

О величине фактора "p" трансформации лучевых скоростей
в радиальные для пульсирующих звезд с протяженными атмосферами

М. С. Фролов

Исходя из теории звезд с протяженными атмосферами, определено значение фактора трансформации лучевых скоростей в радиальные $p = 1.28$, что существенно отличается от величины $p = 1.41$ (или $24/17$), обычно используемой в методе Весселинка.

On the Value of Factor "p" for the Conversion from Radial to
Pulsational Velocity of Pulsating Stars with Tenuous Atmospheres

by M. S. Frolov

On the basis of the theory of stars with tenuous atmospheres the factor "p" for the conversion from radial to pulsational velocity was found to be equal to 1.28 instead of $p = 1.41$ (or $24/17$) usually assumed in the Wesselink's method.

Как известно, в методе Весселинка (1946) для определения радиусов пульсирующих звезд используется кривая радиальных скоростей, в то время как непосредственно из наблюдений мы получаем только лучевые скорости. Очевидно, для трансформации лучевых скоростей в радиальные необходимо учитывать сферичность звезды и потемнение диска к краю.

Обычно при редукции

$$V = p \cdot \bar{V}_r \quad (1)$$

пользуются значением $p = \frac{24}{17} = 1.41$ (например, Росселанд, 1952); при этом предполагается справедливым "серый" закон потемнения диска к краю при $k = 0.6$. Очевидно, это предположение не будет справедливо в случае, если звезда имеет достаточно протяженную атмосферу, т.е., например, заведомо для цефеид-сверхгигантов, возможно, и для звезд типа RR Lyr, которые, хотя и являются гигантами, но могут иметь достаточно протяженные атмосферы из-за "разбухания" оболочки вследствие интенсивных пульсационных движений.

Посмотрим, сильно ли изменится значение p в соотношении (1), если пользоваться при его вычислении законом распределения интенсивности по диску звезды, вытекающим из теории звезд с протяженными атмосферами. Воспользуемся результатами, полученными Чандрасекаром (1934). Предполагая справедливость закона:

$$\kappa \cdot \rho \approx r^{-2}, \quad (2)$$

или случай " $n=2$ " в общей формуле Чандрасекара:

$$I(\theta, p) = \frac{3 F_0^2 a^2}{4(n+1)p^2} e^{a\psi(\theta)} \int_0^\pi e^{-a\psi(\phi)} \sin^{2n-1} \phi d\phi, \quad (3)$$

где:

$$a = d \cdot p^{n-1}, \quad \psi(x) = \int_0^x \sin^{n-2} x dx,$$

получим:

$$I(\xi) = \frac{3}{2} F_0 \frac{e^{-\pi \xi^{-1}} + 1}{(1+9\xi^2)(1+\xi^2)}, \quad (4)$$

введя:

$$\xi = R_1^{-1} \cdot p, \quad (5)$$

где: p — расстояние от центра диска,

R_1 — радиус при $r=1$,

$F_1 = F_0 R_1^{-2}$ ($F_0 = F \cdot r^2$, πF — поток).

Очевидно, $\xi = \sin \theta$ и соотношение

$$\bar{V}_r = \overline{V \cos \theta} = V \cdot \frac{\int_0^{\pi/2} (1-k+k \cos \theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} (1-k+k \cos \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta}, \quad (6)$$

из которого (см. Росселанд, 1952) получается соотношение (1), трансформируется в следующее:

$$\bar{V}_r = \overline{V \cos \theta} = V \cdot \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{e^{-\frac{\pi}{\sin \theta}} + 1}{(1+9 \sin^2 \theta)(1+\sin^2 \theta)} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \frac{e^{-\frac{\pi}{\sin \theta}} + 1}{(1+9 \sin^2 \theta)(1+\sin^2 \theta)} \cos \theta \sin \theta d\theta}. \quad (7)$$

Поскольку интегралы в числителе и знаменателе не вычисляются в квадратурах, мы применили метод Симпсона и окончательно получили соотношение:

$$\bar{V}_r = 0.78 \cdot V, \quad (8)$$

откуда $p = 1.28$ в соотношении (1).

Величина $p = 1.28$ достаточно хорошо согласуется со значением 1.31, полученным независимым способом для классических цефеид Парсонсом (1971).

Литература:

- Весселинк, 1946 — Wesselink A. J., BAN 10, 91;
Парсонс, 1971 — Parsons S. B., in Proceedings of the Third Colloquium
on Astrophysics, held in Trieste, September 6—8, 1971,
ed. by M. Hack, p. 178;
Росселанд, С., 1952, "Теория пульсаций переменных звезд", 155,
ИЛ, Москва;
Чандрасекар С., 1934, АЖ 11, 550.

**Астрономический совет
АН СССР**

*Поступила в редакцию
13 мая 1974 г.*