

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ШИРОКОЙ ЭМИССИИ HE II 4686 Å В РАННИХ СПЕКТРАХ SN II P

© 2024 г. Н. Н. Чугай^{1,*}, В. П. Утробин^{1,2}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²НИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.11.2023 г.

После доработки 23.01.2024 г.; принята к публикации 24.01.2024 г.

Предлагается модель, объясняющая происхождение широкой эмиссии He II 4686 Å в раннем спектре SN 2020jfo (тип II P). Линия 4686 Å предположительно излучается плотными фрагментами, внедренными в горячий газ внешней ударной волны. Фрагменты образованы в результате резкого торможения пограничной плотной маломассивной оболочки сверхновой и сопутствующей неустойчивости Рэля–Тэйлора. Температура светящихся фрагментов $\approx 5 \times 10^4$ К. Расчеты ионизации и возбуждения водорода объясняют светимость эмиссии 4686 Å, высокое отношение потоков He II 4686 Å/H α и значительную оптическую толщину линии 4686 Å. Показано, что нагрев фрагментов электронами ударной волны компенсирует охлаждение излучением линии He II 304 Å.

Ключевые слова: звезды – звездный ветер; звезды – сверхновые.

DOI: 10.31857/S0320010824030035, EDN: NSBYCS

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые (SN) типа SN II P и SN II L – результат коллапса ядра массивного красного сверхгиганта (RSG). В некоторых случаях ранние спектры показывает признаки более мощной потери массы предсверхновой в сравнении с обычными RSG (Чугай, 2001; Гро, 2014; Ярон и др., 2017). Плотность околозвездного вещества в ближайшей окрестности предсверхновой является важным фактором, который может влиять на болометрическую светимость сверхновой и этот эффект следует иметь в виду при моделировании SNe II P/L (Блинников, Бартунов, 1993; Чугай, 2001; Морозова и др., 2017).

Несмотря на высокую степень разработки и верификации применяемых методов радиационной газодинамики, параметры сверхновой (энергия взрыва, выброшенная масса и радиус звезды), получаемые разными авторами, могут отличаться в 1.5–2 раза из-за различия в принятой плотности околозвездного газа. Данное обстоятельство иллюстрирует SN 2020jfo (II P): масса околозвездной оболочки в пределах радиуса 10^{15} см составляет $0.2 M_{\odot}$ в модели Тежа и др. (2022) и $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ в альтернативной модели (Утробин, Чугай, 2024). В первом случае большая масса околозвездной оболочки получена на основе описания ранней стадии кривой блеска, тогда как во втором случае

масса околозвездной оболочки является результатом как гидродинамического моделирования, так и использования спектральной информации, в частности, эмиссии He II 4686 Å. Последняя указывает на высокую скорость расширения сверхновой (≈ 16500 км с⁻¹), следовательно, незначительное торможение и, значит, разреженную околозвездную среду.

Эмиссия He II 4686 Å является единственной интенсивной широкой линией в раннем спектре, которая позволяет непосредственно судить о скорости расширения внешних слоев оболочки сверхновой II P/L на самой ранней стадии. Учитывая диагностическую ценность этой линии, уместно поставить вопрос, понимаем ли мы условия ее формирования настолько, чтобы не возникали сомнения в оценках скорости на границе оболочки с использованием этой линии.

Широкая эмиссия He II 4686 Å наблюдается в первые несколько дней после взрыва и в других сверхновых SN II P: SN 2006br (Куимби и др., 2007), SN 2013fs (Булливант и др., 2018), SN 2017gmg (Эндрюс и др., 2019), SN 2023ixf (Якобсон-Галан и др. 2023). Во всех случаях линия He II 4686 Å указывает на высокую скорость расширения излучающего газа ($15\,000$ – $20\,000$ км с⁻¹) и значительное синее смещение максимума. Еще одна важная особенность – высокое отношение потоков $f(4686)/f(H\alpha)$. В случае SN 2020jfo на основе спектра (Тежа и др. 2022) мы оцениваем это

* Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

отношение в пределах 4–5. Для сравнения, в планетарных туманностях максимальное отношение $f(4686)/f(H\alpha) \sim 0.2$ (Бохигас, 2022).

