Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXIX, № 3

АСТРОНОМИЯ

А. И. ЛЕБЕДИНСКИЙ

НАИБОЛЬШИЕ ВОЗМОЖНЫЕ МАССЫ ОДИНОЧНЫХ ЗВЕЗД И ОБРАЗОВАНИЕ КРАТНЫХ СИСТЕМ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 2 VI 1951)

В статье ([1]) мы высказали гипотезу о том, что очень массивные звезды, в которых энергия радиации превышает тепловую энергию газа, должны быть неустойчивыми и поэтому должны самопроизвольно делиться, превращаясь в кратные системы, состоящие из звезд достаточно малой массы. Эта гипотеза дала нам возможность качественно объяснить ряд наблюдаемых фактов, относящихся к строению Галактики и особенностям вращения звезд.

Еще Эддингтон ставил, но не сумел решить вопрос о том, почему верхняя граница наблюдаемых масс звезд M_0 оказывается равной массе звезды, в которой давление радиации и газа приблизительно одинаковы. Что делает звезду слишком большой массы неустойчивой и препятствует ее существованию? Не находя ответа на этот вопрос, Эддингтон полагал, что большое лучевое давление «делает существование звезды не невозможным, а рискованным», т. е. уменьшает прочность звезд по отношению к воздействиям внешних или внутренних разрушающих сил.

Предположение Эддингтона неверно. Безрезультатными оказываются и попытки, основанные на предположениях о возрастании во внешних слоях коэффициента поглощения, убывании эффективного отношения теплоемкостей c_p / c_v и т. п. Мы усматриваем причину неустойчивости сверхмассивных звезд в том, что они просто гравитационно неустойчивы, т. е. неравенство Джинса, являющееся критерием неустойчивости, оказывается выполненным для отдельных частей звезды, и поэтому звезда на самом деле распадается на несколько частей. Ниже будет обоснована эта точка зрения и обсужден вопрос об эволюции облака диффузной материи, медленно и постепенно превращающегося в звезду.

В истории звезды мы будем различать две стадии: звездную и протозвездную. Протозвезда тогда становится звездой, когда в результате достаточного сжатия в ней оказываются соблюденными три условия: 1) квазистатическое равновесие; 2) локальное термодинамическое равновесие; 3) зависимость теплоотдачи, т. е. светимости L, только от условий транспорта радиации, но не от мощности источников энергии. Тело, которому предстоит превратиться в звезду, но в котором еще не соблюдены эти три условия, мы будем называть протозвездой.

Основные уравнения теории внутреннего строения звезд мы обобщили на случай протозвезд, состоящих из идеального газа. Полная энергия звезды или протозвезды

$$E = U + E_g + E_r + K + \Psi, \tag{1}$$

где U — гравитационная энергия; $E_g = Mc_vT_g$ — энергия теплового движения молекул, составляющих звезду (энергия газа); $E_r = aT_r^4V$ — энергия световых квантов, заключенных в объеме звезды (энергия радиации); K — кинетическая энергия вращения звезды; Ψ — энергия ионизации, диссоциации и скрытой теплоты изменения агрегатных состояний; V — объем звезды; M — ее масса, c_v — теплоемкость, a — постоянная закона Стефана. Введенные нами температуры газа T_g и радиации T_r равны в звезде, но могут быть различны в протозвезде.

Полная энтропия звезды или протозвезды с точностью до константы определяется формулой

$$S = sM = \frac{4}{3}aT_r^3V + \frac{A}{\mu}M\ln\left[T_g^{3/2}\rho^{-1}\right], \tag{2}$$

где s — средняя энтропия единицы массы (удельная энтропия звезды), ρ — средняя плотность, μ — молекулярный вес, A — газовая постоянная.

Изменение энергии звезды или протозвезды со временем $dE/dt = L$. Светимость L определяется формулой:

$$L = 3\pi\gamma c\frac{x^3}{2+x^3}\frac{M}{\varkappa}, \quad x^3 = \frac{E_r}{E_g} = \frac{2\mu\alpha R^3aT_r^4}{3AMT_g}, \tag{3}$$

где c — скорость света; γ — постоянная тяготения; $\varkappa$ — средний коэффициент поглощения света, отнесенный к единице массы; α — коэффициент порядка единицы, зависящий от структуры, и R — радиус звезды или протозвезды.

В силу теоремы о вириале

$$-U = 2E_g' + E_r + 2K, \tag{4}$$

где E_g' — энергия теплового движения, приходящаяся на поступательные степени свободы. Если ротационная теплоемкость пренебрежимо мала, то в силу (1) и (4) полная энергия звезды

$$E = \Psi - E_g - K, \tag{4a}$$

а в невращающейся звезде или протозвезде, пренебрегая энергией ионизации, диссоциации и скрытыми теплотами, $E = -E_g = -Mc_vT_g$.

