

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ,
В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ЗВЕЗД-КАРЛИКОВ

В. И. ТАРАНОВ

Поступила 10 июля 1972

Ударная волна образуется при столкновении газовой струи с оболочкой вокруг главного компонента системы. Считается, что за фронтом ударной волны происходят потери энергии через излучение. Найдено распределение газодинамических параметров. Исследована термическая неустойчивость стационарного потока за фронтом ударной волны.

1. *Введение.* Многие тесные двойные системы звезд-карликов имеют газовые потоки [1]. Эти потоки существуют в виде газовой струи, вытекающей из атмосферы спутника, и дискообразной газовой оболочки вокруг главного компонента системы (рис. 1). Изучение эффектов, связанных с газовыми потоками, представляет интерес, поскольку спектральные и фотометрические свойства таких систем в значительной степени обусловлены газовой струей [2].

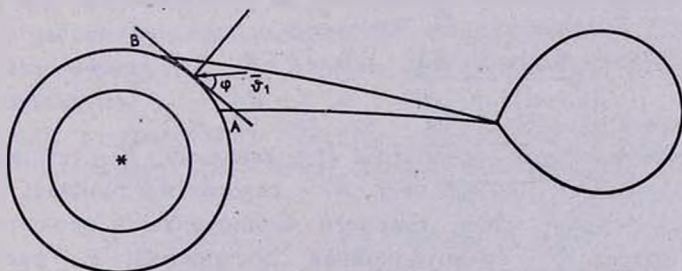


Рис. 1.

В области вхождения струи в дискообразную оболочку образуется ударная волна (УВ). На фронте УВ кинетическая энергия газа пере-

ходит в тепловую, которая затем теряется через излучение в области высвечивания. При наблюдениях УВ проявляет себя в виде горячего пятна в дискообразной оболочке [1].

Для анализа спектрофотометрических свойств тесных двойных систем со струями необходимо знать значение газодинамических параметров за фронтом УВ. Распределение плотности и температуры в области высвечивания было найдено в работе [3]. Однако использованный в ней метод определения координаты фронта УВ является некорректным, что сказалось на значениях толщины области высвечивания. В данной работе задача о распределении параметров за фронтом УВ решается другим методом.

2. *Основные уравнения.* Сохраняя физическую постановку задачи и основные допущения, сделанные в [3], рассмотрим одномерный стационарный газовый поток с постоянным расходом массы J через единицу площади, движущийся в гравитационном поле центрального компонента. Будем считать, что за фронтом УВ происходят объемные потери энергии через излучение. Потери энергии единицей объема в единицу времени ΔE представим в виде

$$\Delta E = -\rho^2 L(T), \quad (1)$$

где $L(T)$ —так называемая функция высвечивания, зависимость которой от температуры дана в [3]. Тогда для области высвечивания уравнения неразрывности, движения и энергии примут, соответственно, вид

$$\rho \vartheta = -J \quad (2)$$

$$\vartheta \frac{d\vartheta}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \quad (3)$$

$$\frac{\vartheta}{(\gamma - 1)} \frac{R_r}{\mu} \frac{dT}{dr} - \frac{R_r}{\mu} \frac{T\vartheta}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\rho L(T), \quad (4)$$

где ρ —плотность; ϑ —скорость; P —давление; T —температура газа; $\mu = \text{const}$ —молекулярный вес; R_r —газовая постоянная; γ —постоянная адиабаты; M —масса главного компонента, в оболочку которого входит струя; G —гравитационная постоянная; r —расстояние от центра главного компонента.

