

СВЕРХНОВАЯ СВЕРХВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ SN 2018IBB: ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ОБОЛОЧКА И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ

© 2024 г. Н. Н. Чугай^{1*}¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 02.09.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.; принята к публикации 11.09.2024 г.

Исследуются наблюдательные эффекты околозвездного газа вокруг сверхновой сверхвысокой светимости SN 2018ibb. Узкие линии поглощения Fe II воспроизводятся в модели фрагментированной холодной плотной оболочки (CDS) между внешней и обратной ударными волнами. Необычное селективное поглощение в эмиссионном дублете [O I] объяснено рассеянием излучения в линиях дублета Si II в оболочке сверхновой. Показано, что эмиссионный дублет [O III] на стадии $t_{\max} + 565$ дней может излучаться оболочкой сверхновой, причем асимметрия дублета [O III] объясняется формированием пыли в сверхновой. Моделирование взаимодействия сверхновой с околозвездным газом в сочетании с данными наблюдений приводит к оценке массы околозвездной оболочки ($\sim 0.14 M_{\odot}$).

Ключевые слова: звезды — сверхновые; звезды — сверхмассивные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824080021, EDN: LYBTRW

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая сверхвысокой светимости (SLSN) SN 2018ibb на красном смещении $z = 0.166$ привлекает интерес из-за уникальных наблюдательных данных и важных следствий для теории эволюции сверхмассивных звезд и их взрыва (Шульце и др., 2024). Авторы приходят к выводу, что в этом случае имел место взрыв сверхмассивной звезды категории PISN (pair-instability SN) с энергией $\gtrsim 10^{52}$ эрг и выбросом $25\text{--}44 M_{\odot}$ синтезированного ^{56}Ni . В спектре присутствуют линии поглощения дублета Mg II 2796, 2803 Å, возникающие в околозвездной оболочке со скоростью расширения 2918 км с^{-1} . Масса околозвездной оболочки в цитируемой работе не определена, но следует подчеркнуть, что выброс массивной оболочки ($\gtrsim 1 M_{\odot}$) с энергией $\gtrsim 10^{50}$ эрг до взрыва PISN в данном случае стал бы проблемой, поскольку теоретически взрыв сверхмассивной звезды при огромных энергии и массе синтезированного ^{56}Ni должен быть однократным явлением, которому не предшествуют пульсационные выбросы значительной массы (Вусли и др., 2002; Хегер и Вусли, 2002).

Ключевое значение величины массы околозвездной оболочки для теории финальной стадии эволюции сверхмассивных звезд придает особую важность исследованию околозвездного газа вокруг предсверхновой SN 2018ibb. Ограничения на массу и радиус околозвездной оболочки можно получить путем моделирования ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом при использовании соответ-

ствующих наблюдательных данных. В этом контексте привлекают внимание три проблемы, связанные с интерпретацией спектра SN 2018ibb, и которые имеют отношение к теме околозвездной оболочки.

Первая проблема с 20-летней историей — это узкие линии поглощения мультиплета 42 Fe II (4924, 5018, 5169 Å) в спектрах SLSN вблизи максимума блеска. Ранее, анализируя узкие линии Fe II в SLSN SN 1999as, Кэйзен (2004) предположил, что они формируются в холодной плотной оболочке (CDS), которая сопутствует взаимодействию сверхновой с плотным околозвездным газом. При этом, однако, подчеркивалась проблема слишком малой толщины CDS (Кэйзен, 2004). Альтернативная модель (Мория и др., 2019) связывает узкие линии Fe II в SLSN SN 2007bi и SN 1999as с усеченным распределением плотности сверхновой на высоких скоростях из-за взаимодействия с околозвездным веществом и не учитывает вклад поглощения в CDS.

Вторая проблема — необычное селективное поглощение в профиле эмиссионного дублета [O I] 6300, 6364 Å на стадии $t_{\max} + 287$ дней. Предполагается, что поглощение происходит в плотном газе CDS в самих линиях дублета [O I] (Шульце и др., 2024). Это крайне интересная возможность, но оценка показывает, что требуется слишком большая масса CDS ($\gtrsim 30 M_{\odot}$), состоящей из кислорода. Альтернативным неисследованным вариантом может стать, рассматриваемое ниже, рассеяние излучения в линиях дублета Si II 6347, 6371 Å в невозмущенной оболочке сверхновой.

И наконец, проблема локализации источника эмиссионных линий ионизованного кислорода [O II]

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

и [O III] на небулярной стадии. В принципе эти линии могут излучаться фотоионизованной околозвездной оболочкой (Шульце и др., 2024). Альтернативная неизученная возможность — излучение запрещенных линий ионизованного кислорода самой оболочкой сверхновой.

В предлагаемом сообщении исследуются указанные проблемы интерпретации спектров, которые имеют прямое отношение к эффектам околозвездной оболочки. Полученные выводы используются при моделировании ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом.

