

ИСТОЧНИК СВЕЧЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ ASASSN-15nx С ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА

© 2019 г. Н. Н. Чугай^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.05.2019 г.; после доработки 22.05.2019 г.; принята к публикации 22.05.2019 г.

Анализ спектров аномальной сверхновой ASASSN-15nx с линейной кривой блеска позволил исключить механизмы свечения за счет радиоактивности и ударного взаимодействия с околозвездным газом. Предложен альтернативный механизм свечения ASASSN-15nx, основанный на взаимодействии вращающейся магнитосферы нейтронной звезды с гравитационно связанным веществом оболочки сброшенной ударной волной. В режиме стационарной аккреции частота вращения нейтронной звезды и потери энергии вращения уменьшаются со временем экспоненциально, что может объяснить линейный характер кривой блеска. Моделирование кривой блеска на начальной стадии роста светимости в сочетании с данными о скорости расширения приводят к выводу о небольшой массе сброшенной оболочки, $\sim 1 M_{\odot}$. Форма профиля дублета [O I] 6300, 6364 Å указывает на несферичность распределения кислорода, которая в свою очередь свидетельствует о сильной несферичности взрыва.

Ключевые слова: звезды — эволюция, сверхновые звезды, нейтронные звезды.

DOI: 10.1134/S0320010819070039

ВВЕДЕНИЕ

Аномальная сверхновая типа II ASASSN-15nx (Бозе и др., 2018) с абсолютной величиной в максимуме $M_V \approx -20$ зв. вел. показывает необычную кривую блеска, которая характеризуется идеальным ('perfect', по словам авторов) линейным падением (2.5 зв. вел. за 100 дней) в течение длительного периода, около 250 дней. Эта особенность не имеет аналогов среди SN II, включая сверхновые SN IIL с линейными кривыми блеска. Такого рода кривая блеска не может быть результатом диффузионного высвечивания энергии взрыва; необходим длительный источник энергии свечения. В цитируемой работе предложены два варианта источника энергии: (i) радиоактивный ^{56}Ni в количестве $1.6 M_{\odot}$ при полной массе оболочки около $2 M_{\odot}$, либо (ii) свечение в результате столкновения оболочки сверхновой с плотной околозвездной оболочкой. Оба механизма функционируют в сверхновых и любой из них мог бы претендовать на роль источника свечения ASASSN-15nx.

Гипотезы относительно природы источника энергии ASASSN-15nx, разумеется, требуют верификации. На первый план выступает проверка возможных спектральных эффектов, которые

должны сопутствовать данному механизму. Заметим, что вопрос спектрального тестирования предложенных механизмов свечения остался за рамками оригинальной работы Бозе и др. (2018). В этой связи возникает необходимость восполнить отсутствие подобного исследования, что является одной из целей предлагаемой работы. Такого рода исследование — содержание следующего раздела. Как станет ясно, результаты анализа спектров обнаруживают серьезные трудности как для радиоактивного механизма, так и для механизма ударного взаимодействия с околозвездным газом. Будет предложен альтернативный механизм, который позволяет при минимуме предположений объяснить как величину светимости, так и линейную форму кривой блеска.

Ниже будут использованы момент взрыва и расстояние согласно работе Бозе и др. (2018).

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ASASSN-15NX

Отождествление линий

Спектры ASASSN-15nx, полученные в интервале с 53 по 262 день после взрыва (Бозе и др. 2018), представляют собой набор эмиссионных линий на фоне квазиконтинуума, образованного

