ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2019, том 45, № 5, с. 320–325

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ОБОЛОЧКАХ СВЕРХНОВЫХ ТИПА II НА ФОТОСФЕРНОЙ ФАЗЕ

© 2019 г. **М. Ш. Поташов**[1,2*], **С. И. Блинников**[1,3,4**]

[1]*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия*

[2]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

[3]*Институт космических исследований, 117997, Москва*

[4]*Институт физики и математики Вселенной, Токийский университет, Кашива, Япония*

Поступила в редакцию 29.01.2019 г.; после доработки 29.01.2019 г.; принята к публикации 29.01.2019 г.

Исследована упрощенная система кинетики атома водорода (два уровня плюс континуум) в условиях сверхновой типа IIP на стадии плато, которая реалистично описывает основные свойства полной системы. Найдена функция Ляпунова для приведенной системы, с помощью которой аналитически получен эффект закалки ионизации при больших временах. Поскольку в равновесном приближении на больших временах система полностью рекомбинирует, чего в реальности не происходит, то этот результат подтверждает необходимость учета эффекта нестационарности в кинетике в течение фотосферной фазы при взрыве сверхновой.

Ключевые слова: сверхновые, атмосферы, формирование спектров.

DOI: 10.1134/S0320010819050061

ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для исследования современной структуры Вселенной требуются новые данные — фотометрические расстояния до объектов с известными красными смещениями. Среди многообразия различных методик измерения расстояний есть способы, не опирающиеся на лестницу космологических расстояний, например, EPM (Expanding Photosphere Method — метод расширяющейся фотосферы) (Киршнер, Кван, 1974), SEAM (Spectral-fitting Expanding Atmosphere Method) (Барон и др., 2004) или метод DSM (Dense Shell Method — метод плотного слоя) (Блинников и др., 2012; Поташов и др., 2013; Бакланов и др., 2013), которые используют в качестве объектов сверхновые типов IIP и IIn. Отметим, что использование такого метода, как SEAM, требует построения полной физической модели сверхновой типа II, детально воспроизводящей ее спектр излучения.

Важность прямых методов измерения космологических расстояний особенно актуальна в свете проблемы неопределенности в измерении параметра Хаббла (Hubble tension) (Рисс и др., 2018; Морцель, 2018; Езквага, Сумалакарреги, 2018).

*Электронный адрес: Marat.Potashov@gmail.com

**Электронный адрес: Sergei.Blinnikov@itep.ru

Для полного моделирования физических процессов, происходящих в сверхновой, необходимо одновременно учитывать гидродинамику разлета оболочки, взаимодействие поля излучения с веществом, перенос излучения в линиях и континууме и кинетику населенностей уровней в атомах многозарядной плазмы вещества. Это дает систему интегро-дифференциальных уравнений радиационной гидродинамики, полное численное решение которой пока является непосильной задачей даже в одномерном случае. Приходится прибегать к неизбежным упрощениям в этой полной системе. Одно из таких упрощений — стационарное приближение кинетической системы населенностей уровней, в рамках которого считается, что система находится в статистическом равновесии.

Эффект нестационарной ионизации водорода в оболочках сверхновых II типа на фотосферной фазе был применен Киршнером и Кваном (1975) для объяснения высокой светимости линии Hα в спектрах SN 1970G, а также Чугаем (1991) для объяснения высокой степени возбуждения водорода во внешних слоях атмосферы ($v > 7000$ км с$^{-1}$) SN 1987A в первые 40 дней после взрыва.

Утробин и Чугай (2002) нашли сильный эффект нестационарности в кинетике ионизации и линиях водорода в сверхновых типа IIP в течение фотосферной фазы. В следующей работе (Утробин, Чугай, 2005) нестационарность была учтена еще и в уравнении энергии. Важным следствием этих работ являлся вывод, что учет временно-зависимой ионизации позволил получить спектры излучения пекулярной SN 1987A с более сильной линией Hα, что ранее не удавалось сделать без замешивания радиоактивного ^{56}Ni до внешних высокоскоростных слоев при стационарном приближении. В следующей работе (Утробин, 2007) важность эффекта была показана и для нормальной SN 1999em.

