

PISN 2018ibb: РАДИОАКТИВНОЕ СВЕЧЕНИЕ В ЛИНИЯХ [O III]

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

Поступила в редакцию 20.11.2024 г.

После доработки 12.12.2024 г.; принята к публикации 12.12.2024 г.

Сверхновая SN 2018ibb категории PISN (pair-instability supernovae), связанной с динамической неустойчивостью кислородного ядра сверхмассивной звезды из-за рождения пар, показывает на небулярной стадии интенсивные эмиссионные линии [O III] неясного происхождения. Предлагается простая модель, которая демонстрирует возможность излучения линий [O III] требуемой интенсивности в кислородном веществе оболочки данной сверхновой, ионизируемой и нагреваемой радиоактивным распадом ^{56}Co . Указана причина, по которой среди сверхновых категории PISN светимость линий [O III] может меняться в широких пределах.

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

DOI: 10.31857/S0320010824110033, EDN: LSZCWE

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая сверхвысокой светимости (SLSN) SN 2018ibb (Шульце и др., 2024) — наиболее убедительный пример сверхновых, обусловленных неустойчивостью из-за рождения пар, так называемых pair-instability supernovae (PISN) (Вусли и др., 2002; Баркат и др., 1967). Кривая блеска на интервале времени около 1000 дней указывает, что SN 2018ibb порождена взрывом сверхмассивной звезды с большой энергией, $\gtrsim 10^{52}$ эрг, и выбросом огромной массы (25–44 $M_{\odot}$) синтезированного ^{56}Ni (Шульце и др., 2024). Большие величины энергии и массы ^{56}Ni означают, что предсверхновая имела начальную массу в интервале 140–260 $M_{\odot}$ и взрыв был однократным, без предварительных пульсаций из-за образования пар (Вусли и др., 2002). В такой картине SN 2018ibb нет места для массивной околозвездной оболочки, образованной мощной пульсацией перед взрывом, и, следовательно, нет оснований ожидать мощных эффектов ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом.

Противоположный случай — SLSN 2006gy с массивной ($\sim 5 M_{\odot}$) околозвездной оболочкой, которая указывает на принадлежность SN 2006gy к категории “pulsational pair-instability SNe” (PPISNe) (Вусли и др., 2007).

В этом контексте обращает на себя внимание присутствие в спектрах SN 2018ibb на стадии 300–740 дней после взрыва интенсивных эмиссионных линий [O III] 5007, 4959 Å и 4363 Å со светимостью $\sim 10^{41}$ эрг с^{−1} около 400-го дня после взрыва (Шульце и др., 2024). Из известных SLSNe эмиссия [O III] 5007, 4959 Å наблюдалась, помимо SN 2018ibb, только в LSQ14an и PS1-14bj (Луннан и др., 2016). Предпола-

гается, что эмиссионные линии [O III] в SN 2018ibb могут порождаться ударным взаимодействием оболочки сверхновой с плотным околозвездным газом (Шульце и др., 2024). Эта гипотеза, однако, вызывает сомнение, поскольку она не вполне согласуется с профилем дублета [O III] (Чугай, 2024). Альтернативный радиоактивный механизм излучения линий [O III] также сталкивается с проблемой, поскольку синтетический спектр SN 2018ibb, рассчитанный на основе модели взрыва гелиевого ядра He130 (Хегер, Вусли, 2002), не показывает заметной эмиссии [O III] 5007 Å (Шульце и др., 2024; Козырева и др., 2024).

Учитывая неопределенность относительно происхождения линий [O III], было бы преждевременно отказываться от радиоактивного механизма, поскольку может оказаться, что реальная оболочка SN 2018ibb значительно отличается от теоретической модели, основанной на одномерном взрыве гелиевого ядра He130. Во-первых, в случае SN 2018ibb имел место взрыв голого кислородного ядра, лишённого гелиевой оболочки (Чугай, 2024); во-вторых, в одномерной гидродинамической модели отсутствует макроскопическое перемешивание ^{56}Ni и несгоревшего кислорода, тогда как реальный взрыв может порождать трехмерное распределение вещества с фрагментами радиоактивного никеля, внедренными в несгоревшее вещество внешних слоев; в-третьих, никелевый пузырь, обусловленный распадом огромной массы ^{56}Ni , дополнительно модифицирует распределение вещества в разлетающейся оболочке (Козырева и др., 2017).

