

Огибание особенности плотности ударной волной, порожденной сильным взрывом (применительно к остаткам “гиперновых” звезд)

В. М. Конторович¹⁾, С. И. Шеляг

Институт радиоастрономии НАН Украины, 61002 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 19 июня 2002 г.

Приближение сильного взрыва и уравнения Компанейца для ударного фронта применяются для анализа остатков “гиперновых” звезд, которые могут соответствовать космологическим гамма-всплескам. Получены точные решения уравнения Компанейца и проанализированы формы ударных фронтов от нецентрального точечного взрыва в среде с квадратичным законом спада плотности и выходом на константу на больших расстояниях от особенности плотности. Обсуждается огибание особенности плотности фронтом ударной волны. Полученные результаты сравниваются с данными о рентгеновских источниках излучения, которые могут соответствовать вспышкам “гиперновых”.

PACS: 52.35.Tc, 98.58.Mj, 98.70.Rz

Обнаружение космологической природы гамма-всплесков [1] означает, что в природе, по-видимому, реализуются взрывы намного более мощные, чем взрывы сверхновых²⁾ звезд (с энергией около 10^{53} эрг). В свою очередь, это означает, что, подобно остаткам сверхновых [2], существующим десятки тысяч лет, могут существовать и остатки “гиперновых” [3]. В настоящее время в качестве претендентов на эту роль рассматриваются, например, объекты NGC5471B и MF83 [4, 5]. Энергия, выделившаяся при взрыве гиперновой, достаточна для того, чтобы ударная волна достигала далеких звезд или плотных облаков межзвездного газа, оставаясь при этом сильной. В таком случае должно возникать огибание препятствия (звезды, облака) ударной волной, напоминающее характерные детали в изображении предполагаемого остатка. В качестве примера, описывающего этот эффект и допускающего точное решение для ударного фронта (УФ) в приближении Компанейца [6], рассмотрим нецентральный точечный взрыв в радиальностратифицированной среде с квадратичным законом убывания плотности (аналогично периферийным областям солнечного ветра и облаков межзвездного газа) и выходом на константу, соответствующую средней плотности межзвездной среды. Для этого используем преобразования решений уравнения Компанейца (УК) от плоско-слоистой среды к среде со сферической стратификацией.

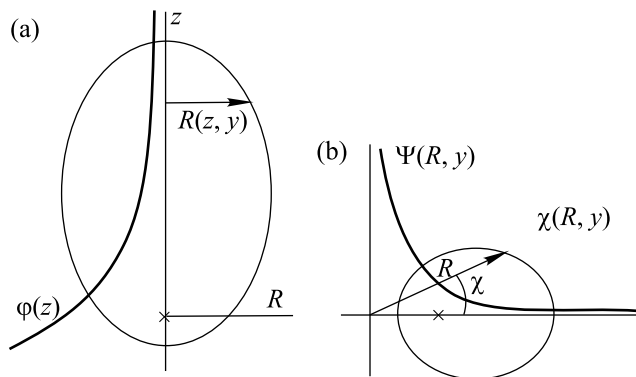


Рис.1

Уравнения Компанейца для ударного фронта в плоско-стратифицированной и сферически стратифицированной атмосферах

$$\left(\frac{\partial r}{\partial y}\right)^2 - \frac{1}{\varphi(z)} \left[\left(\frac{\partial r}{\partial z}\right)^2 + 1 \right] = 0, \quad (1a)$$

$$\left(\frac{\partial \chi}{\partial y}\right)^2 - \frac{1}{\Psi(R)} \left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial R}\right)^2 + \frac{1}{R^2} \right] = 0 \quad (1b)$$

связаны преобразованием [7]

$$z = z_0 \ln(R/a), \quad r = z_0 \chi. \quad (2)$$

При этом безразмерные плотности $\varphi(z)$ и $\Psi(R)$ связаны соотношением

$$\Psi(R) = \varphi(z_0 \ln(R/a)) \frac{z_0^2}{R^2}. \quad (3)$$

Известно соответствие решений УК [7, 8] для распределений плотности экспоненциальных в плоском случае [6] и степенных в сферическом [8]. Для наших

¹⁾ e-mail: vkont@ira.kharkov.ua

²⁾ Дискутируется также возможность коллимированного струйного выброса на наблюдателя, что снижает энергию взрыва [1], но по-прежнему сохраняется актуальность поиска его остатка.