В следующем разделе рассматриваются означенные спектральные особенности, в частности моделируется эффект CDS в линиях Fe II, эффект рассеяния в линиях дублета Si II при формировании эмиссионного дублета [O I], а также моделируются профиль дублета [O III] в двух альтернативных вариантах. Третий раздел посвящен моделированию взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой. В двух приложениях кратко излагаются некоторые аспекты физики формирования узких линий Fe II и возбуждения Si II.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПРОБЛЕМНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ

Узкие линии Fe II

Узкие линии поглощения мультиплета 42 Fe II 4924, 5018 и 5169 Å, наблюдаются в спектре SN 2018ibb на протяжении трех месяцев, начиная с максимума блеска (Шульце и др., 2024). Их происхождение в спектре SN 1999as (SLSN) Кэйзен (2004) связал с поглощением в CDS, которая формируется между прямой и обратной ударными волнами. Однако при этом была отмечена трудность, обусловленная малой геометрической толщиной CDS. Указанная проблема преодолевается, если учесть, что торможение CDS вызывает ее фрагментацию из-за неустойчивости Рэлея—Тейлора, порождая ансамбль тонких двумерных фрагментов холодного газа, перемешанных с горячим газом внешней ударной волны, как демонстрируют трехмерные расчеты (Блондин и Эллисон, 2001). Ранее это обстоятельство было учтено при моделировании спектра SN 2002ic (Чугай и др., 2004). Подчеркнем, что помимо узких линий имеется широкий компонент линий Fe II, который формируется в невозмущенной оболочке сверхновой. Поэтому предлагаемую модель формирования профилей линий Fe II естественно считать двухкомпонентной.

Перенос резонансного излучения в слое, образованном хаотическим ансамблем поглощающих фрагментов с размерами значительно меньше радиуса оболочки ($l \ll r$), можно описывать в приближении Соболева (Чугай и др., 2004). Локальная оптическая толщина в линии вдоль направления $\vec{s}$, с косинусом $\mu = \cos \theta$ угла относительно радиуса, определяется средним числом фрагментов на резонансной длине Собо-

лева $l_S = u_t |dv_s/ds|^{-1}$ (u_t — турбулентная скорость). Среднее число фрагментов на длине l_S , которую назовем локальной геометрической оптической толщиной, равно $\tau_g = n_f \sigma_f l_S$, где n_f — число фрагментов в единице объема, а σ_f — среднее сечение фрагмента. В комбинации со средней оптической толщиной фрагмента в линии (τ_f) “эффективная” оптическая толщина относительно локального поглощения (рассеяния) в данной линии равна

$$\tau = \tau_g [1 - \exp(-\tau_f)]. \quad (1)$$

Удобно использовать представление $\tau_g = Q\varphi(\mu)$, в котором $\varphi(\mu) = 1$ при гомологическом расширении $v = r/t$ и $\varphi(\mu) = 1/(1 - \mu^2)$ при расширении с постоянной скоростью, $Q \sim 1$ — свободный параметр наряду с τ_f . Кинематика гомологического расширения соответствует невозмущенной оболочке сверхновой, тогда как расширение с постоянной скоростью приближенно описывает течение за внешней ударной волной (Шевалье, 1982a).

Для моделирования спектра отобраны семь наиболее сильных линий Fe II в диапазоне 4900–5350 Å из базы данных VALD (Купка и др., 2000) с больцмановскими населенностями уровней при температуре 8000 К. Три из семи — это линии мультиплета 42, а остальные четыре лежат в диапазоне $\lambda \gtrsim 5200$ Å с потенциалом возбуждения на ≈ 0.3 эВ выше линий мультиплета 42. Это означает, что некоторая неопределенность в температуре возбуждения не имеет значения. Параметрами модели служат скорость на уровне фотосферы v_p , граничная скорость оболочки сверхновой v_0 , скорость v_{cds} расширения слоя фрагментов CDS и относительная толщина этого слоя $\delta = \Delta R/R$. Для невозмущенной оболочки сверхновой принимается распределение оптической толщины в “реперной” линии 5018 Å $\tau = \tau_p(v_p/v)^9$. Оптимальная скорость на уровне фотосферы $v_p = 8000$ км с^{−1}. Из-за крутого падения оптической толщины с ростом скорости, компонент, связанный с оболочкой сверхновой, нечувствителен к величине граничной скорости сверхновой, которая принимается равной $v_0 = 11\,500$ км с^{−1}. Оптическая толщина фрагментов в линиях предполагается большой $\tau_f \gg 1$ и это означает ведущую роль параметра Q . Спектр рассчитан методом Монте Карло в предположении чистого рассеяния в линиях. Спектр квазиконтинуума, излучаемый фотосферой, подбирается так, чтобы воспроизводить наблюдаемый континуум в рассматриваемом интервале длин волн.

Рассчитанный спектр в сравнении с наблюдаемым спектром на стадии $t_{\max} + 33$ дня (рис. 1a) характеризуется параметрами $v_{cds} = 10\,300$ км с^{−1}, $\delta = 0.22$, $Q = 0.45$. Для сравнения показан спектр варианта, в котором не учитывается рассеяние в слое фрагментов CDS (рис. 1b). Вариация параметров в данном случае не приводит к лучшему описанию наблюдаемого спектра.

