

СВЕРХНОВАЯ ТИПА Ibн SN 2010al: МОЩНАЯ ПОТЕРЯ МАССЫ ЗА ПОЛГОДА ДО ВЗРЫВА

© 2022 г. Н. Н. Чугай^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 26.01.2022 г.

После доработки 31.01.2022 г.; принята к публикации 01.02.2022 г.

Сверхновая типа Ibн SN 2010al исследована с целью определения параметров сверхновой и околозвездной оболочки. Модель взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом в сочетании со спектральным моделированием эмиссионной бленды 4600 Å приводит к картине взрыва WR-звезды с энергией $(1-1.5) \times 10^{51}$ эрг внутри плотной компактной околозвездной оболочки с массой $\sim 0.1 M_{\odot}$ и кинетической энергией $\sim 10^{48}$ эрг. Околозвездная оболочка была сформирована за 0.4 года перед гравитационным коллапсом.

Ключевые слова: звезды, сверхновые, SN 2010al.

DOI: 10.31857/S0320010822030032

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая SN 2010al принадлежит к категории SNe Ibн, порождаемых гравитационным коллапсом (CCSN). Это фактически взрывающиеся звезды Вольфа–Райе (WR) класса WN, которые однако показывают признаки плотной околозвездной среды (Пасторелло и др., 2015). Кривая блеска SNe Ibн вблизи максимума блеска обусловлена взаимодействием оболочки сверхновой с плотным околозвездным газом (Мория, Маеда, 2016), как в случае SN 2006jc, также типа Ibн (Чугай, 2009).

Недавнее исследование кривых блеска SN Ibн приводит к выводу (Маеда, Мория, 2022), что быстрое падение блеска после максимума свечения отражает крутое падение плотности с $\omega \sim 3$ в степенном распределении плотности околозвездной оболочки $\rho \propto r^{-\omega}$ и малую массу ^{56}Ni в оболочке сверхновой. Крутое падение плотности околозвездного газа означает, что темп потери массы нарастает по мере приближения предсверхновой к взрыву (Маеда, Мория, 2022). Присутствие компактной ($\sim 10^{15}$ см) плотной оболочки ранее было обнаружено (Чугай, 2001) в SN 1998S (IIL) и SNe IP, например, SN 2013fs (Ярон и др., 2017). Это означает, что некоторый универсальный механизм вызывает интенсивную потерю массы массивной предсверхновой за год–десятилетие перед коллапсом ядра.

Отсутствие ясности в понимании природы бурной потери массы незадолго до взрыва CCSN, наряду с признаками компактной околозвездной оболочки в сверхновых SN Ibн, является важным поводом для того, чтобы исследовать хорошо наблюдающуюся SN 2010al (Ibн) для оценки параметров околозвездной оболочки и самой сверхновой. Одним из инструментов такого исследования является моделирование взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом (см., например, Чугай, 2001). При этом важно опираться на описание не только кривой блеска, но и скорости расширения; последний аспект отсутствует в опубликованной недавно модели SN 2010al. Более того, можно получить важные ограничения на параметры модели, опираясь на анализ эмиссионной бленды линий He II 4686 Å, N III 4634, 4641 Å, которая присутствует в первом спектре (Пасторелло и др., 2015). Профили линий — узкое ядро с широкими крыльями — указывают на то, что они формируются излучением и последующим томсоновским рассеянием в оптически плотной оболочке (Чугай, 2001). Моделирование такой линии позволяет получить величину оптической толщины околозвездной оболочки по томсоновскому рассеянию и таким образом верифицировать модель околозвездной оболочки.

Изложение начинается с описания модели взаимодействия с околозвездным веществом, включая расширение модели на случай адиабатической внешней ударной волны в околозвездной среде с крутым падением плотности $\omega > 3$. Затем описана модель формирования эмиссионной бленды

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

4600 Å. В итоге будут представлены результаты моделирования с обсуждением следствий.

Исследование основано на спектрах SN 2010al (Пасторелло и др., 2015), которые взяты из базы данных WISEREP (Ярон, Гал-Ям, 2012).

