

Министерство образования и науки РФ
Научно-исследовательский радиофизический институт

Препринт № 495

**ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И
НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛОТНОСТИ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ
НА ФОРМИРОВАНИЕ ОБОЛОЧКИ СВЕРХНОВОЙ**

Ю. В. Петухов,
А. В. Разин,
В. А. Разин

Нижний Новгород 2004

Ю. В. Петухов, А. В. Разин, В. А. Разин. Влияние космических лучей и неоднородности плотности звездной среды на формирование оболочки сверхновой. Препринт № 495. — Нижний Новгород: НИРФИ, 2004. 28 с.

В двухжидкостном газодинамическом приближении рассмотрены степенные зависимости коэффициента диффузии космических лучей от их давления и плотности среды, при которых возможно получение автомодельных решений, обобщающих решение Седова на случай точечного взрыва в однородных и неоднородных звездных средах с космическими лучами. В качестве важного конкретного примера подробно исследовано автомодельное решение о точечном взрыве в неоднородной звездной среде со спадающей степенной зависимостью её плотности от расстояния до центра симметрии и космическими лучами при нулевом значении их коэффициента диффузии. С использованием этого решения рассмотрено влияние неоднородности плотности звездной среды и космических лучей на формирование оболочки сверхновой, а также — соответствующие ей потоки рентгеновского и гамма излучений.

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени достаточно полно обосновано утверждение о том, что существенную роль в возникновении космических лучей высоких энергий играет ускорение заряженных частиц до релятивистских энергий ударными волнами от взрывов сверхновых [1–5]. При этом, естественно, космические лучи оказывают и обратное воздействие на распространение ударных волн, что при выполнении определенных условий может приводить к существенному изменению их параметров [5, 6]. Поскольку же решение соответствующей самосогласованной задачи является достаточно сложным [5, 6], то для описания процессов распространения ударных волн от взрывов сверхновых в среде с космическими лучами весьма широко используется двухжидкостное приближение [7–10]. Сочетание этого приближения [7–10] с ранее развитой теорией автомодельных решений [11] позволило в [12, 13] рассмотреть воздействие космических лучей на распространение ударной волны от взрыва сверхновой и, тем самым, проанализировать их влияние на формирование оболочки сверхновой. Однако, следует отметить, что соответствующие исследования [12, 13] выполнены с использованием модели однородной среды.

В настоящей работе, в отличие от [12, 13], исследуется совместное влияние космических лучей и неоднородности звездной среды на формирование оболочки сверхновой и, тем самым, — на характеристики рентгеновского и гамма излучений. Кроме того, здесь рассмотрены зависимости коэффициента диффузии космических лучей от их давления и плотности звездной среды, при которых возможно получение автомодельных решений, более адекватно описывающих влияние отмеченных выше факторов на формирование оболочки сверхновой.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ВОЗМОЖНЫЕ КЛАССЫ АВТОМОДЕЛЬНЫХ РЕШЕНИЙ

Рассмотрим состоящую из нерелятивистского газа и космических лучей (релятивистских ускоренных частиц) радиально-неоднородную звездную среду, равновесная плотность которой ρ_0 уменьшается с расстоянием r от центра симметрии по степенному закону:

$$\rho_0 = \frac{A}{r^\omega}, \quad (1)$$

где $A > 0$ и $\omega > 0$ — определенные постоянные. В момент времени $t = 0$ в центре симметрии $r = 0$ происходит точечный взрыв, при котором мгновенно выделяется энергия E .

Естественно, что в такой постановке будет отсутствовать возвратная ударная волна [14].

Система уравнений, описывающих в двухжидкостном гидродинамическом приближении совместное движение газа и космических лучей при принятых допущениях, запишется в следующем виде [7–9]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} + \frac{2}{r} \rho v = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (p_g + p_c) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_g}{\partial t} + v \frac{\partial p_g}{\partial r} + \gamma_g p_g \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\gamma_g}{r} p_g v = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p_c}{\partial t} + v \frac{\partial p_c}{\partial r} + \gamma_c p_c \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{2\gamma_c}{r} p_c v = \frac{\partial}{\partial r} \left(k \frac{\partial p_c}{\partial r} \right) + \frac{2k}{r} p_c. \quad (5)$$

Здесь ρ и v — соответственно плотность и скорость движения среды, p_g — давление газа (нерелятивистская — тепловая компонента), p_c — давление космических лучей (релятивистская компонента), γ_g и γ_c — показатели адиабат для нерелятивистского и релятивистского компонентов, $k(p_c, \rho)$ — эффективный коэффициент диффузии космических лучей, усредненный по всему

их энергетическому спектру. Уравнения (2)–(4), описывающие движение среды в областях плавного изменения газодинамических параметров, необходимо дополнить соотношениями Рэнкина–Гюгонио, связывающими соответствующие величины перед (отмеченные ниже индексом “1”) и за (отмеченные ниже индексом “2”) ударным фронтом. В движущейся со скоростью ударного фронта

$$D = \frac{dR_s}{dt} \quad (6)$$

системе координат, где $r = R_s(t)$ — его радиус, дифференциальные соотношения Рэнкина–Гюгонио запишутся в следующем виде [15]:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2, \quad (7)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_{g1} = \rho_2 u_2^2 + p_{g2}, \quad (8)$$

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{\gamma_g p_{g1}}{(\gamma_g - 1)\rho_1} = \frac{u_2^2}{2} + \frac{\gamma_g p_{g2}}{(\gamma_g - 1)\rho_2}, \quad (9)$$

$$p_{c1} = p_{c2}, \quad (10)$$

$$\frac{\gamma_c p_{c1} u_1}{\gamma_c - 1} - \frac{k_1}{\gamma_c - 1} \frac{dp_{c1}}{dr} = \frac{\gamma_c p_{c2} u_2}{\gamma_c - 1} - \frac{k_2}{\gamma_c - 1} \frac{dp_{c2}}{dr}, \quad (11)$$

где

$$u_j = v_j - D, \quad j = 1, 2. \quad (12)$$

В дальнейшем, с целью построения соответствующего автомодельного решения, будем пренебрегать равновесными давлениями газа и космических лучей $p_{g0} = p_{c0} = 0$ и предполагать, по аналогии с [16], степенную зависимость эффективного коэффициента диффузии космических лучей:

$$k(p_c, \rho) = \bar{k} \frac{p_c^a}{\rho^b}, \quad (13)$$

где \bar{k} — размерная постоянная величина, a и b — безразмерные параметры. В этой ситуации все возмущенные газодинамические величины $p_g = F_1$, $p_c = F_2$, $\rho = F_3$ и $v = F_4$ будут зависеть

