

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

МАЙ, 1973

ВЫПУСК 2

О ТЕПЛОВЫХ ВОЛНАХ В ЗВЕЗДАХ

И. А. КЛИМИШИН

Поступила 12 декабря 1972

Пересмотрена 10 апреля 1973

Подробно исследуются закономерности движения сильных тепловых волн в звездных оболочках. Найдена связь между концентрацией выделенной энергии и глубиной взрыва, начиная с которой тепловая волна, двигаясь к поверхности звезды, не вырождается в ударную. Коротко обсуждается вопрос о применимости полученных решений к интерпретации вспышек Новых.

Явление вспышек Новых и Сверхновых связывается обычно с выходом на поверхность звезды ударной волны. Однако, если говорить о механизмах переноса энергии при вспышке Новой, то возможной альтернативой ударной волне может быть тепловая волна (ТВ). Нами был получен ряд соотношений, связывающих концентрацию выделенной при мгновенном взрыве энергии Q с безразмерной глубиной h_0 , начиная с которой ТВ может быть эффективной, при заданных остальных параметрах звездной модели [1, 2]. При этом, однако, мы ограничились случаем, когда за фронтом тепловой волны плотность энергии газа E_g существенно превышает энергию излучения E_r ($E_g \gg E_r$). В большинстве случаев при концентрациях энергии, типичных для Новых, картина, по-видимому, как раз обратная, т. е. $E_g \ll E_r$. Кроме того, решение [1, 2] для скорости тепловой волны получено путем приближенной замены производных отношениями самих величин и в нем не учтены множители типа $(1 + \text{const } n)$, где n — индекс политропы ($n \rightarrow 0$, если $p \rightarrow \text{const}$).

Как и в теории ударных волн, наиболее точным и надежным является автомодельный метод. Однако в случае неоднородной среды движение не автомодельно. Поэтому для решения задачи мы используем метод моментов, причем точность полученных решений мы про-

веряем, сравнивая их с автомодельными при предельном переходе $l \rightarrow 0$. Мы ограничиваемся рассмотрением закономерностей движения плоских ТВ, так как их эффективность проявляется лишь в самых поверхностных слоях звезды, в которых сферичностью можно пренебречь.

1. *Плоские тепловые волны в однородной среде.* Прежде всего запишем здесь решения для ТВ, движущихся в однородной среде. Как известно, эти решения следуют из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{F}, \quad (1)$$

причем здесь

$$E = E_g + E_r = \frac{\rho AT}{\gamma - 1} + a_R T^4. \quad (2)$$

$$\vec{F} = -\frac{lc}{3} \operatorname{grad} E_r = -\frac{4a_R c}{3x_0 \rho^m} T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (3)$$

$$l = \frac{1}{\kappa} = \frac{T^s}{x_0 \rho^m}. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность среды, T — температура, $\vec{F}$ — поток лучистой энергии, A — газовая постоянная в расчете на 1 : вещества, a_R — постоянная Стефана—Больцмана, γ — отношение удельных теплоемкостей, c — скорость света, l — длина пробега среднего фотона, κ — объемный коэффициент поглощения ($[\kappa] = \text{см}^{-1}$). В плоском случае уравнение теплопроводности сводится к виду

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{16\sigma}{3(s+4)x_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho^m} \frac{\partial T^{s+4}}{\partial x} \right), \quad (5)$$

где $\sigma = ca_R/4$. При изучении закономерностей движения тепловых волн это уравнение решается совместно с условием сохранения энергии:

$$Q = \int_{-x_\phi}^{+x_\phi} \left(\frac{\rho AT}{\gamma - 1} + a_R T^4 \right) dx = \text{const.} \quad (6)$$

В случае однородной среды движение симметрично по отношению к плоскости $x=0$, т. е. $|-x_\phi| = |+x_\phi|$, этого; однако, нет, если среда неоднородная или же ограничена с одной стороны неподвижной стенкой. Поэтому целесообразно ввести здесь некоторый

„параметр неоднородности“ δ , так что $|-x_\phi| = \delta x_\phi$, причем $0 \leq \delta \leq 1$ ($\delta = 1$ для однородной неограниченной среды и $\delta = 0$ при наличии неподвижной стенки в плоскости $x = 0$). Далее, как следует из автомодельного решения [3], в случае тепловых волн с сильно зависящим от температуры коэффициентом теплопроводности во всей нагретой области температура практически постоянна ($T_2 \simeq \bar{T}$), а в тонком слое вблизи фронта она резко уменьшается до температуры невозмущенной среды T_1 . Тогда из (6) находим при $T_1 \ll T_2$

$$Q \simeq (1 + \delta) x_\phi \left(\frac{\rho A \bar{T}}{\gamma - 1} + a_K \bar{T}^4 \right). \quad (7)$$