Относительно происхождения широкой эмиссии 4686 \AA пока нет общего мнения. Ранее была предложена модель формирования линии 4686 \AA в SN 2013fs, в которой эта линия излучается плотными фрагментами, образовавшимися в результате торможения самых внешних слоев сверхновой и сопутствующей неустойчивости Рэля–Тэйлора (Чугай, 2020). Однако вопрос о необходимых физических условиях в светящихся фрагментах не затрагивался, за исключением вывода о том, что слой фрагментов должен быть тонким и непосредственно примыкать к фотосфере с резкой границей. Кроме того, округлая форма профиля предполагает, что фрагменты должны быть оптически толстыми в частотах линии 4686 \AA .

Недавно Шрестха и др. (2023) сравнили He II 4686 \AA в спектре SN 2023axh с моделью g1w1 раннего спектра SN II, расширяющейся в околозвездном ветре $\dot{M} = 10^{-6} (u/10 \text{ км/с } M_{\odot} \text{ год}^{-1})$ (Дессарт и др., 2017). Модель удовлетворительно описывает профиль 4686 \AA в спектре на +1.1 день, но позднее (+1.5 дня) согласие отсутствует, поскольку в этом случае модельный профиль практически симметричный, вопреки значительному синему смещению максимума и асимметрии наблюдаемого профиля. Следует подчеркнуть, что в модели g1w1, несмотря на низкую плотность ветра, отсутствует внешняя адиабатическая ударная волна. Таким образом, вопрос адекватной модели широкой эмиссии He II 4686 \AA в ранних SNe II остается пока открытым.

Ниже исследуются условия, которые объясняют основные особенности эмиссии He II 4686 \AA в спектре SN 2020jfo. Вначале дается общая картина, затем рассчитывается светимость H α и 4686 \AA и находятся условия (масса излучающих фрагментов и кинетическая температура), при которых воспроизводятся основные свойства эмиссии 4686 \AA . Рассмотрен вопрос о нагреве фрагментов горячими электронами внешней ударной волны, который должен компенсировать охлаждение излучением в линии He II 304 \AA .

УСЛОВИЯ В ЗОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ 4686 \AA

Общая картина

Согласно гидродинамической модели SN 2020jfo выход ударной волны (ВУВ) на поверхность звезды происходит через 0.5 дня после взрыва (Утробин, Чугай, 2024). После этого оболочка сверхновой порождает внешнюю ударную волну в околозвездном газе, которая при умеренной плотности ветра оказывается адиабатической в отличие от радиативной обратной ударной волны. Однако на самой ранней стадии величина вязкого скачка скорости во внешней ударной волне может оказаться гораздо меньше скорости оболочки сверхновой из-за значительного ускорения ветра излучением сверхновой. Оценим роль данного эффекта в нашем случае.

На стадии $t = 2$ дня фотосфера SN 2020jfo со светимостью $L \approx 3 \times 10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$ совпадает с тонкой оболочкой на границе сверхновой со скоростью расширения 16 500 км с^{-1} . Излучение сверхновой

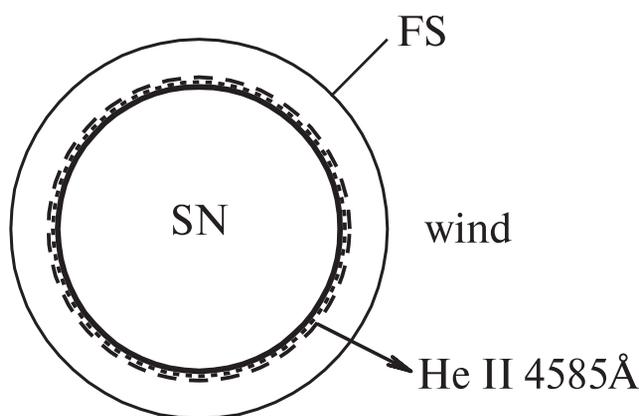


Рис. 1. Схематическая картина формирования эмиссии He II 4686 \AA . Невозмущенная оболочка сверхновой (SN) ограничена тонкой плотной оболочкой, которая выполняет роль фотосферы (окружность, показанная толстой линией). Над фотосферой расположен слой плотных фрагментов, образованный в результате неустойчивости Рэля–Тэйлора при торможении внешних слоев в ветре (wind). Горячий газ внутри адиабатической внешней ударной волны (FS – forward shock) обеспечивает высокую плотность и нагрев фрагментов, излучающих эмиссию He II 4686 \AA .