Выводы Утробина и Чугая были подтверждены Дессартом и Хилиером с помощью программного пакета `CMFGEN`. В работе Дессарта и др. (2008) применявшийся подход был еще стационарным, и именно он был реализован в пакете `CMFGEN`. Моделирование обнаруживало проблему — линия Hα в богатых водородом оболочках была слабее наблюдаемой в рекомбинационную эпоху. В частности, для SN 1987A модель не воспроизводила линию для времен позже четырех дней, а для SN 1999em — позже 20 дней. Далее Дессарт и Хилиер усовершенствовали программу, включив в нее временную зависимость в кинетической системе и в уравнении энергии (Дессарт, Хилиер, 2007), а затем и в переносе излучения (Дессарт, Хилиер, 2010; Хилиер, Дессарт, 2012). Это позволило усилить линию Hα в результирующем спектре излучения, что привело к лучшему согласию с наблюдениями.

С другой стороны, Де и др. (2010) нашли на основе расчетов с помощью программного пакета `PHOENIX`, что нестационарная кинетика важна только в первые дни после взрыва сверхновой. Более того, они утверждают, что роль нестационарности даже в эти первые дни не очень сильная, иллюстрируя это на примере моделей SN 1987A и SN 1999em. С. Фогль и др. (2018), используя открытый код `TARDIS` и не отрицая важность временно-зависимого эффекта в кинетике, тем не менее пренебрегают им при моделировании спектров SN 1999em и получают хорошее согласие их с наблюдаемыми. Подавляющее большинство кодов симуляций методом Монте-Карло также пренебрегают эффектом нестационарности в кинетике. Таким образом, выводы различных исследовательских групп расходятся, и важность эффекта до сих пор ставится под сомнение.

Поташов и др. (2017) показали, используя коды `STELLA` и `LEVELS` в чистоводородном случае на примере SN 1999em важность нестационарной кинетики. Также было исследовано влияние наличия металлических примесей на выраженность эффекта: рост концентрации металлов в оболочке приводил к ослаблению эффекта нестационарности в кинетике.

В настоящей статье в рамках простой аналитической модели мы попытаемся ответить на вопрос: важен ли эффект нестационарной ионизации или нет, по крайней мере на больших временах.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Опишем построение достаточно простой аналитической модели поведения электронных населенностей многозарядной плазмы в оболочке сверхновой. Будем рассматривать чистоводородную оболочку, где атом водорода представлен системой "два уровня + континуум". Мы будем предполагать l-равновесие для второго уровня атома. Это означает, что населенности подуровней с учетом тонкой структуры $2s$, $2p$ пропорциональны своим статистическим весам. Таким образом, второй уровень рассматривается как единый супер-уровень (Хьюбени, Ланц, 1995).

Характерные стадии поведения кривой блеска типичной SN типа IIP можно записать следующим образом (Утробин, 2007):

- выход ударной волны на поверхность звезды;
- фаза адиабатического охлаждения при расширении;
- фотосферная фаза (формируется волна охлаждения и рекомбинации);
- фаза диффузного охлаждения (время диффузного излучения становится меньше характерного времени расширения оболочки);
- начало исчерпания тепловой энергии;
- конец исчерпания тепловой энергии (фаза "хвоста" плато);
- нетепловое свечение вследствие распадов $^{56}\mathrm{Ni} \to {}^{56}\mathrm{Co} \to {}^{56}\mathrm{Fe}$ (радиоактивный "хвост").

Для изучения нестационарной ионизации водорода в плазме оболочки мы будем рассматривать поведение системы только на фотосферной фазе. Для типичной сверхновой SN 1999em (Бакланов и др., 2005; Утробин, 2007) такая фаза длится от $t_0 \sim 20$ до $t_1 \sim 100$ дней. По мере того, как оболочка расширяется, образуется волна охлаждения и рекомбинации водорода. Болометрический поток излучения на уровне внешней границы этой волны равен светимости всей звезды. На этом же уровне располагается и фотосфера. Важным является то, что в этот период радиус фотосферы $R_{\rm ph}$, температура излучения T_c и температура вещества T_e остаются почти постоянными. А следовательно, и полная светимость звезды по времени не меняется, и кривая блеска выходит на плато.

Наше дальнейшее описание будет предполагать, что $t \geqslant t_0$. Моделирование кодом STELLA показывает, что переход к гомологическому (с высокой точностью) разлету оболочки SN 1999em завершается примерно к 15-му дню после взрыва (Бакланов и др., 2005), т.е. раньше, чем начало фотосферной фазы t_0. Мы будем предполагать изотропное сферически симметричное расширение. Также в первоначальном рассмотрении мы не учитываем ударные процессы возбуждения и ионизации.

