

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 5

МАЙ, 1969

ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ DQ ГЕРКУЛЕСА

Периодические колебания блеска DQ Геркулеса с периодом в 71 сек и амплитудой (в желтом свете) $0^m.05$ были открыты Уокером в 1954 г. [1].

В настоящее время эти колебания объясняют пульсациями главной звезды белого карлика [2]. Однако, как заметил еще Уокер [1], для объяснения исчезновения колебаний в фазе 0.52 необходимо предположить, что колеблется не вся звезда, а только часть ее, обращенная к красному компоненту. Кроме того, наблюдения одиночных белых карликов с целью обнаружения их пульсаций не дали положительного результата [3].

По нашему мнению, причину пульсаций следует искать в особенностях DQ Геркулеса, как тесной двойной системы. Характерной особенностью данной системы является газовая струя, текущая от красного компонента к главному. В системе DQ Геркулеса газовая струя непосредственно пока не наблюдалась. Однако существование стационарной дискообразной оболочки вокруг главного компонента и подобие фотометрических и спектроскопических данных с системой WZ Стрелы, для которой газовая струя наблюдалась непосредственно, говорит о существовании газовой струи и у системы DQ Геркулеса [4].

Вхождение струи в оболочку должно сопровождаться образованием сильной ударной волны, за фронтом которой газ охлаждается через излучение.

Необходимо подчеркнуть, что ударная волна с высвечиванием является нелинейной системой с распределенными параметрами с под-

водом и потерями энергии. Постоянное пополнение энергией ударной волны осуществляется за счет перехода части кинетической энергии газовой струи в тепловую при переходе через фронт ударной волны. Потери энергии происходят по объему всей области высвечивания.

Как известно, нелинейная система с подводом и потерями энергии может совершать автоколебания.

Для того, чтобы фронт ударной волны совершал автоколебания, необходимо, чтобы при сжатии, т. е. уменьшении радиуса фронта ударной волны происходило накопление энергии, а при увеличении имели место потери.

Пусть струя характеризуется постоянным расходом массы до фронта ударной волны

$$\rho v = \text{const} = J, \quad (1)$$

где ρ — плотность газа, v — скорость газа; скорость движения газа до фронта определяется соотношением

$$v^2 = \frac{2GM}{r}, \quad (2)$$

где G — гравитационная постоянная, M — масса главного компонента, r — расстояние точки до центра главного компонента. Для количества энергии E_+ , подводимой к ударной волне в единицу времени, имеем:

$$E_+ \sim \frac{\rho v^3}{2}. \quad (3)$$

Потери энергии на излучение E_- — единицей объема в единицу времени можно представить в форме

$$E_- = \rho^2 L(T), \quad (4)$$

где $L(T)$ — так называемая функция высвечивания (см., например, [5]). Из (4) и (3) с учетом (1) и (2) нетрудно найти, что при сжатии, т. е. уменьшении радиуса фронта ударной волны количество энергии, подводимое к ударной волне растет, а потери уменьшаются. Поэтому сжатие сопровождается накоплением энергии. При увеличении радиуса фронта ударной волны подвод энергии уменьшается, а потери растут, т. е. расширение сопровождается высвобождением энергии. Поэтому представляется возможным, что фронт ударной волны в струе может совершать автоколебания.

Значения периода автоколебаний и радиуса фронта ударной волны по порядку величины определяются характеристическими временем и длиной. Если в (4) положить $L = \text{const}$, то из определяющих размер-

ных параметров задачи GM, J, L можно единственным образом построить параметр P с размерностью времени

$$P = \sqrt{\frac{GM}{JL}} \quad (5)$$

и параметр R с размерностью длины

$$R = \frac{(GM)^{3/2}}{(JL)^{1/2}}. \quad (6)$$

Для DQ Геркулеса $M = 0.2 M_{\odot}$ [2], и принимая $r \approx 10^{10}$ см [4], имеем $v = 6 \cdot 10^7$ см/сек. Учитывая, что $L = 5 \cdot 10^{-25}$ эрг/сек.см³ [5], при плотности газа в струе $\rho = 10^{-12} \div 10^{-13}$ г/см³ получим $P = 0.9 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^3$ сек.

Поскольку при автоколебаниях энергия, запасенная при сжатии, ко времени наибольшего расширения теряется, то для амплитуды блеска с учетом (3), (2) и (1) получим

$$\Delta m = -2.5 \lg \sqrt{\frac{R_b}{R_H}} \approx -5 \lg \left(1 + \frac{a}{2}\right), \quad (7)$$

где R_b — значение радиуса фронта ударной волны при расширении, R_H — при сжатии, a — относительная полуамплитуда колебаний, определяемая размерами области высвечивания. Вычисления показывают [5], что размер области высвечивания составляет 0.1 часть от значения радиуса фронта ударной волны. Этому соответствует значение $a \approx 0.05$, при котором получается $\Delta m \approx 0.05$.

Поскольку струя в тесных двойных звездных системах является частным видом аккреции, то можно полагать, что автоколебания фронта ударной волны происходят и в случае сферической аккреции. В этом случае при постоянном расходе массы до фронта ударной волны

$$4\pi\rho v r^2 = \text{const} = J, \quad (8)$$

период колебаний и радиус фронта ударной волны по порядку величины должны определяться значениями

$$P = \frac{(GM)^{3/2}}{(JL)^{1/2}}, \quad (9)$$

$$R = \frac{(GM)^2}{JL}. \quad (10)$$

Из соотношений (9) и (10) так же, как из (5) и (6) следует существование зависимости между P и R

$$\frac{P^2}{R^3} = \frac{1}{GM}. \quad (11)$$

Заметим, что зависимость, соответствующая закону Кеплера,

$$\frac{P^2}{R^3} = \frac{k}{GM}, \quad (12)$$

где k — коэффициент порядка единицы, должна иметь место для колебаний любой системы, если эта система описывается уравнением движения в форме:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{GM}{r^2}, \quad (13)$$

где p — давление. Как известно член $1/\rho \partial p / \partial r$ связан с внутренней энергией системы. В тех случаях, когда внутренняя энергия системы мала по сравнению с гравитационной, то из (13) следует (11). Если же она сравнима с гравитационной, форма зависимости сохранится, но k отлично от единицы. Уравнением (13) описываются различные колебательные системы, рассматриваемые в астрофизике, например, при исследовании собственных колебаний звезд, автоколебаний цефеид, автоколебаний фронта ударной волны. Наличие соотношения (12) не может служить критерием того или иного характера колебаний. Для выяснения природы колебаний необходимо точное решение задачи.

Сформулированную выше задачу об автоколебаниях фронта ударной волны автор предполагает рассмотреть более детально.

About possible nature of short-period variations of the light of the star DQ Her. Expressing idea about possibility of autooscillations front of the shock wave which forms with accretation of the gas by the star. It is concluded that autooscillations of the front of shock wave may be the reason of short-period variations of the light of the star DQ Her. For DQ Her an estimate of the period and amplitude oscilation of the light is given.

27 ноября 1968

Калининградский Государственный
университет

В. И. ТАРАНОВ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M. F. Walker*, *Ap. J.*, 123, 68, 1956.
2. *Р. Крифт*, *Взрывные переменные как двойные звезды*, Мир, 1965.
3. *G. M. Lawrence, J. P. Ostriker, J. E. Hesser*, *Ap. J.*, 148, L 161, 1967.
4. *В. Г. Горбачук*, *Астрофизика*, 3, 245, 1967.
5. *В. И. Таранов*, *Уч. зап. ЛГУ*, XXVI, 1969 (в печати).