ускоряет вещество ветра перед фронтом ударной волны до скорости

$$v_{acc} \approx \frac{\kappa L}{4\pi v^2 ct} \approx 10^3 L_{43} / v_4^2 t_d \text{ км с}^{-1}, \quad (1)$$

где $\kappa = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ – томсоновская непрозрачность, v – скорость границы оболочки сверхновой, c – скорость света, L_{43} – светимость сверхновой в $10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$, v_4 – скорость сверхновой в 10^4 км^{-1} , t_d – время в днях. При $v_4 = 1.65$, $t_d = 2$ скорость ветра перед ударной волной составит около 200 км с^{-1} , почти на два порядка меньше скорости сверхновой на внешней границе. Вклад линий в непрозрачность может увеличить скорость ветра перед ударной волной не более чем в два раза (Чугай и др., 2002). Следовательно, эффект ускорения ветра излучением сверхновой практически не влияет на вязкий скачок скорости и температуру за фронтом внешней ударной волны. Это не относится к случаю массивной оптически толстой околозвездной оболочки вокруг некоторых сверхновых, когда ударная волна из-за сильного прогрева и ускорения излучением (волной Маршака) распространяется в режиме изотермического скачка (Блинников, 2008).

Формирование адиабатической внешней ударной волны в разреженном ветре, $\omega = \dot{M} / u \lesssim 10^{15} \text{ г см}^{-1}$, после ВУВ представляет трудности для гидродинамического моделирования. Это связано с быстрым переходом от оптически толстого к оптически тонкому режиму распространения ударной волны. Возможно по этой причине пока не реализован взрыв SN IIР и последующее формирование адиабатической внешней ударной волны с температурой порядка 100 кэВ . Свидетельством раннего формирования адиабатической внешней ударной волны служит появление жесткого рентгеновского излучения ($>60 \text{ кэВ}$) от сверхновой IIР SN 2023ixf на четвертый день после взрыва (Грефенштеттер и др., 2023). Плотность околозвездного ветра в данном случае была относительно высокой, $w \sim 3 \times 10^{15} \text{ г см}^{-1}$.

Широкая эмиссия He II 4686 Å присутствует в спектре SN 2020jfo (Тежа и др., 2022) на стадии 2.1 дня после взрыва (за момент взрыва принята юлианская дата MJD 58973.83) со светимостью $\approx 4 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$. Согласно гидродинамической модели сверхновой и модели взаимодействия сверхновой с ветром (Утробин, Чугай, 2024) в рассматриваемый момент граница сверхновой имеет скорость 16 500 км с^{-1} и радиус $3.2 \times 10^{14} \text{ см}$. Найденный параметр ветра предсверхновой $\omega = \dot{M} / u = 2.2 \times 10^{15} \text{ г см}^{-1}$ (u – скорость ветра) соответствует барионной плотности $n_\omega = 10^9 \text{ см}^{-3}$ на указанном радиусе.

Внешняя граница оболочки сверхновой выполняет функцию сферического поршня, который порождает внешнюю ударную волну с температурой

на ударном фронте $T_s = (3/16)\mu m_p v_s^2 / k = 4 \times 10^9 (v_s / 17000 \text{ км/с})^2 \text{ К}$ и плотностью за фронтом $n_s = 4n_\omega$. Внешняя ударная волна в рассматриваемый момент является практически адиабатической. Интересно, что комптоновское охлаждение горячих электронов излучением сверхновой доминирует над охлаждением за счет тормозного излучения, но это не меняет вывода об адиабатичности ударной волны.

В предлагаемой картине эмиссия He II 4686 Å формируется в узком слое непосредственно перед фотосферой, которая совпадает с пограничной плотной оболочкой сверхновой (рис. 1). Слой, свтящийся в линии, представляет собой двухфазную среду, в которой относительно холодные плотные фрагменты с температурой $T_c \lesssim 10^5 \text{ К}$ погружены в горячий газ с температурой $T_s \approx 4 \times 10^9 \text{ К}$. Фрагменты предположительно образовались в результате развития неустойчивости Рэлея–Тейлора (РТ) при торможении самых внешних слоев оболочки сверхновой в околозвездном газе.