Выделим какую-то небольшую область оболочки над фотосферой. Уравнение неразрывности в эйлеровых координатах для вещества в этой области имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \bigtriangledown (\rho v), \tag{1}$$

где ρ — плотность вещества оболочки, разлетающегося со скоростью v. В лагранжевом формализме в сопутствующей системе отсчета мы получим

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho(\bigtriangledown \cdot v). \tag{2}$$

В период свободного гомологического разлета уравнение (2) упростится до

$$\frac{D\rho}{Dt} + \frac{3\rho}{t} = 0. \tag{3}$$

Тогда темп переходов на любой дискретный связный или свободный уровень атома или иона водорода i можно записать как

$$\frac{Dn_i}{Dt} + \frac{3n_i}{t} = K_i(t), \tag{4}$$

где n_i — населенность уровня i атома или иона. В свою очередь, пренебрегая процессами вынужденного излучения, мы определяем функцию $K_i(t)$ как

$$K_1(t) = (N(t) - n_1 - n_e)(Q + A_{21}) + + n_1 B_{12} J_{12}(t), \tag{5}$$

$$K_e(t) = (N(t) - n_1 - n_e) P_{2c}(t) - n_e^2 R_{c2}(t). \tag{6}$$

Здесь

$$N(t) = N_0 \frac{t_0^3}{t^3} \tag{7}$$

— концентрация водорода; Q — двухфотонный распад $2s \to 1s$; скорость обратного перехода $1s \to \to 2s$ (двухфотонное поглощение) гораздо меньше скорости $2s \to 1s$, и мы не учитываем этот процесс (Поташов и др. 2017); A_{21} и B_{12} — эйнштейновские коэффициенты спонтанного изучения и фотовозбуждения перехода $1 \leftrightarrow 2$; $J_{12}(t)$ — средняя интенсивность излучения в переходе $2 \to 1$, усредненная по профилю линии; $P_{2c}(t)$ — полный коэффициент фотоионизации со второго уровня; $R_{c2}(t)$ — полный коэффициент излучательной рекомбинации на второй уровень.

В нашей модели мы будем использовать тот факт, что основным вкладом в непрозрачность в области частот лаймановского континуума $\nu \geqslant \geqslant \nu_{LyC}$ являются связно-свободные процессы (Поташов и др., 2017). Относительно малыми вкладами связно-связанных процессов в линиях (так называемая непрозрачность при расширении — expansion opacity) и свободно-свободных процессов в коэффициенты излучения и поглощения мы пренебрегаем. Поглощение в этой полосе вызвано в основном нейтральным водородом, и оптическая толщина очень велика. Поэтому фотосферное излучение здесь практически отсутствует, и радиационное поле определяется для надфотосферных областей диффузным излучением. В этом случае можно показать, что темпы переходов фотоионизации с основного уровня водорода и рекомбинация на основной уровень полностью совпадают (даже если в составе оболочки будет не только водород). Таким образом, первый уровень водорода находится в детальном балансе с континуумом, и в систему уравнений (5), (6) соответствующие процессы не входят.

Следует заметить, что в диапазоне частот лаймановского континуума интенсивность континуального диффузного излучения $J_c(\nu)$ совпадает с равновесным $B_\nu(T_e)$, только в чистоводородной оболочке, что позволяет говорить о равновесии вещества и излучения. В общем случае — с примесями — $J_c(\nu) \neq B_\nu(T_e)$.

Выпишем стандартные формулы приближения Соболева (Соболев, 1960; Кастор, 1970), но в упрощенном виде, используя условие относительной малости населенности второго уровня $N(t) - - n_1 - n_e \ll n_1$.

Оптическая соболевская толща

$$\tau(t) \sim \frac{c^3}{8\pi} \frac{A_{21}}{\nu_{L\alpha}^3} \frac{g_2}{g_1} n_1 t, \tag{8}$$

усредненная по профилю и углам интенсивность излучения

$$J_{12}(t) = (1 - \beta(t)) S(t) + \beta(t)\, J_c(\nu_{L\alpha}, t), \tag{9}$$

где $J_c(\nu_{L\alpha})$ — интенсивность континуального излучения на частоте Lα.

