водорода резко возрастает к центру массивных ($M > 100 M_\odot$) облаков. На рис. 3 приведены распределения относительного

содержания атомарного и молекулярного водорода по радиусу облаков. Расчеты показывают, что при $n_p \geq 200 \text{ см}^{-3}$ больше чем 95% водорода находится в молекулярной форме. Ультрафиолетовое поле излучения ослабляется внутри облаков до 10 раз. Несмотря на это, в рассматриваемых облаках практически весь углерод находится в состоянии СII. Поэтому основным источником охлаждения на всем протяжении облака является ионизованный углерод.

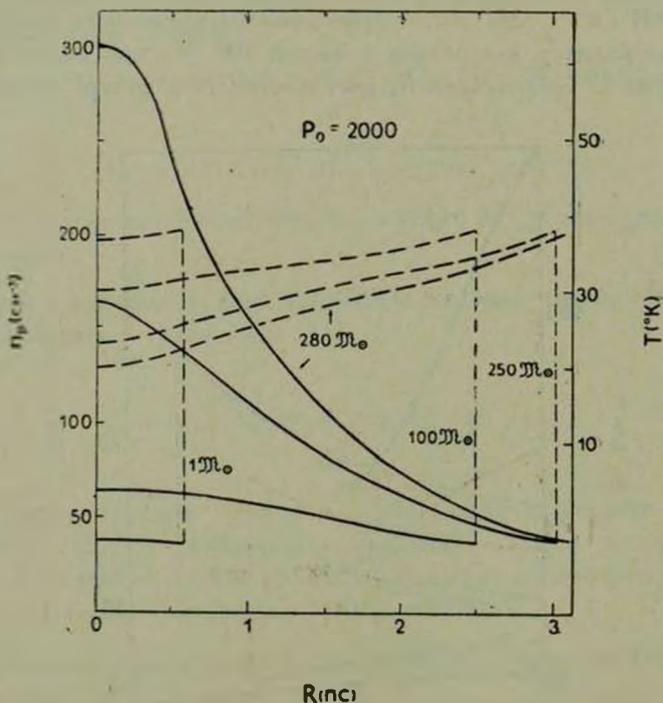


Рис. 2. Распределения плотности n_p и температуры T по радиусу для межзвездных облаков с массами 1, 100, 250, 280 M_{\odot} при внешнем давлении $P_0 = 2000 \text{ K см}^{-3}$.

Из механизмов нагрева наиболее существенным оказывается нагрев фотоэлектронами, выбиваемыми с пылевых частиц. Значительный вклад вносят также нагрев при образовании H_2 на пылинках и нагрев космическими лучами (см. рис. 4).

Таким образом, облака в несколько сот масс Солнца при типичных для межзвездной среды условиях имеют достаточно плотные ($n_p > 200 \text{ см}^{-3}$) и холодные ($T \sim 20\text{—}30 \text{ K}$) центральные области, состоящие в основном из молекулярного водорода. Молекулы CO не могут еще при таких условиях эффективно образовываться. Как известно [19], обра-

зование CO становится существенным при $N_H > 1.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$, а в рассматриваемых облаках N_H не превышает $1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-1}$ (см. табл. 2).

Таблица 2

 СРЕДНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, N_H И A_V

$P_0, \text{K см}^{-3}$	800			1000			2000			3000		
$\mathcal{X} (\mathcal{X}_\odot)$	100	560	700	100	280	560	100	250	280	100	140	175
$N_H \cdot 10^{20}$	1.3	4	5.6	1.8	3.4	7.5	4	8.7	12	6.3	8.5	11
$T (\text{K})$	64	46	42.5	48	41	35	32	29	26	29	27	24
A_V	0.05	0.18	0.27	0.09	0.15	0.36	0.17	0.44	0.58	0.30	0.45	0.63