По этой причине важно исследовать возможности радиоактивного механизма свечения SN 2018ibb в линиях [O III] на основе гибкой простой модели, которая бы отражала основную физику депозиции радиоактивной энергии, включая ионизацию и возбуждение

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

кислорода. Подобное исследование является целью данного сообщения, которое включает описание модели оболочки сверхновой и метод расчета ионизации кислорода (раздел 2), расчет интенсивностей линий кислорода и определение основных параметров излучающего кислородного вещества (раздел 3). В разделе 4 обсуждаются результаты и предлагается объяснение значительной вариации интенсивности линий [O III] среди сверхновых категории PISN.

ИОНИЗАЦИЯ КИСЛОРОДА

Рассматривается простейшая модель, в которой сверхновая представлена однородной (в среднем) сферой с кинематикой свободного разлета $v = r/t$. По сути, модель является однозонной, в которой средняя плотность однородной модели определяется массой и кинетической энергией сверхновой. За основу взята модель SN 2018ibb с массой разлетающейся оболочки $M = 60 M_{\odot}$, кинетической энергией $E = 1.2 \times 10^{52}$ эрг и массой ^{56}Ni $M_{\text{ni}} = 30 M_{\odot}$ (модель mod60, Чугай, 2024). Подчеркнем, что и эта модель приближенная, поскольку использует упрощенное описание кривой блеска, предложенное Арнеттом (1980). Основные параметры модели качественно соответствуют картине, в которой взрывное горение $30 M_{\odot}$ кислорода при калорийности $q(^{16}\text{O}) = 5 \times 10^{17}$ эрг г^{-1} (Вусли и др., 2002) выделяет энергию 3×10^{52} эрг. За вычетом кинетической энергии остальная энергия, 1.8×10^{52} эрг, расходуется на преодоление энергии связи, которая в момент максимального сжатия до взрыва значительно превышает энергию связи кислородного ядра массой $60 M_{\odot}$ перед потерей устойчивости.

При указанных массе и кинетической энергии сверхновой скорость на внешней границе однородной сферы составляет $v_0 = (10E/3M)^{1/2} = 5770 \text{ км с}^{-1}$, средняя плотность $\rho = 3.6 \times 10^{-15}(t/400\text{д})^{-3} \text{ г см}^{-3}$ со средней концентрацией кислорода в кислородном веществе $n = 1.3 \times 10^8(t/400\text{д})^{-3} \text{ см}^{-3}$. Рассматриваются три варианта массы кислорода $M_O = 15 M_{\odot}$, $10 M_{\odot}$ и $5 M_{\odot}$. Предполагается, что кислород перемешан с ^{56}Ni и, возможно, с другими компонентами, исключительно макроскопически, так что любой объем кислородного вещества состоит только из кислорода. Это означает, что относительное расстояние $\delta = \Delta v/v_0$ между фрагментами ^{56}Ni и кислородом должно позволять гамма-квантам распада ^{56}Co на рассматриваемой стадии $t \approx 400$ дней проникать в кислород без заметного ослабления. Иными словами, должно выполняться ограничение на величину оптической толщины $\Delta\tau_{\gamma} = \delta k_{\gamma} \rho v_0 t \approx 2.2\delta < 1$ при коэффициенте поглощения гамма-квантов $k_{\gamma} = 0.03 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ (Сазерлэнд и Уилер 1984). Требование $\delta < 0.5$ легко выполняется даже при умеренном макроскопическом перемешивании.

Приближение однородной плотности — идеализация. Распределение вещества может быть существенно трехмерным из-за эффектов взрыва, а также форми-

рования никелевого пузыря, так что плотность кислородного вещества (ρ_O) может отличаться от средней плотности (ρ) однородной модели, $\rho_O = \chi\rho$, где χ — контраст плотности. С учетом массы кислорода $M_O < M$, доля объема, занимаемая кислородом, равна $f = V_O/V = (M_O/M)\chi^{-1}$. Заметим, что при $\chi = 1$ фактор заполнения кислорода $f = M_O/M < 1$: это поясняет смысл использования параметра χ вместо фактора заполнения f .