В развитии РТ-неустойчивости можно выделить три стадии (см. Блондин, Эллисон, 2001). На первой струи плотного газа оболочки проникают в разреженный горячий газ внешней ударной волны. На второй стадии развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (КГ), которая сопровождается формированием грибовидной структуры струй. Это приводит к образованию тонких фрагментов холодного плотного газа с большой площадью поверхности. Свечение плотного газа фрагментов ответственно за появление эмиссии He II 4686 Å. Третья стадия соответствует окончательной фрагментации и полному перемешиванию плотного холодного газа с горячим газом внешней ударной волны. Этот момент соответствует исчезновению широкой эмиссии He II 4686 Å.

Следует подчеркнуть, что сценарий, основанный на РТ-неустойчивости пограничной плотной оболочки, обладает важной особенностью: он связывает длительность существования эмиссии He II 4686 Å (2–3 дня) с полным временем развития РТ-неустойчивости до полного перемешивания холодных фрагментов с горячим газом. Такая последовательность событий нехарактерна для формирования эмиссии 4686 Å в стабильной тонкой плотной оболочке, нагреваемой жестким излучением, либо горячими электронами внешней ударной волны.

Отмеченное необычно большое отношение $f(4686)/f(H\alpha) \sim 4-5$ в спектре SN 2020jfo указывает на доминирующую роль ударного возбуждения He II. В свою очередь, это предполагает кинетическую температуру близкую к температуре столкновительной ионизации He II, т.е. $\sim 5 \times 10^4 \text{ К}$. Водород при этом сильно ионизован и его свечение будет в основном рекомбинационным

Таблица 1. Параметры модели

Параметр	Величина
Радиус r [10^{14} см]	3.2
Скорость v [10^9 см/с]	1.65
Параметр ветра ω [10^{15} г см $^{-1}$]	2.2
Масса холодного компонента M [M_{\odot}]	10^{-8}
Параметр площади поверхности ζ	2.5
Поверхностная плотность фрагментов N_b [см $^{-2}$]	3.7×10^{18}

с незначительным вкладом столкновений из-за малой доли нейтральных атомов. Такова физика, которая может стоять за высоким отношением потоков He II 4686 Å/Н α .

Ионизация, возбуждение и свечение фрагментов

Для подтверждения представленной выше картины следует рассчитать ионизацию, возбуждение и свечение He II и водорода для принятой массы фрагментов в интервале кинетической температуры $10^4 - 10^6$ К. В изобарическом приближении концентрация барионов во фрагментах для данной электронной температуры холодного газа T равна $n = n_s T_s / T$. Масса излучающего газа и плотность задают излучающий объем, а также поверхностную барионную плотность фрагментов $N_b = M / 4\pi r^2 \zeta m_p$, где r – радиус пограничной плотной оболочки, а ζ – параметр суммарной поверхности всех фрагментов – одной стороны для плоских фрагментов. Параметр ζ в принципе мог бы быть найден при 3D-гидродинамическом моделировании взаимодействия сверхновой с околос звездным газом и сопутствующей RT-неустойчивости. Впрочем, сложность подобного подхода очевидна даже в адиабатическом случае (Блондин, Эллисон, 2001).

Доли ионизованного водорода и гелия при нормальном содержании вычисляются с учетом столкновительной ионизации с двух нижних уровней и радиативной рекомбинации на все уровни в Случае В. Фотоионизация в поле излучения сверхновой не учитывается. Населенность второго уровня водорода и He II определяется с учетом многократного

