

Л. Э. ГУРЕВИЧ и Б. Ю. ЛЕВИН

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 24 XI 1949)

1. Кинетика образования звездных пар. Время, в течение которого при случайных сближениях трех звезд образуется заметная доля равновесного числа пар, сравнимо со временем разрушения пар случайными толчками окружающих звезд, оцененным для широких пар В. А. Амбарцумяном⁽¹⁾.

Изменение числа пар вследствие разрывов и захватов приближенно определяется уравнением:

$$dn_{12}/dt = \alpha n^3 - \beta n n_{12}. \quad (1)$$

Здесь n — число одиночных звезд в единице объема, а n_{12} — число пар в некотором интервале больших полуосей a . В состоянии равновесия

$$\alpha/\beta = n_0^2/n_{12}^0,$$

где нуль означает равновесное значение. Если $n_{12}^0 \ll n_0$, то практически $n = n_0$. Подставляя это в (1), получим:

$$dn_{12}/dt = \beta n_0 (n_{12}^0 - n_{12}), \quad (2)$$

откуда

$$n_{12} = n_{12}^0 (1 - e^{-\beta n_0 t}) = n_{12}^0 (1 - e^{-t/t_0}). \quad (3)$$

Если образования пар не происходит, то (2) примет вид:

$$dn_{12}/dt = -\beta n_0 n_{12},$$

откуда следует, что $t_0 = 1/\beta n_0$ — это время разрушения пар в результате сближений с одиночными звездами. Формула (3) показывает, что это есть также время их образования в количестве, близком к равновесному. Поэтому изучение кинетики образования пар можно заменить изучением кинетики их разрушения.

Средний результат сближения двух звезд заключается в том, что звезда с большей энергией передает ее звезде с меньшей энергией:

$$\overline{\Delta E_1} = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \frac{E_2 - E_1}{1 + r^2 v^4 / \gamma^2 (m_1 + m_2)^2} \quad (4)$$

(E_1 и E_2 — энергии звезд, m_1 и m_2 — их массы, γ — постоянная тяготения, r — прицельное расстояние, v — относительная скорость звезд).

Назовем «прочными» такие пары, у которых энергия относительного движения $u = -\gamma m_1 m_2 / 2a$ по абсолютной величине больше $\theta/2$ — средней энергии поступательного движения звезд, входя-

щейся на одну степень свободы («температура» $\theta = m\bar{v}^2/3$). Пары, у которых $|u| < \theta/2$, назовем «непрочными». Обозначим через $2a_0 = \gamma m_1 m_2 / \theta$ то значение полуоси, при котором $|u| = \theta/2$.

Встречи прочных и непрочных пар с другими звездами приводят в среднем к существенно различным результатам. У очень непрочной пары ($a \gg a_0$) энергия относительного (внутреннего) движения $\ll \theta$, и поэтому ею можно пренебречь по сравнению с энергией встречной звезды, равной в среднем $3/2 \theta$, и по сравнению с такой же энергией движения центра инерции пары. Тогда каждая звезда пары имеет в среднем энергию $< 3/2 \theta$ (при равенстве масс — энергию $3/4 \theta$), и потому средним результатом сближения будет увеличение энергии пары, т. е. увеличение размеров орбиты. Когда энергия пары возрастет на величину энергии связи $\gamma m_1 m_2 / 2a$, пара будет разрушена. Время разрушения непрочной пары посредством «слабых» далеких сближений (при которых, однако, прицельное расстояние $r \leq a$) при одинаковых массах всех звезд равно

$$t_1 = \frac{3}{16\pi} \frac{v}{\gamma m n a \ln(av^2/2\gamma m)}. \quad (5)$$

В случае очень прочной пары кинетическая энергия относительного движения много больше θ , т. е. в среднем больше энергии встречной звезды. Поэтому средним результатом сближения будет передача энергии встречной звезде, т. е. уменьшение орбиты пары. Таким образом, прочные пары при случайных сближениях в среднем упрочняются. Однако формула (4) и этот вывод из нее верны лишь при достаточно близких, кратковременных сближениях, при которых длительность заметного взаимодействия сближающихся звезд меньше времени обращения пары, что эквивалентно условию $r \leq a$. При таких сближениях орбитальная энергия пары сразу изменяется на порядок своей величины, т. е. существенное «упрочнение» пары происходит после одного сближения. Время ожидания такого сближения:

