

УДК 524.1

УСКОРЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ

© 2021 г. В. Н. Зиракашвили¹, *, В. С. Птускин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: zirak@izmiran.ru

Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

После доработки 19.11.2020 г.

Принята к публикации 28.12.2020 г.

Исследуется ускорение космических лучей ударными волнами, распространяющимися в кавернах горячего разреженного газа, созданных звездным ветром предсверхновой. Определены спектры ускоренных частиц, произведенных в остатках сверхновых типа Ib/c.

DOI: 10.31857/S0367676521040414

ВВЕДЕНИЕ

Остатки сверхновых сейчас считаются основным источником галактических космических лучей. Предполагается, что частицы получают энергию в окрестности ударных волн остатка под действием диффузионного ускорения, открытого Крымским и Беллом [1, 2]. Наблюдения гамма-излучения от молодых остатков сверхновых показывают, что частицы в них ускоряются до энергий не меньше 100 ТэВ [3].

Моделирование ускорения частиц в остатках сверхновых обычно проводится в предположении, что ударная волна от взрыва распространяется в однородной межзвездной среде. Однако не меньше половины взрывов сверхновых происходит в полости, заполненной горячим разреженным газом, созданной мощным звездным ветром предсверхновой. Известно, что остатки сверхновых этого типа являются лучшими ускорителями заряженных частиц, что вероятно объясняется тем, что в полости есть довольно сильное турбулентное магнитное поле, позволяющее ускорить частицы до ПэВ-ных энергий, пока ударная волна распространяется в полости [4]. Позже ударная волна тормозится в плотной оболочке, ограничивающей полость и энергия ускоренных частиц уменьшается. В итоге, спектр частиц, произведенный данным остатком сверхновой, определяется как ранним, так и поздним этапом его эволюции.

В данной работе мы применили нашу численную модель ускорения ударными волнами [5, 6] для описания ускорения частиц в остатках сверхновых с неоднородным распределением плотно-

сти. В следующем разделе приводится краткое описание модели и некоторые дополнительные элементы, необходимые для моделирования остатков сверхновых на позднем этапе эволюции. В третьем разделе мы используем данную модель для описания эволюции и ускорения частиц в остатке сверхновой типа Ib/c.

МОДЕЛЬ УСКОРЕНИЯ В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

Подробное описание нашей модели ускорения дается в работах [5, 6]. Нестационарные сферически симметричные уравнения гидродинамики и переноса космических лучей решаются численно методом конечных разностей. Давление ускоренных частиц оказывают динамическое влияние на эволюцию остатка сверхновой.

Для старых остатков следует учитывать лучистые потери газа и затухание альфвеновских волн на нейтральных атомах. Поэтому использовались следующие уравнения для давления газа P_g и волн P_m :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_g}{\partial t} + u \frac{\partial P_g}{\partial r} + \frac{\gamma_g P_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 u = \\ & = -(\gamma_g - 1) \left((1 - h_m) V_{Ar} \frac{\partial P_c}{\partial r} + \Lambda(T) n_H^2 - 4\Gamma_n P_m \right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial P_m}{\partial t} + (u + V_{Ar}) \frac{\partial P_m}{\partial r} + \frac{P_m}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left(\frac{3}{2} u + V_{Ar} \right) = \\ & = -\frac{h_m}{2} V_{Ar} \frac{\partial P_c}{\partial r} - 2\Gamma_n P_m. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\gamma_g = 5/3$ – показатель адиабаты газа, n_H – концентрация газа, u – скорость среды, V_{Ar} – радиальный компонент альфвеновской скорости, P_c – давление космических лучей, h_m – доля энергии переходящая в энергию волн при развитии потоковой неустойчивости, Γ_n – декремент затухания волн на нейтральных атомах, $\Lambda(T)$ – функция, описывающая полные лучистые потери газа с температурой T . Из уравнения (2) ясно, что скорость переноса волн не совпадает со скоростью газа. То же самое можно сказать о переносе частиц, ускоренных в окрестности фронта. Перед фронтом ударной волны градиент давления ускоренных частиц отрицательный и усиливаемые волны распространяются от фронта ударной волны. За фронтом ситуация менее ясная. На феноменологическом уровне ранее предлагалось, что за фронтом перенос волн и частиц тоже может происходить с альфвеновской скоростью, направленной от фронта ударной волны [7]. Недавно этот эффект действительно наблюдался в гибридном моделировании бесстолкновительных ударных волн [8].

Уравнение (2) использовалось перед фронтом ударной волны. За фронтом мы использовали такое же уравнение, но считая газ полностью ионизированным и $\Gamma_n = 0$, т.е. затухания волн в этой области нет.