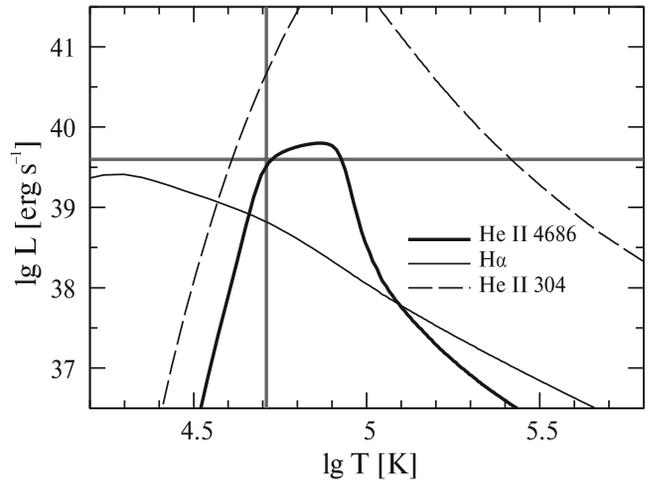


Рис. 2. Модельная светимость в линиях He II 4686 Å (толстая линия), H α (тонкая линия) и He II 304 Å (штриховая линия) в зависимости от температуры фрагментов. Горизонтальная линия показывает наблюдаемую светимость He II 4686 Å, вертикальная линия обозначает температуру, выбранную из условий воспроизведения светимости He II 4686 Å, отношения 4686 Å/Н α ~ 5 и предположения о минимальной величине светимости в линии 304 Å.

рассеяния резонансного излучения в приближении локального выхода фотонов с вероятностью $\beta_{ik} = [1 - \exp(-\tau_{ik})] / \tau_{ik}$, где $\tau_{ik} = \sigma_0 f_{ik} \lambda_{ik} N_i / u_t$. В последнем выражении $\sigma_0 f_{ik}$ – интегральное сечение в линии, f_{ik} – сила осцилятора, λ_{ik} – длина волны, N_i – лучевая концентрация иона/атома во фрагменте на нижнем уровне рассматриваемого перехода, u_t – локальная дисперсия скоростей, которая принята равной изотермической скорости звука излучающего газа.

Столкновительная ионизация водорода и гелия рассчитана с использованием классического сечения ионизации, которое усредняется по распределению Максвелла. Скорости столкновительных переходов в He II получены на основе приближения ван Режемортера (1962), а для водорода использовались коэффициенты скорости столкновительных переходов из работы Вернацца и др. (1981). Для водорода учитываются три нижних уровня плюс континуум, для He II учтены четыре нижних уровня плюс континуум.

В приближении локального выхода фотонов светимость в линии определяется суммарной скоростью столкновительного возбуждения верхнего уровня соответствующего перехода C_k , скоростью локального выхода фотонов $A_{ki} \beta_{ik}$ и темпом столкновительных переходов с уровня k на все нижние D_k . Выражение для светимости в линии в этом случае имеет вид $L_{ik} = C_k h \nu_{ik} V A_{ki} \beta_{ik} / (A_{ki} \beta_{ik} + D_k)$, где V – полный объем иллучающих холодных фрагментов. Вклад рекомбинаций в свечение H α и линий

He II определяется коэффициентами излучения в Случае В (Остерброк, Ферланд, 2006).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассчитанная температурная зависимость светимости в линиях $\text{H}\alpha$, He II 4686 Å и He II 304 Å в SN 2020jfo на момент 2.1 дня после взрыва представлена на рис. 2. Исходные параметры даны в трех первых строках табл. 1. В нижних строках табл. 1 приведены масса светящегося газа, параметр ζ и поверхностная барионная плотность фрагментов, определяемая полной массой фрагментов и их суммарной площадью. Масса и ζ найдены из согласия между рассчитанной и наблюдаемой светимостью линии 4686 Å. Роль параметра ζ сводится к выбору оптимальной поверхностной плотности фрагментов, при которой реализуется приемлемая величина вероятности выхода квантов линии из среды.

Столкновительное возбуждение He II приводит к значительному превышению светимости линии He II 4686 Å над $\text{H}\alpha$ в диапазоне температур $(4.5 - 8) \times 10^4$ К, подтверждая высказанное выше предположение. На рис. 2 приведена также светимость резонансной линии He II 304 Å, поскольку она доминирует в радиативных потерях энергии в рассматриваемом диапазоне температур и важна в балансе энергии фрагментов.

Ключевой результат моделирования – определение оптимальной температуры $T \approx 52000$ К, при которой воспроизводится три основных свойства линии He II 4686 Å, а именно, ее светимость, высокое отношение (фактор 5) к светимости $\text{H}\alpha$ и значительная оптическая толщина $\tau_{34} \approx 5$. При этом минимизируется потеря энергии эмиссией 304 Å, светимость которой в этом случае составляет 4×10^{40} эрг с^{-1} .