Это соответствует условиям

$$\begin{aligned} T &= 0 & \text{при} & & x &= \pm x_\phi, \\ \frac{\partial T}{\partial x} &= 0 & & & x &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

В связи с тем, что плотность энергии газа пропорциональна первой, а энергия излучения — четвертой степени температуры T , аналитические решения удастся получить лишь в крайних случаях, когда $E_g \gg E_r$, либо $E_g \ll E_r$.

а) *Автомодельный метод.* Случай $E_g \gg E_r$ подробно рассмотрен Я. Б. Зельдовичем и Ю. П. Райзером [3]. Выражение для скорости движения фронта тепловой волны может быть записано в виде

$$D_A = \frac{32}{9} \frac{\xi_0^{s+5}}{(s+5)} \frac{\gamma(\gamma-1)^{s+3} Q^{s+3}}{x_0 A^{s+4} \rho^{m+s+4} x_\phi^{s+4}}, \quad (9)$$

а постоянная ξ_0 с учетом параметра неоднородности δ равна

$$\xi_0 = \left[\frac{2(\omega+2)^{1+\omega}}{(1+\delta)^\omega \omega^{\pi \frac{\omega+2}{2}}} \frac{\Gamma^\omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\omega} \right)}{\Gamma^\omega \left(\frac{1}{\omega} \right)} \right]^{\frac{1}{\omega+2}}, \quad (10)$$

где Γ — гамма-функция, $\omega = s + 3$. Пусть $\delta = 1$. Тогда при $s = 2$ имеем: $\omega = 5$, $\xi_0^1 = 0.77$, а при $s = 3.5$, $\omega = 6.5$ находим $\xi_0^1 = 0.86$. Если же $\delta = 0$, то $\xi_0^0 = 2^{\frac{\omega}{\omega+2}} \xi_0^1$.

Перейдем теперь к полученному нами автомодельному решению задачи для случая, когда $E_g \ll E_r$. Прежде всего перепишем уравнение теплопроводности в виде

$$\frac{\partial T^4}{\partial t} = \frac{4c}{3x_0 \rho^m} \frac{\partial}{\partial x} \left(T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 4b \frac{\partial}{\partial x} \left(T^{s+3} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (11)$$

и условие сохранения энергии

$$Q = \int_{-x_\Phi}^{+x_\Phi} a_R T^4 dx = a_R q, \quad q = \int_{-x_\Phi}^{+x_\Phi} T^4 dx. \quad (12)$$

Из параметров задачи b и q и независимых переменных x , t составляем безразмерную комбинацию

$$\lambda = \frac{x}{(bq^{s/4}t)^{\frac{1}{s+8}}} \quad (13)$$

и ищем решение для $T(x, t)$ в виде

$$T^4 = \frac{q}{(bq^{s/4}t)^{\frac{1}{s+8}}} f(\lambda). \quad (14)$$

Переходя в (11) к дифференцированию по λ и вводя обозначение $\omega = s/4$, сводим его к виду

$$(\omega + 2) \frac{d}{d\lambda} \left(f^\omega \frac{df}{d\lambda} \right) + \lambda \frac{df}{d\lambda} + f = 0, \quad (15)$$

причем

$$f(\lambda) = 0 \quad \text{при} \quad \lambda \gg \pm \lambda_0.$$

Решение уравнения (15) имеет вид

$$f(\lambda) = \left[\frac{\omega}{2(\omega+2)} \lambda_0^2 \right]^{\frac{1}{\omega}} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{\omega}}, \quad (16)$$

а постоянная λ_0 находится из условия (12), аналитическое выражение для нее тождественно с (10), при том, однако, что в данном случае $\omega = s/4$. Так при $\delta = 1$, $s = 2$, $\omega = 0.5$ и $\lambda_0^1 = 2.475$, если же $s = 3.5$, то $\omega = 0.875$ и $\lambda_0^1 = 1.895$. Как и раньше $\lambda_0^0 = 2^{\frac{\omega}{\omega+2}} \lambda_0^1$. Скорость движения фронта тепловой волны находится путем дифференцирования (13)

$$D_A = \frac{\lambda_0^{\frac{s+8}{4}}}{s+8} \frac{4cQ^{s/4}}{3x_0 \rho^m a_R^{s/4} x_\Phi^{1+s/4}}. \quad (17)$$