$$t_2 \approx \frac{1}{\pi n a^2} \sqrt{\frac{a}{\gamma m}}. \quad (6)$$

Для пар с «критической» полуосью a_0 время разрушения и образования t_0 по определению a_0 сравнимо со временем релаксации, т. е., если принять оценку В. А. Амбарцумяна (2), на два порядка меньше времени диссипации звездной системы. Так как, по (6), $t_2/t_0 \approx (a_0/a)^{3/2}$, то за время диссипации успевают образоваться прочные пары, для которых полуось на порядок меньше a_0 . Более прочные пары успевают образоваться лишь в количестве, составляющем малую долю равновесного.

2. Статистическое равновесие звездных пар. По «закону действующих масс» равновесное количество пар определяется формулой:

$$n_{12}/n_1 n_2 = z_{12} z_c / z_1 z_2, \quad (7)$$

где n_1 и n_2 — числа звезд типов 1 и 2 (например, масс m_1 и m_2); n_{12} — число составленных из них пар в некотором интервале значений большой полуоси a ; z_1 , z_2 , z_c и z_{12} — статистические интегралы одиночных звезд, движения центра инерции пары и относительного движения пары. Все величины отнесены к единице объема. Если «газ» из звезд можно считать идеальным, то

$$z_1 = (2\pi m_1 \theta)^{3/2}, \quad z_2 = (2\pi m_2 \theta)^{3/2}, \quad z_c = [2\pi(m_1 + m_2)\theta]^{3/2}, \\ z_{12} = \int e^{-u/\theta} dL dG dH dI dG dH = 8\pi^3 \int e^{-u/\theta} L^2 dL.$$

Здесь L, G, H, l, g, h — канонические переменные Делонэ⁽³⁾ для относительного движения:

$$L = \sqrt{\frac{m_1^2 + m_2^2}{m_1 + m_2}} \gamma a, \quad G = L\sqrt{1 - \epsilon^2}, \quad H = G \cos i = L\sqrt{1 - \epsilon^2} \cos i$$

(ϵ — эксцентриситет орбиты, i — наклонность); l — средняя аномалия, g — расстояние периастра от узла, h — долгота восходящего узла.

Подставляя $u = -\gamma m_1 m_2 / 2a$, получаем:

$$\frac{n_{12}}{n_1 n_2} = \sqrt{2} \left(\frac{\pi \gamma m_1 m_2}{\theta} \right)^{3/2} \int_{a_1}^{a_2} e^{\gamma m_1 m_2 / 20a} \sqrt{a} da = 4 (\pi a_0)^{3/2} \int_{a_1}^{a_2} e^{a_0/a} \sqrt{a} da. \quad (8)$$

Подинтегральное выражение дает дифференциальную функцию распределения пар, состоящих из звезд данных типов, по большим полуосям.

Мы видим, что в состоянии статистического равновесия: 1) Более массивные звезды образуют пары в большем проценте. Кроме того, чем больше массы звезд, тем больше преобладание тесных пар. Эти выводы качественно подтверждаются наблюдениями⁽⁴⁾. 2) Функция распределения сначала спадает при увеличении полуоси до $a = 2a_0$, а потом растет. В окрестностях Солнца $v = 2 \cdot 10^6$ см/сек. и для звезд солнечной массы $a_0 = 7$ А.Е. В звездных скоплениях, где $v \approx 10^5$ см/сек. и меньше, a_0 возрастает до тысяч А.Е. даже для звезд средней массы, т. е. падающая часть кривой охватывает весь наблюдаемый диапазон a .

В окрестностях Солнца для самых тесных спектральных пар средней массы ($m = 0,4 m_\odot$) показатель $a_0/a \approx 100$. Для массивных звезд и в звездных скоплениях он еще больше. Таким образом, статистическое равновесие при «температуре» Галактики (а тем более при «температурах» звездных скоплений) соответствует тому, что практически все звездные пары должны быть очень тесными. Все звезды должны обратиться в двойные, тройные и тому подобные системы, т. е. должна произойти «конденсация» звездного газа. При этом приведенные выше формулы перестают быть верными количественно, но качественный вывод остается правильным.