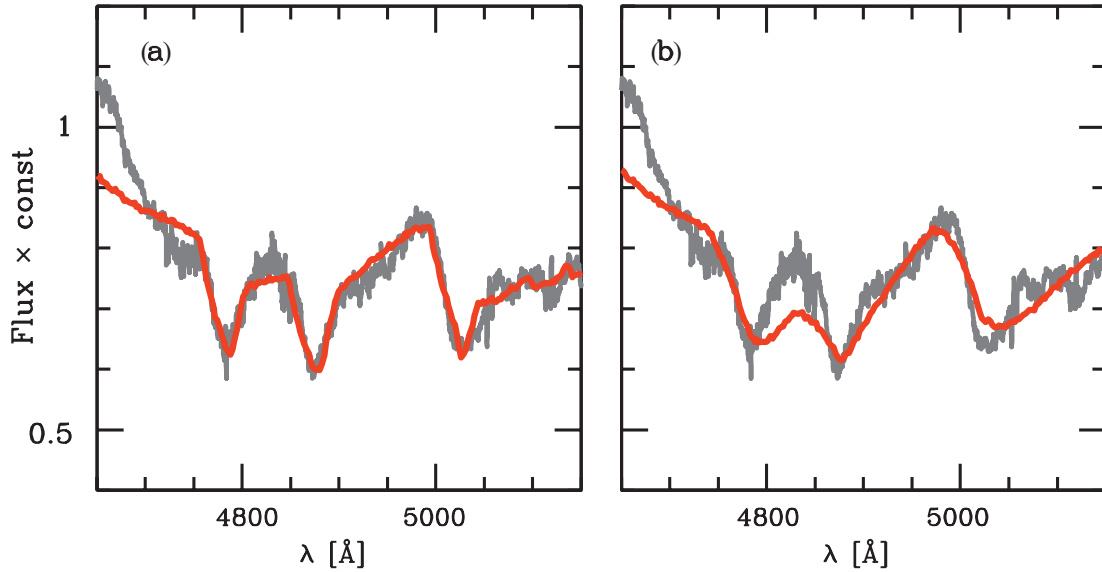


Рис. 1. Линии Fe II в двух модельных вариантах (красная линия) в сравнении с наблюдаемым спектром на стадии $t_{\max} + 33$ дня (Шульце и др., 2024). Модель на панели (a) включает рассеяние в линиях Fe II в невозмущенной оболочке и в слое фрагментов CDS. Модель на панели (b) учитывает рассеяние в линиях только в невозмущенной оболочке сверхновой.

Основной вывод из сопоставления моделей состоит в том, что учет рассеяния в слое фрагментов CDS значительно улучшает согласие с наблюдаемым спектром и поэтому модель с учетом рассеяния в линиях Fe II в фрагментированной CDS предпочтительнее. Параметр геометрической оптической толщины $Q = 0.45$ свидетельствует об умеренной степени фрагментации и перемешивания CDS во внешней ударной волне (см. Приложение A1). Рассеяние в линиях Fe II в оболочке сверхновой также существенно, в частности, оно формирует характерный вогнутый профиль в синей части эмиссионного максимума линии 5018 Å . Оптимальная величина оптической толщины этой линии на уровне фотосферы $\tau_p = 0.87$.

Представленная двухкомпонентная модель удовлетворительно описывает наблюдаемый спектр Fe II и подтверждает предположение о формировании узких линий Fe II в CDS (Кэйзен, 2004), с поправкой на фрагментацию и перемешивание фрагментов во внешней ударной волне. Интересно, что узкие линии Fe II фактически являются аналогом высокоскоростной узкой абсорбции (HVNA) $\text{H}\alpha$, наблюдаемой в некоторых сверхновых IIP на стадии около 50–70 дней и связанной со слоем фрагментированной CDS во внешней ударной волне (Чугай и др., 2007).

Дублет [O I] и дублет [Si II]

Рассматривается модель сферической оболочки с кинематикой $v = r/t$, в которой источники свечения в оптически тонких линиях дублета [O I] $6300, 6364 \text{ Å}$ распределены по степенному закону $\epsilon \propto v^{-k}$. Модель допускает центральную сферическую зону радиуса v_h лишенную кислорода. Такая модель использу-

ется для имитации одномерных моделей PISN, в которых кислород в оболочке неперемешан и локализован во внешних слоях, как, например, в модели He130 (Кэйзен и др., 2011). В нашей модельной оболочке населенность нижнего уровня дублета Si II $6347, 6371 \text{ Å}$, т.е. верхнего уровня соответствующего ультрафиолетового перехода (n_2), распределена в виде ступеньки $n_2 = \text{const}$ в интервале скоростей $v \lesssim v_{si}$ и $n_2 = 0$ при $v > v_{si}$. Локальная оптическая толщина в линиях распределена таким же образом в предположении постоянной по радиусу турбулентной (тепловой) скорости. Отношение локальных оптических толщин в линиях $\tau(6371)/\tau(6347) = 0.59$ (база NIST). В такой модели спектр дублета [O I] определяется показателем степени k , величинами $\tau(6347)$, v_{si} и v_h . В пределе большой оптической толщины $\tau(6347) \gg 1$ остаются три параметра: k , v_{si} и v_h .

Помимо излучения в линиях учитывается излучение квазиконтинуума, интенсивность которого на ограниченном интервале длин волн представлена линейной функцией длины волны. Реальный квазиконтинуум в области $6000\text{--}6600 \text{ Å}$ имеет форму широкой эмиссионной полосы, которая образована блендой эмиссионных линий Fe II [например, спектр SN 2002ic (Чугай и др., 2004, рис. 10)]. Источники квазиконтинуума в модели распределены по тому же закону, что и источники эмиссии [O I]. Скорость на границе оболочки определяется коротковолновой границей дублета и равна $v_0 = 11500 \text{ км с}^{-1}$.