от двух размерных переменных r и t и трех размерных параметров A , E и \bar{k} :

$$F_i = F_i(r, t, A, E, \bar{k}), \quad i = \overline{1, 4}. \quad (14)$$

Используя общепринятые обозначения L , T и M для размерности длины, времени и массы, находим:

$$\begin{aligned} [r] &= L, & [t] &= T, & [A] &= ML^{\omega-3}, & [E] &= M \frac{L^2}{T^2}, \\ [\bar{k}] &= L^{2+a-3b} T^{2a-1} M^{b-a}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для того, чтобы рассматриваемая задача сводилась к автомодельной, необходимо потребовать выполнение условия независимости размерности постоянной \bar{k} от размерности других постоянных A и E . Это позволит переписать зависимости (14) в безразмерном виде [11]:

$$\Phi_i = \Phi_i(\Pi_1, \Pi_2), \quad (16)$$

где

$$\Pi_1 = \frac{r}{t^{\alpha_1} A^{\alpha_2} E^{\alpha_3}}, \quad \Pi_2 = \frac{\bar{k}}{A^{\beta_1} E^{\beta_2}}, \quad (17)$$

а Φ_i — соответствующие F_i безразмерные величины.

Естественно, что показатели степеней α_1 , α_2 , α_3 и β_1 , β_2 в (17) определяются из условия безразмерности величин Π_1 и Π_2 :

$$[\Pi_1] = 1, \quad [\Pi_2] = 1. \quad (18)$$

С использованием (15), (17), из (18) находим эти показатели:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{2}{5-\omega}, & \alpha_2 &= -\frac{1}{5-\omega}, & \alpha_3 &= \frac{1}{5-\omega}, \\ \beta_1 &= b - \frac{1}{2}, & \beta_2 &= \frac{1}{2} - a, \end{aligned} \quad (19)$$

а также зависимость $\omega(a, b)$:

$$\omega = \frac{3a - 1/2}{b - 1/2}, \quad (20)$$

при которой выполняется второе равенство в (18) и задача сводится к автомодельной.

Таким образом, автомодельные решения рассматриваемой задачи существуют в двух ситуациях: во-первых, при $\bar{k} = 0$ и произвольном значении степени $-\infty < \omega < \infty$ в законе изменения равновесной плотности среды (1), во-вторых, при $\bar{k} \neq 0$ и значениях степени ω в (1), определяемых из соотношения (20). При этом, как следует из (20), в однородной среде $\omega = 0$ автомодельное решение существует не только в рассмотренном в [6, 7] случае пренебрежения диффузией космических лучей $k = 0$ (т. е. $\bar{k} = 0$), но и при $\bar{k} \neq 0$ и $a = 1/6$.

Здесь следует отметить, что автомодельное решение при $\omega = 0$, $\bar{k} \neq 0$ и $a = 1/6$ аналогично сравнительно давно полученному автомодельному решению задачи о точечном взрыве в теплопроводящем газе с коэффициентом теплопроводности α , зависящем от температуры θ по степенному закону $\alpha = \bar{\alpha} \theta^{1/6}$ [17, 18]. Среди же широкого класса автомодельных решений, которые получаются при выполнении соотношения (20) и описывают ситуации, достаточно близкие к реальным, можно выделить представляющие наибольший интерес решения с $\omega = 2$ при $\bar{k} = 0$ и $\bar{k} \neq 0$, $a = 1/2$, $b = 1$. Это обусловлено следующими обстоятельствами.

Во-первых, изменение плотности среды (1) при $\omega = 2$ наиболее характерно для звездной среды и звездного ветра.

Во-вторых, сравнение автомодельного решения при $\bar{k} = 0$, $\omega = 2$ с автомодельными решениями Седова ($\bar{k} = 0$, $p_c = 0$, $\omega = 2$) [11] и приведенными в работах [12, 13] ($\bar{k} = 0$, $\omega = 0$) позволит выяснить совместное влияние неоднородности плотности звездной среды и космических лучей на формирование течения за ударным фронтом. Этим исследованиям посвящена настоящая работа.

В-третьих, при $\bar{k} \neq 0$ и $\omega = 2$, $a = 1/2$, $b = 1$ эффективный коэффициент диффузии космических лучей (13) наиболее адекватно моделирует в соответствующем кинетическом уравнении бомовский коэффициент диффузии релятивистских ускоренных частиц, пропорциональный их импульсу и обратно пропорциональный плотности среды, при котором имеет место наибольшее обратное воздействие ускоренных частиц на ударную волну [4, 5].

3. АВТОМОДЕЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ ПРИ НУЛЕВОМ ЗНАЧЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Как и описывалось выше, здесь рассмотрим автомодельное решение при $\omega = 2$ и $\bar{k} = 0$, т. е. будем пренебрегать в уравнениях (2)–(5), (11) эффективным коэффициентом пространственной диффузии космических лучей. Последнее означает, что далее пренебрегаем обусловленной присутствием космических лучей конечной шириной ударного фронта по сравнению с его радиусом, т. е. рассматриваем ситуацию, при которой возможно достаточно сильное ускорение релятивистских частиц и, тем самым, — их существенное влияние на течение за ударной волной [12, 13].

Согласно соотношениям (17), (19) введем характерную автомодельную переменную

$$s = \frac{r}{R_s(t)} = \frac{r}{\beta} \left(\frac{A}{Et^2} \right)^{\frac{1}{5-\omega}}, \quad (21)$$

где

$$R_s(t) = \beta \left(\frac{Et^2}{A} \right)^{\frac{1}{5-\omega}}, \quad (22)$$

а β — безразмерная постоянная, значение которой определяется из равенства полной энергии газа и космических лучей энергии взрыва E .