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМ ГАЗОМ

Приближение тонкого слоя

Гидродинамика взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездным веществом рассматривается в приближении тонкого слоя, в котором сгребенное вещество между внешней и обратной ударными волнами считается тонкой оболочкой, ускоряемой динамическим давлением вещества сверхновой (Джулиани, 1981; Шевалье, 1982; Чугай, 2001). В рассматриваемых условиях подавляющая часть тонкой оболочки является относительно холодной ($\sim 10^4$ К) и далее именуется холодной плотной оболочкой (ХПО).

Кинетическая светимость внешней ударной волны $L_{k,f}$ и обратной ударной волны $L_{k,r}$ конвертируется в рентгеновское излучение, которое будучи поглощенным невозмущенной оболочкой сверхновой, веществом ХПО и околозвездным газом перерабатывается в наблюдаемое оптическое излучение. Рентгеновская светимость ударной волны, например, внешней ударной волны, составляет $L_{X,f} = \eta_f L_{k,f}$ с радиационной эффективностью $\eta_f = t/(t + t_{c,f})$, где $t_{c,f}$ — время охлаждения горячего газа ударной волны. Время охлаждения вычисляется в предположении равенства электронной и ионной температур $T_e = T_i$ при плотности газа за ударной волной, равной, $4 \times$ (плотность перед ударной волной), с функцией высвечивания при содержании водорода $X = 0.2$, типичном для WN-звезд (Хаманн и др., 1991). Доля рентгеновской светимости внешней ударной волны с радиусом r_f , которая перехватывается оболочкой сверхновой и тонкой оболочкой с радиусом r_{cds} , равна фактору дилуции $W = 0.5[1 - (1 - (r_{cds}/r_f)^2)^{1/2}]$. Поглощенная доля рентгеновской светимости вычисляется с использованием спектра тормозного излучения при температуре газа в ударной волне и коэффициента поглощения $k_X = 100(h\nu/1 \text{ кэВ})^{-8/3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$.

Модельная болометрическая светимость в момент t предполагает мгновенную переработку поглощенного рентгеновского излучения в выходящее оптическое излучение при условии, что диффузионное время околозвездной оболочки $t_{\text{dif}}(t) < t$, в противном случае болометрическая светимость полагается равной $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ по аналогии с величиной светимости предсверхновой SN 2020tlf

с интенсивной потерей массы (Якобсон-Галан и др., 2022). Типичный возраст сверхновой в нашей модели, удовлетворяющий равенству $t_{\text{dif}}(t) = t$ составляет ~ 2 дня.

Плотность околозвездного вещества меняется вдоль радиуса по степенному закону $\rho(r) = Ar^{-\omega}$ с $\omega < 3$ при $r < R_k$ и $\omega > 3$ при $r > R_k$. Возможная клочковатость распределения вещества игнорируется. Расширение оболочки сверхновой предполагается гомологическим ($v = r/t$), а распределение плотности задано соотношением $\rho(v) = \rho_0/[1 + (v/v_0)^8]$, где ρ_0 и v_0 определяются массой оболочки M и ее кинетической энергией E .

Свечение, обусловленное взаимодействием сверхновой с околозвездным газом, определяется кинетической энергией внешних слоев сверхновой, и в случае степенного распределения плотности $\rho(v)$ эта энергия может быть одинаковой для неограниченного набора величин M и E . При $\rho \propto 1/v^n$ эффект взаимодействия оказывается неизменным, если M и E связаны соотношением $E \propto M^{(n-5)/(n-3)}$, что сводит вырождение по M и E к одному параметру, например M . Принимая некоторое значение M и основываясь на описании кривой блеска и скорости расширения ХПО, можно найти соответствующую величину E . Для любой иной величины M соответствующая величина E может быть определена с помощью приведенного выше масштабного соотношения. Для стандартной модели мы примем $M = 5 M_\odot$, что соответствует гелиевому ядру звезды с массой $21 M_\odot$ на Главной последовательности (Вусли и др., 2002).

Внешняя ударная волна при $\omega > 3$. Моделирование в приближении тонкого слоя показывает, что для описания крутого падения светимости SN 2010al на стадии $t > t_{\text{cr}} \sim 40$ дней необходимо допустить крутое падение плотности в околозвездной оболочке ($\omega > 5$) во внешней зоне $r > 10^{15}$ см. В случае существенно радиативной внешней ударной волны модель тонкого слоя в данном случае по-прежнему применима. Однако, если внешняя ударная волна становится адиабатической, модель тонкого слоя не применима, поскольку в случае $\omega > 3$ адиабатическая ударная волна ускоряется (Седов, 1977), тогда как ХПО нет.