6) *Метод моментов.* Сущность метода заключается в том, что уравнение теплопроводности умножается на x^k (для плоского случая

$k = 0, 1, 2, \dots$) и интегрируется в пределах от $x = -x_\phi$ до $x = +x_\phi$ при граничных условиях (8) [4]. При $k = 0$ имеем закон сохранения энергии (6) и далее (7), так как здесь предполагается $T_2 \equiv \bar{T}$. При $k = 1$ имеем при $E_g \gg E_r$ уравнение, эквивалентное (5):

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\rho A \bar{T}}{\gamma - 1} x_\phi^2 \right] = \frac{32\pi \bar{T}^{s+4}}{3(s+4) x_0 \rho^m}. \quad (18)$$

Так как из (7) следует далее, что

$$\bar{T} = \frac{(\gamma - 1) Q}{(1 + \delta) \rho A x_\phi}, \quad (19)$$

то после несложных преобразований находим из (18)

$$D_M = \frac{dx_\phi}{dt} = \frac{32(\gamma - 1)^{s+4} \sigma}{3(s+4) x_0 \rho^{m+s+4} A^{s+4} x_\phi^{s+4}} \left(\frac{Q}{1 + \delta} \right)^{s+3}. \quad (20)$$

Аналогично при $E_r \gg E_g$ имеем из (7)

$$a_R \bar{T}^4 = \frac{Q}{(1 + \delta) x_\phi}, \quad (21)$$

а вместо (18) уравнение

$$\frac{d}{dx} [a_R \bar{T}^4 x_\phi^2] = \frac{32\pi \bar{T}^{s+4}}{3(s+4) x_0 \rho^m}, \quad (22)$$

из которого следует выражение для скорости тепловой волны

$$D_M = \frac{8c}{3(s+4) x_0 \rho^m \alpha_R^{s/4} x_\phi^{1+s/4}} \left(\frac{Q}{1 + \delta} \right)^{s/4}. \quad (23)$$

Решения (20) и (23) получены в предположении о прямоугольном профиле тепловой волны. На самом же деле он описывается выражениями типа (14). Другими словами, решения (20) и (23) верны с точностью до некоторых „нормирующих множителей“ K и K' . Как было показано в [5], и в случае движения тепловой волны в неоднородной среде ее профиль с той же степенью точности описывается формулой типа (14). Поэтому далее мы будем находить решения уравнения теплопроводности методом моментов, уточняя их множителями K и K' , которые равны соответственно: при $E_g \gg E_r$

$$K = \frac{D_A}{D_M} = \frac{s+4}{2(s+5)} (1 + \delta)^{s+3} \xi_0^{s+5}, \quad (24)$$

так что $K = 10.85$ при $s = 3.5$ и $\delta = 1$ и $K = 22$ при $\delta = 0$. При $s = 2$ и $\delta = 1$ имеем $K = 2.2$ и $K = 21.4$ при $\delta = 0$. Если $E_s \ll E_r$, то

$$K' = \frac{2(s+4)}{s+8} (1+\delta)^{s/4} \lambda_0^{2+s/4}. \quad (25)$$

В данном случае при $s = 3.5$ имеем $K' = 3.76$ при $\delta = 1$ и $K' = 9.44$, если $\delta = 0$.

2. *Закономерности движения плоских тепловых волн в неоднородной среде.* Рассмотрим прежде всего среду, в которой плотность изменяется с безразмерным расстоянием от поверхности $h = (R_* - r)/R_*$ по закону

$$\rho = \rho_0 h^n, \quad (26)$$

где параметр ρ_0 определяется теорией внутреннего строения звезд. Если масса, светимость и радиус звезды — $\mathfrak{M}$, L и R — выражены в солнечных единицах, то при $x_0 = 1.2 \cdot 10^{21}$ и молекулярном весе вещества $\mu = 1/2$ имеем

