

Рис. 26. Спектр источника в В 335. На экспериментальные точки наложены линии $\nu^3 B_\nu(15 K)$ — сплошная линия, $\nu B_\nu(18 K)$ — штриховая линия, $\nu^{-2.5}$ для $\lambda > 110$ мкм — пунктирная линия, $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$, $B_\nu(T)$ — планковское распределение (5.14)

Рис. 27. Распределение энергии для двух инфракрасных источников в темном облаке В 5, данные с ИРАС относятся к области частот $\nu < 3 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$, \bullet — источник IRS 1, \circ — источник IRS 2

Данный источник является первым примером из возможно обширного класса протозвезд низкой светимости, видимых только в дальнем инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах.

Формирующиеся звезды с массой порядка солнечной были найдены в темном облаке Барнард 5 (B5) [272], темном облаке Хамельон 1 [264], а также в пылевом облаке L 1551 [347] при наблюдениях со спутника ИРАС. Всего в этих работах сообщается об обнаружении более десяти источников данного типа. Светимости источников, в основном, не превышают $10 L_\odot$, а у некоторых составляют $\sim 1 L_\odot$. Температура наблюдаемой пыли в некоторых источниках мала $T_{\text{п}} = 20\text{--}60 \text{ К}$, а размер излучаемой области достигает 10^{17} см . Наблюдаемые источники находятся, вероятно, на разных этапах стадии звездообразования, в том числе в самом начале гравитационного коллапса (IRS 2 из [272]). Спектры этих источников IRS 1 и IRS 2 из [272] приведены на рис. 27, см. также [273].

§ 26. Сферически-симметричный коллапс межзвездных облаков

Рассмотрим физические процессы, происходящие в облаке, которое сжимается и превращается в протозвезду. На начальной стадии облако является прозрачным для излучения.

а) Тепловой баланс оптически прозрачного облака. Основными механизмами охлаждения газа в облаке молекулярного водорода являются столкновительные возбуждения тонкой структуры иона C II и атома O I , передача энергии пыли при столкновении с ней атомов и молекул. Ионы

СП образуются в молекулярном облаке, благодаря действию космических лучей и фонового ультрафиолетового излучения. Если τ_{CR} – толщина для проникновения космических лучей и жесткого излучения внутрь облака, то скорости охлаждения молекулярного облака различными механизмами равны [463]

$$\Lambda_{СП} = 9,0 \cdot 10^{19} e^{-\tau_{CR}} \rho e^{-92/T} \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (26.1)$$

$$\Lambda_{OI} = 2,5 \cdot 10^{20} \rho T^{0,33} e^{-228/T} \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (26.2)$$

$$\Lambda_d = 1,1 \cdot 10^{14} \rho T^{1/2} (T - T_d) \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (26.3)$$

Здесь T берется в К, 1/10 часть углерода предполагается находящейся в газовой фазе, непрозрачность, соответствующая поглощению космических лучей и входящая в определение τ_{CR} , принята равной $\kappa_{CR} = 300 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$, T_d – температура пыли, определяемая балансом нагрева пыли газом со скоростью Λ_d из (26.3) и тепловым охлаждением пылинкой при излучении с их поверхности с потоком

$$j = 2,3 \cdot 10^{-4} k_P T_d^4 \text{ эрг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (26.4)$$

Радиус пылинки принят равным $r_d = 2 \cdot 10^{-5}$ см, а число пылинок на один грамм газа $N_d = 2 \cdot 10^{11}$. Средняя планковская непрозрачность вещества пылинки есть (см. (6.9))

$$k_P = 3 \cdot 10^{-5} T_d^3 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}. \quad (26.5)$$

Нагрев облака осуществляется космическими лучами со скоростью

$$\Gamma_{CR} = 2,5 \cdot 10^{-3} e^{-\tau_{CR}} \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \quad (26.6)$$

и адиабатическим сжатием при свободном падении

$$\Gamma_f = 3,8 \cdot 10^4 \rho^{1/2} T \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (26.7)$$

Решение уравнений баланса

$$\Gamma_{CR} + \Gamma_f = \Lambda_{СП} + \Lambda_{OI} + \Lambda_d, \quad \Lambda_d = j \quad (26.8)$$

определяет температуру газа и пыли в облаке. Рассматривая облако однородной плотности и относя τ_{CR} к центру облака, получаем равновесные значения температуры газа в облаках разной массы и разной плотности, приведенные в табл. 23. Из табл. 23 видно, что в широком диапазоне плотностей температура облака меняется слабо, оставаясь между 5 и 11 К при $\rho = 10^{-19} - 10^{-13} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Более подробный анализ механизмов охлаждения плотных межзвездных облаков сделан в [131].