Рассчитанные методом Монте-Карло спектры дублета [O I] с учетом рассеяния в линиях Si II показаны на рис. 2 для двух случаев распределе-

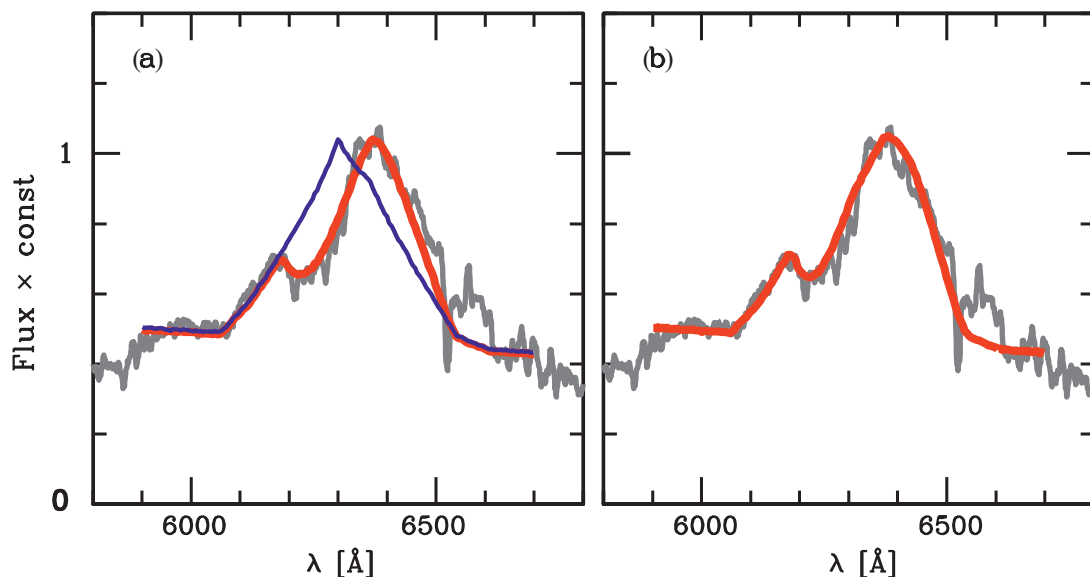


Рис. 2. Дублет [O I] в модели (красная линия) с рассеянием в линиях дублета Si II 6347, 6371 Å в сравнении с наблюдаемым спектром на момент $t_{\max} + 287$ дней (Шульце и др., 2024). Тонкая синяя линия соответствует профилю в отсутствии рассеяния в линиях Si II. Слева (a) показана модель без центральной полости распределения кислорода, а справа — с полостью ($v_h = 3000 \text{ км с}^{-1}$).

ния кислорода: без полости ($v_h = 0$) и с полостью ($v_h = 3000 \text{ км с}^{-1}$) для граничной скорости $v_{si} = 7300 \text{ км с}^{-1}$ распределения $n_2(\text{Si II})$. Неопределенность величины v_{si} составляет $\pm 300 \text{ км с}^{-1}$. Показатель степени $k = 1.23$ в первом случае и $k = 1.65$ во втором. Оба варианта дают приемлемое описание профиля дублета [O I] и это означает, что результат не очень чувствителен к наличию полости в распределении кислорода при $v_h \lesssim 3000 \text{ км с}^{-1}$. В представленных вариантах $\tau(6347) = 5$, но такой же результат получается и при $\tau(6347) = 4$. В Приложении A2 приведена оценка, показывающая реалистичность используемой величины $\tau(6347)$. В итоге, не вызывает сомнения, что наблюдаемое селективное поглощение в профиле дублета [O I] является результатом рассеяния излучения в линиях дублета Si II.

Источник эмиссии [O III] 5007, 4959 Å

К проблеме околозвездной оболочки имеет отношение вопрос о локализации источников свечения в запрещенных линиях ионизованного кислорода [O II] и [O III], которые являются сильнейшими в спектрах SN 2018ibb на небулярной стадии. Возможны два варианта: (1) излучение околозвездного газа, ионизованного излучением внешней ударной волны (Шульце и др., 2024) и (2) излучение кислорода оболочки сверхновой ионизованной радиоактивным распадом ^{56}Co . Первый вариант предсказывает верифицируемые особенности. Действительно, при постоянной скорости расширения околозвездного газа профиль оптически тонкой эмиссионной линии должен иметь

прямоугольную форму, что должно быть заметно в наблюдаемом профиле.

Рассчитанные профили дублета [O III] 5007, 4959 Å в обоих вариантах источников свечения сравниваются со спектром SN 2018ibb на стадии $t_{\max} + 565$ дней (рис. 3). Асимметрия профиля дублета, особенно заметная на этой стадии, связана с непрерывным поглощением в оболочке сверхновой (Шульце и др., 2024), которое учтено в обеих моделях. В первом варианте околозвездная оболочка примыкает к частично непрозрачной однородной оболочке сверхновой радиуса $R_1 = 1$ с оптической толщиной в континууме $\tau = 0.5$. Околозвездная оболочка со скоростью 2900 км с^{-1} и однородным распределением источников в модели занимает слой $R_1 < r < R_2 = 1.2R_1$; более протяженная оболочка не создает требуемого экранирования. В варианте свечения сверхновой распределение источников в оболочке в пределах $v \leq v_b$ предполагается пропорциональным плотности в модели mod60 (см. раздел 3). В этом же интервале скоростей предполагаются однородно распределенные источники поглощения в континууме с оптической толщиной вдоль радиуса τ . В оптимальном варианте $v_b = 7000 \text{ км с}^{-1}$ и $\tau = 1$. Представленные модельные профили свидетельствуют о том, что локализация источников в сверхновой предпочтительнее (см., однако, Обсуждение).