НАГРЕВ ФРАГМЕНТОВ

Рентгеновская светимость внешней ударной волны на рассматриваемой стадии достигает 10^{41} эрг с^{-1} (Утробин, Чугай, 2024). Однако при высокой температуре тормозного излучения (~ 300 кэВ) и малой поверхностной плотности фрагментов ($\sim 10^{-4}$ г см^{-2}) мощность рентгеновского излучения, поглощаемая фрагментами невелика и составляет $\lesssim 10^{37}$ эрг с^{-1} , значительно ниже светимости линии He II 304 Å.

Альтернативный механизм нагрева – электронная теплопроводность. Оценим эту возможность, пренебрегая пока магнитным полем. При малом сечении передачи энергии горячих электронов электроном во фрагментах и небольшой поверхностной плотности фрагментов вероятность рассеяния с существенной потерей энергии мала, $\rho \sim 10^{-3}$. Максимальные скорости горячих

электронов оказываются субрелятивистскими ($\beta = v/c \sim 1$). В этом случае следует использовать релятивистское выражение для их кинетической энергии $E = mc^2(\gamma - 1)$, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. В таком виде кинетическая энергия входит в распределение Максвелла $f(\beta) \propto \beta^2 \exp(-E(\beta)/kT)$ со скоростями $\beta < 1$.

Излучающие плотные фрагменты локализируются в тонком слое вблизи контактной поверхности сверхновой/ветер (безразмерный радиус $R = 1$). При стационарном ветре $\rho \propto 1/r^2$ и распределении плотности в сверхновой $\rho \propto 1/v^7$ согласно автомобильному решению (Шевалье, 1982; Надёжин, 1985) на радиусе $R = 1.05$ плотность во внешней ударной волне в 2 раза выше, а температура в два раза ниже, чем на фронте ударной волны. Условия в горячей плазме на радиусе $R = 1.05$ предположительно характеризуют среду, в которую погружены плотные излучающие фрагменты. В этом случае средняя энергия горячих электронов в потоке электронов в данном направлении равна 164 кэВ, а средняя скорость электронов в потоке равна $\beta = 0.54$.

Потери энергии быстрого электрона в плазме на единицу длины составляют (Брейзман и др., 2019)

$$\frac{dE}{ds} = -\frac{2\pi e^4 n_e}{mc^2 \beta^2} \ln \left[\frac{m^2 c^4 (\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(\hbar \omega_p)^2 \gamma^2} \right], \quad (2)$$

где n_e – концентрация электронов во фрагментах, m – масса электрона, ω_p – плазменная частота во фрагментах, а остальные обозначения стандартные. Средний путь электрона при пересечении плоского фрагмента равен $l = 2b \approx 2.5 \times 10^4$ см, где $b = N_b/n_b \approx 1.25 \times 10^4$ см – средняя толщина фрагмента. Средняя потеря энергии быстрого электрона при пересечении фрагмента равна $\Delta E = (dE/ds)l$, а поток энергии, инжектируемый в холодный фрагмент составляет $q = (1/4)y_e n_s c \beta \Delta E \approx 9.7 \times 10^9$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, где $y_e = 0.85$ – число электронов на барион, $n_s = 4 \times 10^9 \text{см}^{-3}$ – концентрация барионов на фронте, ударной волны. Полная мощность нагрева всех фрагментов равна $L_{inj} = 8\pi r^2 \zeta q \approx 6.2 \times 10^{40}$ эрг с^{-1} (учитываются потоки электронов на обе стороны плоских фрагментов). Полученная оценка мощности полностью компенсирует потери энергии фрагментами в линии He II 304 Å (4×10^{40} эрг с^{-1}).