$$\rho_0 = 10 \frac{\mathfrak{M}^{3.75}}{L^{0.5} R^{3.25}} \quad (27)$$

для политропы с индексом $n = 3.25$ (лучистая оболочка) и

$$\rho_0 \approx 1.25 \frac{\mathfrak{M}}{R^3} \quad (28)$$

при $n = 1.5$ (конвективная оболочка). Как следует из численного решения уравнения теплопроводности [1,5], и в неоднородной среде температуру за фронтом ТВ можно считать практически постоянной вдоль всей охваченной возмущением области. Таким образом, при поисках аналитических решений и в данном случае мы будем предполагать $T_2(x) = \bar{T}$. Умножая (5) на $(h_0 - h)^k$, учитывая (3) и (26) и граничные условия (8), имеем при $k = 0$

$$Q = \frac{\rho_0 A \bar{T}}{(\gamma - 1)(n + 1)} R_* (h_0^{n+1} - h^{n+1}) + \alpha_R \bar{T}^4 R_* (h_0 - h) \quad (29)$$

и при $k = 1$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\rho_0 A \bar{T}}{(\gamma - 1)(n + 1)(n + 2)} [h_0^{n+2} - (n + 2) h_0 h^{n+1} + (n + 1) h^{n+2}] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \alpha_R \bar{T}^4 (h_0 - h)^2 \right\} = \frac{16\sigma \bar{T}^{s+4}}{3(s + 4) x_0 \rho_0^m R_*^2 h^{mn}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь принято, что $\delta = 0$, т. е. что движение направлено только в сторону уменьшения плотности. Далее будет показано, что это предположение вполне оправдано. Так как в общем аналитическое решение системы (29), (30) нельзя получить и при $n = 0$, то мы здесь ограничимся ее асимптотическими решениями. При $E_s \gg E_r$ после несложных преобразований с учетом (24) имеем

$$D = \frac{16K(\gamma - 1)^{s+4} (n+1)^{s+3} (n+2) \sigma Q^{s+3}}{G}, \quad (31)$$

где

$$G = 3(s+4) x_0 \rho_0^{m+s+4} A^{s+4} R_*^{s+4} h^{n(m+1)} [h_0^{n+1} - h^{n+1}]^{s+2} \{ (n+1) h_0^{n+2} - \\ - (n+2) h_0^{n+1} h + h^{n+2} \}$$

Можно убедиться, что при $n \rightarrow 0$ и $R_*(h_0 - h) \rightarrow x$ это решение сводится к (20). Аналогично в случае $E_s \ll E_r$ из (29)–(30) с учетом (25) находим

$$D = \frac{32K' \sigma Q^{s/4}}{3(s+4) x_0 \rho_0^m (a_R R_*)^{1+s/4} h^{mn} (h_0 - h)^{1+s/4}}. \quad (32)$$

Как следует из решений (31) и (32), наименьшее значение скорости ТВ D_m достигается при

$$\frac{h_{\text{тв}}}{h_0} \approx \begin{cases} 0.73 & \text{если } n = 3.25, m = 2, s = 3.5 \\ 0.53 & \quad \quad \quad 1.5, \quad \quad \quad 2, \quad \quad \quad 2 \\ 0.78 & \quad \quad \quad 3.25 \quad \quad \quad 2 \quad \quad \quad 3.5 \\ 0.76 & \quad \quad \quad \quad \quad \quad 1 \quad \quad \quad 0 \end{cases} \begin{matrix} E_s \gg E_r \\ \\ E_s \ll E_r \end{matrix} \quad (33)$$

Получим теперь выражения для скорости ТВ, движущейся в атмосфере с экспоненциальным законом изменения плотности

$$\rho = \rho_* \exp(x/H). \quad (34)$$

Здесь H — масштабная высота, $x > 0$ в сторону увеличения плотности и наоборот. При $E_s \gg E_r$ имеем из (5)

$$\frac{d}{dt} \left[\bar{T} \rho_* H^2 \left\{ 1 - e^{\frac{x}{H}} \left(1 - \frac{x}{H} \right) \right\} \right] = \frac{16(\gamma - 1) \sigma \bar{T}^{s+4}}{3(s+4) x_0 A \rho_*^m} e^{-\frac{mx}{H}}, \quad (35)$$

$$\bar{T} = \frac{(\gamma - 1) Q}{A \rho_* H (e^{\frac{x}{H}} - 1) \operatorname{sign}(x)}, \quad (36)$$

$$D = \frac{16(\gamma - 1) \sigma [(\gamma - 1) Q]^{s+4}}{G_1} \quad (37)$$

где

$$G_1 = 3(s+4) \kappa_0 \rho_*^{m+s+4} (AH)^{s+4} e^{\frac{(m+1)x}{H}} \left[\operatorname{sign}(x) \left(e^{\frac{x}{H}} - 1 \right) \right]^{s+2} \left[e^{\frac{x}{H}} - \left(1 + \frac{x}{H} \right) \right]$$