На момент $t = t_{\text{max}} + 276 = 381$ день после взрыва (+276 дней означает 276 дней после момента максимума (t_{max}) болометрической светимости (Шульце и др., 2024), а $t = 381$ дней означает время после взрыва) болометрическая светимость сверхновой составляет $L = 1.2 \times 10^{43}$ эрг с^{-1} (Шульце и др., 2024), которая воспроизводится в модели mod60 (Чугай, 2024). Мощность, вкладываемая в кислородное вещество гамма-квантами распада ^{56}Co , равна $L_d(\text{O}) = (M_O/M)L$. Следовательно, депозиция в единице объема кислородного вещества составляет $\epsilon_d = L_d(\text{O})/V_O = (L/V)\chi = 3.6 \times 10^{-7}\chi \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Темп ионизации k -иона (G_k) с потенциалом ионизации I_k в процессе ионизационных потерь комптоновских электронов равен $y_k \epsilon_d/w_k$, где y_k — доля k -ионов, а w_k — средняя величина работы, затрачиваемой на образование одной ионной пары при ионизации k -иона. Согласно экспериментам, для нейтрального кислорода $w_1 = 2.3I_1$, где I_1 — потенциал ионизации нейтрального кислорода (Ален, 1980); соотношение $w_k = 2.3I_k$ используется ниже для ионов первых трех стадий ионизации, поскольку при ионизации электронами с энергией $\mathcal{E} \gg I_k$ преобладает отрыв внешнего электрона. Скорость радиативной рекомбинации равна $R_k = \alpha_k n_e y_{k+1} n$, где n_e — электронная концентрация, вычисляемая последовательно в процессе решения уравнений ионизационного баланса, n — концентрация кислорода, α_k — коэффициент рекомбинации k -иона кислорода, величина которого вычисляется согласно Тартер (1971).

В рассматриваемых условиях ионизация кислорода происходит в стационарном режиме. Действительно, при минимальной степени ионизации кислорода на 400-й день $x_e = n_e/n = 0.1$ (на самом деле $x_e \gtrsim 0.5$) электронная концентрация $n_e \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ и, следовательно, наибольшее время рекомбинации, $1/(\alpha_1 n_e) \sim 4 \times 10^5 \text{ с}$, намного меньше времени жизни ^{56}Co ($\sim 10^7 \text{ с}$) и времени расширения оболочки. В стационарном случае уравнения ионизационного баланса имеют вид $G_k = R_k$. Система уравнений ионизационного баланса включает четыре стадии ионизации кислорода. Ради иллюстрации приведем пример ионизации кислорода на 400-й день для модели с массой кислорода $15 M_{\odot}$ при характерных значениях параметров $T_e = 9000 \text{ К}$ и $\chi = 3$. В этом случае доли ионов равны $(y_1, y_2, y_3, y_4) = (0.439, 0.52, 0.0397, 0.0013)$, а степень ионизации составляет $x_e = 0.602$.

Заметим, что мы не учитываем дополнитель-

ную ионизацию O I излучением резонансных линий мультиплета uv1 O II (834 Å) при возбуждении иона O II быстрыми электронами. Вследствие этого представленная модель, возможно, недооценивает степень ионизации кислорода.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ КИСЛОРОДА

Полученные путем решения ионизационного баланса доли ионов и концентрация электронов для данных значений T_e и контраста плотности χ используются при расчете светимости кислорода в линиях [O I], [O II] и [O III]. Населенности уровней вычисляются в трехуровневом приближении (уровни соответствует термам). Вероятности спонтанных переходов взяты из базы данных NIST, силы столкновений в основном из данных, представленных в монографии (Остерброк, Ферланд, 2006), для нейтрального кислорода силы столкновений взяты из статьи (Затсаринни, Таял, 2003). Решение уравнений стационарности с учетом столкновительных и радиативных переходов дает объемную мощность излучения линии (ϵ) для данных параметров T_e и χ . Светимость в линии находится умножением ϵ на объем, занимаемый кислородом $L = \epsilon V(M_O/M)\chi^{-1}$.