Используя (2), представим (3) и (4) в виде

$$\frac{d\rho}{dr} = - \frac{(\gamma - 1) \frac{\rho^2 L(T)}{J} + \frac{GM}{r^2}}{\gamma \frac{R_r T}{\mu \rho} - \frac{J^2}{\rho^3}}, \quad (5)$$

$$\frac{dT}{dr} = \frac{(\gamma - 1)}{\left(\gamma \frac{R_r T}{\mu \rho} - \frac{J^2}{\rho^3}\right)} \left[\frac{\rho L(T)}{R_r y} \left(\frac{R_r T}{\mu} \rho - \frac{J^2}{\rho} \right) - \frac{T}{\rho} \frac{GM}{r^2} \right]. \quad (6)$$

Систему уравнений (5) и (6), описывающую распределение параметров за фронтом УВ, необходимо дополнить условиями на фронте. Поскольку УВ в газовой струе сильная, то, обозначая параметры за фронтом индексом 2, а до фронта индексом 1, имеем

$$\rho_2 = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} \rho_1, \quad \theta_2 = \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} \theta_1, \quad T_2 = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\mu}{R_r} \theta_1^2, \quad (7)$$

где

$$\rho_1 |\theta_1| = J, \quad |\theta_1| = \sqrt{\frac{2GM}{r}}.$$

Для решения системы (5), (6) необходимо также задать значение координаты фронта УВ.

Поскольку УВ образуется при столкновении газовой струи с дискообразной оболочкой, то координата фронта УВ определяется размерами оболочки. Формирование и размеры газового диска вокруг главного компонента системы зависят от многих факторов: периода вращения системы, скоростей вращения и масс компонентов, характера истечения газовой струи из атмосферы холодного компонента [4]. Поэтому в рассматриваемой одномерной модели газовой струи положение фронта стоячей УВ— Ra должно задаваться в качестве определяющего параметра.

Переходя в уравнениях (5), (6) к безразмерным координате x , плотности γ и температуре θ через новые переменные

$$x = \frac{Ra - r}{Ra}, \quad \gamma = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad \theta = \frac{T}{T_2}, \quad (8)$$

положив

$$Ra = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}, \quad M = m \cdot 10^{33} \text{ г}, \quad \rho_1 = \sigma \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^3,$$

$$L_0 = 10^{25} \frac{\text{эрг см}^3}{\text{г}^2 \text{сек}}, \quad (9)$$

$$l(T) = \frac{L(T)}{L_0}, \quad x = \frac{m}{\delta}, \quad \delta z = \lambda$$

и учитывая (7), получим

$$\frac{d\eta}{dx} = \frac{1}{2} \frac{\left[\frac{(\gamma-1) 0.0259 \lambda}{2 x \sqrt{x}} l(T) \eta^2 + \frac{1}{(1-x)^2} \right]}{\left[\frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\theta}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right]}, \quad (10)$$

$$\frac{d\theta}{dx} = - \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{1}{\left[\frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\theta}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right]} \times \quad (11)$$

$$\times \left\{ \frac{(\gamma+1)^2}{4(\gamma-1)} \frac{0.0259 \lambda}{x \sqrt{x}} l(T) \eta^2 \left[\frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\theta}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right] - \frac{\theta}{\eta(1-x)^2} \right\}.$$

3. *Распределение газодинамических параметров в области высвечивания.* Система уравнений (10), (11) решалась численно методом Рунге-Кутты. При решении бралось значение $\gamma = 5/3$. Это дает в соответствии с (7) следующие граничные условия: для $x = 0$, $\eta = 4$, $\theta = 1$. Температура газа за фронтом УВ, согласно (7), при $\mu = 0.61$ [3] определялась по формуле

$$T_x = 18.36 \cdot 10^8 x. \quad (12)$$

Так как функция $l(T)$, входящая в уравнения (10), (11), задана таблично, при нахождении $e(T)$ для температур, не совпадающих с табличными, была использована линейная интерполяция между двумя ближайшими табличными значениями. Для решения были использованы параметры: при $x = 0.05$, $\lambda = 0.030$; 0.30 ; 2.0 ; при $x = 0.1$, $\lambda = 0.20$; 2.0 ; 20.0 ; при $x = 0.5$, $\lambda = 2.0$; 20.0 ; 200.0 . Интегрирование уравнений (10), (11) заканчивалось, когда газ в области высвечивания достигал температуры газового диска. При этом можно предполагать, что газ в области высвечивания сливается с газом диска и затем выносится из области высвечивания за счет кеплеровского вращения газа в диске.