Доля нейтральных атомов X_n , определяющая затухание волн перед фронтом внешней ударной волны, определялась уравнением

$$\frac{\partial X_n}{\partial t} + u \frac{\partial X_n}{\partial r} = - (aI + \alpha_i) X_n + \alpha_{rec} n_H (1 - X_n)^2. \quad (3)$$

Здесь a – сечение фотоионизации, α_i – скорость столкновительной ионизации, а α_{rec} – скорость рекомбинации. Поток ионизирующих фотонов I в этом уравнении определялся упрощенным уравнением переноса излучения

$$I = I_0 \frac{R_f^2}{r^2} \exp\left(-\int_{R_f}^r dr a X_n n_H\right). \quad (4)$$

Здесь I_0 – поток ионизирующего излучения на фронте, который в свою очередь определялся функцией лучистых потерь на ионизацию $\Lambda_i(T)$ за фронтом ударной волны

$$I_0 = I_H^{-1} R_f^{-2} \int_0^{R_f} r^2 dr \Lambda_i(T) n_H^2. \quad (5)$$

Здесь $I_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации водорода. Мы использовали функцию $\Lambda_i(T)$ полученную для излучения в диапазоне 300–910 ангстрем из работы [9].

Величина усиленного магнитного поля B и радиальный компонент V_{Ar} определялись выражением

$$B = \sqrt{B_0^2 + 8\pi P_m}, \quad V_{Ar} = V_A / \sqrt{3}.$$

Здесь B_0 – регулярное магнитное поле в среде. Альфвеновская скорость V_A вычислялась в усиленном поле B и имела противоположные знаки перед и за фронтом ударной волны.

В расчетах использовалось значение $h_m = 0.8$, $B > 3B_0$, $h_m = 1$, $B \leq 3B_0$. То есть при больших амплитудах усиленного поля часть энергии переходит в нагрев газа перед фронтом ударной волны. Коэффициент диффузии частиц D выражается через плотность энергии волн

$$D = D_B \frac{B^2/8\pi}{P_m}, \quad D_B = \frac{pvc}{3qB}.$$

Здесь q , p , v – заряд, импульс и скорость частиц соответственно. В усиленном поле при $B \gg B_0$ коэффициент диффузии равен боровскому коэффициенту D_B .

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ В ОСТАТКЕ СВЕРХНОВОЙ ТИПА Ib/c

В расчетах использовалась масса выброса $M_{ej} = 1.0$ солнечных масс и энергия взрыва $E_{SN} = 1.0 \cdot 10^{51}$ эрг, характерные для сверхновых типа Ib/c. Профиль плотности газа был задан в виде

$$n_H = n_b + n_s \left(\frac{r}{10 \text{ пк}}\right)^{10}.$$

Ударная волна вначале распространяется в разреженном газе с плотностью $n_b = 0.01 \text{ см}^{-3}$, и позже входит в плотную среду. Плотность среды $n_s = 50.0 \text{ см}^{-3}$. Магнитное поле в среде $B_0 = 10^{-5}$ Гс. Протоны инжектировались на прямой ударной волне, а ядра гелия инжектировались на обратной ударной волне с эффективностью инъекции 0.001. Электроны инжектировались на прямой ударной волне с эффективностью 10^{-6} .

В момент взрыва в среде перед фронтом задавалось начальное давление волн P_{m0} , которое затем дополнительно усиливалось за счет потоковой неустойчивости частиц, ускоренных ударной волной (см. уравнение (2)). В полости мы задаем $P_{m0} = B_0^2/8\pi$, т.е. высокий уровень возмущенности магнитного поля, когда коэффициент диффузии частиц близок к боровскому. При переходе в оболочку при $n_H > 0.1 \text{ см}^{-3}$ задавалось $P_{m0} = 10^{-4} B_0^2/8\pi$ и амплитуда волн должна увеличиться за счет потоковой неустойчивости для эффективного ускорения частиц.

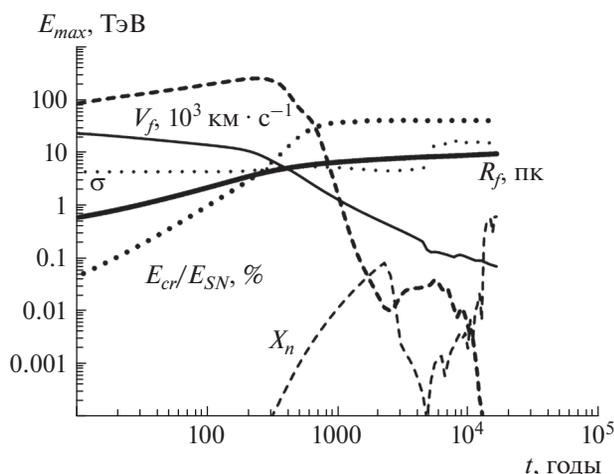


Рис. 1. Зависимость от времени физических параметров остатка сверхновой. Показаны радиус внешней ударной волны R_f (сплошная кривая), скорость ударной волны V_f (тонкая сплошная кривая), максимальная энергия частиц на внешней ударной волне E_{max} (штриховая кривая), доля нейтральных атомов на фронте ударной волны X_n (тонкая штриховая кривая) и степень сжатия ударной волны σ (пунктирная кривая).

