Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXX, № 5

АСТРОНОМИЯ

Л. Э. ГУРЕВИЧ и Б. Ю. ЛЕВИН

ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМ ГРАВИТИРУЮЩИХ ТЕЛ

(Представлено академиком О. Ю. Шмидтом 16 XII 1949)

Настоящая работа посвящена развитию идей, легших в основу теории звездных скоплений В. А. Амбарцумяна ([1]).

Изолированная гравитационная система (галактическое или шаровое скопление, пылевое облако и т. д.) постепенно диссипирует вследствие испарения „частиц“ из нее и при этом уплотняется.

Рассмотрим системы, в которых средняя длина свободного пробега частицы больше размеров системы ([2]). В этом случае частица, получившая при последнем сближении положительную энергию, в подавляющем большинстве случаев испарится. Но благодаря медленному убыванию гравитационных сил с расстоянием наиболее эффективны „далекие сближения“, при которых передается энергия много меньшая „гравитационной температуры“ системы $\Theta = \frac{\overline{mv^2}}{3}$. Вследствие этого процесс нарастания энергии частицы перед ее испарением имеет характер медленной „диффузии в пространстве энергии“. Поэтому в большинстве случаев (положительная) энергия испаряющейся частицы $\ll \Theta$, так что энергия всей системы E при испарении почти не уменьшается.

В этом отношении гравитационная система существенно отличается от молекулярной, в которой каждая испаряющаяся частица уносит в среднем кинетическую энергию порядка Θ.

Для системы радиуса R, состоящей из N частиц одинаковой массы m, мы имеем:

$$E = -\frac{\gamma m^2 N^2}{4R} = \text{const}, \tag{1}$$

где γ — постоянная тяготения. Отсюда радиус системы

$$\frac{R}{R_0} = \left(\frac{N}{N_0}\right)^2, \tag{2}$$

ее средняя плотность

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{N_0}{N}\right)^5 \tag{3}$$

и ее „температура“

$$\frac{\Theta}{\Theta_0} = \frac{N_0}{N}. \tag{4}$$

Ноликом обозначены начальные значения. Итак, плотность системы быстро растет по мере ее диссипации пропорционально $1/N^5$. Если бы мы учли незначительное уменьшение энергии системы при „испарении" частиц из нее, то показатель степени оказался бы больше 5.

Мы видим, что обычное представление о ходе эволюции гравитационных систем, в частности звездных скоплений, согласно которому происходит только их рассеяние,— неверно. На самом деле процессы рассеяния гравитационных систем в ходе их эволюции неразрывно связаны с их уплотнением. Это относится также и к эволюции изолированного пылевого облака.

Так как в каждом квазистационарном состоянии время релаксации t_r пропорционально времени диссипации ([1]), то очевидно, что и t_r при диссипации убывает так быстро, что в каждый данный момент скопление можно считать находящимся в состоянии равновесия.

Кинетика диссипации определяется уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{t_0}.$$

Мгновенное время диссипации $t_0 \approx \frac{1}{\alpha n v s}$, где v — средняя скорость звезд скопления, α — доля звезд с энергией, достаточной для испарения, которая, по оценке В. А. Амбарцумяна, $\approx 10^{-2}$, а $s \approx \left(\frac{\gamma m}{v^2}\right)^2 L$ — сечение для таких сближений звезд, при которых они обмениваются энергией порядка средней энергии (L — известный логарифмический множитель, который можно считать постоянным). Таким образом,

$$t_0 \approx \frac{v^3}{\alpha L (\gamma m)^2 n}.$$

Но, по теореме вириала,

$$v^3 = \left(\frac{\gamma m N}{2R}\right)^{3/2} \approx (\gamma m)^{3/2} N n^{1/2}.$$

Следовательно,

$$t_0 \approx \frac{N}{\alpha L \sqrt{\gamma m n}} \tag{5}$$

и

$$-\frac{dN}{dt} \approx \alpha L \sqrt{\gamma m n}. \tag{6}$$

Подставляя (3) в (6), получим

$$\frac{N}{N_0} = \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{2/7}, \tag{7}$$

где

$$t_d \approx \frac{2}{7} \frac{N_0}{\alpha L \sqrt{\gamma m n_0}} \tag{8}$$

есть время полной диссипации скопления из начального состояния, характеризуемого величинами N_0 и n_0.