Для дальнейшего удобно вместо размерных газодинамических величин ρ , v , p_g и p_c ввести соответствующие безразмерные функции $G(s)$, $V(s)$, $Y(s)$ и $Z(s)$ согласно равенствам:

$$\rho(r, t) = \frac{A}{r^\omega} G(s), \quad (23)$$

$$v(r, t) = \frac{2}{5-\omega} \frac{r}{t} V(s), \quad (24)$$

$$p_c(r, t) = \frac{4r^2}{(5 - \omega)^2 t^2 \gamma_c} \frac{A}{r^\omega} G(s) Y(s), \quad (25)$$

$$p_g(r, t) = \frac{4r^2}{(5 - \omega)^2 t^2 \gamma_g} \frac{A}{r^\omega} G(s) Z(s). \quad (26)$$

Тогда, воспользовавшись в (2)–(6) при $k = 0$ соотношениями (21)–(26), получим для определения функций $G(s)$, $V(s)$, $Y(s)$ и $Z(s)$ следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d \ln G}{d \ln s} = \frac{1}{1 - V} \left[\frac{dV}{d \ln s} + (3 - \omega) V \right], \quad (27)$$

$$\frac{dV}{d \ln s} = \frac{3V(Y + Z) - 3 \left(\frac{Y}{\gamma_c} + \frac{Z}{\gamma_g} \right) - V(1 - V) \left(\frac{5}{2} - V - \frac{\omega}{2} \right)}{(1 - V)^2 - Y - Z}, \quad (28)$$

$$\frac{d \ln Y}{d \ln s} = \frac{\gamma_c - 1}{1 - V} \frac{dV}{d \ln s} + \frac{(3\gamma_c - 1)V - 5 + \omega}{1 - V}, \quad (29)$$

$$\frac{d \ln Z}{d \ln s} = \frac{\gamma_g - 1}{1 - V} \frac{dV}{d \ln s} + \frac{(3\gamma_g - 1)V - 5 + \omega}{1 - V}. \quad (30)$$

Как и в [12, 13], при определении граничных условий при $s = 1$ зададим неизменной величину относительного сжатия σ на ударном фронте:

$$G(1) = \sigma \geq \sigma_g = \frac{\gamma_g + 1}{\gamma_g - 1}, \quad (31)$$

которая в рассматриваемом приближении является внешним параметром задачи. В этом случае из (7)–(11) при $k = 0$ с использованием (31) находим следующие величины:

$$V(1) = 1 - \frac{1}{\sigma}, \quad (32)$$

$$Y(1) = \frac{\eta \gamma_c}{\sigma}, \quad (33)$$

$$Z(1) = \frac{\gamma_g}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{\sigma} - \eta \right), \quad (34)$$

где

$$\eta = \frac{\gamma_c - 1}{\gamma_g - \gamma_c} \left[\frac{(\gamma_g - 1)\sigma}{2} - \gamma_g + \frac{\gamma_g + 1}{2\sigma} \right]. \quad (35)$$

Система дифференциальных уравнений (27)–(30) с граничными условиями (31)–(34) решалась численно. Затем вычислялись отношения соответствующих газодинамических величин к их значениям на ударном фронте (эти величины отмечены индексом “s”):

$$\Pi(s) = \frac{\rho}{\rho_s} = s^{-\omega} \frac{G(s)}{G(1)}, \quad (36)$$

$$U(s) = \frac{v}{v_s} = s \frac{V(s)}{V(1)}, \quad (37)$$

$$P(s) = \frac{p}{p_s} = s^{2-\omega} \frac{G(s)}{G(1)} \frac{\gamma_c Z(s) + \gamma_g Y(s)}{\gamma_c Z(1) + \gamma_g Y(1)}, \quad (38)$$

$$P_g(s) = \frac{p_g}{p_s} = s^{2-\omega} \frac{G(s)}{G(1)} \frac{\gamma_c Z(s)}{\gamma_c Z(1) + \gamma_g Y(1)}, \quad (39)$$

$$P_c(s) = \frac{p_c}{p_s} = s^{2-\omega} \frac{G(s)}{G(1)} \frac{\gamma_g Y(s)}{\gamma_c Z(1) + \gamma_g Y(1)}. \quad (40)$$

Здесь введено полное давление в среде: $p = p_g + p_c$.

Безразмерная постоянная величина β , входящая в автономную переменную s , определяется из условия равенства полной энергии газа и космических лучей энергии взрыва

$$E = 4\pi \int_0^{R_s(t)} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{p_g}{\gamma_g - 1} + \frac{p_c}{\gamma_c - 1} \right) r^2 dr. \quad (41)$$

Подставляя в (41) зависимости (22)–(26) для плотности, скорости и давлений, получим для β следующее соотношение:

$$\beta^{\omega-5} = \frac{16\pi}{(5-\omega)^2} \int_0^1 \left[\frac{1}{2} U^2 + \frac{Z}{\gamma_g(\gamma_g - 1)} + \frac{Y}{\gamma_c(\gamma_c - 1)} \right] G(s) s^{4-\omega} ds. \quad (42)$$

Для численного решения системы уравнений (27)–(30) необходимо определить возможный диапазон изменения параметра σ . Нижней границе $\sigma = \sigma_g$ (31) этого диапазона $\sigma_g \leq \sigma \leq \sigma_c$ соответствует нулевое значение давления космических лучей на ударном фронте, т. е. $Y(1) = 0$ ($\eta = 0$); его же верхняя граница $\sigma = \sigma_c$ находится из аналогичного равенства нулю давления газа на ударном фронте, т. е. $Z(1) = 0$:

$$\sigma_c = \frac{\gamma_c + 1}{\gamma_c - 1}. \quad (43)$$

Формальное решение системы (27)–(30) при $\sigma > \sigma_c$ дает отрицательные значения давления p_g . При используемых значениях $\gamma_g = \frac{5}{3}$ и $\gamma_c = \frac{4}{3}$ (см. [6, 7]), находим $\sigma_g = 4$, $\sigma_c = 7$. Здесь следует обратить внимание на тот факт, что существование верхнего граничного значения σ_c (43) ранее не отмечалось (см. [12, 13, 19]). Считалось, что увеличение параметра σ ограничивалось значением $\sigma_m = \max\{\sigma\}$, начиная с которого сильная ударная волна теряла свою устойчивость (см. [13, 19]); при этом оценки приводят к значениям $\sigma_m = 8 \div 10$ (см. [13, 19]). Естественно, что существование в рамках данного приближения граничного значения σ_c (43) принципиально ограничивает также возможный диапазон изменения эффективного показателя адиабаты $\gamma_{\text{эф}}$:

$$\frac{\sigma_c + 1}{\sigma_c - 1} \leq \gamma_{\text{эф}} \leq \frac{\sigma_g + 1}{\sigma_g - 1}, \quad (44)$$

с использованием которого можно попытаться описывать аналогичные процессы, но для газа без космических лучей (см. [11]).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Перейдем теперь к обсуждению результатов численного моделирования для безразмерных зависимостей $\Pi(s)$ (36), $V(s)$ (37), $P(s)$ (38), $P_g(s)$ (39) и $P_c(s)$ (40), при этом основное внимание уделим анализу совместного влияния космических лучей

и неоднородности звездной среды на соответствующие газодинамические характеристики оболочки.