В случае адиабатической внешней ударной волны при $\omega > 3$ предлагается гибридная модель. Она состоит в том, что обратная ударная волна и динамика ХПО по-прежнему описываются в модели тонкого слоя, тогда как внешняя ударная волна описывается автомодельным решением Седова для сильного взрыва в неоднородной среде: $\rho = Ar^{-\omega}$. В этом случае радиус ударной волны $r = Bt^{2/(5-\omega)}$ (Седов, 1977), где B зависит от энергии, параметра плотности A и индекса адиабаты. Мы, однако, определим B из условия сшивки светимости в

модели тонкого слоя и в модели свечения внешней ударной волны при автомодельном режиме расширения на стадии $t = t_{cr} \sim 40$ дней, когда отделившаяся ударная волна входит в адиабатический режим.

Рентгеновская светимость ускоряющейся внешней ударной волны может быть найдена следующим образом. В случае $\omega > 3$ масса сгребенной оболочки во внешней ударной волне практически не изменяется по мере распространения (число частиц $N \approx \text{const}$), поскольку подавляющая доля массы внешней зоны околозвездной оболочки уже сгребена на ранней стадии ускорения внешней ударной волны. Это означает, что средняя электронная температура $T_e \propto E/N \sim \text{const}$ и функция охлаждения $\Lambda(T_e) \approx \text{const}$. Таким образом, рентгеновская светимость внешней ударной волны $L_{X,f} \propto r^{-3} N^2 \Lambda \propto r^{-3} \propto t^{-6/(5-\omega)}$, а мощность, поглощенная ХПО и невозмущенной оболочкой сверхновой, составит $L_f \propto W L_{X,f}$. Это максимально возможный вклад внешней ударной волны в болометрическую светимость.

При $r_f/r_{cds} \gg 1$ фактор дилуции $W = (1/4)(r_{cds}/r_f)^2$ и, учитывая, что скорость массивной ХПО на рассматриваемой стадии практически постоянна, получаем $W \propto t^{(6-2\omega)/(5-\omega)}$ и асимптотически $L_f \propto t^{-2\omega/(5-\omega)}$. При $\omega = 4.5$, например, $L_f \propto t^{-18}$ и на поздней стадии вклад внешней ударной волны в болометрическую светимость оказывается пренебрежимо малым. Такое поведение болометрической светимости можно описать посредством гильотинного фактора: $g(t) = 1$ при $t < t_{cr}$ и $g(t) = 0$ в ином случае. Болометрическую светимость, обусловленную внешней ударной волной, можно представить произведением g и светимости, обусловленной внешней ударной волной в модели тонкого слоя. Разумно использовать гладкую версию фактора $g(t)$:

$$g(t) = 1/[1 + (t/t_{cr})^s], \quad (1)$$

где мы полагаем $s = 15$, а t_{cr} — момент, когда время охлаждения t_c удовлетворяет условию $t_c/t_{cr} = 0.5$.

Модель эмиссионной бленды 4600 Å

Эмиссионная бленда 4600 Å в спектре SN 2010al на 10-й день после взрыва образована линиями He II 4686 Å, N III 4634, 4641 Å и, возможно, C III 4647, 4650 Å (Пасторелло и др., 2015). Эта бленда моделируется как суперпозиция линий с одинаковым нормированным профилем. Спектр отдельной линии вычисляется методом Монте-Карло. Предполагается излучение и томсоновское рассеяние фотонов в околозвездной оболочке с внутренним радиусом $r_1 = 1$, который совпадает с

ХПО, и внешним радиусом $r_2 = 2.5r_1$. Фотосфера совпадает с ХПО и способна диффузно отражать фотоны с альбедо Ω . Распределение околозвездной плотности соответствует модели взаимодействия с $\omega = 1$ во внутренней зоне $r < R_k$. При этом принимается, что электронная концентрация $n_e \propto \rho$, а коэффициент излучения в линии $j \propto \rho^2$. Электронная температура в оболочке полагается постоянной: $T_e = 25\,000$ К.