б) Уравнения для коллапса облака. В сферически-симметричном приближении при учете процессов излучения и переноса тепла движение газа в лагранжевой системе описывается следующими уравнениями (ср. (22.1) – (22.4)):

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + 4\pi r^2 \frac{\partial}{\partial m} (P + \Pi) + \frac{Gm}{r^2} = 0 - \text{уравнение движения}, \quad (26.9)$$

$$\partial r / \partial t = v, \quad (26.9a)$$

Значения равновесной температуры плотных газовых облаков

$\lg \rho$ ($\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$)	$M = M_{\odot}$		$M = 10^3 M_{\odot}$	
	τ_{CR}	$T, \text{К}$	τ_{CR}	$T, \text{К}$
-22	4,2(-2)	50,6	4,2(-1)	48,1
-21	2,0(-1)	25,4	2,0(0)	24,6
-20	9,1(-1)	15,6	9,1(0)	16,3
-19	4,2(0)	8,4	4,2(+1)	6,6
-18	2,0(+1)	5,1	2,0(+2)	5,1
-17	9,1(+1)	5,4	9,1(+2)	5,4
-16	4,2(+2)	6,3	4,2(+3)	6,3
-15	2,0(+3)	7,5	2,0(+4)	7,5
-14	9,1(+3)	9,1	9,1(+4)	9,1
-13	4,2(+4)	11,0	4,2(+5)	11,0
-12	2,0(+5)	13,3	2,0(+6)	13,3

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\rho r^2} - \text{уравнение неразрывности,} \quad (26.10)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{P + \Pi}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial L_r}{\partial m} = -\Lambda - \text{уравнение энергии,} \quad (26.11)$$

$$L_r^{\text{rad}} = -\frac{64\pi^2 a c r^4 T^3}{3\kappa} \frac{\partial T}{\partial m} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{1}{\kappa \rho T} \frac{\partial T}{\partial r}\right)^{-1}, \quad (26.11a)$$

$$L_r^{\text{conv}} = f \pi r^2 c_p \rho \left(\frac{Gm}{Tr^2}\right)^{1/2} l^2 (\Delta \nabla T)^{3/2}, \quad (26.11b)$$

$$\Lambda = \Lambda_{\text{СИ}} + \Lambda_{\text{OI}} + \Lambda_d - \Gamma_{\text{CR}}. \quad (26.12)$$

Здесь P есть давление газа в оптически тонкой области и сумма давлений газа и излучения в оптически толстой (см. § 1). При больших тепловых потоках динамическое действие излучения на вещество может быть существенным и в оптически тонких областях. Для его учета последний член в левой части уравнения (26.9) записывается в виде

$$\frac{Gm}{r^2} \left(1 - \frac{L}{L_{\text{cr}}}\right), \quad L_{\text{cr}} = \frac{4\pi c G M}{\kappa}, \quad (26.13)$$

где L_{cr} — критическая эддингтоновская светимость. Учет (26.13) сделан в работах [237–239]. В работах [463, 253, 630, 131–133] динамическим влиянием теплового потока в прозрачных областях пренебрегалось и вид (26.9) сохранялся. Выражение для радиативного потока энергии L_r^{rad}

в (26.11а) написано в таком виде, что при $\kappa\rho r \gg 1$ оно переходило в известное выражение (6.32) или (22.4а) лучистой теплопроводности, а в случае малой оптической толщи $\kappa\rho r \ll 1$ — стремилось бы к потоку свободного излучения (6.33) при $\tau = 0$. Выражение (26.11а) использовалось в [463], а также в [630] для описания процесса теплопередачи при любых оптических толщах и при этом полагалось $\Lambda = 0$. В [253] также полагалось $\Lambda = 0$, но для L_r^{rad} использовалось приближение лучистой теплопроводности (22.4а). В [132, 133] в оптически толстых слоях использовалось (22.4а) с $\Lambda = 0$, а в оптически тонких полагалось $\Lambda \neq 0$ и отбрасывался член $\partial L_r / \partial m$. Учет конвекции был сделан в [630, 253]. Коэффициент f выбирался в виде

$$f = \left(1 + \left| \frac{\Delta \nabla T}{\nabla T} \right| f_1 \right)^{-1}, \quad f_1 \approx 10^3 \quad (26.14)$$

