

66

ДОКЛАДЫ

АКАДЕМИИ НАУК СССР

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

513.03

А

АСТРОФИЗИКА

В. А. АМБАРЦУМЯН, член-корреспондент Академии Наук СССР

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 виртеле 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.

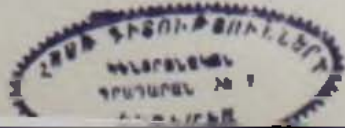
Однако этот метод является очень сложным и вряд ли может быть применен к скоплениям со сравнительно небольшим числом членом. Но мы покажем, что в предположении сферической симметрии скопления (это предположение делалось и в прежнем методе) величина U может быть выражена непосредственно через поверхностную 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 одномерной проекции будет определяться некоторой функцией $\varphi(y)$. Очевидно, что

$$\varphi(y) = 2\pi \int_0^y \rho(r) r dr.$$

Для масс $M(r)$, 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:

$$\begin{aligned} u &= G \int_0^{\infty} M(r) 4\pi r \rho dr = -2G \int_0^{\infty} M(r) \frac{d\varphi(r)}{dr} dr = \\ &= -4G \int_0^{\infty} \frac{d\varphi(r)}{dr} \left[\int_0^r \varphi(y) dy - r\varphi(r) \right] dr = 4G \int_0^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy + \\ &+ 2G \int_0^{\infty} r \frac{d[\varphi(r)]}{dr} dr = 2G \int_0^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy = G \int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(y)]^2 dy. \end{aligned}$$

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 сложив 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 представили 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⁽²⁾. 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 Киркга⁽⁴⁾. Болометрические поправки для известных спектральных классов были заимствованы из другой работы Киркга⁽⁵⁾. Модуль расстояния был принят равным 4.3.

2. Скопление *NGC 752*. Собственные движения в этом скоплении были определены Еббигаузен'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 80. 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:

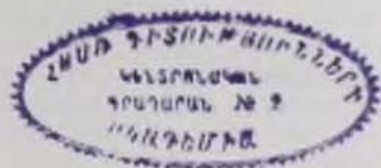
Скопление	Расстояние в парсеках	Число членов	Общая масса	$\bar{U}$ в парсах
Coma Berenices	73	26	50	$0.4^a 10^{a1}$
NGC 752	400	64	127	$3.6^1 10^{a1}$

Астрономическая обсерватория
Ленинградского университета

Поступило
16 VII 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. А. Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, сер. астроном. 4, 19 (1938).
² Н. С. Орлова, Уч. зап. ЛГУ, сер. астроном. 4, 23 (1938). ³ Г. А. Шайн, Бюлл. Пулковской обсерватор., 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).



13606

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

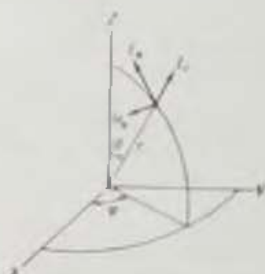
А. Г. АРЕНБЕРГ

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ СФЕРИЧЕСКОГО ВИБРАТОРА,
ВОЗБУЖДАЕМОГО ВНЕШНЕЙ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩЕЙ СИЛОЙ**

(Представлено академиком М. П. Шулейкиным 6 VII 1939)

1. В предыдущем сообщении, посвященном вопросу об электромагнитном излучении вибратора Герца¹⁾, были рассмотрены различные способы определения излучаемой мощности и сопротивления излучения.

При этом было указано на необходимость дальнейшего изучения процесса электромагнитного излучения. В данном сообщении мы рассмотрим электромагнитное поле, создаваемое сферическим вибратором. При этом мы будем считать, что колебания этого вибратора происходят под влиянием внешней «поверхностной» электродвижущей силы, направленной вдоль по его меридианам^{1, 2, 3)}.



Фиг. 1

2. При наличии осевой симметрии ($\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$), уравнения Максвелла для составляющих полей E и H (см. фиг. 1), изменяющихся по гармоническому закону $e^{-j\omega t}$, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} jkE_{\theta} &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rH_{\varphi}), \\ jkE_r &= -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot H_{\varphi}), \\ jkH_{\varphi} &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rE_{\theta}) - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $k = \frac{\omega}{c}$ — волновое число.

Вводя вспомогательную функцию $U(r, \theta)$ соотношением

$$rH_{\varphi} = jk \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (2)$$

для компонент электрического поля имеем:

$$E_{\theta} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial \theta} \right)$$

¹⁾ См. ДАН, XXIII, № 4 (1939).

[502.]

p ^{III}
136

P¹⁰
19606