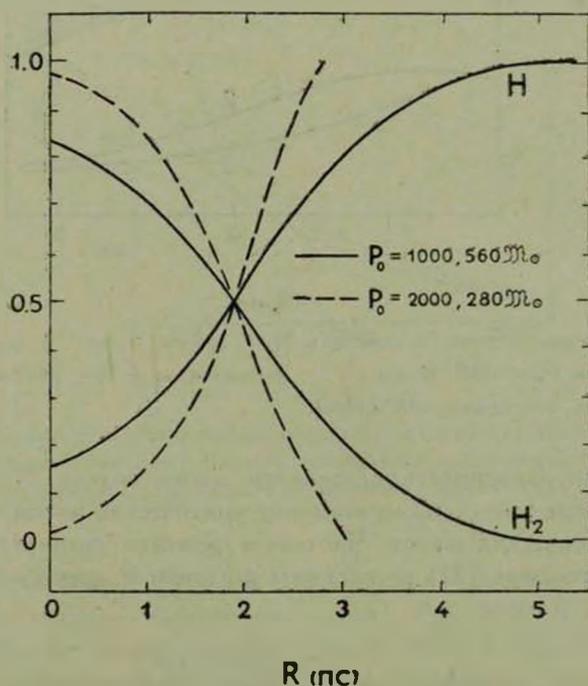


Рис. 3. Относительное содержание атомарного $n(\text{H})/n_p$ и молекулярного водорода $2n(\text{H}_2)/n_p$ в межзвездных облаках.

Из предыдущего видно, что рассчитанные модели облаков обладают свойствами, так называемых, диффузных облаков, имеющих $A_V \lesssim 0.7$ (табл. 2) и являющихся главным источником межзвездного поглощения. Согласно нашим расчетам в условиях галактического диска могут существовать облака с радиусами до 4—5 пс и массами в несколько сот масс Солнца. Бо-

лее массивные облака в условиях спиральных рукавов оказываются неустойчивыми.

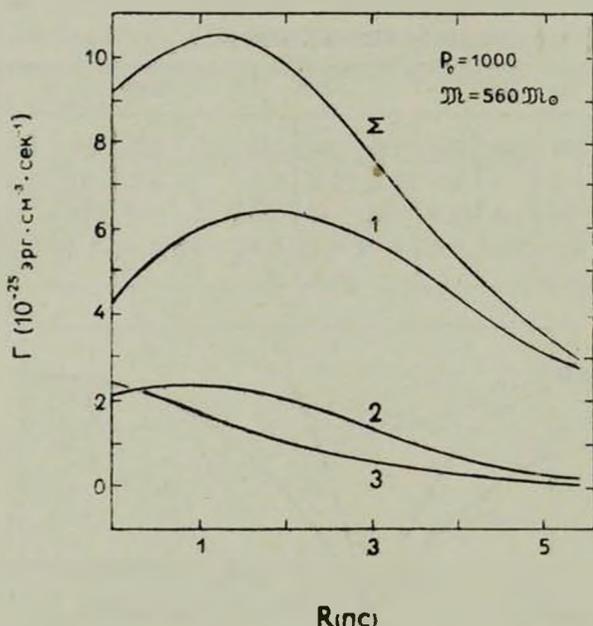


Рис. 4. Функции нагрева (в единицах $10^{-25} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$) для облака с массой $560 M_\odot$ при $P_0 = 1000 \text{ К} \cdot \text{см}^{-3}$. 1 — фотоэлектроны, 2 — образование H_2 , 3 — космические лучи, Σ — суммарный нагрев.

Рассмотрим зависимость предельной массы облака $M_{\text{кр}}$ от внешнего давления. Прежде всего оценим величину критической массы, которую дает теория изотермических шаров. Численное решение уравнений равновесия изотермического шара [21] во внешнем давлении P_0 для критической массы дает

$$M_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{17.563}{4\pi G^3 P_0} \left(\frac{RT}{\mu}\right)^3}. \quad (4)$$

На рис. 5 представлены зависимости $M_{\text{кр}}$ от P_0 . Пунктирная кривая получена с помощью формулы (4) для изотермических шаров с температурами, равными средним температурам рассчитанных моделей; вторая получена на основании численного решения. Численно $M_{\text{кр}}$ определяется по неустойчивости итерационной схемы вычислений. Видно, что в действительности $M_{\text{кр}}$ меньше, чем следует из (4), причем различие растет с умень-

шением P_0 . Это связано с наличием градиента температуры в облаке, способствующего потере устойчивости. С ростом внешнего давления возрастает плотность на поверхности облака, уменьшаются его радиус и градиент температуры. Например, если у облака с $M = 100 M_\odot$ при $P_0 = 1000 \text{ }^\circ\text{K см}^{-3}$ температура от поверхности к центру изменяется на 18° , то при $P_0 = 2000 \text{ }^\circ\text{K см}^{-3}$ — всего на 8° . В результате величина $M_{кр.}$ приближается к значениям, даваемым формулой (4).