В звезде, где $T_g = T_r = T$, (4) и (2) при отсутствии вращения принимают вид:

$$\beta M^{1/3} = x(2+x^3), \tag{5a}$$

$$s = \frac{A}{\mu}\left[\frac{2}{\alpha}x^3 + 3\ln x - \frac{3}{2}\ln T - \ln\left(\frac{2a\mu}{3A}\right)\right], \tag{5б}$$

где $\beta = \frac{2}{5-n}\left(\frac{\mu\gamma}{A}\right)^{4/3}\left(\frac{2\alpha a}{3\gamma}\right)^{1/3}$, а n — показатель политропы, наилучшим образом апроксимирующий распределение массы внутри звезды. Уравнения (5а) и (5б) точно выполняются при $n = 3$ и $\alpha = 0{,}39$, но они приблизительно верны в звезде любой структуры. При отсутствии источников энергии, когда звезда светит за счет работы сжатия, структура звезды очень близка к политропе $n = 3$.

Светимость звезды при $x \gg 1$ пропорциональна ее массе M. При $x \ll 1$ и $\varkappa = \mathrm{const}$ в силу (5) $L \sim M^3$. В протозвезде светимость определяется энергией поля радиации и в основном зависит от T_r, а не от T_g; поэтому светимость прозрачной протозвезды очень мала. Сказанное полезно пояснить примером. Прозрачная протозвезда, имеющая низкую температуру, может, например, состоять из газообразного водорода, который практически не излучает, и малой примеси излучающих пылинок. В этом случае протозвезда будет сжиматься квазистатически, по мере отдачи энергии газа пылинкам, причем E_r будет определяться температурой пылинок, намного более низкой, чем температура газа.

В протозвездах и в недавно образовавшихся звездах, в которых уплотнение еще недостаточно для осуществления экзотермических процессов, служащих источником энергии давно существующих звезд, светимость L обеспечивается работой сжатия. При этом, в силу закона сохранения энергии и теоремы о вириале, не вся, а только часть работы сжатия может и должна излучаться, а часть расходуется на увеличение энергии газа и радиации. Таким образом, на этой начальной стадии развития должно иметь место неравенство $L < -\frac{dU}{dt} = -\frac{dU}{dR}v$, где v — скорость сжатия, а R — радиус протозвезды. Полагая $U = -\gamma M / R$ и считая, в силу условия квазистатичности, что $v \ll \sqrt{\gamma M / R}$, мы можем переписать это неравенство в виде

$$L \ll \frac{\gamma^{3/2} M^{5/2}}{R^{5/2}}. \tag{6}$$

Светимость невращающейся звезды зависит только от ее массы M и среднего коэффициента поглощения $\varkappa$, но не от источников энергии. Поэтому протозвезда может превратиться в звезду только тогда, когда неравенство (6) окажется выполненным при условии, что L определяется формулой (3), в которую подставлено значение x, соответствующее условиям локального термодинамического равновесия, т. е. удовлетворяющее (5а). С помощью так преобразованного неравенства (6) можно оценить критическое значение радиуса R_1, при котором протозвезда превращается в звезду. Поскольку коэффициент поглощения $\varkappa$ резко возрастает, когда начинается диссоциация водородных молекул, то оценка приводит к вполне естественному результату: протозвезда становится звездой, когда температура в ней достигает 10^3 градусов и вследствие этого начинают диссоциировать водородные молекулы. Соответствующее значение R_1 оказывается слабо зависящей от массы звезды величиной порядка 10^{15} см.

Рассмотрим теперь устойчивость звезд по отношению к делению в предельных случаях очень малых и очень больших масс. Применим для этого условие гравитационной конденсации Джинса $\frac{4\pi}{3}\gamma\rho r^2 \gg 3\frac{A}{\mu}T$ к некоторому объему радиуса r, выделенному мысленно внутри невращающейся звезды. Если в этой звезде $M \ll M_0$ и, следовательно, $x \ll 1$, то, согласно (5а) или (4), $\gamma M / R \approx 3AT / \mu$, и, следовательно, минимальная масса m, которая способна гравитационно конденсироваться, равна массе всей звезды M. В противоположном предельном случае, при $x \gg 1$, малый объем, выделенный внутри звезды, можно считать находящимся в изотропном поле излучения; поэтому давление радиации не создает сил, препятствующих или помогающих его гравитационной конденсации, и можно попрежнему пользоваться критерием Джинса. С другой стороны, при $x \gg 1$ из (4) следует, что $3AT / \mu \ll \gamma M / R$ и, следовательно, минимальный могущий конденсироваться объем имеет массу $m \ll M$, т. е. звезда с $M \gg M_0$ может и должна распасться на части в результате гравитационной конденсации.