Значительное непрерывное поглощение в сверхновой может быть результатом образования пыли в оболочке сверхновой. Этому способствует низкая эффективная температура излучения ($\sim 1000 \text{ К}$) на рас-

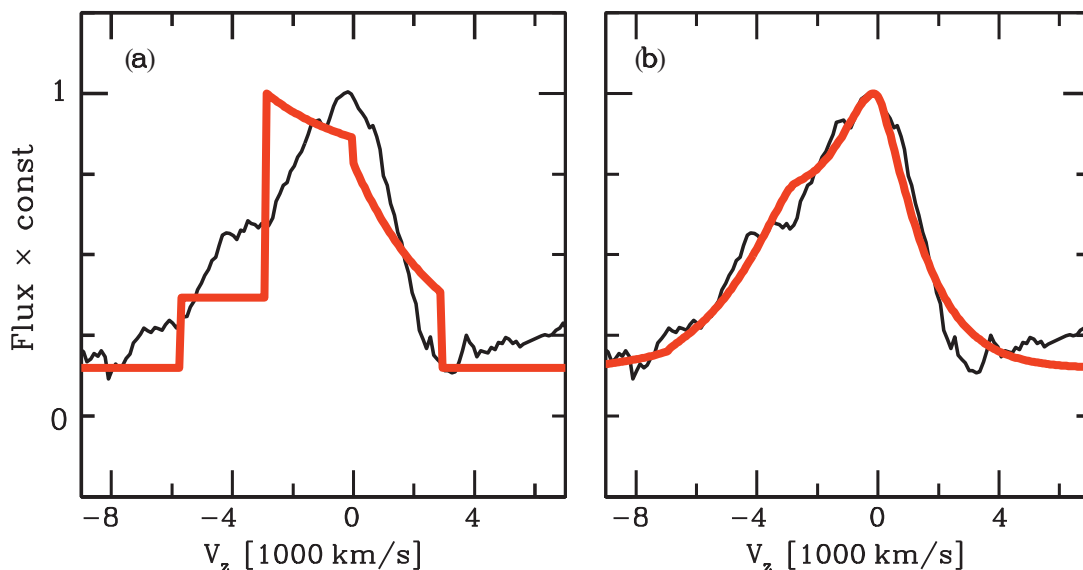


Рис. 3. Профиль дублета [O III] 5007, 4959 Å в моделях (красная линия) свечения околозвездного газа (а) и сверхновой (б) в сравнении с наблюдаемым спектром на стадии $t_{\max} + 565$ дней (Шульце и др., 2024).

смаатриваемой стадии ($t \approx 670$ дней после взрыва) и высокое содержание металлов (Si, C, Fe, O). При радиусе пылинок 0.1 мкм достаточно всего $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ пыли для того, чтобы обеспечить $\tau \sim 1$. Реальное количество пыли может превышать указанную величину, например, из-за клочковатой структуры распределения пыли.

ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ОБОЛОЧКА

Моделирование взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом основано на приближении тонкого слоя (Шевалье, 1982b; Джулиани, 1982). Наша модель вычисляет не только динамику торможения внешних слоев сверхновой, но и светимость, связанную с переработкой рентгеновского излучения внешней и обратной ударных волн, а также диффузионную светимость, обусловленную радиоактивностью (Чугай, 2001). При заданных массе и энергии сверхновой гидродинамика взаимодействия зависит от распределения плотности сверхновой, которое, основываясь на моделях PISN (Кэйзен и др., 2011), можно описывать экспонентой $\rho \propto \exp(-v/v_{sc})$, где v_{sc} определяется массой (M) и энергией (E) оболочки.

Масса и энергия определяются путем расчета кривой блеска без учета взаимодействия в приближении Арнетта (Арнетт, 1980) в предположении однородной плотности оболочки. Помимо M и E важным параметром этой модели является непрозрачность, которая принята равной $0.07 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ в согласии с Шульце и др. (2024). Еще одним параметром является доля массы (0.8), в которой распределен ^{56}Ni . Учитывая, что имеет место вырождение по параметрам

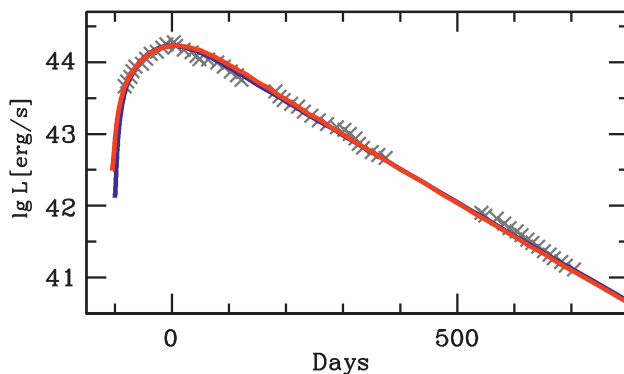


Рис. 4. Болومترические кривые блеска в моделях mod40 (синяя линия) и mod80 (красная) в сравнении с наблюдаемой кривой (кресты). Обе модели удовлетворительно описывают наблюдения и демонстрируют вырождение по основным параметрам (M , E), воспроизводя при этом близкие величины массы ^{56}Ni .

M и E , рассчитаны два варианта: маломассивная модель mod40 с массой $40 M_{\odot}$ и массивная mod80 с массой $80 M_{\odot}$ (рис. 4). Кинетическая энергия, масса ^{56}Ni и момент максимума ($t_{\max}$) для модели mod40 равны 5 Бете, $29 M_{\odot}$, 100 дней, а для mod80 — 20 Бете, $32 M_{\odot}$, 105 дней, — соответственно. Примечательно, что при значительном различии масс и энергий величины массы ^{56}Ni различаются всего на 10% (правило Арнетта (1982): масса ^{56}Ni при доминировании радиоактивности во внутренней энергии определяется светимостью в максимуме).