Как следует из приведенных на рис. 1 зависимостей $\Pi(s)$, с ростом влияния космического излучения, т. е. с ростом степени сжатия σ на ударном фронте, толщина оболочки уменьшается, а её плотность возрастает. Увеличение же степени неоднородности ω звездной среды приводит к противоположным процессам, а именно, к увеличению толщины оболочки и уменьшению её плотности (см. [11]). При этом космические лучи заметнее всего влияют на формирование оболочки сверхновой в приближении однородной звездной среды. Присущее же звездной среде уменьшение плотности с расстоянием приводит к существенному ослаблению влияния космических лучей на формирование оболочки сверхновой. А именно, в рассмотренных ситуациях $\omega = 0$ и $\omega = 2$ влияние космических лучей на формирование профиля плотности за ударным фронтом ослабляется с увеличением ω более чем в два раза (см. рис. 2).

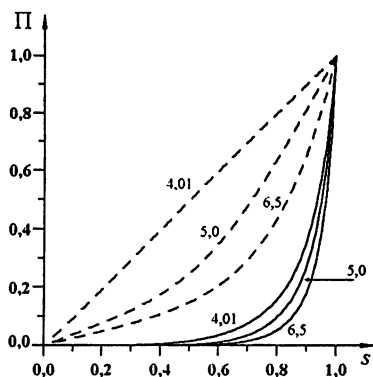


Рис. 1. Зависимости нормированной плотности при $\omega = 0$ (сплошные линии) и $\omega = 2$ (штриховые линии) для различных значений σ , отмеченных у соответствующих кривых

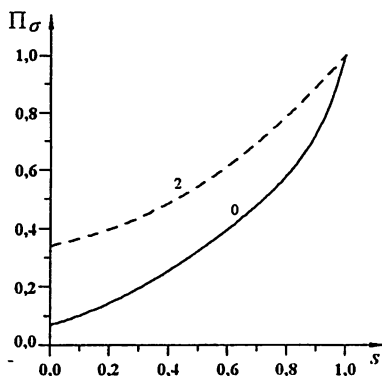


Рис. 2. Изменение относительной величины $\Pi_\sigma = \frac{\Pi(s)|_{\sigma=6}}{\Pi(s)|_{\sigma=4,01}}$ при $\omega = 0$ (сплошная линия) и $\omega = 2$ (штриховая линия)

Из представленных на рис. 3, 4 зависимостей $U(s)$ видно, что неоднородность звездной среды и космические лучи в целом весьма слабо влияют на скорость течения газа за ударным фронтом. При этом для различных значений σ в поведении $U(s)$ при $\omega = 0$ и $\omega = 2$ имеют место лишь незначительные качественные отличия, которые представляют чисто теоретический интерес. В самом деле, в однородной среде с увеличением σ спадание $U(s)$ за ударным фронтом сначала несколько уменьшается, а затем, при $\sigma > 5$, незначительно возрастает (см. рис. 3а). В неоднородной же среде спадание $U(s)$ за ударным фронтом лишь возрастает с увеличением σ (см. рис. 3б). Следует отметить также, что зависимости $U(s)$ для однородной и неоднородной сред заметно сближаются с увеличением σ , причем для $\sigma = 6,5$ они практически совпадают при $0 \leq s \leq 0,4$ (см. рис. 4).

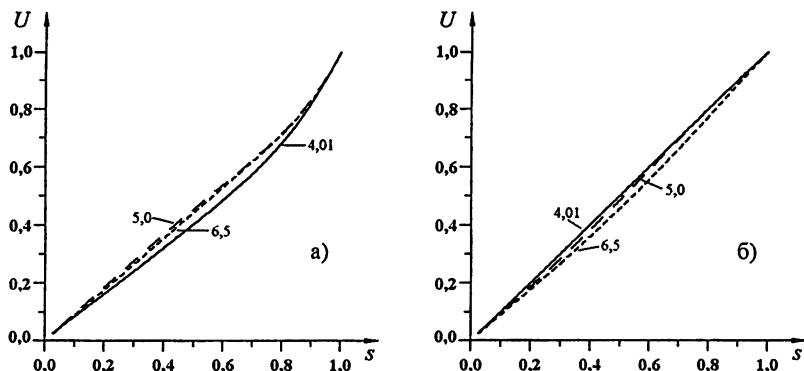


Рис. 3. Профили нормированной скорости для а) однородной $\omega = 0$ и б) неоднородной $\omega = 2$ сред при различных значениях относительного сжатия σ , указанных у соответствующих кривых

Относительно соответствующих закономерностей в поведении нормированного полного давления $P(s)$ можно отметить следующее (см. рис. 5). Влияние неоднородности плотности среды приводит к замедлению темпа спадания давления $P(s)$ непосредственно за ударным фронтом $0,8 < s < 1$ и к увеличе-

нию темпа его спадания в “хвостовой” части ударной волны $0 < s < 0,7$. Влияние же космических лучей приводит к появлению обратных эффектов, а именно, к увеличению темпа спадания давления $P(s)$ непосредственно за ударным фронтом $0,8 < s < 1$ и к ослаблению темпа спадания $P(s)$ в “хвостовой” части $0 \leq s < 0,7$ ударной волны.

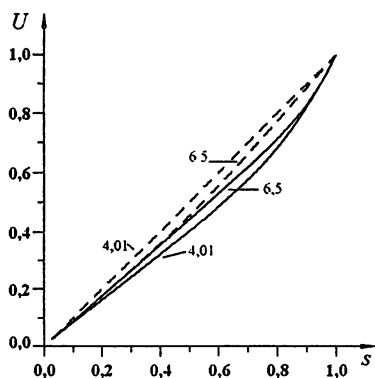


Рис. 4. Профили нормированной скорости для однородной $\omega = 0$ (сплошные линии) и неоднородной $\omega = 2$ (штриховые линии) сред при различных значениях относительного сжатия σ , указанных у соответствующих кривых

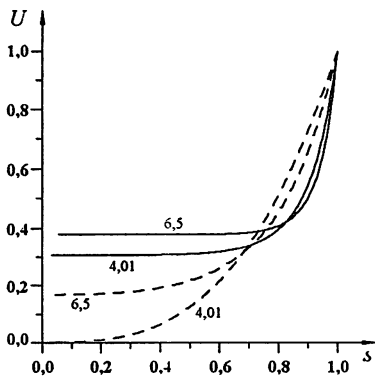


Рис. 5. Профили нормированного полного давления при $\omega = 0$ (сплошные линии) и $\omega = 2$ (штриховые линии). Цифры у кривых отвечают значениям относительного сжатия σ

Здесь следует отметить, что появление характерного “плато” давлений у зависимости $P(s)$ в области $0 \leq s < 0,5$ (см. рис. 5) обусловлено, как следует из представленных на рис. 6–8 зависимостей $P(s)$, $P_g(s)$ и $P_c(s)$, влиянием космических лучей, причем с ростом σ возрастает и характерное значение $P(s = 0)$. При этом усиливающееся с ростом σ влияние космических лучей, т. е. $P_c(s)$, становится преобладающим в поведении зависимости $P(s)$ при $\sigma > 6$ как в однородной, так и в неоднородной средах (см. рис. 8).