Результаты интегрирования системы уравнений (10), (11) представлены в табл. 1, где Δx — толщина зоны высвечивания, т. е. области, в которой газ остывает до температуры диска, η_k — параметр уплотнения остывшего газа.

Из данных табл. 1 следует, что как толщина зоны высвечивания Δx , так и η_k существенно зависят от x и λ . Протяженность зоны увеличивается с ростом скорости газа до фронта и уменьшается с возрастанием плотности газа до фронта. Это связано с тем, что при увеличении скорости θ_1 растет внутренняя энергия за фронтом УВ и, тем самым, увеличивается путь, на котором энергия высветится. При увеличении плотности до фронта растут потери энергии на излучение и уменьшается зона высвечивания.

Таблица 1

x	λ	Δx	η_k
0.05	0.030	0.1218	60.8
	0.30	0.0152	49.2
	2.0	0.00269	48.6
0.1	0.20	0.0984	85.8
	2.0	0.0141	73.9
	20.0	0.00113	72.4
0.5	2.0	0.1873	269.8
	20.0	0.0252	202.4
	200.0	0.00286	185.2

На рис. 2 представлено распределение η и θ для $x = 0.1$ и $\lambda = 2.0$. Для других значений x и λ характер распределения аналогичен. Таким образом, основные выводы о структуре зоны высвечивания, полученные в [3], сохраняются.

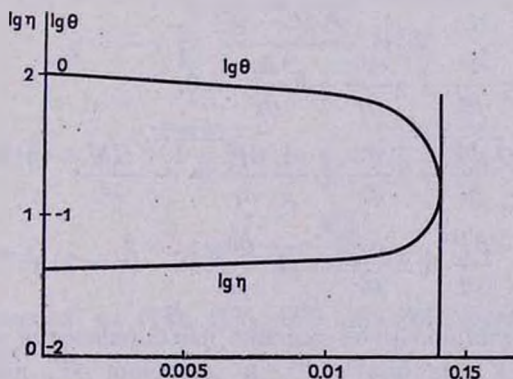


Рис. 2.

Необходимо отметить, что конечные параметры уплотнения η_k , получающиеся в результате расчета, всегда будут больше отношения плотностей газа в оболочке $\rho_{об}$ и струе ρ_1 . Это связано с тем, что

наряду с радиальным движением к центральной звезде, газ реально в области высвечивания участвует в кеплеровском вращении. Поэтому значение η_k с учетом этого эффекта будет зависеть от соотношения времени движения частицы газа от фронта УВ до оболочки и времени пребывания газа в зоне горячего пятна. Если время движения в области высвечивания порядка кеплеровского периода обращения вещества, то газ, не успев остыть до температуры оболочки, выносится из области ударного сжатия. Дальнейшее остывание газа происходит вне области УВ. Это обстоятельство может объяснить тот факт, что в оболочке наблюдается горячее пятно с нерезко выраженной границей, образование типа кометы [5].

4. *Исследование устойчивости стационарных УВ с высвечиванием.* Результаты раздела 3 получены в предположении существования стационарных течений в области высвечивания. Однако вопрос о возможности стационарных течений с высвечиванием нуждается в дополнительном исследовании. Это связано с тем, что в области высвечивания возможно появление термической неустойчивости [6]. Поэтому рассмотрим устойчивость одномерного стационарного потока идеального газа в поле тяжести при наличии объемного высвечивания. Будем считать, что $L(T) \sim T^n$. Тогда из (1) получим

$$\Delta E = -A\rho^{2-n}P^n, \quad (13)$$

где A — постоянная.