Предварительные расчеты модели с ударным взаимодействием сверхновой с околозвездным веществом

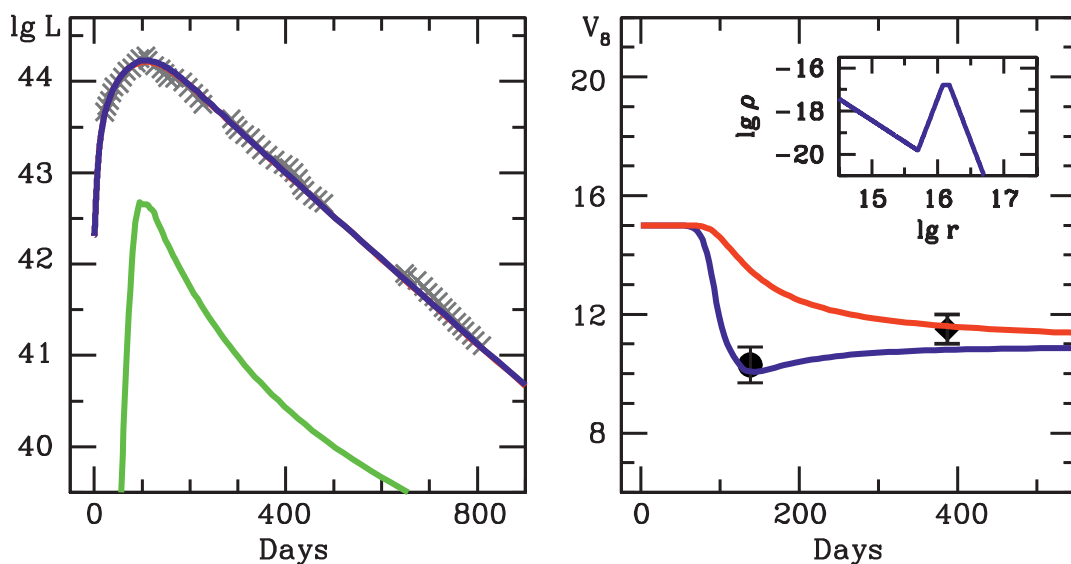


Рис. 5. Модель mod60 с учетом взаимодействия с межзвездным газом. Слева. Болометрическая светимость без учета взаимодействия с околозвездным веществом (красная линия), то же с учетом взаимодействия (синяя линия) в сравнении с наблюдаемой кривой блеска (кресты). Зеленая линия показывает светимость, обусловленную переработкой рентгеновского излучения прямой и обратной ударных волн в оптическое излучение. Вклад светимости взаимодействия в суммарную болометрическую светимость незаметен на рисунке. Справа. Скорость CDS (синяя линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (красная линия) с оценками скорости CDS по Fe II (круг) и граничной скорости невозмущенной оболочки сверхновой по [O I] (ромб). Вставка показывает распределение плотности околозвездного газа вдоль радиуса.

показывают, что приемлемая для интерпретации линий Fe II масса CDS равная $\approx 0.2 M_{\odot}$ на момент $t_{\max} + 33$ дней (см. Приложение A1) получается в модели с массой $60 M_{\odot}$ (mod60) с энергией 1.2×10^{52} эрг, массой ^{56}Ni равной $30 M_{\odot}$ и $t_{\max} = 105$ дней (рис. 5). Распределение плотности в околозвездном газе описывается зависимостью $\rho \propto r^{-2}$, на фоне которой на расстоянии 1.4×10^{16} см располагается плотная околозвездная оболочка. Такое распределение плотности позволяет реализовать торможение CDS, необходимое для описания линий Fe II. В модели учитывается скорость расширения околозвездного газа 2900 км с^{-1} (Шульце и др., 2024). В показанной на рис. 5 оптимальной модели масса околозвездной оболочки внутри радиуса 3×10^{16} см равна $0.14 M_{\odot}$ с максимумом плотности на радиусе 1.4×10^{16} см.

ОБСУЖДЕНИЕ

Основной целью работы было определение массы и радиуса околозвездной оболочки SLSN SN 2018ibb. Исследование ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом с привлечением скоростей оболочки сверхновой и CDS, полученных путем моделирования абсорбционных линий Fe II и эмиссионного дублета [O I], а также болометрической кривой блеска, приводит к оценке массы околозвездной оболочки $\approx 0.14 M_{\odot}$ внутри радиуса 3×10^{16} см с максимумом плотности на радиусе 1.4×10^{16} см. Скорость рас-

ширения околозвездной оболочки $v_{cs} = 2900 \text{ км с}^{-1}$ (Шульце и др., 2024) в сочетании с ее массой предполагает выброс массы с умеренной энергией $\sim 1.2 \times 10^{49}$ эрг, которое имело место за $\Delta t \sim R_{cs}/v_{cs} \sim 1.5$ –3 года до финального взрыва сверхновой.

Отсутствие признаков гелия в спектре и высокая скорость кислорода, излучающего дублет [O I] ($11\,500 \text{ км с}^{-1}$), свидетельствует о том, что в случае SN 2018ibb, вероятно, имел место взрыв C/O-ядра сверхмассивной звезды, потерявшей значительную часть своей массы. Тот факт, что энергия оболочки выброшенной до взрыва составляет всего 10^{-3} от энергии взрыва сверхновой может снять остроту теоретической проблемы пульсационной потери массы предсверхновой SN 2018ibb до взрыва PISN-сверхновой.