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

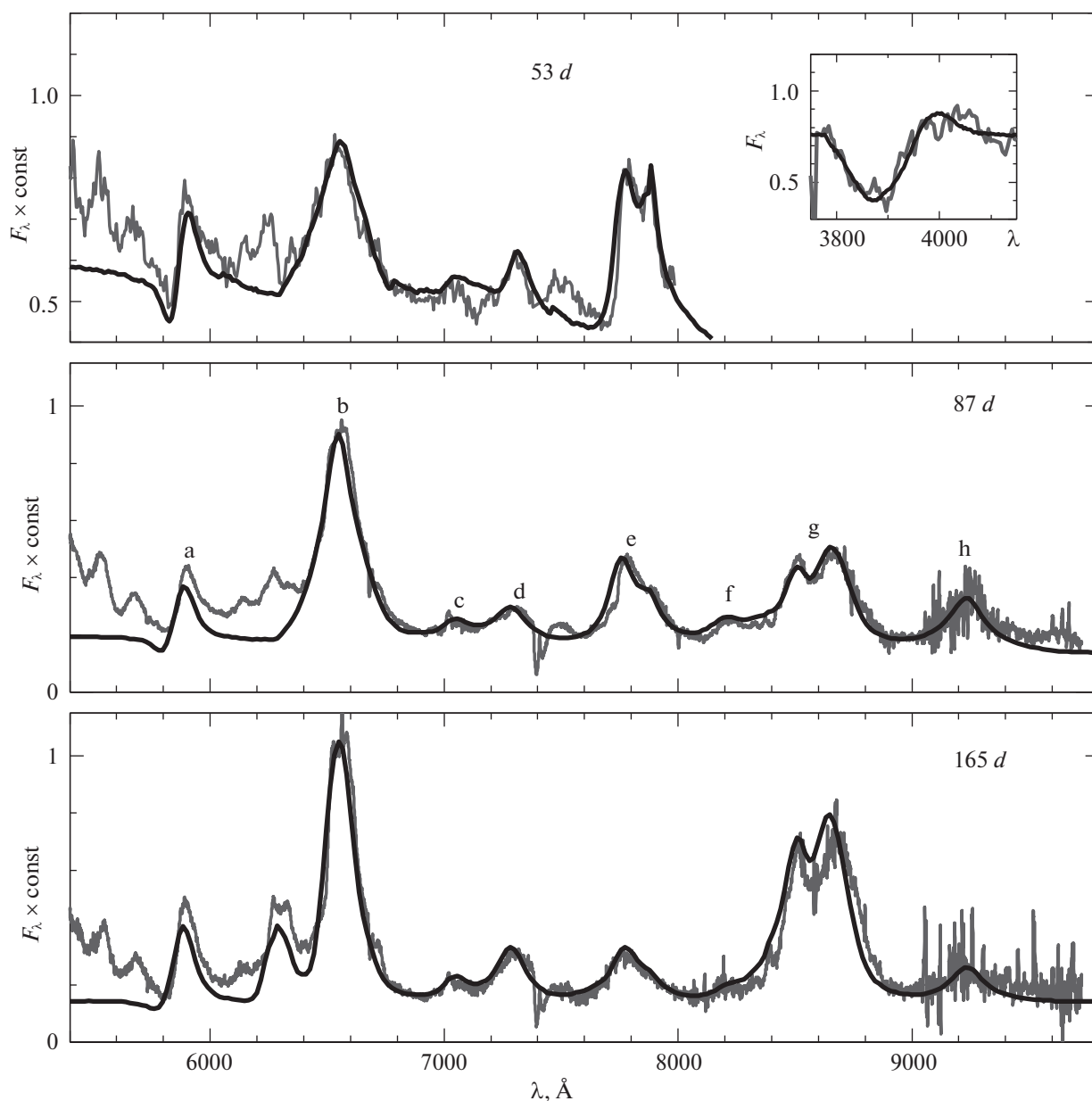


Рис. 1. Наблюдаемые спектры ASASSN-15nx (серый цвет) для трех моментов (53, 87, 165 день) в сравнении с синтетическими спектрами. Для 53-го дня на врезке представлен дублет Ca II H,K. В спектре на 87-й день ради удобства обсуждения основные детали отмечены буквами в алфавитном порядке. В спектре на 165-й день структура верхней части профиля дублета [O I] 6300, 6364 Å с двумя пиками отражает несферичность распределения кислорода (см. текст).

большим числом линий металлов (рис. 1). В спектре доминируют линии $\text{H}\alpha$ (эмиссия b), триплеты Ca II 8600 Å (g) и O I 7774 Å (e), дублет Na I 5892 Å (a), дублет [Ca II] 7300 Å (d). На поздней стадии в спектре присутствует также дублет [O I] 6300 Å. Все эти линии лежат в красной области спектра, которая будет в центре нашего внимания. Некоторые необычные особенности спектра были отмечены ранее (Бозе и др., 2018), в частности,

двухкомпонентная структура профиля O I 7774 Å с спектре на 53-й день. Вместе с тем за рамками остались детали, которые на наш взгляд играют ключевую роль в понимании механизма свечения.