Уравнение неразрывности, движения и энергии, соответственно, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \vartheta \frac{\partial \rho}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} &= -\frac{GM}{r^2}, \\ \frac{\partial P}{\partial t} + \vartheta \frac{\partial P}{\partial r} + \gamma P \frac{\partial \vartheta}{\partial r} &= -(\gamma - 1)\rho^{2-n}P^n A. \end{aligned} \quad (14)$$

Пусть на стационарное течение накладываются малые возмущения плотности ρ' , скорости ϑ' и давления P' , пропорциональные $e^{i(kr - \omega t)}$, где k — волновое число, ω — частота. Считается, что выполнено условие $k\Delta R \gg 1$, где $\Delta R = R_0 \Delta x$. Линеаризуя систему (14) и обозначая параметры стационарного течения индексом 0, получим

$$(k\vartheta_0 - \omega)\rho' + k\rho_0\vartheta' = 0,$$

$$(k\vartheta_0 - \omega)\vartheta' + \frac{k}{\rho_0} P' = 0, \quad (15)$$

$$-i(\gamma - 1)(2 - n)AP_0^n \rho_0^{1-n} \rho' + \gamma k P_0 \vartheta' + [(k\vartheta_0 - \omega) - \\ - (\gamma - 1)AnP_0^{n-1} \rho_0^{2-n}] P' = 0.$$

Из (15) следует характеристическое уравнение

$$\left(\vartheta_0 - \frac{\omega}{k}\right)^3 - i(\gamma - 1) \frac{nAP_0^{n-1} \rho_0^{2-n}}{k} \left(\vartheta_0 - \frac{\omega}{k}\right)^2 - \\ - \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \left(\vartheta_0 - \frac{\omega}{k}\right) - i \frac{(\gamma - 1)(2 - n)AP_0^n \rho_0^{1-n}}{k} = 0. \quad (16)$$

Представим решение уравнения (16) в виде

$$\omega_j = k(\vartheta_0 - in\alpha - y_j), \quad \alpha = \frac{(\gamma - 1)AP_0^{n-1} \rho_0^{2-n}}{3k}, \quad (17)$$

где y_j — корни кубического уравнения

$$y^3 + \left(3\alpha^2 n^2 - \gamma \frac{P_0}{\rho_0}\right) y + i \left[2n^3 \alpha^3 - (n\gamma - 3n + 6)\alpha \frac{P_0}{\rho_0}\right] = 0. \quad (18)$$

В частном случае $n = 0$, представляющем наибольший астрофизический интерес, одним из корней уравнения (20) является

$$y = -i \sqrt[3]{\frac{(\gamma - 1)AP_0}{k}} B(\beta), \quad (19)$$

где

$$B(\beta) = \sqrt[3]{\sqrt{1 + \beta} + 1} - \sqrt[3]{\sqrt{1 + \beta} - 1}, \quad (20) \\ \beta = \frac{\gamma^3}{27(\gamma - 1)^2} \frac{P_0^3 k^2}{A^3 \rho_0^5}$$

Асимптотически из (17), (19), (20) для инкремента роста возмущений Γ следует

$$\Gamma = \sqrt[3]{2(\gamma - 1)AP_0 k^2}, \quad k \ll k_c = \frac{3(\gamma - 1)AP_0}{\gamma} \sqrt{\frac{3\rho_0}{P_0}} \quad (21) \\ \Gamma = \frac{2(\gamma - 1)AP_0^2}{\gamma} \frac{1}{P_0}, \quad k \gg k_c.$$

Выражения (19), (20), (21) совпадают с формулами, полученными в [7] при анализе хромосферных вспышек. Там же было показано, что при плотностях $\rho_0 \approx 10^{-12} \text{ г/см}^3$, характерных для газовых струй, наиболее эффективно развиваются возмущения с $k \gg k_c$. Поэтому для оценки инкремента можно воспользоваться выражением (21). Полагая давление P_0 , равным давлению на фронте, из (21) с учетом (7) при $\vartheta_1 = 10^8 \text{ г/см}^3$, получим $\Gamma \approx 10^{-3} \text{ 1/сек}$.