целей ввиду чрезвычайно больших расстояний, проходимых УФ, этого недостаточно и потребуются решение УК в плоско-слоистой среде с экспоненциальным законом изменения плотности и выходом ее на константу (для отрицательных z). По решениям для плоско-слоистой среды [9] с распределением плотности³⁾

$$\varphi(z) = \beta e^{\alpha z} + C, \quad (4)$$

используя (2), (3), можно получить решения для сферически стратифицированной среды с бистепенной зависимостью плотности от координат:

$$\Psi(R) = \frac{\beta z_0^2}{a^{\alpha z_0}} R^{(\alpha z_0 - 2)} + C z_0^2 \frac{1}{R^2}. \quad (5)$$

В уравнения (1) введено "время" Компанейца

$$dy = \sqrt{\frac{\lambda(\gamma^2 - 1)E}{2\rho_0}} \frac{dt}{\sqrt{V(t)}}, \quad (6)$$

где $V(t)$ – объем полости, ограниченной ударным фронтом, E – энергия взрыва, t – время, прошедшее с момента взрыва, γ – показатель адиабаты, λ – феноменологическая константа, учитывающая отклонение давления непосредственно за фронтом от среднего по объему, ρ_0 – плотность среды в точке взрыва. При $\alpha z_0 = 2$ получаем нужную зависимость плотности от координат вида

$$\Psi(R) \propto \frac{\beta}{a^2} + \frac{C}{R^2}. \quad (7)$$

Общий интеграл уравнения (1а) (для зависимости плотности (4)), содержащий произвольную функцию $b(\xi)$, строится по следующей схеме⁴⁾:

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial y} = \xi, \quad \frac{\partial r}{\partial z} = \pm \sqrt{\xi^2(\beta e^{\alpha z} + C) - 1}, \\ r = \int_0^z \sqrt{\xi^2(\beta e^{\alpha z} + C) - 1} dz + \xi y + b(\xi), \end{aligned} \quad (8a)$$

где $\xi \rightarrow \xi(z, y)$ – функция, вычисляемая из условия $\partial r / \partial \xi = 0$:

$$\frac{\partial r}{\partial \xi} = 0 = y + \int_0^z \frac{\xi(\beta e^{\alpha z} + C)}{\sqrt{\xi^2(\beta e^{\alpha z} + C) - 1}} dz + \frac{db}{d\xi}. \quad (8b)$$

Интегрируя с использованием условия сферичности волны на малых y и z ($b(\xi) = 0$) и применяя преобразование (3) к полученным решениям, найдем форму

³⁾ См. также обзор [10].

⁴⁾ УК для фронта (ударной) волны имеет ту же структуру, что и уравнение эйконала или уравнение Гамильтона-Якоби, и его общий интеграл строится теми же методами (ср., например, [11]).

УФ при зависимости плотности от координат (7) в параметрической форме ($z_0 = 1$):

$$\begin{aligned} \chi(R, \xi) = \pm \frac{1}{\sqrt{1 - C\xi^2}} \times \\ \times \left(\arccos \sqrt{\frac{1 - C\xi^2}{\xi^2\beta}} - \arccos \left(\frac{a}{R} \sqrt{\frac{1 - C\xi^2}{\xi^2\beta}} \right) \right), \\ y = (R, \xi) = \pm \frac{1}{\xi} \times \\ \times \left(\sqrt{\xi^2(\beta + C) - 1} - \sqrt{\left(\xi \frac{R}{a}\right)^2 \beta + C\xi^2 - 1} \right) + \chi C \xi, \end{aligned} \quad (9)$$

где верхний знак соответствует области

$$\begin{aligned} R \leq R_-, \quad \frac{1}{\beta(R/a)^2 + C} \leq \xi^2 < \infty, \\ y = \sqrt{\beta} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{R_-}{a}\right)^2} + C \frac{a}{R_-} \arccos \frac{R_-}{a} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

а нижний – области

$$\begin{aligned} R \geq R_+, \quad \frac{1}{\beta + C} \leq \xi^2 < \infty, \\ y = \sqrt{\beta} \left(\sqrt{\left(\frac{R_+}{a}\right)^2 - 1} + C \arccos \frac{a}{R_+} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

(Границы областей R_{\pm} следуют из действительности и непрерывности решений). В общем случае

$$\frac{1}{\beta + C} \leq \xi^2 \text{ при } \frac{R}{a} \geq 1; \quad \frac{1}{\beta(R/a)^2 + C} \leq \xi^2 \text{ при } \frac{R}{a} \leq 1.$$

В промежуточной области, $R_+ \geq R \geq R_-$, ударный фронт описывается решением с $b(\xi) \neq 0$, где $b(\xi)$ вычисляется из условия непрерывности χ и y на границе R_- (ср. обсуждение в [7, 9]):

$$\begin{aligned} \chi(R, \xi) = \frac{1}{\sqrt{1 - C\xi^2}} \times \\ \times \left(\arccos \left(\frac{a}{R} \sqrt{\frac{1 - C\xi^2}{\xi^2\beta}} \right) + \arccos \sqrt{\frac{1 - C\xi^2}{\xi^2\beta}} \right), \\ y(R, \xi) = \frac{1}{\xi} \times \\ \times \left(\sqrt{\xi^2(\beta + C) - 1} + \sqrt{\left(\xi \frac{R}{a}\right)^2 \beta + C\xi^2 - 1} \right) + \chi C \xi. \end{aligned} \quad (12)$$