Скорость околозвездного газа, определяемая из абсорбционных компонентов узких линий на 12, 16 и 26-й день после обнаружения, составляет соответственно 1000–1100, 1050–1150 и 1300–1400 км с⁻¹ (Пасторелло и др., 2015). Систематическое увеличение скорости со временем очевидно отражает ее увеличение с радиусом. Радиальную зависимость скорости зададим линейным соотношением

$$u = (u_2 - u_1)(r - r_1)/(r_2 - r_1) + u_1, \quad (2)$$

где u_1 — скорость газа на радиусе r_1 , а u_2 — скорость газа на радиусе r_2 .

Томсоновское рассеяние учитывает доплеровский сдвиг между последующими рассеяниями, а также перераспределение по частоте в сопутствующей системе из-за теплового движения электронов. Последнее рассматривается в терминах усредненной по углам функции перераспределения частоты при томсоновском рассеянии на тепловых электронах (Хаммер, Михалас, 1967).

ПАРАМЕТРЫ СВЕРХНОВОЙ И ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКИ

Болометрическая кривая блеска и скорости расширения описаны оптимальной моделью (рис. 1) с параметрами, представленными в табл. 1. Таблица включает массу и кинетическую энергию оболочки сверхновой, показатель степени распределения плотности околозвездной оболочки во внутренней ($r < R_k$) и во внешней зонах, величину R_k , массу околозвездной оболочки в интервале $r \leq R_k$ и ее оптическую толщину по томсоновскому рассеянию перед ХПО на 10-й день. На стадии $t \leq 40$ дней светимость определяется сопоставимым вкладом прямой и обратной ударных волн, тогда как на более поздней стадии светимость полностью определяется обратной ударной волной. Примечательно, что модельная скорость ХПО и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой согласуются с максимальной скоростью, полученной по линиям He I 10830 Å и триплета Ca II 8600 Å в спектре на 60-й день.

Описание кривой блеска в комбинации со скоростью расширения ХПО позволяет найти энергию взрыва при массе оболочки сверхновой $5 M_\odot$. Уже