Эта оценка свидетельствует о неустойчивости звезд очень большой массы по отношению к делению, но она не дает возможности оценить наименьшую массу звезды, при которой уже наступает деление. Для нахождения количественного критерия рассмотрим процесс образования водородных звезд из газовой однородной среды в результате гравитационной конденсации, предполагая, что эволюция протозвезды протекает квазистатически и при условии $M = \text{const}$.

При любом квазистатическом процессе $dS = dQ/T$, а в данном случае количества тепла dQ могут быть только отрицательными, так как протозвезда может и должна излучать, но получать ей тепло неоткуда. Поэтому $S_1 < S_0$, где S_0 — энтропия начального, а S_1 — конечного состояния. Считая, что масса протозвезды не изменялась, мы можем разделить это неравенство на M, написав $s_1 < s_0$.

В силу (6) и (3) в протозвездах очень больших радиусов $E_r \ll E_g$, и поэтому энтропия начального состояния равна просто энтропии газа, т. е. $s_0 = \frac{A}{\mu} \ln (T_0^{3/2} \rho_0^{-1})$, где начальная плотность ρ_0 и температура T_0 связаны неравенством Джинса $\frac{4\pi}{3} \gamma \rho_0 R_0^2 \geqslant \frac{3A}{\mu} T_0$. С другой стороны, масса протозвезды $M = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \rho_0$. Исключая с помощью этих двух соотношений начальный радиус R_0 и T_0, получим

$$s_0 \leqslant \frac{A}{\mu} \ln \left[\frac{2\sqrt{\pi}}{9} \left(\frac{\mu\gamma}{A} \right)^{3/2} \frac{M}{\sqrt{\rho_0}} \right].$$

Конечным состоянием мы будем считать только что возникнувшую звезду с радиусом R_1, к которой уже применимы уравнения (5а) и (5б), но в которой газ еще состоит в основном из молекулярного водорода и поэтому имеет константу энтропии такую же, как и начальное состояние. Тогда неравенство $s_1 < s_0$ примет вид:

$$\frac{\mu}{A} s_1 = \frac{2}{\alpha} x^3 + 3 \ln x - \frac{3}{2} \ln T_1 - \ln \left(\frac{2a\mu}{3A} \right) < \frac{\mu}{A} s_0 \leqslant$$
$$\leqslant \ln \frac{A}{\mu} \left[\frac{2\sqrt{\pi}}{9} \left(\frac{\mu\gamma}{A} \right)^{3/2} \frac{M}{\sqrt{\rho_0}} \right]. \tag{7}$$

Здесь T_1 — средняя температура в той стадии, когда протозвезда превращается в звезду, т. е. $T_1 \approx 10^3$ градусов. Заменяя M через x по 5а), получим:

$$\frac{2}{\alpha} x^3 + \frac{3}{2} \ln \left[\frac{x}{2 + x^3} \right] < \ln \left[\frac{2\sqrt{\pi}}{9} \left(\frac{5-n}{2} \right)^{3/2} \left(\frac{2a\mu}{3\alpha A} \right)^{1/2} \frac{T_1^{3/2}}{\sqrt{\rho_0}} \right] = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{4 \cdot 10^{-14}}{\rho_0} \right]. \tag{8}$$

При подсчете численного значения константы было принято $n = 3$, $\mu = 2$, $\alpha = 0{,}39$. Если $\rho_0 \ll 4 \cdot 10^{-14}$ г/см^3, правая часть неравенства — положительное число порядка нескольких единиц и, следовательно, максимальное значение x, удовлетворяющее неравенству, порядка единицы. Соответственно критическая масса, вычисленная по (5а), $M_0' = 1{,}3 \cdot 10^{34}$ г. Если $\rho_0 \gg 4 \cdot 10^{-14}$ г/см^3, то $x \ll 1$, но этого не может быть, так как в этом случае ρ_0 окажется больше плотности звезды в период, когда ее радиус равен R_1. Таким образом, с точностью до численного коэффициента, близкого к единице, критическая масса, при которой наступает деление звезды, определяется условием равенства энергии газа и радиации, заключенных внутри звезды.

Линииградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило
3 V 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. И. Лебединский, ДАН, 79, № 1 (1951).