Поскольку процедура отождествления линий требует учета нелокального рассеяния фотонов в блендах линий, а также томсоновского рассеяния, которое может быть существенным на ранней стадии, мы будем опираться на синтетический спектр, в котором учтены описанные эффекты. Модель

синтетического спектра предполагает сферическую оболочку с гомологическим законом расширения $v = r/t$. Распределение коэффициента излучения в линии по скоростям задается в параметрической форме $j = j_0/[1 + (v/v_0)^k]$. Локальная оптическая толщина в линии описывается таким же распределением, но с несколько иным параметром k . На фиксированной стадии параметры v_0 и k одинаковы, за исключением линий кислорода. Источники излучения континуума в модели распределены по такому же закону. Распределение концентрации электронов берется согласно соотношению $n_e \propto \sqrt{j(\text{H}\alpha)}$, в соответствии с рекомбинационной природой излучения $\text{H}\alpha$.

Для оценки величины томсоновской оптической толщины мы использовали данные фотометрии и спектр на 53-й день в относительных потоках (Бозе и др., 2018). Найденная светимость $\text{H}\alpha$ составляет $L = 7 \times 10^{39}$ эрг с^{-1} . В сочетании с профилем светимость $\text{H}\alpha$ соответствует распределению концентрации электронов с оптической толщиной оболочки по томсоновскому рассеянию $\tau_T = 1.3$. Полученное распределение электронов использовано в синтетическом спектре на 53-й день. Моделирование спектра осуществляется методом Монте-Карло. Следует подчеркнуть, что предлагаемая модель синтетического спектра не учитывает излучения большого числа линий металлов, которое образует нерегулярный квазиконтинуум, в частности в диапазоне 5600–6500 Å (рис. 1), где гладкий континуум, использованный в модели, показывает заметные отличия от наблюдаемого квазиконтинуума. Данное обстоятельство следует иметь в виду при сравнении синтетического и наблюдаемого спектров.

Обратимся к двухкомпонентному профилю $\text{O I } 7774$ Å в спектре на 53-й день (рис. 1), природа которого не объяснена (Бозе и др., 2018). Важность указанной особенности подчеркивается ее возможной связью с асимметрией распределения кислорода, обуславливающей в другом разделе. На самом деле двухкомпонентная структура эмиссии $\text{O I } 7774$ Å не имеет отношения к асимметрии, поскольку красный компонент образован линиями излучения $\text{Mg II } 7877, 7896$ Å. Присутствие линий Mg II в полосе ϵ очевидно и в спектре на 87-й день. Более того, в этом же спектре видна и другая эмиссия $\text{Mg II } 8214, 8235$ Å (эмиссионная деталь f). Кроме этого, линии $\text{Mg II } 9218, 7896$ Å, наряду с $\text{O I } 9261, 9266$ Å, вносят вклад в эмиссию 9250 Å (эмиссия h). Все перечисленные эмиссионные линии Mg II и O I были ранее отождествлены в спектре сверхновой типа Ibn , SN 2006jc (Чугай, 2009), в которой они имеют более высокий контраст.

В спектрах ASASSN-15nx на всех фазах видна линия $\text{He I } 7065$ Å (рис. 1). Это означает, что в эмиссию дублета $\text{Na I } 5892$ Å вносит вклад линия $\text{He I } 5876$ Å, относительная интенсивность которой $I(5876)/I(7065)$ лежит в пределах 1... 2, судя по спектрам SN 2006jc (Анупама и др., 2009). Линия $\text{He I } 5876$ Å учтена в представленных синтетических спектрах (рис. 1).

Отсутствие линии $[\text{Co III}] 5890$ Å

Радиоактивный механизм свечения ASASSN-15nx предполагает присутствие большой массы $1.6 M_\odot$ радиоактивного ^{56}Ni при относительно небольшой массе оболочки, $2 M_\odot$ (Бозе и др., 2018). Непосредственным следствием такой модели должна быть сильная линия излучения $[\text{Co III}] 5890$ Å на стадии 70–150 дней по аналогии со спектрами SN Ia (см., например, SN 2011fe, SN 2014J в работе Бикмаева и др., 2015). В спектрах ASASSN-15nx действительно присутствует линия 5890 Å (эмиссия a), которая могла бы принадлежать $[\text{Co III}]$. Проблема с кобальтом в том, что интенсивность этой линии по отношению к излучению в широких блендах линий Fe II в диапазоне 5000–5500 Å в спектре на 262 день (Бозе и др., 2018) не показывает ожидаемого значительного ослабления из-за распада ^{56}Co , — эффект, присутствующий в SN Ia. Это противоречие означает, что радиоактивный механизм свечения ASASSN-15nx должен быть отвергнут.