Магнитное поле, которое может генерироваться турбулентностью из-за неустойчивости Рэлея–Тэйлора (Шевалье, 1982b) вряд ли может помешать инжекции горячих электронов внутрь фрагментов. Гирорадиус быстрого электрона $r_e = \beta \gamma m c^2 / eB$ сравнивается с толщиной фрагментов $b \approx 1.2 \times 10^4$ см при величине магнитного поля во фрагментах $B \approx 0.3$ Гс. Сопоставимые с этой величиной магнитные поля привлекаются при интерпретации радиоизлучения SNe IIP на ранней стадии (Шевалье

и др., 2006; Ядав и др., 2014). По этой причине нет оснований предполагать поле существенно превышающее 0.3 Гс. Довольно неожиданно, что такое поле не подавляет, а увеличивает нагрев электронами, поскольку кривизна траектории электрона в магнитном поле увеличивает время пребывания электрона во фрагменте.

ОБСУЖДЕНИЕ

Представленная модель формирования широкой миссии He II 4686 Å в раннем спектре SN 2020jfo удовлетворительно объясняет ее основные характеристики – большое синее смещение, светимость линии, высокое отношение He II 4686 Å/Na и значительную оптическую толщину в линии. Таким образом, модель отражает основную физику явления заключающуюся в том, что светят плотные фрагменты с температурой $\approx 5 \times 10^4$ К, которые погружены в горячий газ внешней ударной волны. Эта модель применима и к другим SN II с широкой эмиссией He II 4686 Å/Na в ранних спектрах. Данная модель является альтернативной по отношению к модели ранних спектров SNe II (Дессарт и др. 2017), в которой отсутствует внешняя адиабатическая ударная волна, но присутствует широкая эмиссия He II 4686 Å.

Газ, излучающий широкую линию 4686 Å, порождается пограничной тонкой плотной оболочкой, которая подвержена RT-неустойчивости. Такая оболочка формируется на стадии ВУВ в SN II (Грасберг и др., 1971; Шевалье, 1981). Подобная оболочка с массой ($\sim 10^{-6} M_{\odot}$) присутствует в гидродинамической модели SN 2020jfo (Утробин, Чугай, 2024). Через три часа после ВУВ взаимодействие с ветром увеличивает массу тонкой оболочки до $\sim 10^{-5} M_{\odot}$, тогда как контраст плотности оболочки (ρ_2) относительно ветра перед ударной волной (ρ_1) увеличивается до $\sim 10^4$. Резкое торможение тонкой оболочки означает значительное эффективное ускорение $g = -d^2 R/dt^2 \sim 2 \times 10^3$ см с⁻², тогда как высокий контраст плотности означает число Атвуда $A = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_1 + \rho_2) \sim 10^4$. Большие величины g и A приводят к экспоненциальному росту RT-неустойчивости тонкой плотной оболочки с инкрементом $\gamma \approx \sqrt{Agk} \sim 3 \times 10^{-3}/\lambda_{13}$ с⁻¹, где $\lambda = 2\pi/k$, а λ_{13} – в единицах 10^{13} см.

Возмущения в виде струй плотного газа проникают в горячий разреженный газ; тот, в свою очередь, образует пузыри, которые тормозят оболочку между струями. На нелинейной стадии экспоненциальный рост струй сменяется их ростом по закону $h \approx Agt^2$ (Ферми, фон Нойманн, 1953). В действительности этот рост ограничивается КГ-неустойчивостью, которая приводит к растеканию головной части струи с формированием грибовидной структуры, что демонстрируют эксперименты

и трехмерное моделирование (см. Блондин, Эллисон, 2001). В результате развития КГ-неустойчивости формируется ансамбль искривленных тонких двумерных фрагментов плотного газа внедренных в разреженный горячий газ внешней ударной волны. Сопутствующая турбулентность приводит к дальнейшей фрагментации плотного газа и его перемешиванию с горячим газом. В итоге плотные фрагменты пропадают и широкая эмиссия He II 4686 Å исчезает. Описанный сценарий позволяет понять ранее появление и короткое время существования широкой эмиссии He II 4686 Å.

Интересным следствием предложенной модели широкой эмиссии He II 4686 Å может быть вспышка свечения резонансного дублета O VI 1032, 1038 Å, сопутствующая ослаблению эмиссии 4686 Å. Дело в том, что финальная стадия фрагментации сопровождается увеличением полной поверхности фрагментов, что ведет к более эффективному нагреву и более высокой светимости резонансного дублета O VI при температуре $\sim 10^5$ К. Предсказываемая эмиссия O VI 1032, 1038 Å будет иметь такую же ширину, как и широкая эмиссия 4686 Å в противоположность эмиссионным линиям с узким ядром и широкими крыльями, возникающим в фотоионизованном ветре перед ударной волной (Гро, 2014).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируем основные результаты.

