К ВОПРОСУ О ДИНАМИКЕ ОТКРЫТЫХ СКОПЛЕНИЙ*

В литературе уже указывалось, что открытые звездные скопления должны по разным причинам с течением времени разрушаться. Так, например, Росселанд указал, что при прохождении через скопление посторонних звезд последние вызывают возмущения в движении звезд скопления и могут придать отдельным звездам скопления скорость, достаточную для того, чтобы уйти из сферы притяжения скопления. Таким образом, скопление будет постепенно лишаться звезд, т. е разрушаться. Согласно Росселанду время, потребное для разрушения типичного открытого скопления, благодаря этому фактору будет порядка 10^{10} лет. Однако, как указывал уже автор в дополнении к русскому изданию книги Росселанда, существует другой фактор, который делает жизнь открытого скопления еще короче, именно: в скоплении происходят сближения звезд друг с другом, в результате чего члены скопления обмениваются кинетическими энергиями, и это постепенно должно приводить к установлению наиболее вероятного распределения, т. е. закона Максвелла—Больцмана. А это, как мы увидим, тоже ведет к разрушению скопления.

Время релаксации, т. е. время, в течение которого взаимные сближения звезд скопления приведут его к статистическому равновесию, определяется приближенно формулой:

$$\tau = \frac{3\sqrt{2}}{32\pi n} \frac{v^3}{G^2 m^2 \lg \frac{\rho}{\rho_0}}, \tag{1}$$

где n — число звезд в единице объема, m — масса звезды, G — постоянная тяготения, v — средняя скорость звезды в скоплении, ρ — радиус скопления и ρ_0 — то расстояние, на котором взаимная потенци-

---

* Ученые записки ЛГУ, № 22, серия матем. наук (астрономия), вып. 4, 19, 1938.

альная энергия двух звезд равна средней кинетической энергии звезды в скоплении, т. е.

$$\rho_0 = \frac{2\,Gm}{v^2}. \qquad (2)$$

Формула (1) выведена для случая звезд равной массы.

В формулу (1) как непосредственно, так и через ρ_0 входит средняя скорость v. Эта скорость может быть определена из следующих соображений. В каждый данный момент мы можем считать скопление находящимся в стационарном состоянии, так как время, в результате которого меняется закон распределения звезд, составляющих систему в фазовом пространстве, велико по сравнению со временем, необходимым звезде для того, чтобы пересечь систему с одного конца до другого (а это как раз и есть порядок длины промежутка, необходимого для установления стационарного состояния). В случае установившегося состояния в системе, состоящей из частиц, притягивающихся друг к другу по закону Ньютона, мы можем написать на основании теоремы о вириале:

$$U = 2\,T, \qquad (3)$$

где U — абсолютная величина потенциальной энергии системы, а T — ее кинетическая энергия.

Точная формула для U гласит:

$$U = \frac{1}{2}\sum_{i \neq k} \frac{Gm^2}{r_{ik}},$$

где опять все массы приняты равными, а r_{ik} означает расстояние между i-той и k-той звездой. Мы заменим все r_{ik} их средним гармоническим значением, которое, очевидно, близко по величине к радиусу скопления ρ. Поэтому приближенно:

$$U = \frac{1}{2}\;\frac{GN(N-1)\,m^2}{\rho},$$

где N — полное число звезд в скоплении. Так как N велико по сравнению с единицей, то

$$U = \frac{1}{2}\;\frac{GN^2m^2}{\rho}.$$

С другой стороны,

$$2\,T = Nmv^2.$$

Поэтому теорема вириала принимает вид:

$$v^2 = \frac{GNm}{2\rho}. \qquad (4)$$

Сопоставляя (4) и (2), находим, что

$$\lg \frac{\rho}{\rho_0} = \lg \frac{N}{4}\,; \tag{5}$$

подставляя (4) и (5) в (1) и принимая во внимание, что

$$n = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi\rho^3},$$

находим:

$$\tau = \frac{2}{16 \lg \frac{N}{4}} \sqrt{\frac{N\rho^3}{Gm}}. \tag{6}$$

Полагая для типичного скопления $N = 400$, $\rho = 2$ *парсека*, $m = 2 \cdot 10^{33}$ *грамм*, находим для времени релаксации $\tau \cong 4 \cdot 10^7$ лет.