Заметим, что в (35)–(37) следует произвести замену $x \rightarrow -x$, если $x < 0$. При $E_g \ll E_r$ имеем

$$\bar{T}^4 = \frac{Q}{a_R x}, \quad (38)$$

$$D = \frac{32\pi Q^{s/4}}{3(s+4) \kappa_0 a_R^{1+s/4} \rho_*^m |x|^{1+s/4}} e^{-\frac{mx}{H}}. \quad (39)$$

Зная скорость ТВ в экспоненциальной атмосфере, нетрудно оценить и величину „параметра неоднородности“ δ . Для этого определим время t_- и t_+ , за которое волна проходит расстояние H , соответственно, в сторону уменьшения и увеличения плотности. Очевидно, что

$$t_- = \int_0^H \frac{dx}{D_-}; \quad t_+ = \int_0^H \frac{dx}{D_+}.$$

Из (37) находим при $E_g \gg E_r$

$$\delta \lesssim \frac{t_-}{t_+} = \frac{\int_0^1 e^{-(m+1)z} [1 - e^{-z}]^{s+2} [e^{-z} + z - 1] dz}{\int_0^1 e^{(m+1)z} [e^z - 1]^{s+2} [e^z - z - 1] dz}, \quad (40)$$

а из (39) — при $E_r \gg E_g$

$$\delta \lesssim \frac{\int_0^1 e^{-mz} z^{1+s/4} dz}{\int_0^1 e^{mz} z^{1+s/4} dz}. \quad (41)$$

При $m = 2$, $s = 3.5$ находим, что $\delta \lesssim 2 \cdot 10^{-4}$ в первом и $\delta \lesssim 0.05$ во

втором случаях. Таким образом, предположение о том, что внутренние, более плотные слои действуют как стенка, вполне оправдано.

Перейдём теперь к главному вопросу — об эффективности ТВ в переносе энергии вспышки в звездах. Сравнивая (31) и (32) со скоростью звука за фронтом ТВ

$$a = \sqrt{\frac{\Gamma_1}{\rho} [\rho A \bar{T} + \frac{1}{3} a_R \bar{T}^4]} \quad (42)$$

(Γ_1 — эффективное отношение удельных теплоемкостей смеси газ—излучения), находим для заданного h_0 некоторую „критическую“ величину концентрации энергии взрыва Q^* [1]. При $Q < Q^*$, как и в случае земных ТВ, тепловая волна, пройдя расстояние $(h_0 - h) R_* \lesssim (h_0 - h_{кр}) R_*$, вырождается в ударную. При $Q > Q^*$ тепловая волна выходит на поверхность звезды. Из (31) и (42) находим для конвективной оболочки при $n = 1.5$, $m = 2$, $s = 2$, $x_0 = 1.12 \cdot 10^{17}$, $h_{кр}/h_0 = 0.53$, $K \approx 21.4$

$$Q^* = 0.12 [x_0^{2.15} A^{12} R_*^{11} h_0^{33.5} \sigma^{-2}]^{1/9}$$

или

$$Q^* = 2.4 \cdot 10^{27} h_0^{3.73} \left(\frac{\mathfrak{M}^{15}}{R^{34}} \right)^{1/9}. \quad (43)$$

Для лучистой оболочки при $n = 3.25$, $m = 2$, $s = 3.5$, $x_0 = 1.2 \cdot 10^{21}$, $h_{кр}/h_0 = 0.73$, $K = 22$ имеем

$$Q^* = 0.084 [x_0^{2.18} A^{15} R_*^{14} h_0^{72.5} \sigma^{-2}]^{1/12}$$

или

$$Q^* = 4.2 \cdot 10^{27} h_0^6 \frac{\mathfrak{M}^{5.63}}{L^{0.75} R^{3.71}}. \quad (44)$$

Аналогично при $E_g \ll E_r$ из (32) и (42) находим

$$Q^* = \left| \frac{(s+4)^2}{16c^2 K'^2} a_R^{5/2} x_0^{2m-1} R_*^{1+s/2} h_0^{(2m-1)n+1+s/2} z^{(2m-1)n} (1-z)^{1+s/2} \right|^{\frac{2}{s-2}} \quad (45)$$

и при $n = 3.25$, $m = 2$, $s = 3.5$, $Z = h_{кр}/h_0 = 0.78$, $K' = 9.44$

$$Q^* = 2.4 \cdot 10^{33} \frac{\mathfrak{M}^{15}}{L^2 R^{13} h_0^{16.7}}. \quad (46)$$

Как видно, решения (43) и (44) неплохо согласуются с найденными ранее [1, 2].