Эта «конденсация» не может осуществиться потому, что время образования прочных пар очень велико и неограниченно возрастает при уменьшении полуоси, становясь больше времени диссипации системы. Но для непрочных пар равновесие устанавливается сравнительно быстро, и потому к ним могут быть применимы выводы, основанные на рассмотрении статистически равновесных состояний.

Однако В. А. Амбарцумян показал, что в окрестностях Солнца число широких пар на несколько порядков больше равновесного, а распределение по a на всем диапазоне, доступном наблюдениям (до $2 \cdot 10^4$ А.Е.), имеет падающий характер. Оба эти обстоятельства могут быть объяснены предположением, что все наблюдаемые нами пары образовались в галактических звездных скоплениях и потом «испарились» из них.

Рассмотрим широкие пары с полуосями в тысячи А.Е. Эти значения a близки к значению a_0 для скоплений. Как показывает численный расчет, в области $0,5 < a/a_0 < 5$ функция $e^{a_0/a} \sqrt{a}$ меняется медленно, и потому для приближенных оценок в этой области можно считать, что

$$\int_{a'}^{a''} e^{a_0/a} \sqrt{a} da \approx e \sqrt{a_0} (a'' - a').$$

Следовательно,

$$\frac{n_{12}}{n_1 n_2} = 4 (\pi a_0)^{3/2} \int_{a'}^{a''} e^{a_0/a} \sqrt{a} da \approx 4 e \pi^{3/2} a_0^2 (a'' - a'). \quad (9)$$

При плотности звезд спутников $n_2 = 10$ звездам на куб. парсек и $a_0 = 4000$ А. Е. ($v = 10^5$ см/сек., $m_1 m_2 = m_\odot^2$) доля звездных пар с полуосями от 200 до 10 000 А. Е. есть $n_{12}/n_1 \approx 10^{-2}$, что как раз соответствует наблюдениям.

В этом расчете мы не учитывали пар, которые в условиях скопления являлись прочными. Но, как было оценено в п. 1, за время диссипации скопления в нем успевают образоваться прочные пары, у которых a на порядок меньше a_0 . Для таких пар показательная функция в (8) уже очень велика, и потому общая доля пар увеличивается и приближается к единице. Наблюдения дают для окрестностей Солнца свыше 30% кратных звезд.

Таким образом, мы приходим к выводу, что по крайней мере сравнимая с единицей доля всех звезд в Галактике произошла из звездных скоплений. Очевидна связь этого вывода с недавно высказанной В. А. Амбарцумяном гипотезой, что звезды плоских подсистем, а может быть, вообще все звезды образовались в ассоциациях.

Массивные звезды образуют пары в большем количестве, а для них $2a_0$ может в скоплениях достигать значений, равных максимальным наблюдаемым полуосям орбит. Поэтому возрастающая часть кривой распределения по a может вообще отсутствовать в скоплениях, в которых образуются пары. С другой стороны, после испарения пары попадают в условия, при которых происходят практически только их разрушения. Чем шире пары, тем быстрее они разрушаются под влиянием случайных толчков пролетающих мимо звезд.

Отметим, что наша гипотеза представляет собой синтез казавшихся противоположными предположений об общем происхождении компонент (В. А. Амбарцумян) и об образовании пар посредством захватов (О. Ю. Шмидт), так как мы считаем, что компоненты образовались в одной ассоциации, а объединились в пары посредством гравитационных захватов внутри этой ассоциации. Если второй процесс — образование пар — происходил на ранней стадии, когда первый — образование звезд — еще не закончился, то в кинетике захватов большую роль могло играть трение. В. А. Амбарцумян предполагает, что кратные звезды возникли в стадии протозвезд. Но они образовались не в результате внутренних закономерностей процесса звездообразования, а потому, что их наличие соответствует статистическому равновесию или тенденции к нему и, следовательно, при помощи механизма, способного привести к равновесию, т. е. в столкновениях с захватами и распадами.

Геофизический институт
Академии наук СССР и
Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило
23 XI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. А. Амбарцумян, Астр. журн., 14, 207 (1937). ² В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, № 22, в. 4, 19 (1938). ³ Ф. Франк и Р. Мизес, Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики, гл. IV, § 1, 1937. ⁴ Г. А. Шаин, Статья в Курсе астрофизики и звездной астрономии, 2, 1936, стр. 296—297.