для того, чтобы не зависеть значение L_r^{conv} при не очень малых $|\Delta \nabla T / \nabla T|$. Непрозрачность за счет рассеяния на пыли κ_d при $T \leq 2000$ К рассматривалась в [374, 441]

$$\kappa_d = Q \frac{\pi r_d^2 x_d}{m_d} = Q \frac{\pi r_d^2 \alpha_d}{\mu_N m_u}, \quad (26.15)$$

где x_d — весовая доля пыли, α_d — относительное число пылинок, μ_N — средний молекулярный вес газа в (2.16). Размеры пылинок составляют [132]

$$\begin{aligned} r_d &= 2 \cdot 10^{-5} \text{ см для льда,} \\ r_d &= 6 \cdot 10^{-6} \text{ см для SiO}_2, \\ r_d &= 6 \cdot 10^{-6} \text{ см для графита.} \end{aligned} \quad (26.16)$$

График для росселандова среднего $Q = Q_R(T)$ из [441] приведен на рис. 28. В [132, 133] эти значения использовались в расчетах при $\alpha_d = 10^{-12}$, $x_H = 0,7$, $x_{He} = 0,28$ для $T < 1500$ К. Для $T > 1700$ К использовались данные [129] (см. табл. 11), а при $1500 < T < 1700$ К проводилась интерполяция. Предполагается, что ледяная составляющая сублимирует при $T \geq 200$ К, а минеральная (C, SiO₂) — при $T \geq 1500$ К. В [630] принималось $\kappa_d = 0,01 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ при низких значениях температуры, использовались таблицы из [129] при $T > 4000$ К и таблицы из [257] при $2000 < T < 4000$, между κ (2000 К) и κ при низкой температуре проводилась плавная интерполяция. В [253] при $T > 5000$ К использовались таблицы из [129], при $1300 < T < 5000$ — таблицы, аналогичные [257], а при $T < 1300$ К

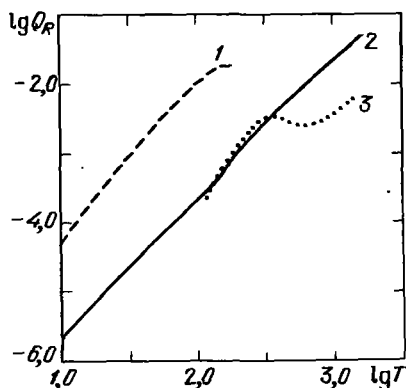


Рис. 28. Росселандово среднее коэффициента поглощения пыли для различных веществ: 1 — лед, 2 — графит, 3 — SiO₂

использовались данные из [373]. При расчетах в [463] полагалось $\kappa = \kappa_d = 0,15 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$.

Член с искусственной вязкостью Π использовался в [630, 253, 133] для возможности сквозного численного счета ударных волн в стандартном виде (см., например, [189])

$$\Pi = \mu \rho \left(\frac{\partial(r^2 v)}{\partial t} \right)^2, \quad \mu - \text{коэффициент квадратичной искусственной вязкости.} \quad (26.17)$$

Обсуждение начальных и граничных условий, необходимых для расчетов, дано в [463]. В качестве начального условия можно взять либо равновесную изотермическую сферу, радиус которой

$$R_{\text{сф}} = 0,41 \frac{GM}{\mathfrak{R}T}, \quad \mathfrak{R} - \text{газовая постоянная,} \quad (26.18)$$

либо однородное облако, масса которого не меньше джинсовской массы, неустойчивой относительно коллапса. Как отмечено в [463], начальное распределение плотности почти не влияет на ход коллапса.