Для модели $\mathcal{X} = L = R = 1$ при концентрации энергии, типичной для Новой ($W \simeq 10^{18}$ эрг), находим $Q^* = W/4\pi R_*^2 \approx 1.6 \cdot 10^{23}$ эрг/см². В итоге из (44) следует, что ТВ, возникшая при мгновенном выделении энергии вспышки, не вырождается в ударную, если выделение этой энергии произошло на расстоянии $h_0 \lesssim 0.18$ от поверхности звезды. При $Q = 2 \cdot 10^{23}$ эрг/см², $h_0 = 0.18$, $\mathcal{X} = L = R = 1$ и $E_s \gg E_r$ (именно этот случай осуществляется при принятой концентрации энергии) скорость фронта тепловой волны достигает величин 27000, 13000, 18000 и 5100 км/сек на расстояниях $h/h_0 = 0.8; 0.7; 0.6; 0.5$, соответственно. При той же величине энергии вспышки случай $E_s \ll E_r$ осуществляется у звезд-карликов. Так, для звезды с параметрами $\mathcal{X} = 0.2$; $L = 0.3$ и $R = 0.1$ при $Q^* = 1.6 \cdot 10^{23}$ эрг/см² из (46) находим $h_0 \approx 0.24$. Из (32) следует, что скорость фронта тепловой волны равна 53000; 30000; 34000, 55000 и 120000 км/сек при $h/h_0 = 0.9, 0.8, 0.7, 0.6$ и 0.5 , соответственно. При рассмотрении движения тепловых волн в звездах с еще меньшими массами и радиусами концентрации энергии оказываются столь большими, что формулы (31) и (32) нуждаются в обобщении для учета релятивистских эффектов.

Заключение. В этой работе мы подробно изложили теорию тепловых волн в неоднородных средах, представляющую, как мы предполагаем, самостоятельный теоретический интерес. При этом мы хотим обратить внимание и на то обстоятельство, что механизм срыва оболочки при вспышке Новой до сих пор остается неясным, так как он существенно зависит от характера источника энергии вспышки. Так, если эта энергия освобождается в результате термоядерных реакций, то более вероятным является предположение, что время развития явления достигает сотен и даже тысяч секунд. В таком случае сброс оболочки звезды является результатом суммарного действия бесконечной серии звуковых и слабых ударных волн, образующих в итоге мощную волну давления [6]. Если же энергия вспышки имеет гравитационную природу, то ее освобождение может быть практически мгновенным, а механизмом переноса ее на бесконечность может быть как ударная, так и ТВ. Более того, если вспышка связана с перестройкой лишь внешней оболочки звезды, то последнее более вероятно. И хотя скорости самой ТВ оказываются большими, скорости расширения вещества оболочки будут значительно меньшими, так как слишком мало (порядка нескольких секунд) время взаимодействия излучения с веществом. Это распределение скоростей вещества за фронтом ТВ можно получить путем численного решения уравнений газодинамики с учетом эффектов лучистой теплопроводности, которое мы и надеемся провести в будущем.

Автор искренне благодарит В. Г. Горбацкого, В. И. Гринина и В. С. Имшенника за интерес к работе и замечания, высказанные ими при ознакомлении с рукописью.

Астрономическая обсерватория
Львовского университета

ON THERMAL WAVES IN STARS

I. A. KLIMISHIN

The regularities of strong thermal wave movement in nonuniform media are considered in more detail. The application of thermal waves theory to Nova outburst interpretation is discussed.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. А. Климишин, в сб. „Проблемы космической физики“, вып. 7, 108, 1972.
2. I. A. Klimishin, *Astrophys. Space Sci.*, 16, 432, 1972.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966.
4. Э. И. Андрианкин, *ЖЭТФ*, 35, 428, 1958.
5. И. А. Климишин, О. А. Костюк, *Циркуляр АО Львовского ун-та*, № 48, 3, 1973.
6. W. M. Sparks, *Ap. J.*, 154, 297, 1969.