Логарифмический множитель

$$L = \ln \frac{R v^2}{\gamma m} = \ln \frac{N}{2}.$$

Он очень велик для пылевых или газовых облаков, откуда следует, что время их диссипации при той же общей массе и том же радиусе на $1^1/_2$ — 2 порядка меньше, чем для звездной системы.

Из (2), (3), (4) и (7) следует:

$$\frac{R}{R_0} = \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{4/7},$$

$$\frac{n}{n_0} = \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{-10/7} \tag{9}$$

$$\frac{\Theta}{\Theta_0} = \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^{-2/7}.$$

По мере диссипации системы время диссипации, начиная от каждого данного „мгновенного состояния“, быстро убывает. По (8) и (3)

$$t_d \sim N^{7/2}, \tag{10}$$

и поэтому диссипация не имеет асимптотического характера, а заканчивается в конечный промежуток времени. В конечных стадиях диссипации, т. е. в состояниях большой плотности, гравитационные системы существуют очень короткое время.

Когда в системе останется число частиц порядка единицы, то время диссипации будет порядка времени оборота. Именно так обстоит дело в кратных звездах типа Трапеции.

Формула (10) показывает, что из наблюдаемой большой скорости распада звездной системы нельзя делать заключение о ее малом возрасте.

Отметим, что оценка t_0 (формула (5)) верна лишь при малом количестве тесных кратных подсистем, так как в противном случае относительные скорости при сближениях частиц могут определяться не „температурой“ Θ, а внутренними движениями в кратных подсистемах, скорости которых могут быть велики по сравнению с поступательными. Кроме того, „испаряться“ из систем будут не только одиночные частицы, но и кратные подсистемы.

Приведенные выше выводы основывались на предположении о том, что рассматриваемая система в каждый момент близка к статистическому равновесию. В применении к шаровым скоплениям это непосредственно подтверждается работами Цейпеля ([3]) и Валленквиста ([4]), которые использовали „барометрический“ характер распределения разных звезд в скоплении, т. е. распределение по закону Больцмана, для определения отношения их масс.

Вопрос о галактических скоплениях будет рассмотрен отдельно. Ограничимся лишь следующим замечанием. В 1941 г. И. Н. Скабицкий ([5]) показал, что потенциальная энергия U полутора десятков скоплений, изученных им и Н. С. Орловой ([6]), пропорциональна (с логарифмической точностью) некоторой степени их массы M, которую он принимает равной $^3/_2$. Результат Скабицкого имеет очень наглядный смысл, в особенности, если считать показатель степени равным не $^3/_2$, а $^5/_3$, что даже лучше согласуется с наблюдательными данными.

А именно, связь $U \sim M^{5/3}$ означает, что среднее расстояние между звездами в рассмотренных скоплениях одинаково, так как

$$U = \frac{\gamma M^2}{2R} \sim M^2 \left(\frac{n}{M}\right)^{1/3} \sim \frac{M^{5/3}}{r}. \tag{11}$$

Следовательно, те абсолютно яркие звезды, по которым подсчитывалась масса и энергия скоплений, находятся в них на одинаковых (по порядку величины) средних расстояниях друг от друга. Этот результат не совместим с представлением о том, что рассмотренные скопления представляют разные стадии единого эволюционного ряда.

В 1948 г. Б. Е. Туманян ([7]) установил, что для очень малых звездных скоплений энергия не зависит от массы (числа звезд) в соответствии с нашей исходной формулой (1). Это можно связать с тем, что скорость диссипации скоплений обратно пропорциональна их массе, так как, согласно (5), $t_0 \sim M/\sqrt{n}$. Поэтому диссипация ярких массивных звезд заметна лишь в скоплениях малой массы.

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

Поступило
16 XII 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, № 22, в. 4, 19 (1938). [2] С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, М., 1948. [3] H. v. Zeipel, A. N. Jubiläumsnummer, 33 (1921). [4] A. Wallenquist, BAN, 5, № 172, 67 (1929). [5] И. Н. Скабицкий, Уч. зап. ЛГУ, № 82, в. 11, 201 (1941). [6] Н. С. Орлова, Уч. зап. ЛГУ, № 22, в. 4, 23 (1938). [7] Б. Е. Туманян, Доклады АН Арм. ССР, 9, № 1 (1948).