Граничные условия оказываются более существенными. Обособившееся облако окружено газом. Если считать давление окружающего газа P_s постоянным, то радиус облака будет уменьшаться, если же положить $P_s = 0$, то внешняя граница расширяется, несмотря на быстрое сжатие в центре. В [463, 253] внешняя граница закреплялась и температура ее полагалась постоянной, а в [630, 132] постоянными считались внешнее давление и температура. Метод счета был лагранжев в [290, 132] и эйлеров в [463, 253, 642–646, 237, 584–586, 238, 239]. В работах [642–645, 237–239] рассматривалась постановка задачи, несколько отличная от изложенной выше. Газ и пыль рассматривались отдельно. Каждая компонента характеризовалась скоростью u_g и u_d , плотностью ρ_g и ρ_d , для которых записывались уравнения типа (26.9), (26.10) [645, 237]. Давление пыли считалось нулевым. Взаимодействие между газом и пылью учитывалось добавлением члена $\beta(u_g - u_d)$ в уравнение движения газа (типа (26.9)) и члена $[-\beta(u_g - u_d)\rho_g/\rho_d]$ в уравнение движения пыли. Величина β оценена в [645]. Учитывалось также динамическое влияние излучения на пыль в виде (26.13) с $\kappa = \kappa_d$ из (26.15). Вместо уравнений энергии для газа и пыли для определения температур на стадии непрозрачного ядра и падающей запыленной оболочки (кокона) применялась следующая процедура. Светимость на данном радиусе $r > r_s$ принималась в виде

$$L = L_s + \dot{M} \left(\frac{GM_s}{2r_s} - \frac{GM_s}{r_1} + \frac{u_1^2}{2} - \epsilon \right), \quad (26.19)$$

где L_s , M_s , r_s – светимость, масса и радиус центрального ядра, r_1 , u_1 – радиус и скорость на ударной волне, ϵ – энергия диссоциации H_2 , \dot{M} – поток массы на центральное ядро. При рассмотрении массивных объектов центральное ядро большую часть времени является звездой главной последовательности. После нахождения L , из уравнения лучистой теплопроводности (6.32) находится температура излучения T_r . Температура пыли T_d полагается равной газовой T_g . В оптически толстой области $T_r = T_d$,

а вдали от ядра

$$T_d^5 = \frac{T_r L}{4\pi a c r^2}. \quad (26.20)$$

Данный подход использовался только для исследования коллапса массивных облаков с $M \geq 3 M_\odot$ при использовании эйлеровых координат.

Качественное согласие результатов имеется между всеми авторами, однако количественные различия между ними довольно велики.

в) **Результаты расчетов.** В бесконечной однородной среде при сжатии ее однородность сохраняется. Граничные условия во всех рассмотренных выше вариантах приводят к возникновению волны разгрузки, распространяющейся к центру со скоростью звука. Так как скорость не превышает скорости свободного падения, волна разгрузки успевает дойти до центра, при этом плотность падает наружу. В ходе дальнейшего коллапса контраст плотности нарастает, внешние слои сжимаются медленно, а внутри формируется плотное ядро. Наиболее хорошо изучен изотермический коллапс облака, для которого существует автомодельное решение [463]

$$\rho = 0,705 \frac{\sqrt{\mathfrak{K} T}}{G} r^{-2}, \quad u = 3,28 \sqrt{\mathfrak{K} T}. \quad (26.21)$$

Численный расчет данной задачи [463] показал выход основной массы облака на автомодельный режим даже при закрепленной внешней границе. Расчет проводился для $M = 1 M_\odot$, $T_i = 10$ К, $R_i = 1,63 \cdot 10^{17}$ см, $\rho_i = 1,1 \cdot 10^{-19}$ г·см⁻³. При этом для развития коллапса начальный радиус не должен превышать