- Предложена модель свечения широкой линии He II 4686 Å в сверхновой II SN 2020jfo и сценарий, объясняющий раннее появление и кратковременное присутствие этой эмиссии.
- Широкая эмиссия 4686 Å излучается фрагментами пограничной тонкой плотной оболочки сверхновой, погруженными в горячий газ адиабатической внешней ударной волны. Фрагментация тонкой плотной оболочки и последующее перемешивание фрагментов с горячим газом – результат RT-неустойчивости внешней оболочки.
- Расчеты ионизации и возбуждения гелия и водорода воспроизводят светимость He II 4686 Å, высокое отношение 4686 Å/Na и большую оптическую толщину в линии 4686 Å.
- Показано, что нагрев фрагментов может осуществляться горячими электронами внешней ударной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блинников (S.I. Blinnikov), AIP Conf. Proceed. **1016**, 241 (2008).
2. Блинников, Бартунов (S.I. Blinnikov and O.S. Bartunov), Astron. Astrophys. **273**, 106 (1993).

3. Блондин, Эллисон (J.M. Blondin and D.C. Ellison), *Astrophys. J.* **560**, 244 (2001).
4. Бохигас (J. Bohigas), *Astrophys. J.* **674**, 954 (2022).
5. Брейзман и др. (B.N. Breizman, P. Aleynikov, E.M. Hollmann, and M. Lehnen), *Nucl. Fusion* **59**, Iss. 8, article id. 083001 (2019).
6. Булливант и др. (C. Bullivant, et al.), *MNRAS* **476**, 1497 (2018).
7. Грасберг и др. (E.K. Grasberg, V.S. Imshennik, and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **10**, 3 (1971).
8. Грешенштетте и др. (B.W. Grefenstette, M. Brightman, and H.P. Earnshaw), *Astrophys. J.* **666**, 1093 (2007).
9. Гро (J.H. Groh), *Astron. Astrophys.* **572**, L11 (2014).
10. Дессарт и др. (L. Dessart, D.J. Hillier, and E. Audit), *Astron. Astrophys.* **603A**, 51 (2017).
11. Куимби и др. (R.M. Quimby, J.C. Wheeler, P. Höflich, et al.), *Astrophys. J.* **666**, 1093 (2007).
12. Морозова и др. (V. Morozova, A.L. Piro, and S. Valenti), *Astrophys. J.* **838**, 28 (2017).
13. Надёжин (D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **112**, 225 (1985).
14. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (USA: Univer. Sci. Books, 2006).
14. ван Режемортер (H. van Regemorter), *Astrophys. J.* **136**, 906 (1962).
15. Тежа и др. (R.S. Teja, A. Singh, D.K. Sahu, et al.), *Astrophys. J.* **930**, 34 (2022).
16. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), *MNRAS* **527**, 6227 (2024).
17. Ферми, фон Нойманн (E. Fermi and J. von Neumann), *Technic. Rep. no. AECU-2979*, Los Alamos Scientific Laboratory, (OSTI ID: 4373391) (1953).
18. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **494**, L86 (2020).
19. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, et al.), *MNRAS* **330**, 473 (2002).
20. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
21. Шевалье и др. (R.A. Chevalier, C. Fransson, and T.K. Nymark), *Astrophys. J.* **641**, 1029 (2006).
22. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **258**, 790 (1982a).
23. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982b).
24. Шевалье (R.A. Chevalier), *Fundament. Cosmic Phys.* **7**, 1 (1981).
25. Шрестха и др. (M. Shrestha, J. Pearson, S. Wyatt, et al.), eprint arXiv:2310.00162 (2023).
26. Эндрюс и др. (J.E. Andrews, D.J. Sand, S. Valenti, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 43 (2019).
27. Ядав и др. (N. Yadav, A. Ray, S. Chakraborti, et al.), *Astrophys. J.* **782**, 30 (2014).
28. Якобсон-Галан и др. (W.V. Jacobson-Galán, L. Dessart, R. Margutti, et al.), *Astrophys. J.* **954**, L42 (2023).
29. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).