Будем считать что $\tau(t) \gg 1$. Тогда вероятность локального выхода Lα фотона без рассеяния, проинтегрированная по направлениям и по частотам линии:

$$\beta(t) = \frac{1 - e^{-\tau(t)}}{\tau(t)} \sim \frac{1}{\tau(t)}. \tag{10}$$

Функция источников

$$S_{12}(t) = \frac{2h\nu_{L\alpha}^3}{c^2}, \left(\frac{g_2 n_1}{g_1 n_2}\right), \qquad (11)$$

все остальные обозначения стандартны.

Для оптически толстой в линии Lα оболочки сверхновой оценка (10) нарушается. Необходимо учитывать поглощение квантов в континууме (Хаммер, Райбики, 1985; Чугай, 1987). Но качественно учет этих поправок не изменит итоговый результат статьи.

Объединяя (4)–(6), (9)–(11), получаем систему

$$\dot{n_1} = (N(t) - n_1 - n_e)(Q + A_{21}\beta(t)) - \qquad (12)$$
$$- n_1 B_{12}\beta(t) J_c(\nu_{L\alpha}, t) - \frac{3n_1}{t},$$

$$\dot{n_e} = (N(t) - n_1 - n_e) P_{2c}(t) - \qquad (13)$$
$$- n_e^2 R_{c2}(t) - \frac{3n_e}{t}.$$

В соответствии с Михаласом (1978, уравнения 5.66, 5.67), темп фотоионизации есть интеграл

$$P_{2c}(t) = 4\pi \int\limits_{\nu_2}^{\infty} \alpha_{12}(\nu) \frac{J_c(\nu, t)}{h\nu} d\nu. \qquad (14)$$

А темп фоторекомбинации для чистоводородной плазмы в случае пренебрежения вынужденным излучением будет выглядеть как

$$R_{c2} = 4\pi \Phi_{\text{Saha}}(T_e) \int\limits_{\nu_2}^{\infty} \alpha_{12}(\nu) \frac{1}{h\nu} \frac{2h\nu^3}{c^2} \times \qquad (15)$$
$$\times e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} d\nu \sim \Phi_{\text{Saha}}(T_e) g_{II}(1, \nu_{L\alpha}) \frac{\pi}{c^2} E_1 \left(\frac{h\nu_2}{kT_e}\right).$$

Здесь $\Phi_{\text{Saha}}(T_e)$ — фактор Саха; $g_{II}(1, \nu_{L\alpha})$ — гаунтовский множитель для связно-свободного перехода $1 \leftrightarrow 2$; E_1 — модифицированная интегральная показательная функция. Можно заметить, что из постоянства T_e следует постоянство по времени R_{c2}.

Введем теперь безразмерные переменные

$$u_1 = \frac{n_1}{N(t)} = \frac{n_1}{N_0} \frac{t^3}{t_0^3},$$
$$u_e = \frac{n_e}{N(t)} = \frac{n_e}{N_0} \frac{t^3}{t_0^3},$$

которые представляют собой нормированные на полную текущую концентрацию населенности уровней.

Переписывая в них систему, мы получаем

$$\dot{u_1} = (1 - u_1 - u_e) \left[Q + \frac{A}{u_1} \left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right] - \qquad (16)$$
$$- \tilde{B} J_c(\nu_{L\alpha}, t) \left(\frac{t}{t_0}\right)^2,$$

$$\dot{u_e} = (1 - u_1 - u_e) P_{2c}(t) - u_e^2 R \left(\frac{t_0}{t}\right)^3. \qquad (17)$$

Здесь также введены новые обозначения

$$A = \frac{8\pi\nu_{L\alpha}^3}{c^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{1}{N_0 t_0}, \quad \tilde{B} = \frac{4\pi}{h\, c} \frac{1}{N_0 t_0},$$
$$R = N_0 R_{c2}.$$

Принципиально важным для дальнейшего упрощения системы (16), (17) является исследование поведения $J_c(\nu_{L\alpha}, t)$ и $P_{2c}(t)$ от времени. В оптически тонком случае можно записать $J_c(t) = W(t) B(T_c)$. Если в добавок положить, что рассматриваемая нами область находится достаточно далеко от фотосферы, то фактор дилюции будет меняться со временем как

$$W(t) \sim \frac{1}{4} \left(\frac{R_{\text{ph}}}{Vt}\right)^2. \qquad (18)$$

Тогда интенсивность континуума $J_c(\nu_{L\alpha}, t)$ и темп фотоионизации $P_{2c}(t)$ будут спадать как $\propto 1/t^2$.