$$R_{i,m} = 0,46 \frac{GM}{\sqrt{\mathfrak{K} T}}. \quad (26.22)$$

Во всех численных расчетах [463, 131–133, 630, 253, 644, 645, 642] начальная стадия коллапса является изотермической, стремящейся к автомодельному режиму. Из-за сильной негомологичности при увеличении плотности на шесть порядков в центре образуется статическое оптически толстое ядро, в котором водород находится в молекулярной фазе. Начальная масса ядра составляет 10^{-3} – 10^{-2} от массы облака. Остальное вещество облака продолжает гидродинамическое сжатие и, проходя через фронт ударной волны, присоединяется к статическому ядру. Через короткое время от нескольких лет до нескольких сот лет, когда температура в ядре достигнет ~ 1900 К, начинается диссоциация молекулярного водорода. Центральная часть ядра вторично проходит стадию гидродинамического коллапса, при котором его плотность в центре возрастает еще на четыре-пять порядков. Еще через несколько лет плотное вторичное ядро возрастает настолько, что все следы первичного ядра исчезают, при этом его центральная температура составляет $(1 \div 2) \cdot 10^4$ К. Это ядро является истинным зародышем звезды и после исчезновения окружающей оболочки, аккрецирующей на ядро или улетающей наружу, превращается в звезду.

Судьба окружающей оболочки зависит от соотношения двух характерных времен: τ_{ac} – времени аккреции и τ_{KH} – времени Кельвина–Гельм-

Начальные состояния облаков и свойства образующихся гидростатически равновесных маломассенных протозвезд

$\frac{M}{M_{\odot}}$	R_0 , см	ρ_0 , г · см ⁻³	T_0 , К	t , годы	$\frac{R^*}{R_{\odot}}$	ρ_c , г · см ⁻³	T_c , К	T_{ef} , К	$\frac{L}{L_{\odot}}$	Ссылка на лит. источник
0,1	1,71 (+16)	1,0 (-17)	3	2,94 (+4)	10,2	5,0 (-2)	1,5 (+5)	1,6 (+3)	0,6	[630]
0,2	3,42 (+16)	2,5 (-18)	3	5,56 (+4)	19,0	7,0 (-3)	2,0 (+5)	1,7 (+3)	2,6	[630]
0,5	8,56 (+16)	4,0 (-19)	3	1,34 (+5)	43,7	3,4 (-3)	2,5 (+5)	2,1 (+3)	32	[630]
1,0	1,71 (+17)	1,0 (-19)	3	2,67 (+5)	90,0	3,0 (-4)	3,5 (+5)	2,2 (+3)	165	[630]
0,25	4,1 (+16)	1,8 (-18)	10		1,6			3,7 (+3)	0,5	[463]
1,0	1,63 (+17)	1,1 (-19)	10	1,2 (+6)	2			4,4 (+3)	1,5	[463]
1,5	2,0 (+17)	4,9 (-19)	10		2,5			4,7 (+3)	3,0	[463]
2,0	3,26 (+17)	2,53 (-20)	10	1,4 (+6)	3,7			6,8 (+3)	30	[463]
1,0	1,63 (+16)	1,1 (-16)	10	3,5 (+4)	6			4,0 (+3)	9	[463]
1,0	1,46 (+17)	1,5 (-19)	10	2,46 (+5)	139	0,3	1 (+5)	560	2,4	[132]
1,0		1,1 (-19)	10		4,69				6,2	[584 586]

гольца, определяющего сжатие ядра за счет потерь энергии. Для маломассивных звезд с $M < 3M_{\odot}$ имеет место $\tau_{ac} < \tau_{KH}$, так что протозвезда аккрецирует всю окружающую оболочку и появляется в оптическом диапазоне, когда в центре еще не горят ядерные реакции. Квазистатическое сжатие протозвезды (стадия Т Тельца, см. гл. 8) приводит ее на главную последовательность, где загорается водород.

Для протозвезд с массой $M > 3M_{\odot}$ имеет место $\tau_{ac} > \tau_{KH}$ ядро превращается в звезду главной последовательности еще на стадии аккреции оболочки. Часть своей жизни на главной последовательности звезда полностью закрыта оболочкой и видна только как инфракрасный объект. При $M \leq 9M_{\odot}$ светимость центральной звезды недостаточна для выброса окружающей оболочки и масса звезды M_* , появившейся в оптическом диапазоне на главной последовательности, примерно равна массе облака M . При $M > 9M_{\odot}$ часть оболочки выметается излучением звезды, так что

$$M_* \approx 3M^{1/2} \text{ при } M \geq 9M_{\odot}. \quad (26.23)$$

Эта зависимость $M_*(M)$, построенная на основе расчетов различных авторов, приведена на рис. 29 из [644]. Звезды с $M > 3M_{\odot}$ появляются в оптике сразу на главной последовательности. Параметры протозвезд с $M < 3M_{\odot}$, появляющиеся в оптике, количественно различаются довольно сильно в расчетах разных авторов (см. табл. 24). В настоящее время не вполне ясно, является ли это следствием различных начальных условий или сказывается различие используемых численных методов.