Если теперь проанализировать поведение зависимостей параметра $\beta(\sigma)$ (см. рис. 9), входящего в выражение для автомо-

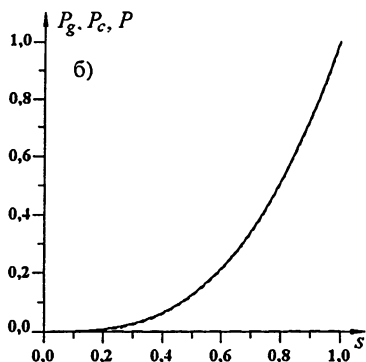
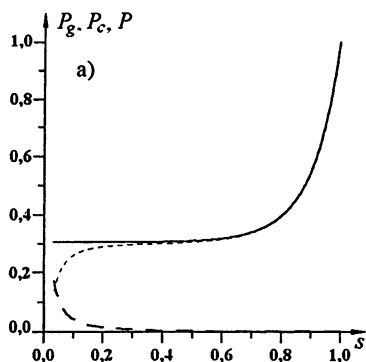


Рис. 6. Зависимости давления межзвездного газа P_g (пунктирная линия), давления космического излучения P_c (штриховая линия) и полного давления P (сплошная линия) от автомодельного параметра s в а) однородной ($\omega = 0$) и б) неоднородной ($\omega = 2$) средах при $\sigma = 4,01$

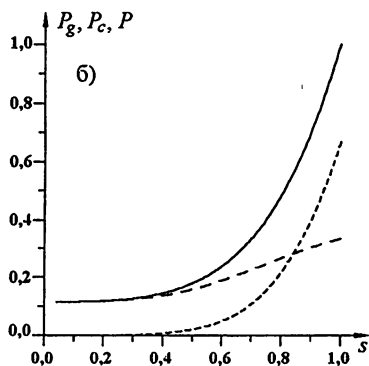
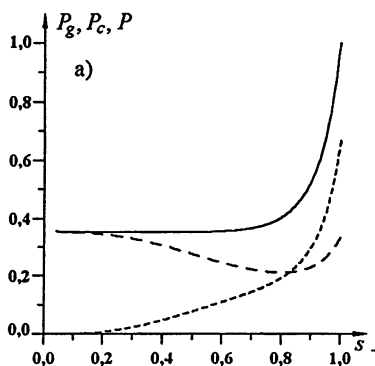


Рис. 7. Зависимости давления межзвездного газа P_g (пунктирная линия), давления космического излучения P_c (штриховая линия) и полного давления P (сплошная линия) от автомодельного параметра s в а) однородной ($\omega = 0$) и б) неоднородной ($\omega = 2$) средах при $\sigma = 5,0$

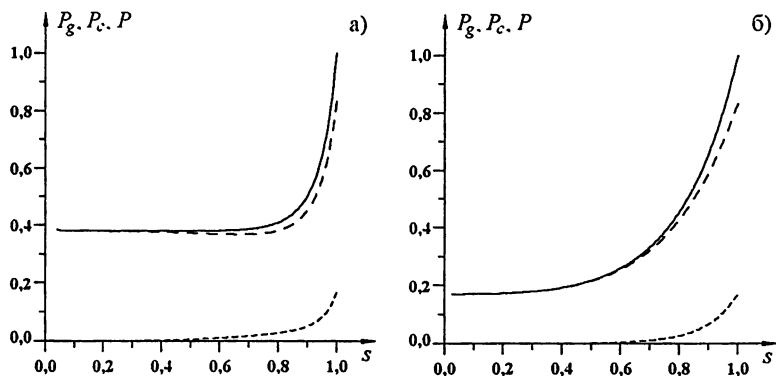


Рис. 8. Зависимости давления межзвездного газа P_g (пунктирная линия), давления космического излучения P_c (штриховая линия) и полного давления P (сплошная линия) от автомодельного параметра s в а) однородной ($\omega = 0$) и б) неоднородной ($\omega = 2$) средах при $\sigma = 6,5$

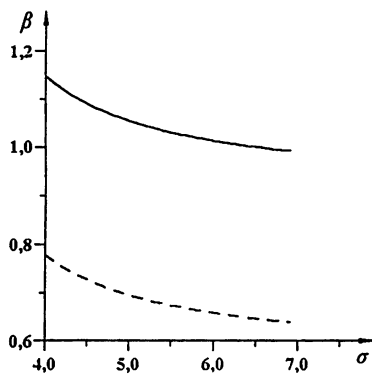


Рис. 9. Зависимости параметра β от относительного сжатия σ в однородной $\omega = 0$ (сплошная линия) и неоднородной $\omega = 2$ (штриховая линия) средах

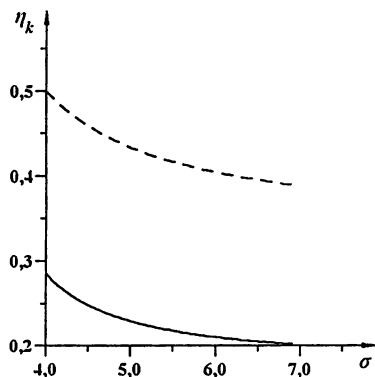


Рис. 10. Зависимости величины η_k , характеризующей отношение кинетической энергии в ударной волне к полной энергии взрыва, от относительного сжатия σ в однородной $\omega = 0$ (сплошная линия) и неоднородной $\omega = 2$ (штриховая линия) средах

дельной переменной s (21), и величин $\eta_k(\sigma)$ (см. рис. 10), $\eta_g(\sigma)$ и $\eta_c(\sigma)$ (см. рис. 11), характеризующих соответственно отношения кинетической энергии, а также внутренней энергии газа и космических лучей в ударной волне к энергии взрыва, то можно сделать следующие выводы.

