О ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ОТКРЫТЫХ СКОПЛЕНИЙ*

Определение общей потенциальной гравитационной энергии звездных скоплений представляет значительный интерес с точки зрения теории эволюции этих объектов [1]. Знание потенциальной энергии позволяет вычислить и полную энергию H, так как последняя, согласно теореме о вириале, связана с потенциальной энергией U (взятой с обратным знаком) посредством соотношения

$$H = -\frac{1}{2} U.$$

Мы можем определить численное значение U, если знаем распределение плотностей в скоплении. В то же время пространственное распределение плотности может быть определено из распределения поверхностной плотности в проекции на небесную сферу. Это производится путем решения интегрального уравнения Абеля. Распределение поверхностной плотности в проекции на небесную сферу может быть найдено из подсчета звезд различных абсолютных величин, прибавления болометрической поправки и перехода от болометрических абсолютных величин к массам звезд. Таким путем Н. С. Орлова [2] определила численные значения U для восьми открытых скоплений.

Однако этот метод является очень сложным и вряд ли может быть применен к скоплениям со сравнительно небольшим числом членов. Но мы покажем, что в предположении сферической симметрии скопления (это предположение делалось и в прежнем методе) величина U может быть выражена непосредственно через поверхностную плотность, без перехода к пространственной плотности.

Пусть $\rho(r)$ будет пространственная плотность массы и r — расстояние от центра скопления. Мы можем взять координатную систему с началом в центре скопления и спроектировать все звезды на одну из осей, например ось y. Тогда распределение плотности на этой од-

---

* ДАН СССР, **24**, 875, 1939.

номерной проекции будет определяться некоторой функцией $\varphi(y)$. Очевидно, что

$$\varphi(y) = 2\pi \int_{y}^{\infty} \rho(r)\, r dr.$$

Для массы $M(r)$, заключенной внутри сферы радиуса r вокруг центра, мы имеем:

$$M(r) = 4\pi \int_{0}^{r} r^2 \rho dr = -2 \int_{0}^{r} \frac{d\varphi(y)}{dy} y\, dy = 2 \int_{0}^{r} \varphi(y)\, dy - 2r\varphi(r).$$

Для потенциальной энергии U мы поэтому получим:

$$U = G \int_{0}^{\infty} M(r)\, 4\pi r \rho\, dr = -2G \int_{0}^{\infty} M(r) \frac{d\varphi(r)}{dr} dr =$$

$$= -4G \int_{0}^{\infty} \frac{d\varphi(r)}{dr} \left[\int_{0}^{r} \varphi(y)\, dy - r\varphi(r) \right] dr = 4G \int_{0}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy +$$

$$+ 2G \int_{0}^{\infty} r \frac{d[\varphi(r)]^2}{dr} dr = 2G \int_{0}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy = G \int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy.$$

Таким образом, гравитационная энергия U равна интегралу от квадрата плотности на одномерной проекции скопления, умноженному на постоянную тяготения G. Это дает очень простой метод вычисления U: необходимо разделить всю проекцию скопления на небесную сферу на ряд параллельных полос (направление их можно взять произвольным) и сосчитать для каждой из полос сумму масс входящих в нее звезд. Таким образом мы получим величины $\varphi(y)\,\Delta y$, где Δy — ширина полосы. Возведя эти величины в квадрат, разделив квадраты на Δy и взяв сумму полученных чисел по всем полосам, получим $\int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy$, а помножая на G, найдем U.

Новый метод определения U имеет то преимущество, что может быть применен к сравнительно бедным скоплениям, где старый метод не дает результатов.

В качестве примера мы произвели применение нового метода к двум таким скоплениям: Coma Berenices и NGC 752. Мы даем ниже вкратце необходимые данные о процессе вычисления.

1. *Скопление Coma Berenices.* Распределение масс в проекции было получено на основании работы Шайна [3]. Были приняты во внимание массы 15 звезд, которые, согласно Шайну, принадлежат к скоплению. Кроме того, было прибавлено распределение масс 22 звезд, которые, согласно Шайну, возможно, также принадлежат к скоплению, но каждая из масс этих 22 звезд была предварительно разделена на 2. Таким образом, число физических членов скопления было принято равным 26. По Шайну, вероятное число физических членов близко к 30. Массы звезд были вычислены из их абсолютных болометрических величин. При этом мы использовали кривую масса — светимость Kuiper'a [4]. Болометрические поправки для известных спектральных классов были заимствованы из другой работы Kuiper'a [5]. Модуль расстояния был принят равным 4.3.

2. *Скопление NGC 752.* Собственные движения в этом скоплении были определены Ebbighausen'ом [6].

Все звезды в зависимости от их собственных движений были разделены им на ряд классов с различными вероятностями принадлежности к скоплению. Мы взяли только звезды первых двух классов, для которых вероятность принадлежности к скоплению наибольшая. Число звезд других классов, физически связанных со скоплением, было принято пренебрежимо малым. Модуль расстояния был взят равным 8.0. К фотографическим величинам были прибавлены болометрические поправки, а также вычтены колориндексы. Значения болометрической поправки и колориндекса определялись на основании спектрального типа. В тех случаях, когда спектральный тип не был определен, он выводился на основании соотношения величина — спектр для данного скопления.

Результаты вычисления для обоих скоплений приведены в нижеследующей таблице:

Скопление	Расстояние в парсеках	Число членов	Общая масса	U в эргах
Coma Berenices	73	26	50	$0.40 \cdot 10^{44}$
NGC 752	400	64	127	$3.61 \cdot 10^{44}$

Астрономическая обсерватория
Ленинградского университета

Поступило
16.VII 1939

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, сер. астрон., **4**, 19, 1938.
2. Н. С. Орлова, Уч. зап. ЛГУ, сер. астрон., **4**, 23, 1938.
3. Г. А. Шайн, Бюлл. Пулковской обсерват., **16**, № 2, 1938.
4. G. P. Kuiper, Astrophysical Journal, **88**, 472, 1938.
5. G. P. Kuiper, Astrophysical Journal, **88**, 429, 1938.
6. E. G. Ebbighausen, Astrophysical Journal, **89**, 431, 1939.

Примечание. Последние четыре статьи В. А. Амбарцумяна имеют большое значение как для статистической механики звездных систем, так и для космогонии. О космогоническом значении полученных в них результатов подробно говорится в других статьях В. А. Амбарцумяна (см. раздел „Космогония").