Результаты для модели с массой кислорода $15 M_\odot$ представлены на рис. 1 в виде диаграмм “отношение потоков в линиях—светимость дублета [O III] 5007, 4959 Å”. Наблюдаемая светимость в линиях дублета [O III] на стадии +276 дней (381 день после взрыва) равна $\lg L = 41.01$ эрг с⁻¹, а отношение потоков линий [O III] $F(4359)/F(5007, 4959) = 0.3 \pm 0.3$. Обе величины воспроизводятся при $T_e \approx 9000$ К и контрасте плотности $\chi \approx 3$ (рис. 1a). Следует подчеркнуть, что от-

ношение $F(4359)/F(5007, 4959)$ является чувствительным индикатором электронной температуры.

Светимость дублета [O III] и отношение потоков [O III]/[O I] (рис. 1b) формально воспроизводятся в модели $M_O = 15 M_\odot$ при $T_e \approx 8800$ К и $\chi \approx 3$. На самом деле профиль эмиссии [O I] заметно шире профиля эмиссии [O III] (см. Шульце и др., 2024), и это указывает на различие в распределении источников свечения этих линий вдоль радиуса (скорости), что не описывается нашей однозонной моделью.

Отношение потоков авроральной линии и небулярного дублета [O I] 5577 Å/6300, 6364 Å (рис. 1c) является индикатором температуры и плотности в зоне свечения нейтрального кислорода. К сожалению, на стадии +276 дней линия 5577 Å не видна из-за того, что она попадает на длинноволновый край широкой эмиссионной бленды линий Fe II; авроральная линия становится заметна лишь на поздней фазе $t \geq t_{\max} + 377$ дней (Шульце и др., 2024). Верхний предел отношения 5577 Å/6300, 6364 Å указывает на температуру в зоне свечения нейтрального кислорода $\lesssim 7000$ К (рис. 1c). Мы не приводим сравнение светимости в линии [O II] 7325 Å с наблюдаемой светимостью эмиссии 7300 Å, поскольку линия [O II] блендируется с интенсивным дублетом [Ca II] 7300 Å. Вместе с тем, заметим, что рассчитанная светимость эмиссии [O II] не противоречит существенному вкладу этой линии в эмиссионную бленду 7300 Å.

В модели с массой кислорода $10 M_\odot$ светимость в линиях дублета [O III] и отношение [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å воспроизводятся при значениях параметров $T_e \approx 9000$ К и $\chi \approx 2$, сравнимых с параметрами модели $15 M_\odot$. По этой причине мы не приводим рисунки

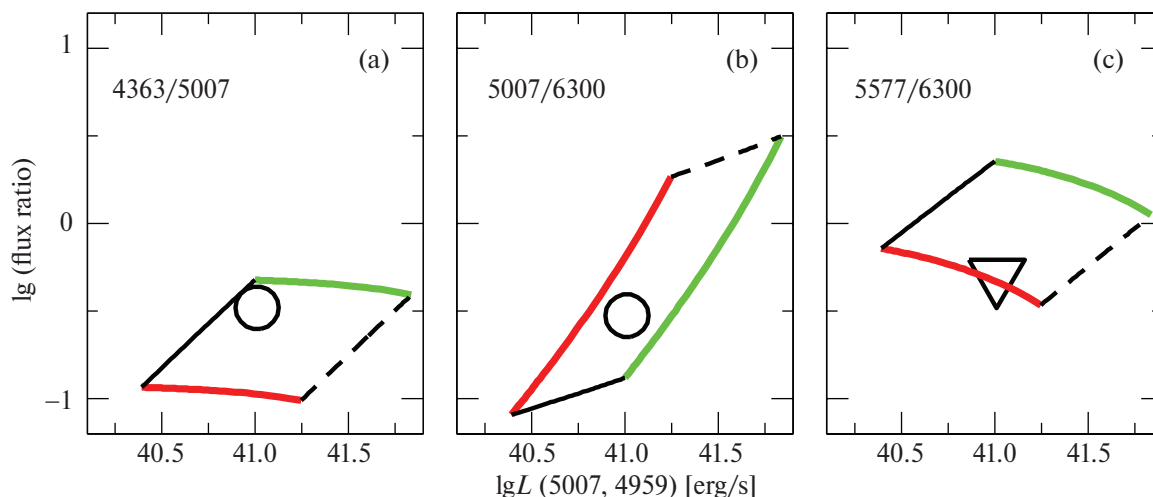


Рис. 1. Диагностическая диаграмма “отношение потоков—светимость линий [O III]” для модели с массой кислорода $15 M_\odot$. (a) — Диаграмма для отношения потоков линий [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å, (b) — для отношения потоков линий [O III] 5007, 4959 Å/[O I] 6300, 6364 Å, (c) — для отношения [O I] 5577 Å/[O I] 6300, 6364 Å. Круги показывают наблюдательные значения величин, треугольник обозначает верхний предел отношения потоков 5577 Å/[O I] 6300, 6364 Å. Цветными линиями показана зависимость от параметра χ при фиксированной температуре (7000 К — красная, 10 000 К — зеленая). Черной сплошной линией показана зависимость от температуры при фиксированном контрасте $\chi = 5$, штриховая — при контрасте $\chi = 0.5$.