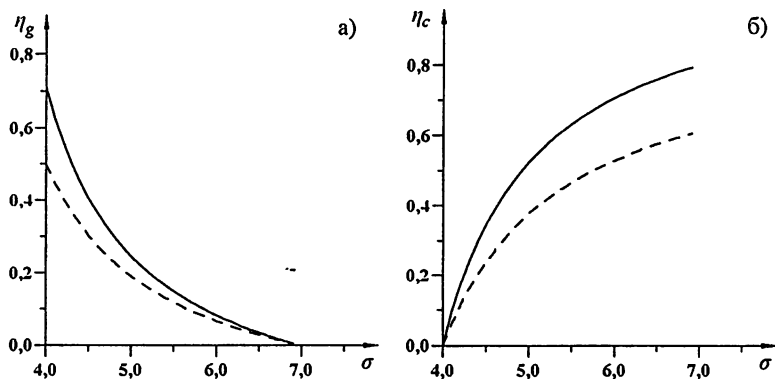


Рис. 11. Зависимости величин а) η_g и б) η_c , характеризующих соответственно отношения внутренней энергии газа и внутренней энергии космических лучей в ударной волне к полной энергии взрыва, от степени относительного сжатия σ в однородной $\omega = 0$ (сплошная линия) и неоднородной $\omega = 2$ (штриховая линия) средах.

Во-первых. Преобладающее влияние на значения параметра β и кинетической энергии ударной волны оказывает неоднородность плотности звездной среды.

Во-вторых. Преобладающее влияние на значение внутренней энергии газа и космических лучей оказывает величина относительного сжатия на ударном фронте. При этом влияние неоднородности плотности звездной среды приводит к заметному уменьшению темпов спадания внутренней энергии газа и возрастания внутренней энергии космических лучей с увеличением относительного сжатия на ударном фронте.

Остановимся теперь на рассмотрении вопроса о возможности корректного описания влияния космических лучей на формирование оболочки сверхновой, т. е. поведение зависимостей

$\Pi(s)$, $V(s)$ и $P(s)$, в однородной и неоднородной средах с использованием соответствующих автомодельных решений Седова [11], но с характерным для присутствия космических лучей эффективным показателем адиабаты $\gamma_{\text{эф}}$ (44).

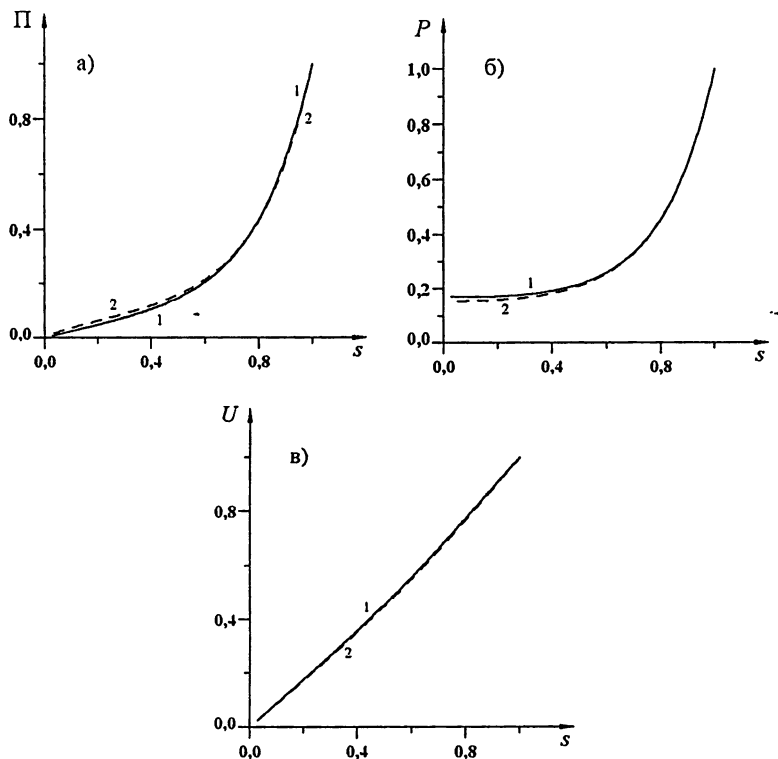


Рис. 12. Зависимости профилей а) плотности Π , б) давления P и в) скорости U от автомодельной переменной s в неоднородной среде $\omega = 2$ при $\gamma = 5/3$, $\sigma = 6,5$ — сплошные линии и соответствующие значению $\gamma_{\text{эф}}$ (44) — штриховые линии.

С этой целью был выполнен сравнительный анализ результатов численных расчетов зависимостей $\Pi(s)$ (36), $U(s)$ (37) и $P(s)$ (38) с аналогичными зависимостями $\Pi_{\text{эф}}(s)$, $U_{\text{эф}}(s)$ и $P_{\text{эф}}(s)$ соответственно, следующими из решений Седова [11] при $\omega = 0$ и $\omega = 2$ с показателем адиабаты $\gamma = \gamma_{\text{эф}}$ (44). При этом

было установлено, что зависимости $\Pi(s)$ и $\Pi_{\text{эф}}(s)$, а также $P(s)$ и $P_{\text{эф}}(s)$ практически совпадают в однородной звездной среде ($\omega = 0$), а для неоднородной звездной среды ($\omega = 2$) достаточно хорошо согласуются между собой при $0,6 < s < 1$ и незначительно отличаются в "хвостовой" части ударной волны $0 < s < 0,6$ (рис. 12а, 12б). Для зависимостей $U(s)$ и $U_{\text{эф}}(s)$ при $\omega = 2$ отличия заметны во всей области течения за ударным фронтом (рис. 12в).

Таким образом, автомодельное решение Седова [11] с соответствующими значениями эффективного показателя адиабаты (44) можно с успехом использовать для изучения совместного влияния космических лучей и неоднородности плотности звездной среды на формирование оболочки сверхновой.

5. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Остановимся теперь на обсуждении возможных астрофизических следствий, вытекающих из установленных выше газодинамических закономерностей взрыва сверхновой.

Как отмечалось в [12], на адиабатической стадии распространения ударной волны отвечающая ей оболочка сверхновой может проявляться в диапазонах рентгеновского и гамма излучений. Рентгеновское излучение возникает в результате свободно-свободных, свободно-связанных и связанно-связанных переходов электронов в условиях достаточно высоких температур и сжатий [20, 21], реализующихся в оболочках сверхновых [22, 23]. При этом поток рентгеновского излучения F_x из всей оболочки сверхновой можно оценить, используя его пропорциональность интегральной величине I_x , определяемой выражением следующего вида (см. [12]):

$$I_x = \frac{F_x}{\epsilon_x} = \int_0^{R_s} \rho^2 r^2 dr, \quad (45)$$

где ϵ_x — размерная постоянная величина, численное значение которой не является существенным для дальнейшего рассмо-

трения. С использованием (21), (22), (36) преобразуем выражение (45) следующим образом:

$$I_x = A^2 \left(\frac{Et^2}{A} \right)^{\frac{3-2\omega}{5-\omega}} \sigma^2 \beta^{3-2\omega} \int_0^1 \Pi^2(s) s^2 ds, \quad (46)$$

и введем удобную для дальнейшего рассмотрения безразмерную величину

$$\Phi_x(\sigma) = I_x / A^2 \left(\frac{Et^2}{A} \right)^{\frac{3-2\omega}{5-\omega}} = \sigma^2 \beta^{3-2\omega} \int_0^1 \Pi^2(s) s^2 ds, \quad (47)$$

целиком определяющую зависимость потока рентгеновского излучения от степени сжатия на ударном фронте.