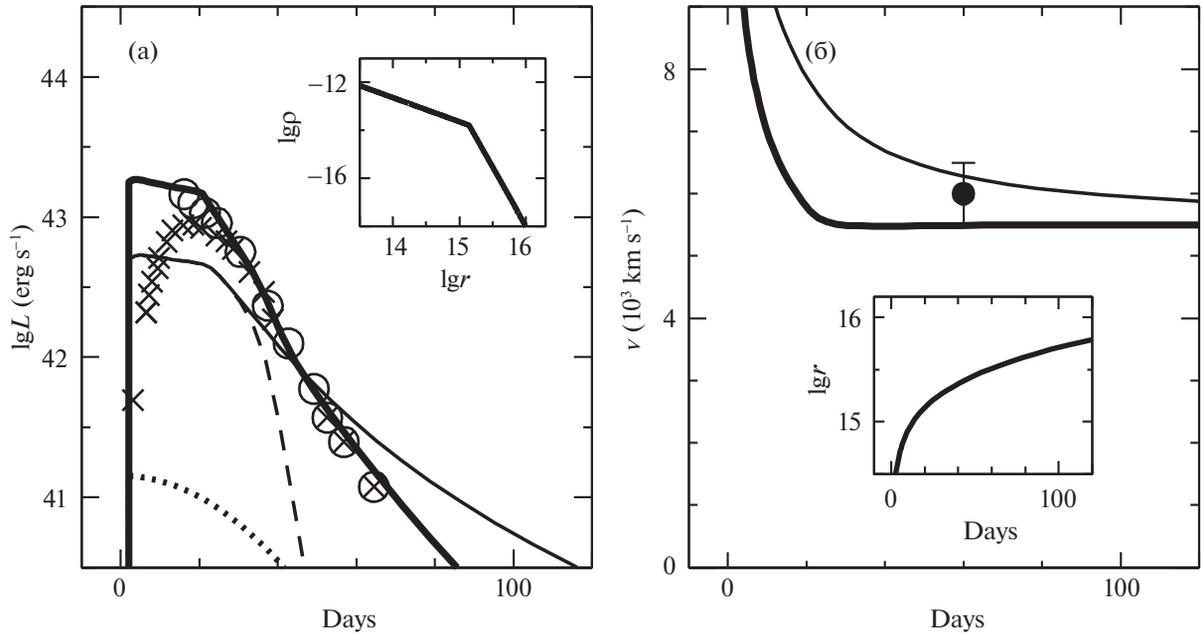


Рис. 1. (а) — Модельная болометрическая кривая блеска (толстая линия) в сравнении с двумя версиями наблюдательной кривой блеска: псевдо-болометрической кривой блеска, полученной из оптических и инфракрасных потоков (кресты) и кривой блеска с учетом ультрафиолетового потока (круги). Тонкая линия — модельная болометрическая светимость, обусловленная внешней ударной волной в приближении тонкого слоя, тогда как штриховая линия — эта же светимость, но умноженная на гильотинный фактор. Диффузионная светимость сверхновой без учета взаимодействия с околозвездным веществом показана пунктиром. Вставка показывает распределение плотности околозвездного газа. (б) — Модельная скорость ХПО (толстая линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (тонкая линия). Максимальная скорость, найденная по линиям триплета Ca II и He I 10830 Å в спектре на 60-й день, показана кружком. На вкладке показан модельный радиус ХПО.

отмечено, что при степенном распределении плотности в оболочке сверхновой $\rho \propto 1/v^n$ имеет место соотношение $E \propto M^{(n-5)/(n-3)}$. В частности, при $n = 8$ и в 2 раза большей массе оболочки энергия должна быть в 1.516 раза больше, т.е. при оболочке в $M = 10 M_{\odot}$ и энергии $E = 1.52 \times 10^{51}$ эрг эффект взаимодействия с околозвездной оболочкой будет таким же, как и в оптимальной модели с массой $5 M_{\odot}$, что подтверждено численным расчетом. Оболочка сверхновой с массой $10 M_{\odot}$ соответствует массе предсверхновой $11.5 M_{\odot}$ или массе звезды $\approx 40 M_{\odot}$ на Главной последовательности (Вусли и др., 2002). Поскольку успешный взрыв с образованием нейтронной звезды имеет место для звезд с начальными массами $< 40 M_{\odot}$, а интервал масс $\lesssim 25 M_{\odot}$ порождает SNe Ib (Хегер и др., 2003), то прародители SNe Ib занимают интервал $25 \lesssim M < 40 M_{\odot}$ и, следовательно, энергия взры-

ва SN 2010al оказывается в пределах $(1-1.5) \times 10^{51}$ эрг.

В контексте происхождения сверхновых SN Ib представляет интерес масса ^{56}Ni в SN 2010al. В рамках оптимальной модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой верхний предел массы ^{56}Ni составляет $M_{\text{Ni}} < 0.01 M_{\odot}$. Модельно независимая оценка следует из наблюдаемой болометрической светимости на поздней стадии, $M_{\text{Ni}} \leq 0.015 M_{\odot}$, что согласуется с недавней оценкой предела $M_{\text{Ni}} < 0.02 M_{\odot}$ (Маеда, Мория, 2022).

Модель взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой подтверждается моделированием бленды 4600 Å (модель А, рис. 2, табл. 2). Помимо He II 4686 Å, N III 4637 Å, модель включает линии N III 4515, 4544 и 4592 Å, C III 4647, 4650 Å и H β . Таблица 2 содержит оптическую толщину околозвездной оболочки, отношение потоков C III 4648/N III 4637, обозначаемое C/N, скорость расширения околозвездного газа на внутренней границе на радиусах r_1 и r_2 . Распределение плотности ($\omega = 1$) и оптическая толщина околозвездной оболочки на 10-й день вне ХПО ($\tau = 3.4$) соответ-

Таблица 1. Параметры модели взаимодействия сверхновой с околозвездным газом

M, M_{\odot}	$E, 10^{51}$ эрг	$\omega_{\text{in}}/\omega_{\text{out}}$	$R_k, 10^{15}$ см	M_{cs}, M_{\odot}	$\tau, 10$ d
5	1	1/4.9	1.4	0.14	3.4