В процессе аккреции оболочка состоит из нескольких слоев с различными физическими свойствами, связанными с пылью [644]. Вокруг центрального статического оптически непрозрачного ядра радиусом $\sim 10^{12}$ см расположен аккреционный ударный фронт, а над ним до $r_R \approx 10^{14}$ см — оптически прозрачная зона падения вещества, где пыль совсем отсутствует. Сублимация силикатной пыли за счет взаимодействия с излучением ядра происходит вблизи r_R , так что при $r > r_R$ падающее вещество сильно непрозрачно в оптическом и ультрафиолетовом диапазоне. В этой области происходит переработка излучения ядра в инфракрасный диапазон. На радиусе $r_p \approx 10^{15}$ см оптическая толщина для выходящего инфракрасного излучения порядка единицы, поэтому r_p назван в [644] радиусом искусственной фотосферы. Вплоть до $r_v \approx 10^{16}$ см инфракрасное поле излучения достаточно интенсивно, чтобы сублимировать ледяную пыль, которая может существовать на поверхности холодных минеральных пылинок с $T \leq 150$ К. При $r > r_v$ падающее вещество имеет невозмущенный исходный состав, где присутствует ледяная пыль, которая более эффективно взаимодействует с излучением, чем силикатная (см. (26.11), (26.12)), и влияет на спектр излучения инфракрасной звезды (см. рис. 25–27). Структура аккрецирующих газопылевых оболочек (коконов) изучалась также в работах [237–239, 643, 646].

Как следует из табл. 24, свойства рождающейся оптической звезды небольшой массы не вполне ясны. Согласно [630, 132] они имеют большие радиусы и развитые конвективные зоны, так что продолжают свой путь к главной последовательности по конвективному треку Хаяши (см. гл. 8). Модель в $1M_{\odot}$ из [132] в табл. 24 является лучистой, однако, быстрое развитие в ней конвекции приведет к увеличению светимости L и

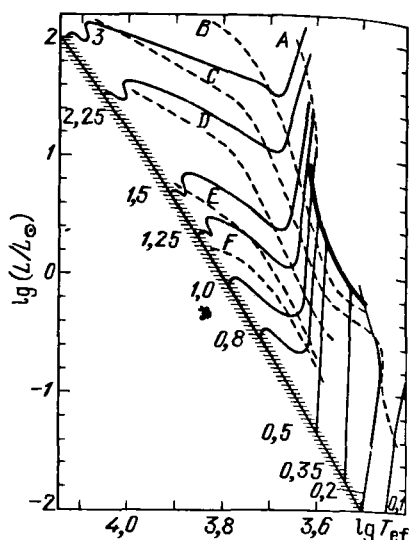
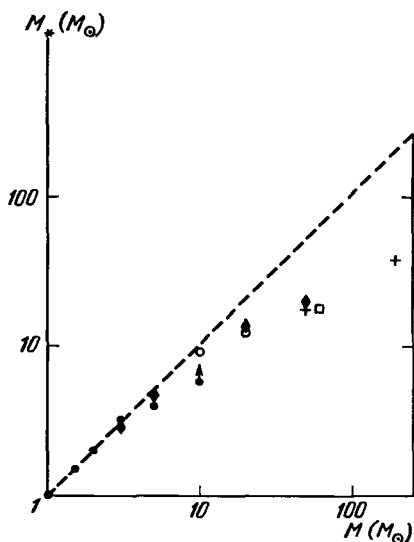


Рис. 29. Зависимость массы оптической звезды M_* от массы начального облака M после сферического коллапса, * — расчеты [463], ♦ — [630], □ — [253], + — [645], ○ — [642]

Рис. 30. Теоретическая линия рождения звезд (жирная) с массами $0.2 - 1 M_{\odot}$ на диаграмме Герцшпрунга—Рессела ($\lg L - \lg T_{\text{эф}}$). Указаны также линии равного времени квазистатического сжатия к данному состоянию (возраст Кельвина—Гельмгольца) — штриховые линии, эволюционные треки движения к главной последовательности для звезд различных масс из работ [583, 406] — сплошные линии. Заштрихована линия главной последовательности. Изохроны: $A - 3 \cdot 10^4$ лет, $B - 3 \cdot 10^5$ лет, $C - 10^6$ лет, $D - 3 \cdot 10^6$ лет, $E - 10^7$ лет, $F - 2 \cdot 10^7$ лет.