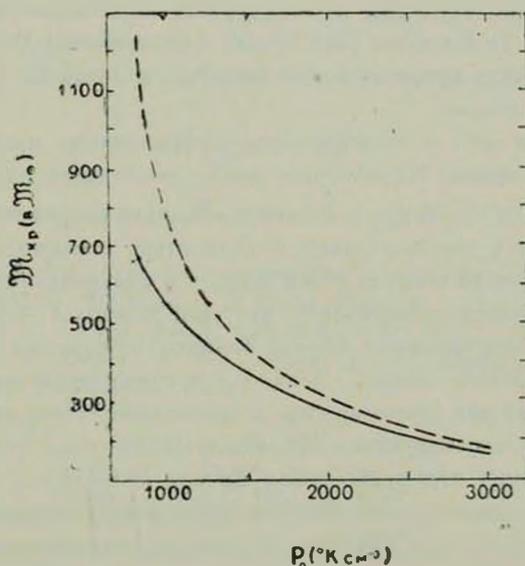


Рис. 5. Зависимость критической массы облака от внешнего давления P_0 . Пунктирная линия — для изотермических шаров с температурами, равными средним температурам рассчитанных моделей (см. табл. 2). Сплошная кривая — для рассчитанных моделей.

В работе Сабано и Тоса [22] получены критические массы облаков, нагреваемые мягким рентгеном. Для $P_0 = 2000 \text{ }^\circ\text{K см}^{-3}$ найдено $M_{кр.} \approx 300 M_\odot$. В нашем случае $M_{кр.} = 280 M_\odot$, т. е. критическая масса мало чувствительна к возможным механизмам нагрева.

Итак, при давлениях $P_0 \sim 1000\text{--}2000 \text{ }^\circ\text{K см}^{-3}$ в равновесии могут существовать облака с массами, не превышающими $500\text{--}600 M_\odot$. В то же время из наблюдений следует, что в галактическом диске должны существовать массивные газо-пылевые комплексы с массами до $10^5\text{--}10^6 M_\odot$, имеющие в своем составе большой набор молекул, свидетельствующих о высоких плотностях. Возникает проблема образования и существования таких комплексов. Очевидно, подключение новых источников охлаждения

(пыли, молекул CO) только затруднит существование массивных молекулярных облаков.

В данной работе не учтены такие стабилизирующие факторы, как магнитное давление, турбулентция, вращение. По всей видимости, в достаточно плотных облаках, где ионизация мала, магнитное поле не связано с веществом и не будет его удерживать от сжатия. В работе [23] показано, что влияние магнитного поля на структуру межзвездных облаков пренебрежимо мало. Важную роль может играть турбулентное давление. Из наблюдений следует, что полуширины молекулярных линий соответствуют хаотическим скоростям до 8 км/сек [24]. Такое турбулентное давление, возможно, может обеспечить существование массивных облаков. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

Существует и другая возможность — образование массивных облаков в динамическом режиме. Характерное время свободного падения при плотностях $n_p \geq 10^2 \text{ см}^{-3}$ равно $\sim 10^7 \text{ лет}$. За такой промежуток времени масса облака может увеличиваться в результате столкновений с другими облаками до требуемой величины без выхода в квазистатическое состояние.