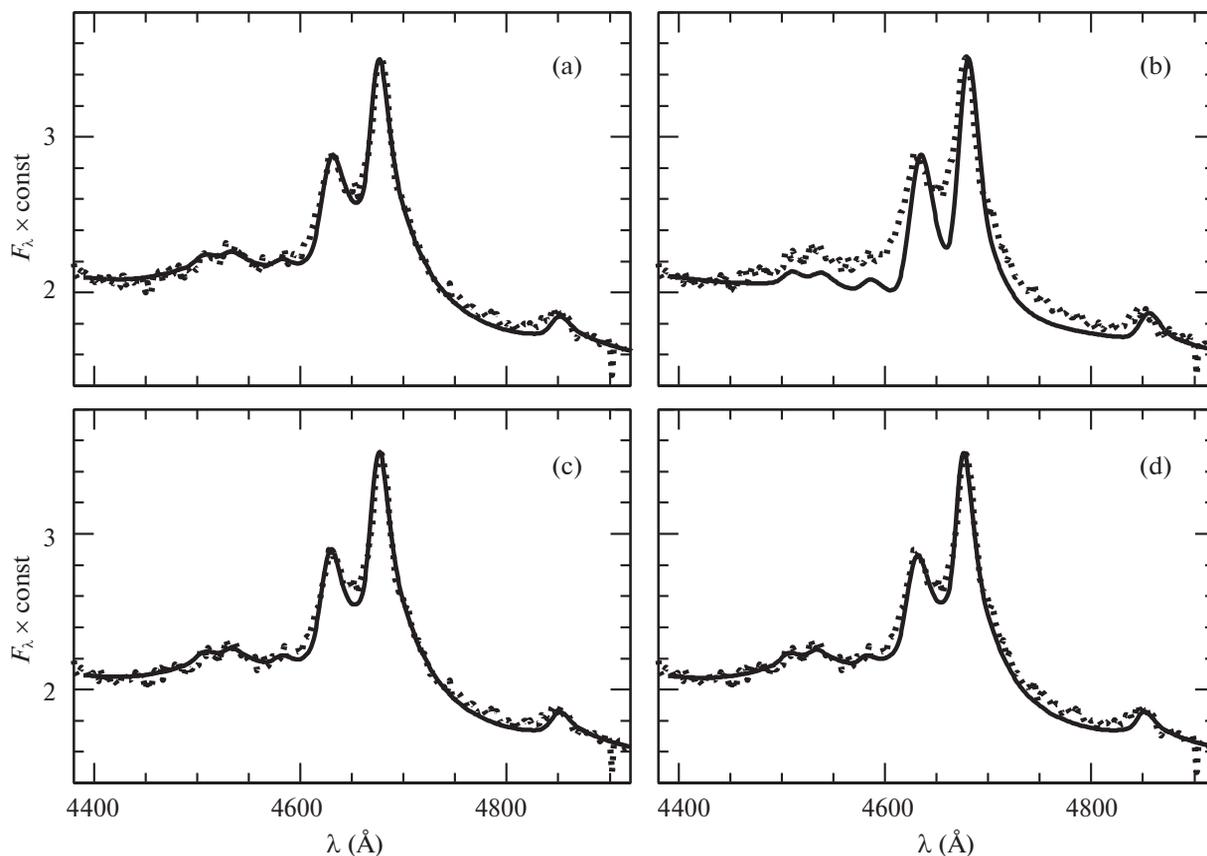


Рис. 2. Модельный спектр бленды образованной линиями He II, N III и возможно C III в сравнении с наблюдаемым спектром (пунктир). На панелях (a), (b), (c), (d) показаны соответственно модели A, B, C, D (см. табл. 2).

ствуют модели ударного взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

Профиль линии слабо зависит от электронной температуры в пределах 20 000–30 000 К; в представленных моделях $T_e = 25\,000$ К. Спустя 3.6 дня чернотельная температура излучения составила 21 000 К (Де ля Роса и др., 2016), что согласуется с принятой температурой на более ранней стадии. Альbedo фотосферы не влияет заметно на результат; мы приняли $\Omega = 0.5$. Модель В с $\tau = 1$ демонстрирует существенную роль томсоновского рассеяния. Модель С без вклада С III не показывает явного присутствия линий

С III, хотя без их учета согласие с наблюдаемым спектром в области 4650 Å несколько хуже в сравнении с моделью А. Модель D с постоянной скоростью 1000 км с⁻¹ хуже описывает красное крыло линии He II.