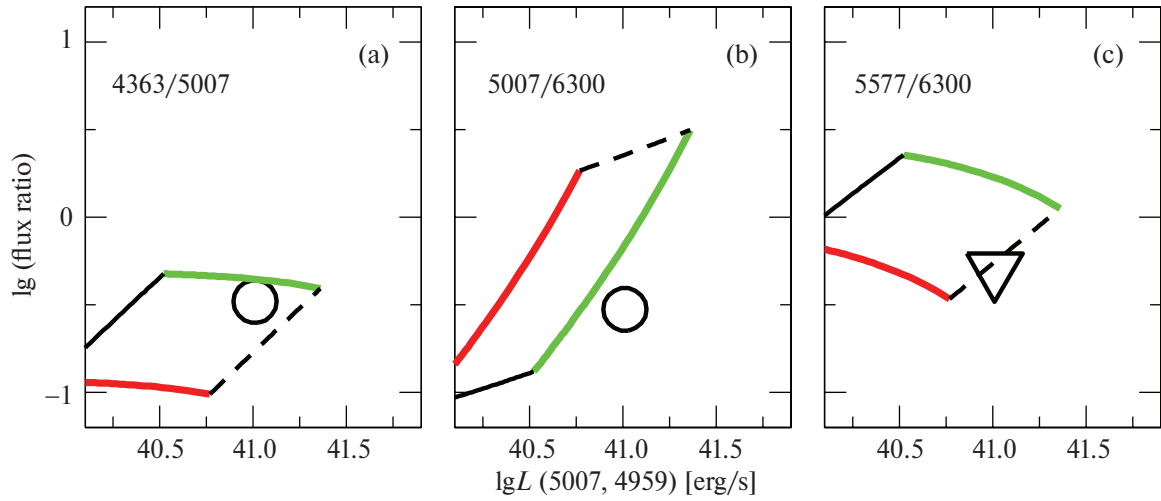


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при массе кислорода $5 M_{\odot}$.

Таблица 1. Параметры модели и светимость линий кислорода

$M_O,$ $M_{\odot}$	$T_e,$ К	χ	x_e	$L_d(O),$ 10^{42} эрг/с	$L_{em}(O),$ 10^{42} эрг/с	η_h	$\eta_{h,num}$
15	9000	3.3	0.59	3	2.3	0.77	0.75
10	9000	2	0.69	2	1.29	0.63	0.77
5	9200	1	0.86	1	5.2	0.51	0.79

для этого случая. В модели с массой кислорода $5 M_{\odot}$ результаты для отношения [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å (рис. 2a) несколько отличаются. Светимость в линиях дублета [O III] и отношение [O III] 4359 Å/5007, 4959 Å воспроизводятся при $T_e \approx 9200$ К и $\chi \approx 1$. Большое модельное отношение потоков в линиях [O III]/[O I] при этих условиях (рис. 2b) является результатом малой светимости [O I] 6300 Å из-за высокой ионизации кислорода при относительно низкой плотности.

Исходные параметры, полученная суммарная светимость линий кислорода и другие величины приведены в табл. 1. В табл. 1 представлены последовательно масса кислорода, температура, контраст плотности, степень ионизации кислорода, мощность депозиции в кислород, суммарная светимость в линиях кислорода, доля депозиции, расходуемая на нагрев и определяемая из условия теплового баланса $\eta_h = L_{em}(O)/L_d(O)$, а также величина $\eta_{h,num}$, полученная для найденной степени ионизации x_e с использованием зависимости $\eta_{h,num}(x_e)$, ранее рассчитанной для кислорода посредством решения уравнения Спенсера–Фано (Козма, Франссон, 1992). В модели с массой кислорода $15 M_{\odot}$ величина $\eta_{h,num}$ совпадает с оценкой η_h из уравнения теплового баланса (табл. 1), а для $10 M_{\odot}$ совпадает в пределах 20%. При массе кислорода $5 M_{\odot}$ различие достигает фактора 1.5. Это может рассматриваться как указание на большую массу кислорода (10–15 $M_{\odot}$) в оболочке SN 2018ibb. Впрочем, поскольку используемая модель содержит существенные упрощения, данный вывод не является бес-