Наконец, расчеты показывают, что при переходе через спиральную волну плотности межзвездные облака сильно уплощаются [25]. Поскольку оценки масс из наблюдений делаются в предположении сферической симметрии, полученные значения будут завышены. Итак, можно предположить, что в спиральных рукавах наблюдаются плотные облака вытянутой формы, образованные при пересечении фронта спиральной ударной волны. В этом случае исходные облака должны иметь рассмотренную в данной работе структуру и массы $\sim 500 M_\odot$. Все это справедливо при условии, что и между спиральными рукавами межзвездное вещество находится в двухфазном состоянии. Если же переход в облака происходит в результате прохождения спиральной волны, проблема объяснения больших масс остается открытой.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE STRUCTURE AND CHARACTERISTICS OF DIFFUSE INTERSTELLAR CLOUDS

L. N. ARSHUTKIN, I. G. KOLESNIK

The results of model calculations for spheric-symmetrical interstellar clouds being under external pressure are given. Thermal balance

of gas clouds is considered. Ultraviolet radiation field and equilibrium for chemical species are solved for this purpose. Calculations were carried out in the case when cooling is mainly by carbon atoms and ions. The clouds with mass up to $700 M_{\odot}$ under external pressure from 800 to $3000 \text{ }^{\circ}\text{K cm}^{-3}$ are considered. In typical for Galactic disk conditions, clouds have dense, $n \gtrsim 200 \text{ cm}^{-3}$, and cool, $T \sim 20 - 30 \text{ }^{\circ}\text{K}$, interiors, whose main constituent is H_2 . The critical mass of steady state clouds depending on external pressure is given. The critical mass for clouds at the Galactic disk is approximately $500 - 600 M_{\odot}$. One less than the isothermal solution by a factor of ~ 1.5 . The massive gas-dust cloud formation problem is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Происхождение и эволюции галактик и звезд, под ред. С. Б. Пикельнера, Наука, М., 1976.
2. Л. Н. Аришуткин, И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофизика (в печати).
3. D. J. Hollenbach, M. W. Werner, E. E. Solpeter, Ap. J., 163, 165, 1971.
4. R. C. Bless, B. D. Savage, Ap. J., 171, 293, 1972.
5. D. G. York, J. F. Drake, E. B. Jenkins, D. C. Morton, J. B. Rogerson, L. Spitzer, Ap. J., 182, L1, 1973.
6. P. M. Gondhalekar, P. Wilson, Astron. Astrophys., 38, 329, 1975.
7. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 193, 73, 1974.
8. A. S. Allison, A. Dalgarno, J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans., 9, 1543, 1969.
9. T. L. Stephens, A. Dalgarno, Ap. J., 186, 165, 1973.
10. W. D. Watson, Ap. J., 176, 103, 1972.
11. G. B. Field, Heating and ionisation of the interstellar medium. Star formation, preprint series 268, Center for Astrophysics Harvard College Observatory, 1974.
12. L. Spitzer, Jr., W. D. Cochran, Ap. J., 186, L23, 1973.
13. L. Spitzer, Jr., M. G. Tomasko, Ap. J., 152, 971, 1968.
14. И. Г. Колесник, Астрометрия и астрофизика, 18, 45, 1973.
15. A. Dalgarno, R. A. McCrey, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 375, 1972.
16. W. H. McGree, M. N., 117, 562, 1957.
17. T. Nakano, Publ. Astron. Soc. Japan, 26, 189, 1974.
18. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 204, 403, 1976.
19. M. Oppenheimer, A. Dalgarno, Ap. J., 200, 419, 1975.
20. M. V. Penston, Ap. J., 162, 771, 1970.
21. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
22. Y. Sabano, M. Tosa, Publ. Astron. Soc. Japan, 27, 137, 1975.
23. W. Unno, M. Stmoda, Publ. Astron. Soc. Japan, 15, 78, 1968.
24. Interstellar Gas Dynamics, ed. by H. J. Habing, D. Reidel Publ. Company, Dordrecht, 1970.
25. P. R. Woodward, Ap. J., 207, 484, 1976.
26. A. E. Glassgold, W. D. Langer, Ap. J., 186, 859, 1973.
27. Г. В. Дубровский, В. Д. Обьедков, Астрон. ж., 44, 387, 1967.

28. *J. M. Malville*, *Ap. J.*, 139, 198, 1964.
29. *T. Hirasawa*, *Progr. Theor. Phys.*, 42, 523, 1969.
30. *A. Dalgarno, J. C. Browne*, *Ap. J.*, 149, 231, 1967.
31. *T. de Jong*, *Astron. Astrophys.*, 20, 263, 1972.
32. *D. R. Bates*, *M. N.*, 3, 303, 1951.
33. *С. А. Каплан, С. Б. Ликельнер*, *Межзвездная среда*. Физматгиз, М., 1963.