В наблюдаемой сверхновой среда на рассматриваемых частотах в континууме оптически толстая. Большое количество металлических примесей изменяет поведение интенсивности излучения в жесткой полосе, ослабляя ее. Но даже в этом случае численное моделирование (например, при помощи кода `STELLA`) показывает степенную зависимость интенсивности и темпа фотоионизации от времени. А именно,

$$J_c(\nu_{L\alpha}, t) = J_c(\nu_{L\alpha}, t_0) \left(\frac{t_0}{t}\right)^{s_1}, \qquad (19)$$

$$P_{2c}(t) = P_{2c}(t_0) \left(\frac{t_0}{t}\right)^{s_2} = P \left(\frac{t_0}{t}\right)^{s_2}. \qquad (20)$$

Значения показателей s_1 и s_2 зависят от удаленности от фотосферы, но они всегда больше, чем 2. Таким образом, в общем случае, мы ограничиваем область определения степеней как $s_1 \geqslant 2$ и $s_2 \geqslant 2$.

Система (16), (17) с учетом (19), (20) будет выглядеть как

$$\dot{u_1}^{td} = (1 - u_1^{td} - u_e^{td}) \times \qquad (21)$$
$$\times \left[Q + \frac{A}{u_1^{td}} \left(\frac{t}{t_0}\right)^2\right] - B \left(\frac{t_0}{t}\right)^{s_1 - 2},$$

$$\dot{u_e}^{td} = (1 - u_1^{td} - u_e^{td}) P \left(\frac{t_0}{t}\right)^{s_2} - \qquad (22)$$
$$- (u_e^{td})^2 R \left(\frac{t_0}{t}\right)^3,$$

где $B = \tilde{B} J_c(\nu_{L\alpha}, t_0)$.

Равновесные населенности в этом же приближении находятся из решения системы алгебраических уравнений:

$$(1 - u_1^{ss} - u_e^{ss}) \left[Q + \frac{A}{u_1^{ss}} \left(\frac{t}{t_0} \right)^2 \right] - \\ - B \left(\frac{t_0}{t} \right)^{s_1 - 2} = 0, \tag{23}$$

$$(1 - u_1^{ss} - u_e^{ss}) P \left(\frac{t_0}{t} \right)^{s_2} - \\ - (u_e^{ss})^2 R \left(\frac{t_0}{t} \right)^3 = 0. \tag{24}$$

Таким образом, ответ на вопрос о важности учета нестационарности в кинетике надо искать, сличая решения систем (21), (22) и (23), (24) или (что то же) u_1^{td}, u_e^{td} и u_1^{ss}, u_e^{ss} соответственно.

Далее покажем, что любое физически разумное ограниченное решение (21), (22) является устойчивым по Ляпунову “в малом”, т.е. устойчивость гарантируется при достаточно малых отклонениях.

Пусть нам известно какое-то одно из ограниченных решений $0 < \tilde{u}_1 \leqslant 1$ и $0 \leqslant \tilde{u}_e \leqslant 1$ (*невозмущенное движение*) неавтономной нелинейной дифференциальной системы (21), (22). Положим $x = \tilde{u}_1 - u_1$ и $y = \tilde{u}_e - u_e$, т.е. x и y — суть отклонения решений u_1, u_e от $\tilde{u}_1$ и $\tilde{u}_e$ соответственно.

Тогда для x, y мы получаем приведенную систему дифференциальных уравнений (*по Ляпунову она называется системой уравнений возмущенного движения*) (Демидович, 1978, с. 234; Халил, 2002, с. 147)

$$\dot{x} = -(x + y) Q - \frac{(1 - \tilde{u}_e) x + \tilde{u}_1 y}{\tilde{u}_1 (\tilde{u}_1 + x)} A \left(\frac{t}{t_0} \right)^2, \tag{25}$$

$$\dot{y} = -(x + y) P \left(\frac{t_0}{t} \right)^{s_2} - \\ - y (2 \tilde{u}_e + y) R \left(\frac{t_0}{t} \right)^3. \tag{26}$$

При этом важно отметить, что тривиальное решение $x = 0$, $y = 0$ является равновесием. Таким образом, исследование устойчивости по Ляпунову решения $\tilde{u}_1$, $\tilde{u}_e$ сводится к исследованию устойчивости по Ляпунову тривиального решения (положения равновесия) $x = 0$, $y = 0$.