спорным. Главное то, что совпадение долей депозиции, идущей на нагрев (η_h и $\eta_{h,num}$), полученных разными методами при разумных величинах модельных параметров, можно рассматривать как подтверждение радиоактивной природы свечения SN 2018ibb в линиях [O III].

ОБСУЖДЕНИЕ

Цель работы заключалась в ответе на вопрос, можно ли в рамках радиоактивной модели свечения оболочки SLSN 2018ibb объяснить присутствие интенсивных эмиссионных линий кислорода [O III]. Выше было показано, что однозонная модель сверхновой с кинетической энергией 1.2×10^{52} эрг, массой оболочки сверхновой $60 M_{\odot}$, содержащей $30 M_{\odot}$ ^{56}Ni , позволяет описать светимость линий [O III] при разумных величинах параметров и принятых предположениях.

Достоинство однозонной модели — минимальный набор свободных параметров. Вместе с тем однозонная модель не может объяснить другие важные наблюдательные данные. Во-первых, профиль дублета [O I] заметно шире линий [O III] (Шульце и др., 2024), что указывает на формирование этих линий в различных зонах. В частности, это предполагает, что линии дублета [O I] излучаются преимущественно внешними, высокоскоростными, слоями сверхновой, тогда как линии [O III] формируются, в основном, во внутренней зоне. Для описания этой картины нужна, как минимум, двухзонная модель. Во-вторых, однозон-

ная модель с температурой ≈ 9000 К предсказывает довольно интенсивную линию [O I] 5577 Å на стадии +276 дней, которая отсутствует в спектре и появляется лишь после +360 дня (Шульце и др., 2024). Относительно низкое наблюдаемое отношение потоков в линиях 5577 Å/6300, 6364 Å подчеркивает, что зоны формирования линий [O I] и [O III] не совпадают, и что в зоне свечения линий [O I] температура заметно ниже, $T_e \lesssim 7000$ К. Оба наблюдаемых факта приводят к необходимости двухкомпонентной модели, в которой внутренний “горячий” кислород с температурой около 9000 К отвечает за излучение линий [O III], а внешний “холодный” кислород вносит основной вклад в излучение линий [O I]. Заметим, что несоответствие между излучением [O III] и [O I] отмечено при моделировании спектра кислорода в сверхновой LSQ14ap (SLSN), для которой модель маломассивной оболочки (Якстранд и др., 2017) воспроизводит интенсивность дублета [O III], но предсказывает слишком слабые линии дублета [O I].

Возникает вопрос, почему более совершенная модель радиоактивного свечения кислорода в сверхновых категории PISN (Якстранд и др., 2017) в случае SN 2018ibb не воспроизводит светимость в линиях [O III], хотя при этом используется обоснованная гидродинамическая модель PISN? Возможный ответ состоит в том, что в одномерной гидродинамической модели отсутствует макроскопическое перемешивание ^{56}Ni и несгоревшего кислорода. Между тем, такое перемешивание, которое предполагается в нашей простой модели, является принципиально важным фактором значительного увеличения депозиции энергии гамма-квантов распада ^{56}Co в кислородное вещество.

Представляют интерес условия, которые способствуют появлению сильных линий [O III] в сверхновых категории PISN. Рассмотрим ионизационный баланс между ионами O II и O III с относительными долями y_2 и y_3 при электронной концентрации $n_e \approx y_2 n$,

$$\frac{\epsilon_d y_2}{w_2} = \alpha_2 y_2 y_3 n^2, \quad (1)$$

где $w_2 = 2.3I_2$ — работа, затраченная на образование одного иона O III при ионизации быстрым электроном иона O II с потенциалом ионизации I_2 . Учитывая, что $\epsilon_d \propto M_{\text{ni}}/V$, объем $V \propto E^{3/2}/M^{3/2}$, а масса синтезированного ^{56}Ni для модельных PISN с гелиевыми ядрами 100–130 $M_\odot$ зависит от энергии взрыва приблизительно как $M_{\text{ni}} \propto E^3$ (Кэйзен и др., 2011), получаем из соотношения (1)

$$y_3 \propto M_{\text{ni}}^{3/2} M^{-7/2}. \quad (2)$$

Данное соотношение показывает, что высокая доля иона O III и, следовательно, большее отношение потоков в линиях 5007, 4959 Å/6300, 6364 Å ожидается у сверхновых PISN с большей массой ^{56}Ni и меньшей массой оболочки. Взрыв голого кислородного