Таким образом, одномерное стационарное течение газа в рассматриваемом приближении в области высвечивания является неустойчивым. При этом возможны два случая: или течение будет нестационарным, или стационарная по времени область высвечивания распадается на отдельные сгустки, в которых происходит уплотнение газа.

5. *Влияние нерадиальности движения струи на параметры УВ.* Энергия, теряемая за фронтом УВ, значения параметров на фронте в значительной степени зависят от динамики газовой струи в тесной двойной системе и, в первую очередь, от вращательного момента. Поскольку при падении вещества в струе момент вращения сохраняется, то газ в струе имеет, наряду с радиальной азимутальную составляющую скорости. Поэтому УВ, образуемая при столкновении струи с оболочкой, будет являться косою.

Обозначим (рис. 1) через φ угол между вектором скорости ϑ_1 перед оболочкой и касательной к дискообразной оболочке. На фронте УВ происходит переход кинетической энергии радиального движения ϑ_r в тепловую, в то время как азимутальная составляющая скорости $\vartheta_\varphi = \vartheta_1 \cos \varphi$ остается неизменной. Поскольку с уменьшением φ ϑ_r уменьшается, то УВ для малых может стать слабой. Применяя основные соотношения для косоых УВ [8], для температуры на фронте T_2 имеем

$$T_2 = \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\mu}{R} \vartheta_1^2 \sin^2 \varphi \left[1 - \frac{(\gamma-1)}{2} \frac{P_1}{\rho_1 \vartheta_1^2 \sin^2 \varphi} \right] \times \left[1 + \frac{2\gamma}{(\gamma-1)} \frac{P_1}{\rho_1 \vartheta_1^2 \sin^2 \varphi} \right]. \quad (22)$$

Из (22) следует, что в системах с малым φ энергия, излучаемая в результате перехода кинетической энергии в области высвечивания в тепловую, будет незначительна.

Газовая струя при столкновении с оболочкой имеет значительный поперечный размер, поэтому различные участки струи будут иметь различную температуру. Чем ближе к оси, соединяющей центры ком-

понентов системы, тем больше температура газа. Поэтому горячее пятно имеет более высокую температуру в головной части (точка А рис. 1) и меньшую в хвосте, (точка В). Вероятно, этим обусловлена асимметрия плечей на кривой блеска и изменения цвета во время главного минимума [9].

Приношу глубокую благодарность В. С. Имшеннику и И. А. Климишину за критические замечания.

Калининградский
государственный университет

SHOCK WAVES IN THE GASEOUS STREAMS IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF DWARF STARS

V. I. TARANOV

The shock wave in the gaseous stream is formed when it flows into the envelope of the primary star. It is supposed, that there is a loss of the radiative energy behind the shock wave's front. The distribution of the gasodynamic parameters is found. The thermal instability of stationary currents behind the front of shock is examined.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. Крафт, Взрывные переменные как двойные звезды, Мир, М., 1965.
2. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 3, 245, 1967.
3. В. И. Таранов, *Труды АО ЛГУ*, 26, 25, 1969.
4. Ю. П. Коровяковский, *Циркуляр ШАО*, 6, 1970.
5. M. Walker, G. Herbig, *Ap. J.*, 120, 278, 1954.
6. G. B. Field, *Ap. J.*, 142, 531, 1965.
7. Р. Э. Гусейнов, В. С. Имшенник, В. В. Полейчик, *Астрон. ж.*, 48, 1217, 1971.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, Гостехиздат, М., 1954.
9. M. Walker, *Ap. J.*, 123, 69, 1956.