Рассмотрим далее скалярную функцию Ляпунова следующего вида:

$$V(t, x, y) = x^2 + 2xy + y^2 \left(2 + \frac{B^2}{A} \frac{1}{\tilde{u}_1} \frac{t_0^2}{t} \right). \tag{27}$$

Очевидно, что (27) положительно определена для всех моментов времен. Ее производная по времени в силу линеаризованной системы (25), (26) записывается как

$$\dot{V}(t, x, y) = \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} \dot{x} + \frac{\partial V}{\partial y} \dot{y}, \tag{28}$$

где $\dot{x}$ и $\dot{y}$ — это (25) и (26) соответственно. Она представляет из себя отрицательно определенную по критерию Сильвестра квадратичную форму, так как ее угловые миноры при $t \to \infty$ это

$$\Delta_1 \propto -\frac{2A}{\tilde{u}_1} \left(\frac{t}{t_0} \right)^2 < 0, \quad \Delta_2 \propto \left(\frac{B}{\tilde{u}_1} \right)^2 > 0.$$

Сама же производная (29) знакоотрицательна на больших временах

$$\dot{V}(t, x, y) = -2A \frac{(x + y)^2}{\tilde{u}_1} \left(\frac{t}{t_0} \right)^2 + \mathcal{O}(t). \tag{29}$$

А значит, по первой теореме Ляпунова об устойчивости (Демидович, 1978, с. 238; Халил, 2002, с. 151), тривиальное решение системы (25), (26) устойчиво по Ляпунову “в малом”. Следует отметить, что для рассматриваемой системы задачу об устойчивости удается решить таким способом на полуоси $t > \tilde{t}$ с достаточно далекой границей $\tilde{t} \geqslant t_0$. Устойчивость на заранее заданной полуоси $t > t_0$ получается с учетом известных результатов о непрерывности по параметру (Петровский, 1984, с. 80) для решения на конечном промежутке $t_0 \leqslant t \leqslant \tilde{t}$.

Оказывается, можно показать, что система (25) и (26) диссипативна с помощью теоремы Йосидзавы (Демидович, 1978, с. 290; Кунцевич, Лычак, 1967, с. 47–48, теорема 1.14 и ее следствие). т.е. система устойчива и “в большом”. Следовательно, все решения системы (21), (22) с физически разумными начальными условиями ограничены всегда.

Благодаря ограниченности по величине u_e^{td}, из (22) следует, что

$$\lim_{t \to \infty} \dot{u}_e{}^{td} = 0.$$

В свою очередь, решая (23), (24), можно показать, что

$$\lim_{t \to \infty} \frac{\partial \ln u_e^{ss}}{\partial \ln t} = -\frac{s_1 + s_2 - 3}{2}.$$

Отсюда следует, что на больших временах истинная относительная концентрация электронов выходит на константу $u_e^{td} \sim c_1$. А равновесная относительная концентрация электронов стремится к нулю, как $u_e^{ss} \sim t^{-(s_1 + s_2 - 3)/2}$.

Видно, что в нестационарном случае оболочка разлетается с большей степенью ионизации по сравнению со стационарным приближением. Это необходимо учитывать при моделировании кинетики сверхновой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подобное явление наблюдается и в атмосферных взрывах (Райзер, 1959; Зельдович, Райзер, 2008, с. 420) и при “затягивании” процесса рекомбинации первичной плазмы в ранней Вселенной при космологических условиях (Зельдович и др., 1969; Пиблс, 1968). Обычно говорят, что концентрация свободных электронов испытывает “закалку”. Но в отличие от классической закалки в атмосферных взрывах, эффект нестационарности в сверхновых остается даже тогда, когда температуры и вещества, и излучения постоянны.

В этой статье был рассмотрен сам факт нарушения равновесной стационарной аппроксимации в кинетике. Величина этого нарушения и его эволюция со временем будут описаны в последующих публикациях.