Не вызывает сомнений, что излучение в линии 5890 Å принадлежит в основном резонансному рассеянию излучения квазиконтинуума в дублете Na I и частично излучению в линии $\text{He I } 5876$ Å, которое также рассеивается в линиях дублета Na I из-за эффекта покраснения в сопутствующей системе отсчета в среде с гомологическим расширением. Эффект нелокального рассеяния фотонов $\text{He I } 5876$ Å в линиях дублета Na I учтен в представленной модели синтетического спектра (рис. 1). Принятое в расчетах отношение коэффициентов излучения в линиях $j(5876)/j(7065)$ составляет 1, 1 и 2 в спектрах на 53, 87 и 165 день соответственно.

Отсутствие взаимодействия с околосредной оболочкой

В спектрах ASASSN-15nx присутствует абсорбционный компонент дублета $\text{Ca II } 3934, 3968$ Å. На рис. 1 (вставка) показан дублет Ca II в спектре на 53-й день вместе с модельным профилем. Параметрами модели являются коэффициент излучения, оптическая толщина линий в центре

оболочки, а также вероятность гибели фотонов дублета Ca II $\epsilon_{13} = A_{32}\beta_{23}/(A_{31}\beta_{13} + A_{32}\beta_{23})$, где A_{ki} и β_{ik} , соответственно, вероятности спонтанного перехода и локального выхода фотона из среды. Индексы 1, 2, 3 соответствуют термам 2S , 2D , 2P , переход 1–3 означает дублет 3950 Å, а 2–3 — инфракрасный триплет 8600 Å. Для оптически толстых линий величина ϵ_{13} определяется температурой возбуждения и при $T = 6000$ К (Бозе и др., 2018) равна 0.7. Эта величина гарантирует значительную конверсию излучения дублета 3950 Å в излучение инфракрасного триплета 8600 Å. По этой причине для задания коэффициента собственного излучения в линиях дублета можно исходить из интенсивности инфракрасного триплета Ca II. Однако на 53-й день спектр в области $\lambda > 8000$ Å отсутствует. Поэтому используем тот факт, что в спектре на 87-й день поток в линиях триплета Ca II сопоставим потоком в H α . На этом основании в представленной модели коэффициент излучения в линиях дублета в спектре на 53-й день принят равным коэффициенту излучения H α .

Присутствие довольно глубокой абсорбции дублета Ca II означает, что формирование квазиконтинуума, на фоне которых видна эта линия поглощения, происходит во внутренней зоне оболочки. В свою очередь это указывает на то, что источник свечения ASASSN-15px находится внутри, а не снаружи оболочки. Именно последнее ожидается в механизме столкновения оболочки сверхновой с околос звездным веществом. Внутренняя локализация источника энергии исключает механизм свечения, основанный на столкновении оболочки сверхновой с плотной околос звездной оболочкой.

Содержание кислорода и гелия

Довольно высокая интенсивность триплета кислорода O I 7774 Å по отношению к H α на 53-й день, $F(7774)/F(H\alpha) \approx 0.5$, свидетельствует о высоком содержании кислорода. В самом деле, при близких потенциалах ионизации степень ионизации водорода и кислорода должна быть сопоставимой, и, следовательно, при сравнимой интенсивности рекомбинационных линий количества атомов кислорода и водорода должны быть близки. Учитывая величины эффективного коэффициента рекомбинации для этих линий (Пекино и др., 1991) при электронной температуре 6000 К (Бозе и др., 2018) и полагая, что водород и кислород не перемешаны, получаем оценку массы ионизованного водорода и кислорода $0.03 M_{\odot}$ и $0.12 M_{\odot}$ соответственно. Степень ионизации водорода неизвестна, но, используя факт присутствия дублета Na I, можно утверждать, что вряд ли она

близка к единице. При степени ионизации водорода и кислорода 0.5, масса водорода и кислорода в оболочке составит $0.06 M_{\odot}$ и $0.24 M_{\odot}$, соответственно. Хотя эти оценки довольно приближенные, они позволяют сделать вывод о малой массе водорода в оболочке и относительно большой массе (как минимум, несколько в десятых солнечной массы) кислорода.

Интенсивность единственной наблюдаемой линии гелия He I 7065 Å по отношению к H α приближенно составляет 0.1. Это в два раза выше, чем ожидается при нормальном содержании гелия и при одинаковой степени ионизации водорода и гелия. В действительности степень ионизации гелия скорее всего ниже, чем степень ионизации водорода, и, следовательно, содержание гелия по отношению к водороду должно быть еще выше.