В результате приближения закона распределения к максвелл-больцмановскому появляется некоторое число звезд, у которых кинетическая энергия превосходит энергию отрыва звезды от скопления. Такие звезды уйдут из скопления. Весь вопрос заключается в том, каков процент таких звезд при больцмановском распределении. Если он мал, то разрушение скопления вследствие рассматриваемого процесса будет очень медленное. Очевидно отношение числа звезд, получающих возможность за время релаксации τ уйти из скопления, к полному числу звезд скопления равно:

$$p = \frac{\int\limits_{\varepsilon_0}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{\Theta}} \sqrt{\varepsilon}\, d\varepsilon}{\int\limits_{0}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon}{\Theta}} \sqrt{\varepsilon}\, d\varepsilon}, \tag{7}$$

где ε_0 есть работа отрыва, а Θ — модуль распределения, равный двум третям средней кинетической энергии, т. е.

$$\Theta = \frac{2}{3} \frac{T}{N} = \frac{1}{3} \frac{U}{N}. \tag{8}$$

С другой стороны, среднее значение ε_0, т. е. работы отрыва, равно:

$$\varepsilon_0 = \overline{\sum_k} \frac{Gm^2}{r_{ik}} = \frac{2U}{N}, \tag{9}$$

где черта над знаком суммы означает усреднение по i. Сравнивая (8) и (9), находим:

$$\varepsilon_0 = 6\,\Theta.$$

Подставляя в (7), имеем приближенно:

$$p \cong \frac{e^{-\frac{\varepsilon_1}{\Theta}} \Theta \sqrt{\varepsilon_0}}{\frac{1}{2}\sqrt{\pi}\,\Theta^{\frac{3}{2}}} = 2e^{-6}\sqrt{\frac{6}{\pi}},$$

т. е. за время релаксации из скопления должно уйти около одной сотой полного числа звезд. Поэтому время разрушения скопления должно быть порядка нескольких миллиардов лет.

Этот результат получен для скопления, состоящего из звезд одинаковой массы. Следовательно, полученные числа применимы лишь к тем звездам скопления, которые имеют массы, близкие к средней массе звезд в скоплении. Для тех же звезд, у которых масса в два или три раза меньше, чем средняя масса звезд в скоплении, мы получим время, необходимое для их изгнания из системы порядка лишь нескольких сотен миллионов лет. Известно как раз, что открытые скопления бедны карликами. Быть может, степень бедности карликами указывает на степень продвижения скопления вдоль пути эволюции.

Если предположить, что наблюдаемые нами открытые скопления являются различными стадиями развития одного и того же скопления, то, поскольку уходящие из скопления звезды уносят с собой положительную кинетическую энергию, полная энергия скопления

$$H = T - U \tag{10}$$

должна убывать при переходе от более богатых скоплений к более бедным.

Внося (3) в (10), находим:

$$H = \frac{1}{2}U. \tag{11}$$

Следовательно, при сделанном предположении величина U должна возрастать. Из печатаемой ниже работы Орловой* видно, что такое возрастание U при уменьшении N не соблюдается.

Другая возможная гипотеза заключается в том, что все скопления образовались приблизительно в одну эпоху (может быть, в эпоху образования самой галактики). Тогда у больших по числу звезд и по диаметру скоплений эволюция должна была бы идти медленнее. Между прочим эти богатые и большие скопления должны были бы содержать более высокий процент карликов. Автору кажется, что этот

* Уч. зап. ЛГУ, сер. астрон., **4**, 23, 1938. *Ред.*

результат оправдывается наблюдениями. Например, скопления h и χ Персея одновременно и богаты, и содержат большой процент карликов. Напротив, ряд малочисленных скоплений почти вовсе не содержит карликов.

Отсюда видно, что представляет большой интерес для дальнейших выводов определение не только функции светимости для различных скоплений, но также полной энергии H, которая, согласно (11), может быть найдена из абсолютной величины потенциальной энергии.