ядра с большой массой выброшенного ^{56}Ni в случае SN 2018ibb создает наиболее благоприятные условия для появления интенсивных эмиссионных линий [O III] при условии макроскопического перемешивания ^{56}Ni и кислорода.

Соотношение (2) позволяет понять, почему среди сверхновых категории PISN относительная интенсивность линий [O III]/[O I] меняется в широких пределах. Представим, что в некоторой сверхновой категории PISN масса оболочки сверхновой за счет гелия в 2 раза выше, чем в случае SN 2018ibb, а масса ^{56}Ni в 2 раза меньше. Тогда доля иона [O III] будет в 30 раз меньше, и практически во столько же раз отношение потоков 5007,4959 Å/6300,6364 Å будет меньше, чем в SN 2018ibb.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ ионизации и возбуждения кислорода в рамках простой модели оболочки сверхновой SN 2018ibb с реалистичными значениями массы оболочки, кинетической энергии и массы синтезированного ^{56}Ni приводит к выводу, что наблюдаемые эмиссионные линии [O III] могут возникать в результате депозиции энергии радиоактивного распада ^{56}Co в кислородное вещество при условии макроскопического перемешивания ^{56}Ni и кислорода. Показано, что значительный разброс отношения потоков в линиях 5007, 4959 Å/6300 Å среди сверхновых категории PISN может быть обусловлен различием полной массы оболочки и массы ^{56}Ni . Увеличение доли иона O III при большей массе ^{56}Ni и меньшей массе оболочки объясняет, почему в SN 2018ibb наблюдаются интенсивные линии [O III].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ален (S.P. Ahlen), Rev. Mod. Phys. **52**, 121 (1980).
2. Баркат и др. (Z. Barkat, G. Rakavy, and N. Sack), Phys. Rev. Lett. **18**, 379 (1967).
3. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), Rev. Mod. Phys. **74**, 1015 (2002).
4. Вусли и др. (S.E. Woosley, S. Blinnikov, and A. Heger), Nature **450**, 390 (2007).
5. Затсаринни, Таял (O. Zatsarinni and S.S. Tayal), Astrophys. J. Suppl. Ser. **148**, 375 (2003).
6. Кэйзен и др. (D. Kasen, S.E. Woosley, and A. Heger), Astrophys. J. **734**, 102 (2011).
7. Козма, Франссон (C. Kozma and C. Fransson), Astrophys. J. **390**, 602 (1992).
8. Козырева и др. (A. Kozyreva, L. Shingles, P. Baklanov, et al.), Astron. Astrophys. **689**, A60 (2024).
9. Козырева и др. (A. Kozyreva, M. Gilmer, R. Hirschi, et al.), MNRAS **464**, 2854 (2017).
10. Луннан и др. (R. Lunnan, R. Chornock, E. Berger, et al.), Astrophys. J. **831**, 144 (216).
11. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Sausalito, CA: Univer. Sci. Books, 2006).

12. Сазерлэнд, Уилер (P.G. Sutherland and J.C. Wheeler), *Astrophys. J.* **280**, 282 (1984).
13. Тартер (S.B. Tarter), *Astrophys. J.* **168**, 313 (1971).
14. Хегер, Вусли (A. Heger and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **567**, 532 (2002).
15. Чугай (N.N. Chugai), ArXiv e-prints [arXiv:2410.17580] (2024).
16. Шульце и др. (S. Schulze, C. Fransson, A. Kozyreva, et al.), *Astron. Astrophys.* **683**, A223 (2024).
17. Якстранд и др. (A. Jerkstrand, S.J. Smartt, C. Inserra, et al.), *Astrophys. J.* **835**, 13 (2017).