Моделирование узких линий Fe II показывает возможность их формирования при поглощении квазиконтинуума в слое перемешанных фрагментов CDS во внешней ударной волне. Формирование узких линий Fe II в спектре SLSN SN 1999as предложено связывать с CDS (Кэйзен, 2004), но при этом подчеркивалась проблема слишком малой толщины CDS. Эта проблема преодолевается учетом фрагментации CDS и перемешивания фрагментов во внешней ударной волне. Примечательно, что модель для узких линий Fe II в спектрах SLSN фактически эквивалентна модели фрагментированной CDS, предложенной для описания высокоскоростной узкой абсорбции (HVNA) H α в спектрах SNe IIp на стадии 50–70 дней после

вспышки (Чугай и др., 2007).

Объяснение эффекта селективного поглощения в дублете [O I] на небулярной стадии рассеянием в линиях дублета Si II позволяет избежать трудности альтернативной гипотезы поглощения в линиях дублета [O I], которая требует огромной массы кислорода в форме CDS. При реалистичной массе $CDS < 1 M_{\odot}$ поглощение в линиях дублета [O I] ничтожно.

Гипотеза излучения мощных запрещенных линий [O III] и [O II] в оболочке сверхновой, учитывая уникальность данного явления, требует подтверждения, в частности, посредством моделирования ионизации и возбуждения кислорода энергией радиоактивного распада ^{56}Co . Наряду с этим, следует заметить, что вариант с ударным взаимодействием пока нельзя полностью исключать, поскольку в случае облачной структуры околос звездного газа излучение линий может порождаться облаками, сжатыми, разрушенными и ускоренными во внешней ударной волне; в этом случае профиль линии будет иным (Чугай, 2018) и возможно похожим на наблюдаемый в SN 2018ibb.

Привлекательной стороной гипотезы излучения линий ионизованного кислорода в оболочке сверхновой является естественное объяснение синего смещения дублета [O III] на стадии $t_{\max} + 565$ дней образованием пыли в пределах скоростей $\lesssim 7000 \text{ км с}^{-1}$ с общей массой $\gtrsim 10^{-4} M_{\odot}$. Асимметрия линии [O III] 50076 4959 Å присутствует и в спектре на $t_{\max} + 287$ день (Шульце и др., 2024); это означает, что пыль могла присутствовать уже на этой стадии. В пользу этого свидетельствует обнаружение признаков пыли в SLSN SN 2018bsz на основе инфракрасной фотометрии на стадии $t > t_{\max} + 200$ дней (Чен и др., 2021).

Примечательно, что в случае SN 2018ibb признаки пыли впервые удается обнаружить в SLSN на основе эффекта синего смещения оптической эмиссионной линии, вызванного экранированием зоны свечения образовавшейся пылью. Впервые явление синего смещения эмиссионных линий, связанное с формированием пыли в расширяющейся сферической оболочке, наблюдалось в новой DQ Her 1934 года (Пэйн-Гапошкин и Уиппл, 1939) без прямого указания на пыль. Для сверхновых эффект экранирования эмиссионной линии пылью известен по синему смещению линии [O I] 6300 Å в SN 1987A (Люси и др. 1991).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты в форме кратких утверждений.

- Моделирование взаимодействия сверхновой с околос звездным газом с учетом наблюдаемых эффектов указывают на присутствие околос звездной оболочки с массой $\sim 0.14 M_{\odot}$ в пределах радиуса $\lesssim 3 \times 10^{16} \text{ см}$ с максимумом плотности на радиусе $\sim 1.4 \times 10^{16} \text{ см}$.

- Узкие линии поглощения Fe II описаны в модели поглощения фрагментами CDS, перемешанными во внешней ударной волне.
- Дублет [O I] с необычным эффектом селективного поглощения описан в модели, учитывающей рассеяние в линиях дублета Si II; поглощение в линиях дублета [O I] пренебрежимо мало.
- Рассматривается возможность формирования дублета [O III] 5007, 4959 Å в оболочке сверхновой; синее смещение дублета в этом случае объясняется образованием пыли в оболочке сверхновой.

БЛАГОДАРНОСТИ

Я благодарен Дэниэлю Кэйзену за присланный текст диссертации, а также Стиву Шульце за присланный спектр SN 2018ibb.

ПРИЛОЖЕНИЕ A1: ПАРАМЕТРЫ Q И τ ДЛЯ Fe II

Параметр геометрической оптической толщины сферического слоя, который заполнен хаотическим ансамблем плоских фрагментов CDS, порожденных неустойчивостью Рэлея–Тэйлора, выражается через отношение полной поверхности (одной стороны) фрагментов S к площади сферической оболочки $S_0 = 4\pi R^2$, толщину слоя $\delta = \Delta R/R$ и отношение турбулентной скорости к скорости расширения слоя u_t/v (Чугай и др., 2004)

$$Q \approx \left(\frac{S}{S_0} \right) \left(\frac{u_t}{v} \right) \delta^{-1}. \quad (2)$$

При $\delta = 0.22$ и отношения $u_t/v \sim 0.1$ (Шевалье и Блондин, 1995) достаточно умеренной фрагментации и перемешивания $S/S_0 \sim 1$ для величины $Q \sim 0.5$, которая получена в случае линий Fe II на стадии $t_{\max} + 33$ дня. Заметим, что большая величина отношения $S/S_0 \sim 10\text{--}100$ для SN 2002ic (Чугай и др., 2004), обусловлена принятой низкой величиной турбулентной скорости.