Химический состав: $x_{\text{H}} = 0,708$, $x_{\text{He}} = 0,0$, $x_{\text{He}} = 0,272$, $x_{1,2\text{C}} = 0,00361$, $x_{1,4\text{N}} = 0,00120$, $x_{1,6\text{O}} = 0,00108$. Длина перемешивания берется по шкале высот плотности: $l = \rho/2 |\nabla \rho|$ (ср. (10.22))

$T_{\text{эф}}$, приблизив их к модели работы [630]. Напротив, модели из [463] появляются с малыми радиусами и светимостями, где конвекция слабее. У модели с $1 M_{\odot}$ из [463] имеется лучистое ядро, а половина массы лежит в конвективной зоне. У модели с $1,5 M_{\odot}$ конвекция гораздо слабее и звезда возникает в самом конце трека Хаяши, а для $M \geq 2 M_{\odot}$ стадия Хаяши отсутствует, так как звезда сразу появляется в радиативном состоянии.

Подробные расчеты образования протозвезды с $M = 1 M_{\odot}$ были также проведены в работах [584–586]. Метод был аналогичен [463], но учитывался перенос излучения в движущемся веществе в Эддингтоновском приближении (см. § 9), а также горение дейтерия. Для непрозрачности использовались таблицы из работ [129, 250, 374] (см. табл. 11, 12). Начальные и граничные условия были аналогичны [463]. Оптическая звезда возникла с параметрами $R = 4,69 R_{\odot}$, $L = 6,20 L_{\odot}$. На основе этих расчетов в [583] была построена линия рождения звезд малой массы $0,2 M_{\odot} \leq M \leq 1 M_{\odot}$, где они появляются в оптическом диапазоне и продолжают эволюцию к главной последовательности вдоль трека Хаяши (рис. 30). При

этом для всех протозвезд на стадии аккреции использовалось значение $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{год}^{-1}$, полученное в расчетах [584–586] для $1 M_{\odot}$. Как показано в [583], полученная таким образом линия рождения звезд находится в хорошем согласии с наблюдениями.

§ 27. Коллапс вращающихся облаков

Вращение коллапсирующих межзвездных облаков делает необходимым проведение двух и трехмерных расчетов. При исследовании осесимметричного гидродинамического сжатия используются как эйлеровы [296, 297, 502, 307–311, 610, 305, 606] так и лагранжевы [439, 514, 13] разностные схемы. Несмотря на сходство в физической постановке и в начальных условиях результаты различных авторов не совпадают не только количественно, но и качественно. Особенно велики различия для быстрого вращения. В эйлеровых схемах коллапс быстровращающихся облаков приводит к образованию тороидальной фигуры с дефицитом плотности в центре. Расчеты по лагранжевым схемам всегда приводят к образованию дискообразных тел, где центральная плотность максимальна. Как отмечалось в [439, 514], в эйлеровых схемах действует большая схемная сдвиговая вязкость, ведущая к нефизическому притоку вращательного момента к центру, что приводит к образованию тора. Результаты расчетов по лагранжевой схеме представляются более надежными. Изложим результаты, полученные в [13].

а) Система уравнений и свойства разностной схемы. Система уравнений, используемая для исследования двумерного коллапса, имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{u}, \quad (27.1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (27.2)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \nabla P + \rho \nabla \Phi = 0, \quad (27.3)$$

$$\rho \frac{dE}{dt} + P \nabla \cdot \vec{u} = 0. \quad (27.4)$$

Здесь $\frac{d}{dt}$ — субстанционная (лагранжева) производная по времени, которая связана с эйлеровыми производными соотношением

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \quad (27.5)$$

Уравнение для Φ дано в (23.18). Во всех упомянутых двумерных расчетах, за исключением [296, 297], рассматривалось политропное уравнение состояния

$$P = K \rho^{\gamma}, \quad E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}, \quad (27.6)$$