

Д. А. ФРАНК-КАМЕНЕЦКИЙ

ПУЛЬСАЦИИ БЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗД

(Представлено академиком Г. А. Шайном 10 VI 1954)

В предыдущих работах рассматривались неадиабатические пульсации в линейном приближении ⁽¹⁾ и нелинейные адиабатические пульсации ⁽²⁾. Сейчас мы ставим перед собой задачу построить приближенные выражения для неадиабатического колебательного режима, не прибегая к линеаризации уравнений.

Для приближенного рассмотрения разобьем звезду на центральную зону, где колебания можно считать адиабатическими, и периферическую зону, где кривизной и выделением энергии можно пренебречь. Толщину периферической зоны считаем большой в сравнении с пробегом излучения. В периферической зоне основную роль играет тепловое уравнение, которое, пренебрегая кривизной, но не линеаризуя, напомним в виде:

$$c_v \rho T \frac{\partial S}{\partial t} = - \frac{\partial j}{\partial x}, \quad (1)$$

где j — поток тепла через единицу площади; x — координата, отсчитываемая от поверхности.

Ищем решение (1), выраженное через степени периодической функции $y(\psi)$:

$$j = j_0 y^{-\mu}, \quad (2)$$

$$T = T_0 y^{-\nu}, \quad (3)$$

$$e^s = e^{s_0} y^l, \quad (4)$$

где индекс 0 относится к состоянию равновесия.

Для сопряжения с центральной зоной функция y должна иметь вид, найденный в ⁽²⁾, и аргументом ее должно быть деформированное время z , определенное согласно ⁽²⁾. Но, как видно из (1), колебания в периферической зоне должны иметь характер бегущих волн ^(1, 3, 4), вследствие чего запишем в общем виде:

$$y = y(\psi); \quad \psi = \psi(x_0, z). \quad (5)$$

Учитывая, кроме того, уравнение неразрывности, получаем из (1):

$$\frac{l}{y} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \mu \frac{j_0}{c_v \rho_0 T_0} y^{\nu-\mu-1} \frac{\partial \psi}{\partial x_0}. \quad (6)$$

Как известно (см., например, ⁽¹⁾), близ поверхности звезды:

$$\rho_0 T_0 = c x_0^{n+1}, \quad (7)$$

где n — периферический показатель политропы. (6) при помощи (7)

принимает вид:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{dz}{dt} = y^{\nu-\mu} \omega \frac{\Lambda^{n+2}}{x_0^{n+1}} \frac{\partial \psi}{\partial x_0}, \quad (8)$$

где Λ — характеристическая длина энтропийных волн ⁽¹⁾.

Если бы колебания в центральной зоне были линейными, то (8) удовлетворялось бы только в частном случае $\mu = \nu$, и предлагаемый метод построения режима в общем случае был бы неосуществим. Нелинейность колебаний в центральной зоне приводит, согласно ⁽²⁾, к

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{y}, \quad (9)$$

после чего (8) дает для определения показателя ν условие

$$\nu - \mu + 1 = 0. \quad (10)$$

Для ψ получается:

$$\psi = z + \frac{1}{n+2} \left(\frac{x_0}{\Lambda} \right)^{n+2}. \quad (11)$$

Как показано в ⁽¹⁾, Λ мала по сравнению с радиусом звезды. Вследствие этого y представляет собою быстро осциллирующую функцию от x с прогрессивно уменьшающейся по мере удаления от поверхности длиной волны. Градиент y мощно возрастает по мере удаления от поверхности, а так как в механическом уравнении нет никаких членов, которые могли бы компенсировать это возрастание, то механическому уравнению можно удовлетворить только если положить, что, с точностью до медленно меняющихся функций, давление в периферической зоне совсем не зависит от y . Отсюда следует закон колебаний плотности:

$$\rho = \rho_0 y^\nu. \quad (12)$$

Пульсации в периферической зоне должны быть изобарическими. Этот вывод находится в качественном согласии с результатами детального спектроскопического изучения пульсаций в атмосфере звезды η Орла ⁽⁴⁾. То, что плотность меняется в обратной фазе с температурой, не было замечено авторами цитированной работы только из-за примененного ими искусственного метода интерпретации результатов наблюдений. Колебания смещения находятся из уравнения неразрывности для периферической зоны:

$$\rho dx = \rho_0 dx_0, \quad (13)$$

откуда для смещения $\xi = x - x_0$ получается

$$\frac{d\xi}{dx_0} = \frac{\rho_0}{\rho} - 1 = \frac{T}{T_0} - 1 = y^{-\nu} - 1. \quad (14)$$

Как известно, близ периферии звезды поглощение всегда преобладает над рассеянием. Вследствие этого в вышеприведенных формулах мы должны положить $n = 13/4$; $\mu = 17/2 \nu$, и из (10):

$$\nu = 2/15. \quad (15)$$

Таким образом, получаем закон изменения состояния вещества в периферической зоне в процессе пульсации:

$$T \sim (1 + A \sin z)^{-4/15}; \quad (16)$$

$$\rho \sim (1 + A \sin z)^{2/15}, \quad (17)$$

где z определяется согласно ⁽²⁾.

Удельная светимость (поток тепла через единицу поверхности) пульсирует по закону

$$j \sim (1 + A \sin z)^{-\mu}, \quad (18)$$

где $\mu = 17/15$.

Из этих формул легко вывести связь между амплитудой и периодом колебаний, с одной стороны, и между амплитудой и асимметрией — с другой. Как было показано в ⁽²⁾, зависимость между периодом и амплитудой, выведенная Кукаркиным и Паренаго (цитируем по ⁽⁵⁾) из эмпирических данных для самых различных классов переменных звезд, согласуется с нашими формулами, если положить $\mu = 1$. Это значение тогда никак не обосновывалось теоретически. Теперь мы видим, что из теории получается значение $\mu = 17/15$, в пределах точности сопоставления совпадающее с полученным из эмпирических данных значением $\mu = 1$.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
26 IV 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Д. А. Франк-Каменецкий, ДАН, 80, 185 (1951). ² Д. А. Франк-Каменецкий, ДАН, 86, 897 (1952). ³ M. Schwarzschild, Harvard Circ., No. 429, 431 (1935). ⁴ M. Schwarzschild, B. Schwarzschild, W. S. Adams, Aph. J., 108, 207 (1948). ⁵ Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, М.—Л., 1948, стр. 193.