Оптическая толщина в линии 5018 Å для типичного фрагмента CDS при относительно низкой степени перемешивания можно считать по порядку величины равной оптической толщине CDS. На стадии 133 дня после взрыва, при массе CDS $0.2 M_{\odot}$ (модель mod60) и радиусе CDS $1.5 \times 10^{16} \text{ см}$ лучевая концентрация барионов $N_b = 8 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. При температуре возбуждения 8000 К, доплеровской ширине 10 км с^{-1} и солнечном содержании железа 1.3×10^{-3} (по массе) оптическая толщина фрагментов $\tau(5018\text{Å}) \sim 40$; при металличности 1/4 от солнечной (Шульце и др., 2024) оптическая толщина фрагментов составит ~ 10 .

ПРИЛОЖЕНИЕ А2: ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА В ЛИНИИ Si II 6347 Å

Болометрическая светимость на стадии 390 дней после взрыва составляет $L = 6 \times 10^{42}$ эрг с⁻¹ (Шульце и др., 2024). Она совпадает с мощностью, выделяемой распадом ⁵⁶Co при депозиции в единице объема V с граничной скоростью 7300 км с⁻¹, равной $\varepsilon \approx L/V = 0.96 \times 10^{-7}$ эрг см⁻³ с⁻¹. Эта энергия расходуется на ионизацию, возбуждение и нагрев газа, приблизительно по $\psi_1 \approx 1/3$ на каждый процесс. Содержание Si (по массе) в перемешанной модели He130 (Кэйзен и др., 2011) во внутренней и внешней зоне достигает 0.5. Можно предположить, что в перемешанной модели с тремя основными компонентами в соотношении Fe/Si/O = 1/1/1 содержание Si будет близко к 1/3. Это означает, что на кремний приходится доля от полной депозиции $\psi_2 \approx 0.3-0.5$. Энергия возбуждения нижнего уровня (²S_{1/2}) линии Si II 6347 Å равна $E_{12} = 8.12$ эВ. Соответствующий переход (UV2) является одним из шести ультрафиолетовых переходов с основного уровня с коэффициентом ветвления для UV2 равным $\psi_3 = 0.05$ (Визе и др., 1969). В итоге эффективность нетеплового возбуждения нижнего уровня линии Si II 6347 Å ²S_{1/2} составляет $\eta = \psi_1\psi_2\psi_3 \approx (5-8.3) \times 10^{-3}$.

Степень возбуждения (n_2/n_1) определяется из уравнения стационарности

$$n_2 A_{21} \beta_{12} = \eta \varepsilon E_{12}^{-1}, \quad (3)$$

где $\beta_{12} \approx 1/\tau_{12}$ — вероятность выхода резонансного фотона из среды. С учетом приведенных численных значений получаем $n_2/n_1 = (1.2-2) \times 10^{-7}$. Плотность на скорости 7300 км с⁻¹ в модели mod60 равна $\rho = 2 \times 10^{-16}$ г см⁻³, при которой концентрация кремния составляет $n(\text{Si}) \approx (1.3-2.2) \times 10^6$ см⁻³. Предполагая, что весь кремний однократно ионизован, с найденной степенью возбуждения приходим к оценке $\tau(6347) \sim 6-17$ в модели mod60 на уровне 7300 км с⁻¹ на момент получения спектра ($t_{\text{max}} + 287$ дней).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **237**, 541 (1980).

2. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **253**, 785 (1982).
3. Блондин, Эллисон (J.M. Blondin and D.C. Ellison), *Astrophys. J.* **560**, 244 (2001).
4. Визе и др. (W.L. Wiese, M.W. Smith, and B.M. Miles), *Atomic Transition Probabilities, Vol. 2.* (Washington, D.C.: Institute for Basic Standards, 1969).
5. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).
6. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **256**, 624 (1982).
7. Купка и др. (F.G. Kupka, T.A. Ryabchikova, and N.E. Piskunov), *Baltic Astron.* **9**, 590 (2000).
8. Кэйзен (D.N. Kasen), Ph.D. dissertation, University of California, Berkeley (2004).
9. Кэйзен и др. (D. Kasen, S.E. Woosley, and A. Heger), *Astrophys. J.* **734**, 102 (2011).
10. Люси и др. (L.B. Lucy, I.J. Danziger, C. Gouffes, and P. Bouchet), *Supernovae. The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics* (Ed. S.E. Woosley. New York: Springer-Verlag, 1991).
11. Мория и др. (T.J. Moriya, P.A. Mazzali, and M. Tanaka), *MNRAS* **484**, 3443 (2019).
12. Пэйн-Гапошкин, Уиппл (C. Payne-Gaposchkin and F.L. Whipple), *Harvard College Obs. Circular* **433**, 1 (1939).
13. Херер, Вусли (A. Heger and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **567**, 5326 (2002).
14. Чен и др. (T.W. Chen, S.J. Brennan, R. Wesson, et al.), *ArXiv e-prints [arXiv:2109.07942]* (2021).
15. Чурай (N.N. Chugai), *MNRAS* **481**, 3643 (2018).
16. Чурай и др. (N.N. Chugai, R.A. Chevalier, and V.P. Utrobin), *Astrophys. J.* **662**, 1136 (2007).
17. Чурай и др. (N.N. Chugai, R.A. Chevalier, and P. Lundqvist), *MNRAS* **355**, 627 (2004).
18. Чурай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
19. Шевалье, Блондин (R.A. Chevalier and J.M. Blondin), *Astrophys. J.* **444**, 312 (1995).
20. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **258**, 790 (1982).
21. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
22. Шульце и др. (S. Schulze, C. Fransson, A. Kozyreva, et al.), *Astron. Astrophys.* **683**, A223 (2024).