Асимметрия распределения кислорода

Профиль наблюдаемого дублета [O I] 6300, 6364 Å в спектре на 165-й день заметно отличается от синтетического в интервале лучевых скоростей $|v_r| < 2000$ км с $^{-1}$ (рис. 1): наблюдаемый профиль показывает плоскую вершину с двумя пиками, чего не должно быть в сферически симметричном случае. Аналогичный профиль с более контрастными пиками линия показывает спектр на 262-й день (Бозе и др., 2018). Указанная особенность профиля дублета кислорода, скорее всего, отражает отклонение распределения кислорода от сферической симметрии.

Для того чтобы составить представление о распределении кислорода, рассмотрим модель, в которой на фоне симметричного распределения источников с коэффициентом излучения $j_s \propto 1/[1 + (v/v_0)^k]$ имеется дополнительный компонент в виде экваториального кольца, либо полярных шапок с постоянным контрастом $\chi = j/j_s$ в интервале скоростей $v_1 < v < v_2$. Угловые размеры кольца и шапок задаются косинусом полярного угла μ_0 : для кольца $|\mu| < \mu_0$, а для шапок $|\mu| > \mu_0$. Ориентация задается углом наклона i . Дублетное отношение коэффициентов излучения взято равным 1 : 3, что соответствует оптически тонким линиям. Подчеркнем, что введение конечной оптической толщины во всех вариантах только ухудшает согласие аксиально-симметричной модели с наблюдениями.

Моделирование показывает, что экваториальное кольцо не может воспроизвести профиль. Оптимальная модель экваториального кольца (ER) для профиля на 165-й день (рис. 2, табл. 1) характеризуется параметрами, представленными в таблице 1. Кольцо предполагается аксиально-симметричным, т.е. параметр A азимутальной асимметрии (т.е. отношение величин j в дальней и