Авторы благодарны Н.Н. Шахворостовой, В.П. Утробину и А.В. Юдину за стимулирующие обсуждения. Работа М.Ш. Поташова частично поддержана грантом РФФИ 19-02-00567, а работа С.И. Блинникова по численным моделям сверхновых — грантом РНФ 18-12-00522.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакланов П.В., Блинников С.И., Павлюк Н.Н., Письма в Астрон. журн. **31**, 483 (2005) [P. V. Baklanov, S.I. Blinnikov, N.N. Pavlyuk, Astron. Lett. **31**, 429 (2005)].
2. Бакланов П.В., Блинников С.И., Поташов М.Ш., Долгов А.Д., Письма в ЖЭТФ **98**, 489 (2013) [P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, Sh.M. Potashov, A.D. Dolgov, JETP Lett. **98**, 432 (2013)].
3. Барон и др. (E. Baron, P.E. Nugent, D. Branch, and P.H. Hauschildt), Astrophys. J. **616**, L91 (2004).
4. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, M.Sh. Potashov, P.V. Baklanov, and A.D. Dolgov), JETP Lett. **96**, 153 (2012).
5. Де (S. De), MNRAS **401**, 2081 (2010).
6. Демидович Б., *Лекции по математической теории устойчивости* (1978).
7. Дессарт, Хилиер (L. Dessart and D.J. Hillier), MNRAS **383**, 57 (2007).
8. Дессарт (L. Dessart), Astrophys. J. **675**, 644 (2008).
9. Дессарт, Хилиер (L. Dessart and D.J. Hillier), MNRAS **405**, 23 (2010).
10. Езквага, Сумалакарреги (J.M. Ezquiaga and M. Zumalacarregui), arXiv:1807.09241 (2018).
11. Зельдович и др. (Y.B. Zeldovich, V.G. Kurt, and R.A. Syunyaev), JETP **28**, 146 (1969).
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П., *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (3-е издание, Физматлит, 2008).
13. Кастор (J. I. Castor), MNRAS **149**, 111 (1970).
14. Киршнер, Кван (R.P. Kirshner and J. Kwan), Astrophys. J. **193**, 27 (1974).
15. Киршнер, Кван (R.P. Kirshner and J. Kwan), Astrophys. J. **197**, 415 (1975).
16. Кунцевич В.М., Лычак М.М., *Синтез систем автоматического управления с помощью функции Ляпунова* (1977).
17. Михалас (D. Mihalas), *Stellar Atmospheres* (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978).
18. Морцель (E. Mortsell), J. Cosmology Astropart. Phys. **9** (2018).
19. Петровский И., *Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений* (1984).
20. Пиблс (P.J.E. Peebles), Astrophys. J. **153**, 1 (1968).
21. Поташов и др. (M.Sh. Potashov, S.I. Blinnikov, P.V. Baklanov, and A.D. Dolgov), MNRAS **431**, L98 (2013).
22. Поташов М.Ш., Блинников С.И., Утробин В.П., Письма в Астрон. журн. **43**, 40 (2017) [M.Sh. Potashov, S.I. Blinnikov, V.P. Utrobin, Astron. Lett. **43**, 36 (2017)].
23. Райзер (Y.P. Raizer), JETP **34**, 243 (1959).
24. Рисс (A.G. Riess), Astrophys. J. **861**, 126 (2018).
25. Соболев (V.V. Sobolev), *Moving Envelopes of Stars* (Cambridge: Harvard Univer. Press, 1960).
26. Утробин (V.P. Utrobin), Astron. Astrophys. **461**, 233 (2007).
27. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), Astron. Lett. **28**, 386 (2002).
28. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), Astron. Astrophys. **441**, 271 (2005).
29. Фогль (C. Vogl), arXiv:1811.02543 (2018).
30. Халил (H.K. Khalil), *Nonlinear System* (2002).
31. Хаммер, Райбики (D.G. Hummer and G.B. Rybicki), Astrophys. J. **293**, 258 (1985).
32. Хилиер, Дессарт (D.J. Hillier and L. Dessart), MNRAS **424**, 252 (2012).
33. Хьюбени, Ланц (I. Hubeny and T. Lanz), Astrophys. J. **439**, 874 (1995).
34. Чугай Н.Н., Астрофизика **26**, 89 (1987) [N.N. Chugai, Astrofizika **26**, 53 (1987)].
35. Чугай (N.N. Chugai), *The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics* (Ed. S.E. Woosley: Publ., Springer-Verlag, New York, 1991), p. 286.