Из приведенных на рис. 13 результатов численных расчетов зависимости $\Phi_x(\sigma)$ следует, что, во-первых, в однородной звездной среде поток рентгеновского излучения незначительно варьируется в допустимом диапазоне изменения σ . Величина $\Phi_x(\sigma)$ изменяется от $\Phi_x(\sigma) \approx 1,083$ при $\sigma = 4$ до $\Phi_x(\sigma) \approx 1,136$ при $\sigma = 6,9$ и имеет минимум $\Phi_x(\sigma) \approx 1,031$ при $\sigma \approx 4,8$ (рис. 13а). Таким образом, изменение величины $\Phi_x(\sigma)$ во всем диапазоне значений σ составляет менее 10%. Во-вторых, в неоднородной звездной среде поток рентгеновского излучения возрастает с ростом σ , причем более резкий рост наблюдается при $\sigma_g < \sigma < 5,5$ и несколько менее резкий — при $5,5 < \sigma \leq \sigma_c$. Общее увеличение потока рентгеновского излучения составляет около 60%. Здесь представляется также важным отметить, что в зависимости от времени поток рентгеновского излучения возрастает $I_x \sim t^{6/5}$ в однородной ($\omega = 0$) и убывает $I_x \sim t^{-2/3}$ в неоднородной ($\omega = 2$) звездных средах.

Поток гамма излучения F_γ из всей оболочки сверхновой, возникающий при распадах нейтральных пионов, рождающихся в результате взаимодействия релятивистских протонов с частицами нерелятивистской (тепловой) компоненты газа [20, 21], можно оценить, используя его пропорциональность соответствующей интегральной величине I_γ , определяемой следующим

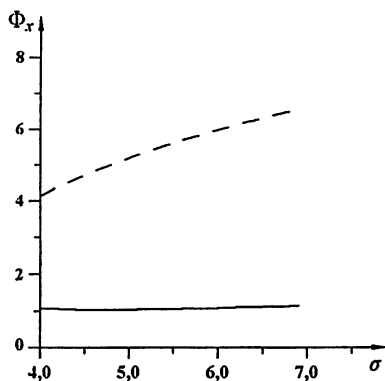


Рис. 13. Зависимость от степени сжатия σ интегральной величины $\Phi_x(\sigma)$ (47), характеризующей изменение рентгеновского излучения в однородной $\omega = 0$ (сплошная линия) и неоднородной $\omega = 2$ (штриховая линия) звездных средах.

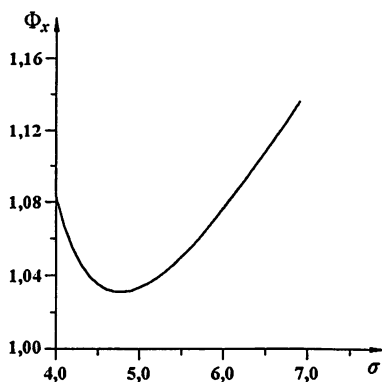


Рис. 13а Особенности зависимости от степени сжатия σ интегральной величины $\Phi_x(\sigma)$ (47), характеризующей изменение рентгеновского излучения в однородной $\omega = 0$ звездной среде.

выражением (см. [12]):

$$I_\gamma = \frac{F_\gamma}{\epsilon_\gamma} = \frac{1}{\gamma_c - 1} \int_0^{R_s} \rho p_c r^2 dr, \quad (48)$$

в котором численное значение размерной постоянной ϵ_γ не является, также как и в (45), существенным для дальнейшего рассмотрения. С использованием (21), (22), (36) и (40) преобразуем выражение (48) к следующему виду:

$$I_\gamma = \frac{AE}{\gamma_c - 1} \left(\frac{2}{5 - \omega} \right)^2 \left(\frac{A}{Et^2} \right)^{\frac{\omega}{5-\omega}} \Phi_\gamma(\sigma), \quad (49)$$

в котором величина

$$\Phi_\gamma(\sigma) = (\sigma - 1) \beta^{5-2\omega} \int_0^1 \Pi(s) P_c(s) s^2 ds \quad (50)$$

целиком определяет зависимость потока гамма излучения от степени сжатия на ударном фронте.

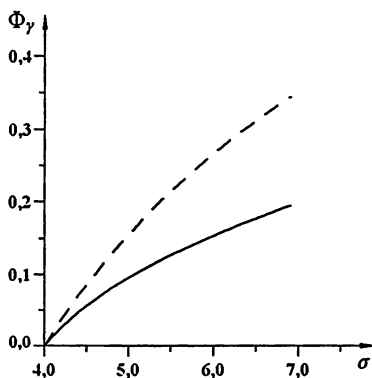


Рис. 14. Зависимость от степени сжатия σ интегральной величины $\Phi_\gamma(\sigma)$ (50), характеризующей изменение потока гамма излучения в однородной $\omega = 0$ (сплошная линия) и неоднородной $\omega = 2$ (штриховая линия) звездных средах.

Из приведенных на рис. 14 результатов численных расчетов зависимости $\Phi_\gamma(\sigma)$ (50) следует, что, во-первых, в отличие от рентгеновского излучения поток гамма излучения возрастает с увеличением степени сжатия как в однородной, так и неоднородной звездных средах; во-вторых, темп возрастания потока гамма излучения в неоднородной звездной среде существенно выше, чем в однородной звездной среде. Здесь также необходимо отметить, что с течением времени поток гамма излучения не изменяется $I_\gamma \sim t^0$ в однородной и существенно уменьшается $I_\gamma \sim t^{-4/3}$ при $\omega = 2$ в неоднородной звездных средах.

Таким образом, неоднородность плотности звездной среды существенно влияет на законы изменения потоков рентгеновского и гамма излучений оболочки сверхновой в зависимости от степени сжатия на ударном фронте, которая, в свою очередь, определяется степенью влияния космических лучей на распространение ударной волны.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двухжидкостного газодинамического приближения рассмотрены степенные зависимости коэффициента диффузии космических лучей от их давления и плотности среды, при которых возможно получение соответствующих автомодельных решений, обобщающих решение задачи Седова [11] на случай точечного взрыва в однородных и неоднородных звездных средах с космическими лучами.