Эволюция основных физических параметров остатка показана на рис. 1. Вначале газ в полости и плотной оболочке полностью ионизирован оптическим излучением предсверхновой — звезды типа Вольф-Райе. Через 500 лет после взрыва ударная волна начинает входить в плотную оболочку. К этому времени небольшая доля газа рекомбинирует и максимальная энергия начинает быстро падать из-за затухания волн на нейтральных атомах. Однако примерно через 2500 лет после взрыва ионизирующее излучение из-за фронта ударной волны повторно ионизирует среду и падение максимальной энергии останавливается несмотря на уменьшение скорости ударной волны. Через 5000 лет после взрыва начинается радиационная стадия, на которой степень сжатия ударной волны и эффективность ускорения резко возрастают. Мы закончили моделирование при возрасте остатка 17 тыс. лет, когда поток ионизирующего излучения уже недостаточен для ионизации газа перед фронтом ударной волны. В этот момент времени радиус ударной волны $R_f = 10$ пк, ее скорость 70 км/с. Около 40 процентов энергии взрыва перешло в ускоренные частицы. Примерно 20 процентов энергии взрыва ушло из системы за счет лучистых потерь. Газ непосредственно за фронтом ударной волны охлажден, его температура порядка 10^4 К. Однако плотная оболочка не формируется, так как этому препятствует давление ускоренных частиц и магнитного поля (см. также [10]). Центральная часть остатка заполнена

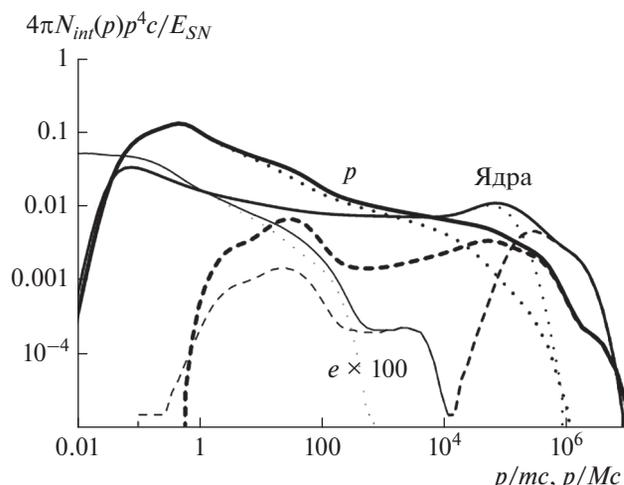


Рис. 2. Спектры ускоренных протонов (толстые кривые), электронов (тонкие кривые) и ядер гелия, произведенных в остатке сверхновой. Показаны проинтегрированные по времени спектры частиц, вышедших из остатка (штриховые кривые), проинтегрированные по объему спектры частиц внутри остатка (пунктирные кривые) и их сумма (сплошные кривые).

разреженным горячим газом с температурой порядка миллионов градусов.

Спектры ускоренных частиц показаны на рис. 2. В прошлом в этом остатке ускорялись частицы примерно до 1 ПэВ. Частицы с энергиями до 100 ТэВ еще удерживаются за фронтом ударной волны. Спектры ядер, ускоренных на обратной ударной волне более жесткие, что объясняется тем, что обратная ударная волна ускоряла частицы в среде с уменьшающейся плотностью. Около 25 процентов энергии взрыва перешло в протоны, ускоренные внешней ударной волной, а 15 процентов перешло в ядра гелия, ускоренные обратной ударной волной. Такая большая доля энергии, перешедшая в частицы, ускоренные обратной волной связана с неоднородным распределением плотности. Обычно для остатка сверхновой, эволюционирующего в однородной среде энергетика обратной ударной волны порядка 10 процентов. Однако в рассматриваемом случае при столкновении прямой ударной волны с плотной оболочкой значительная доля энергии переходит внутрь остатка и энергетика прямой и обратной ударных волн примерно одинакова.

Работа была частично поддержана РФФИ (проект № 19-02-00043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крымский Г.Ф. // ДАН. 1977. Т. 234. С. 1306.
2. Bell A.R. // Month. Not. Royal Astron. Soc. 1978. V. 182. P. 147.

3. *Lemoine-Goumard M.* // Proc. of IAU Symp. (Lisboa, 2014). V. 296. P. 287.
4. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // *Astropart. Phys.* 2018. V. 98. P. 21.
5. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // *Astropart. Phys.* 2012. V. 39. P. 12.
6. *Зиракашвили В.Н., Птушкин В.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 4. С. 471; *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. No. 4. P. 434.
7. *Zirakashvili V.N., Ptuskin V.S.* // arXiv: 0807.2754. 2008.
8. *Haggerty C.C., Caprioli D.* // *Astrophys. J.* 2020. V. 905. P. 1.
9. *Landini M, Monsegnori Fossi B.C.* // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1990. V. 82. P. 229.
10. *Lee S.H., Patnaude D.J., Raymond J.C. et al.* // *Astrophys. J.* 2015. V. 806. P. 71.

Cosmic ray acceleration in supernova remnants with nonuniform density distribution

V. N. Zirakashvili^{a,*}, V. S. Ptuskin^a

^a*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia*

^{*}*e-mail: zirak@izmiran.ru*

Cosmic ray acceleration by shock waves in supernova remnants evolving in hot rarefied gaseous bubbles created by supernova progenitors is investigated. Spectra of particles produced in type Ib/c supernova remnants are determined.