В случае энергий, соответствующих гиперновой, в начальной стадии расширения образуется ультррелятивистская УВ, скорость расширения которой равна скорости света. Поэтому требуется сшивка решений, что в данном случае, в силу сферичности обоих сшиваемых фронтов на однородном участке распространения волны, не представляет за-

[12], описывающая поведение ультррелятивистского УФ в однородной среде: $\Gamma^2 = E/\rho c^2 V$, где $V = (4\pi/3)(ct)^3$ – объем, ограниченный релятивистским УФ. Так, время t_{ur} , затрачиваемое на ультррелятивистскую стадию расширения ударной волны ($\Gamma^2 \geq 1$), вычисляется из энергии взрыва и плотности среды: $t_{ur} = \sqrt[3]{3E/4\pi c^5 \rho}$, а полное время расширения УФ представляется суммой времен, затрачиваемых на ультррелятивистскую и нерелятивистскую стадии:

$$t_f = t_{ur} + \sqrt{\frac{2\rho_0}{\lambda(\gamma^2 - 1)E}} \int_{y_{ur}}^y \sqrt{V(y)} dy, \quad (13)$$

где y_{ur} – такой момент “времени” y , когда $V(y) = (4\pi/3)(ct_{ur})^3$.

На рис.2 можно видеть предполагаемый остаток взрыва гиперновой [4, 5, 13, 14] и вычисленную форму

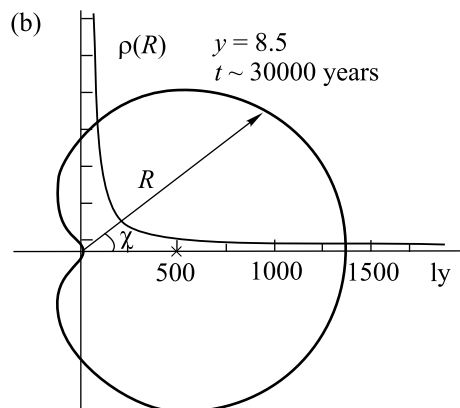


Рис.2. Изображение предполагаемого остатка гиперновой MF83 (а) [13] и вычисленная форма ударного фронта (б). Объект, который может соответствовать особенности плотности, отмечен стрелкой, на правой части рисунка особенность плотности расположена в центре координат. Наблюдается огибание ударным фронтом особенности плотности. Точка взрыва находится на расстоянии 500 св. лет и отмечена крестиком

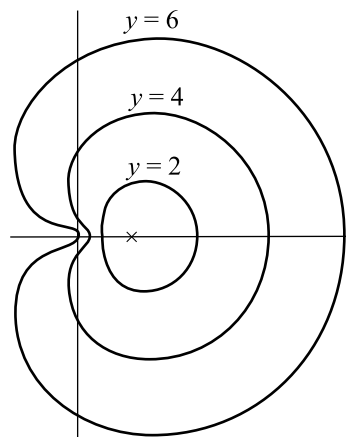


Рис.3. Сечения ударного фронта в трех последовательных момента “времени” y

ударного фронта в момент “времени” $y = 8.5$, соответствующий реальному времени $t \sim 30000$ лет, прошедшему с момента взрыва с энергией $E \sim 10^{48}$ Дж, произошедшего на расстоянии 500 св.лет от особенности плотности. Заметно соответствие форм ударных фронтов, огибающих особенность, которая может соответствовать облаку межзвездного газа с размером $R \sim 0.5$ св.лет и плотностью $\rho \sim 10^{-21}$ кг/м³. На левой части рис.3 также наблюдаются подобные образования⁵⁾.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант # 00-00292).

труднений. Для анализа начальной стадии расширения используется формула Блэндфорда–Мак-Ки

⁵⁾ Самопересечение УФ при огибании особенности обсуждается в [7, 10].

1. К. А. Постнов, УФН **169**, 545 (1999).
2. И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, М.: Наука, 1976.
3. В. Paczynski, *Gamma-Ray Burst – Supernova Relation*, astro-ph/9909048.
4. Q. Daniel Wang, Ap. J. **517**, L27 (1999).
5. S.-P. Lai et al. Ap. J. **547**, 754 (2001).
6. А. С. Компанец, ДАН СССР **130**, 1001 (1960).
7. В. М. Конторович, С. Ф. Пименов, Изв. ВУЗов, Радиофизика **XLI**, 683 (1998).
8. D. G. Korykansky, Ap. J. **398**, 184 (1992).
9. С. А. Силич, П. И. Фомин, ДАН СССР **268**, 861 (1983).
10. A. D. Chernin and V. M. Kontorovich, *New Astronomy* **5**, 327 (2000).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, М.: Наука, 1988.
12. R. D. Blandford and C. F. McKee, *Phys. of Fluids* **19**, 1130 (1976).
13. *Energetic evidence for Hypernovae*, *Sky& Telescope*, July, 25, 1999.
14. G. S. Bisnovatyi-Kogan and S. A. Silich, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 661 (1995).