В итоге модель ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом (табл. 1) и модель А формирования профиля эмиссионной бленды 4600 Å (табл. 2) предполагают существование вокруг предсверхновой компактной оболочки радиусом $R_k \approx 1.4 \times 10^{15}$ см, массой 0.14 M_\odot и скоростью расширения $u_{cs} \approx 1000$ км с⁻¹. Характерное время формирования оболочки $t_{cs} = R_k/u_{cs} \sim 0.4$ года, а средний темп потери массы составляет 0.3 M_\odot год⁻¹. Кинетическая энергия околозвездной оболочки $E_{cs} \approx 1.4 \times 10^{48}$ эрг предполагает среднюю кинетическую светимость механизма потери массы $E_{cs}/t_{cs} \sim 10^{41}$ эрг с⁻¹.

Таблица 2. Параметры модели бленды 4600 Å

Модель	τ	C/N	u_1 , км/с	u_2 , км/с
A	3.4	0.19	400	1300
B	1	0.19	400	1300
C	3.4	0	400	1300
D	3.4	0.19	1000	1000

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель работы состояла в исследовании хорошо наблюдавшейся сверхновой типа Ib_n SN 2010al

Таблица 3. Компактная околозвездная оболочка в CCSNe

SN тип	SN	M_{cs}, M_{\odot}	u_{cs} , км/с	E_{cs} , эрг	$^{56}\text{Ni}, M_{\odot}$	t_{cs} , год
SN IIP	2013fs	0.003 ^a	50	7×10^{43}	0.05 ^d	~10
SN IIL	1998S	0.1 ^b	40	2×10^{45}	0.15 ^e	~10
SN Ibn	2010al	0.14 ^c	1000	10^{48}	<0.015 ^c	0.4

^a Ярон и др. (2017), ^b Чугай (2001), ^c данная работа, ^d Чугай (2020), ^e Фассия и др. (2000).

для оценки параметров сверхновой и компактной околозвездной оболочки. Модель ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом и модель формирования профиля эмиссионной бленды 4600 Å приводят к картине взрыва WR-предсверхновой с энергией $(1-1.5) \times 10^{51}$ эрг внутри компактной оболочки ($\sim 10^{15}$ см) с массой $0.14 M_{\odot}$. Примечательно, что найденный диапазон энергии взрыва находится в согласии с нейтринным механизмом взрыва с максимальной энергией $E \leq 2 \times 10^{51}$ эрг (Янка, 2017).

SN 2010al показывает максимальную энергию компактной околозвездной оболочки среди известных CCSNe, которые обладали подобными околозвездными оболочками (мы не рассматриваем здесь явления класса SN 1994W и SN 2006gy). Таблица 3 содержит параметры трех хорошо изученных CCSNe разных типов с компактными околозвездными оболочками. В таблице последовательно представлены масса околозвездной оболочки, скорость расширения, кинетическая энергия околозвездной оболочки, масса ^{56}Ni в оболочке сверхновой и характерное время мощной потери массы, сформировавшей околозвездную оболочку. Эти сверхновые образуют возрастающую последовательность вдоль шкалы энергии околозвездной оболочки SN IIP \rightarrow SN IIL \rightarrow SN Ibn, причем с довольно большим инкрементом. Естественно предположить, что указанный порядок соответствует увеличению начальной массы предсверхновой вдоль последовательности. Если это так, то центральный источник, отвечающий за мощную потерю массы, функционирует в соответствии с правилом: чем больше начальная масса предсверхновой, тем большая энергия гидродинамических возмущений генерируется в ядре и вкладывается в оболочку.

Теория эволюции массивных звезд предсказывает, что время горения кислорода в ядре тем меньше, чем больше начальная масса предсверхновой. Для звезды с массой $25 M_{\odot}$ кислород сгорает за 0.4 года до коллапса ядра (Вусли и др., 2002), что сравнимо с временем формирования компактной околозвездной оболочки SN 2010al. Таким образом, высокая энергия околозвездной

оболочки SN 2010al могла быть связана с фазой горения кислорода предсверхновой с начальной массой $\sim 25 M_{\odot}$.