В качестве важного конкретного примера подробно рассмотрено обобщающее приведенное в [12, 13] автомодельное решение о точечном взрыве в неоднородной звездной среде со спадающей степенной зависимостью её плотности от расстояния до центра симметрии и космическими лучами. С использованием этого решения исследовано совместное влияние неоднородности плотности звездной среды и космических лучей на формирование оболочки сверхновой, а также потоки её рентгеновского и гамма излучений. При этом были установлены следующие закономерности.

1. Присущее звездной среде уменьшение плотности с расстоянием приводит к существенному ослаблению влияния космических лучей на формирование оболочки сверхновой. В рассмотренных здесь ситуациях это влияние на формирование профиля плотности за ударным фронтом ослабляется более чем в два раза.

2. Автомодельные решения Седова [11] с соответствующими значениями эффективного показателя адиабаты (44) могут быть с успехом использованы для изучения совместного влияния космических лучей и неоднородности плотности звездной среды на формирование оболочки сверхновой.

3. Космические лучи практически не влияют на поток рентгеновского излучения оболочки сверхновой в однородной звездной среде, но могут заметно уменьшить его, почти на 63%, в неоднородной звездной среде.

4. Поток гамма излучения оболочки сверхновой в однородной и неоднородной звездных средах заметно возрастает с уве-

личением степени сжатия на ударном фронте, определяемым соответствующим увеличением степени влияния космических лучей. При этом темп возрастания потока гамма излучения оболочки сверхновой в неоднородной звездной среде существенно выше, чем в однородной звездной среде.

Авторы считают своим долгом выразить признательность Рейнольдсу С. П. за конструктивную критику и плодотворные дискуссии по настоящей работе, которая финансировалась по проекту МНТЦ № 729/1.

Литература

1. *Бережко Е. Г., Крымский Г. Ф.* Ускорение космических лучей ударными волнами // УФН. 1988. Т. 154. № 1. С. 49–91.
2. *Буланов С. В., Соколов И. В.* Об эффективности ускорения заряженных частиц ударными волнами в оболочках сверхновых и при солнечных вспышках // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. № 8. С. 594–599.
3. *Флейшман Г. Д.* Ускорение частиц ударными волнами в источниках оптического синхротронного излучения // Письма в Астрон. журн. 1990. Т. 16. № 3. С. 270–278.
4. *Бережко Е. Г., Елишин В. К., Ксенофонтов Л. Т.* Численное исследование ускорения космических лучей в остатках сверхновых // Астрон. журн. 1996. Т. 73. № 2. С. 176–188.
5. *Бережко Е. Г., Елишин В. К., Ксенофонтов Л. Т.* Ускорение космических лучей в остатках сверхновых // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. № 1. С. 3–43.
6. *Jones T. W., Kang H., LeVeque R. J., Shyne K. M.* Time evolution of cosmic-ray modified plane shocks // *Astrophys. J.* 2001. V. 550. № 1. P. 737–751.

7. *Drury L. O' C., Volk H. J.* Hydromagnetic shock structure in the presence of cosmic rays // *Astrophys. J.* 1981. V. 248. №1. P. 344–351.
8. *Jones T. W., Kang H.* Diffusive cosmic-ray acceleration: Two-fluid models with in situ injection // *Astrophys. J.* 1990. V. 353. №1. P.149–158.
9. *Drury L. O' C., Volk H. J., Markiewicz W. J.* Diffusive particle acceleration in spherically symmetric shock waves: supernova remnant origin of cosmic rays // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 236. №2. P. 487–502.
10. *Becker P. A., Kazanas D.* Exact expression for the critical mach numbers in the two-fluid model of cosmic-ray-modified shocks // *Astrophys. J.* 2001. V. 546. №1. P. 429–446.
11. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1981. 448 с.
12. *Chevalier R. A.* Blast waves with cosmic-ray pressure // *Astrophys. J.* 1983. V. 272. №2 (pt.1). P. 765–772.
13. *Топтыгин И. Н.* Автомодельное решение для вспышки сверхновой с учетом релятивистских ускоренных частиц // *Письма в Астрон. журн.* 2000. Т. 26. №6. С. 421–426.
14. *Chevalier R. A.* Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium // *Astrophys. J.* 1982. V. 258. №2. P. 700–797.
15. *Ptuskin V. S., LeRoux J. A.* Galactic cosmic-ray mediation of a spectral solar wind flow. II. The steady state hydromagnetic approximation // *Astrophys. J.* 1995. V. 452. №1. P. 423–433.
16. *Marscak R.* An influence of the radiation on the shock waves // *Phys. Fluids.* 1958. V. 1. №1. P. 24–29.

17. *Неуважаев В. Е.* Распространение сферической взрывной волны в теплопроводном газе // ПММ. 1962. Т. 26. № 6. С. 1094–1099.
18. *Коробейников В. П., Мельникова И. С., Рязанов Е. В.* Теория точечного взрыва. — М.: Физ.-мат. лит., 1961. 332 с.
19. *Топтыгин И. Н.* Об устойчивости сильных бесстолкновительных ударных волн с релятивистскими ускоренными частицами // Письма в Астрон. журн. 1999. Т. 25. № 1. С. 40–48.
20. *Гинзбург В. Л.* Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1981. 503 с.
21. *Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л., Догель В. А., Птускин В. С.* Астрофизика космических лучей. — М.: Наука, 1984. 358 с.
22. *Имшенник Д. К., Надёжин Д. К.* Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых // Итоги науки и техники. ВИНТИ, сер. Астрономия. 1982. Т. 21. С. 63–129.
23. *Лозинская Т. А.* Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом галактики. — М.: Наука, 1986. 304 с.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Постановка задачи. Возможные классы автомоделльных решений	4
3. Автомодельное решение при нулевом значении коэффициента диффузии космических лучей	8
4. Результаты численного моделирования	11
5. Астрофизические следствия газодинамических процессов	19
6. Заключение	23
Литература	24

Петухов Юрий Васильевич
Разин Андрей Владимирович
Разин Владимир Андреевич

**ВЛИЯНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
И НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛОТНОСТИ ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ
НА ФОРМИРОВАНИЕ ОБОЛОЧКИ СВЕРХНОВОЙ**

Препринт №495

Подписано в печать 29.11.2004 г. Формат 60 × 90/16.

Бумага писчая. Объем 1,6 усл. п. л.

Тираж 50. Зак. 5545

Отпечатано в НИРФИ
Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25