Процессы, вовлеченные в генерацию гидродинамических возмущений, приводящих к мощной потере массы, не вполне ясны. Интересная возможность состоит в генерации мощного потока акустических волн, вызванного бурной конвекцией в ядре (Кватаэрт, Шиода, 2012). Случай SN 2010al — взрыва компактной WR-звезды с огромной энергией сброшенного вещества — указывает на то, что медленная потеря массы в режиме ветра крайне маловероятна. Более естественным режимом потери массы представляется сброс вещества ударной волной с энергией порядка 10^{48} эрг. Это накладывает важные ограничения на механизм генерации мощного гидродинамического возмущения в ядре предсверхновой.

Если энергия возмущений, приводящих к мощной потере массы перед коллапсом, действительно возрастает с увеличением начальной массы, то малая масса ^{56}Ni в оболочке SN 2010al, скорее всего, связана с обратным падением (fallback) при взрыве, поскольку величина аккрецируемой массы, обусловленная обратным падением, возрастает с увеличением начальной массы предсверхновой (Вусли и др., 2002). Заметим, что аккреция на нейтронную звезду достаточно большого количества вещества $< 0.4 M_{\odot}$ согласуется с фактом существования массивных нейтронных звезд с массой до $2.1 M_{\odot}$ (Фонсека и др., 2021).

Автор выражает благодарность Л.Р. Юнгельсону за полезные обсуждения. Работа частично финансировалась грантом РФФИ и DFG 21-52-12032.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), Rev. Mod. Phys. **74**, 1015 (2002).
2. Де ля Роса и др. (J. De la Rosa, P. Roming, T. Pritchard, and C. Fryer), Astrophys. J. **820**, 74 (2016).
3. Джулиани (J.L. Giuliani), Astrophys. J. **245**, 903 (1981).

4. Кваатаэрт, Шиоде (E. Quataert and J. Shiode), *MNRAS* **423**, L92 (2012).
5. Маеда, Мория (K. Maeda and T. Moriya) eprint arXiv:2201.00955 (2022).
6. Мория, Маеда (T. Moriya and K. Maeda), *Astrophys. J.* **824**, 100 (2016).
7. Пасторелло и др. (A. Pastorello, S. Benetti, P.J. Brown, D.Y. Tsvetkov, C. Inserra, S. Taubenberger, L. Tomasella, M. Fraser, et al.), *MNRAS* **449**, 1921 (2015).
8. Седов Л.И., *Методы подобия и размерности в механике* (Наука, Москва, 1977).
9. Фассиа и др. (A. Fassia, W.P.S. Meikle, W.D. Vacca, S.N. Kemp, N.A. Walton, D.L. Pollacco, S. Smartt, A. Oscoz, et al.), *MNRAS* **318**, 1093 (2000).
10. Фонсека и др. (E. Fonseca, H.T. Cromartie, T.T. Pennucci, P.S. Ray, A.Yu. Kirichenko, S.M. Ransom, P.B. Demorest, I.H. Stairs, et al.), *Astrophys. J.* **915**, L12 (2021).
11. Хаманн и др. (W.-R. Hamann, G. Duennebeil, L. Koesterke, U. Wessolowski, and W. Schmutz), *Astron. Astrophys.* **249**, 443 (1991).
12. Хаммер, Михалас (D.G. Hummer and D. Mihalas), *Astrophys. J.* **150**, L57 (1967).
13. Хегер и др. (A. Heger, C.L. Fryer, S.E. Woosley, N. Langer, and D.H. Hartmann), *Astrophys. J.* **591**, 288 (2003).
14. Хаммер, Михалас (D.G. Hummer and D. Mihalas), *Astrophys. J.* **150**, L57 (1967).
15. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **494**, L86 (2020).
16. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **400**, 866 (2009).
17. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, P. Lundqvist, W.P.S. Meikle, and E.I. Sorokina), *MNRAS* **330**, 473 (2002).
18. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
19. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
20. Якобсон-Галан и др. (W.V. Jacobson-Galán, L. Dessart, D.O. Jones, R. Margutti, D.L. Coppejans, G. Dimitriadis, R.J. Foley, C.D. Kilpatrick, et al.), *Astrophys. J.* **924**, 15 (2022).
21. Янка (H.-T. Janka), *Handbook of Supernovae* (Springer, Inter. Publ. AG, p. 1575, 2017).
22. Ярон, Гал-Ям (O. Yaron and A. Gal-Yam), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **124**, 668 (2012).
23. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).