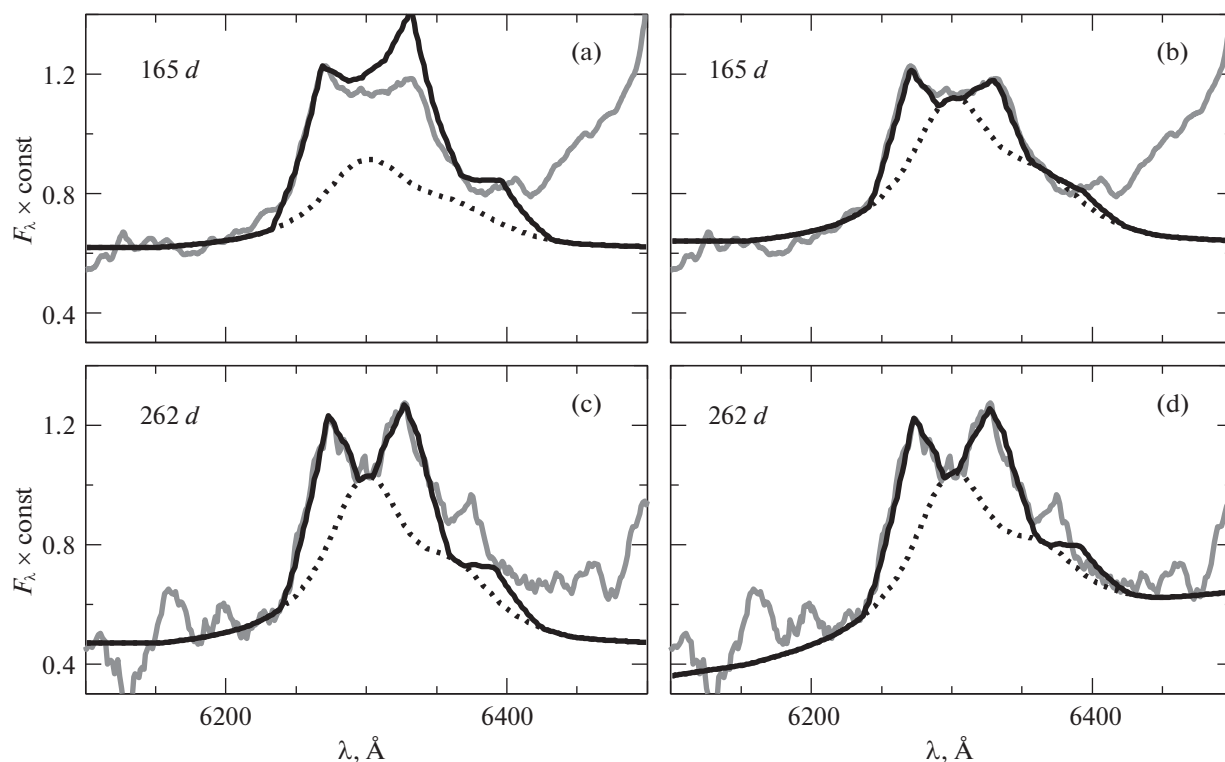


Рис. 2. Дублет кислорода [O I] 6300, 6364 Å в спектрах на 165-й и 262-й день (серый цвет) вместе с модельными профилями. Пунктир показывает вклад симметричного компонента. На панели а показана модель экваториального кольца (ER, табл. 1), которая плохо описывает профиль на 165-й день. На панели b тот же профиль успешно воспроизводится в модели асимметричных полярных шапок (PC1, табл. 1). Панель c показывает модель PC2 (табл. 1) на 262-й день, а панель d — тот же профиль в модели PC3 (табл. 1) с наклонным континуумом.

ближней полусфере) равен единице. На самом деле наблюдаемый профиль указывает на азимутальную асимметрию. Однако, чтобы воспроизвести профиль в модели кольца, следует подавить излучение не только в дальней полусфере, но и в области лимба. Такого рода отклонение от центральной симметрии проще описать в терминах асимметричных полярных шапок (PC). На стадии 165 дней модель PC1 (рис. 2, табл. 1) удовлетворительно воспроизводит профиль при асимметрии $A = j(\text{red})/j(\text{blue}) = 0.38$. Для 262-го дня представлены две версии моделей с горизонтальным и наклонным континуумом (PC2 и PC3 соответственно). Модели отличаются незначительно и подчеркивают устойчивость вывода об асимметрии распределения кислорода.

Тот факт, что значительная доля кислорода показывает выраженную угловую и центральную асимметрию распределения на скоростях 1300–3000 км с⁻¹, свидетельствует о сильной несферичности взрыва, которая существенно затронула выброшенный кислород. Такого рода явления в профиле дублета кислорода не наблюдались в

сверхновых типа II, а если и наблюдались, то связывались с асимметрией распределения ⁵⁶Ni, как, например, в SN 2004dj (Чугай и др., 2005).

КРИВАЯ БЛЕСКА

Исключив радиоактивный механизм и ударное взаимодействие с околозвездным веществом, об-

Таблица 1. Параметры моделей эмиссии [O I] 6300, 6364 Å

Модель	v_1	v_2	i	μ_0	χ	A
ER	1500	3200	70	0.6	6	1
PC1	1400	2800	20	0.6	2.8	0.38
PC2	1300	2900	19	0.5	2.8	0.7
PC3	1400	2800	19	0.5	2.8	0.6

ратимся к альтернативным возможностям: (i) потери энергии вращения молодого магнетара и (ii) сверхкритическая аккреция на черную дыру. Механизм излучения молодого магнетара со светимостью, определяемой формулой магнитодипольного излучения, привлекался ранее (Кэйзен, Билдстен, 2010) для объяснения сверхновых сверхвысокой светимости (SLSN). Проблема с этим механизмом в случае ASASSN-15px очевидна: степенной закон эволюции светимости магнетара противоречит наблюдаемому экспоненциальному падению светимости. Механизм сверхкритической аккреции на черную дыру, в принципе, нельзя исключить. Он привлекался для объяснения сверхновой iPTF-14hls (Аркави и др., 2017; Чугай, 2018). Экспоненциальный закон падения светимости формально мог бы реализоваться в случае, когда темп аккреции пропорционален массе гравитационно связанной оболочки. Однако не вполне ясно, какая физика приводит к требуемой настройке эволюции темпа аккреции.

Можно представить еще один механизм, который мог бы естественным образом объяснить экспоненциальное падение светимости. Предположим, что взрыв сверхновой ASASSN-15px сопровождался образованием нейтронной звезды с сильным магнитным полем и быстрым вращением, но с относительно слабой светимостью магнетара. Процесс, который может обеспечить мощное энерговыделение в этом случае, — аккреция гравитационно связанного вещества сброшенной оболочки на вращающуюся магнитосферу нейтронной звезды с массой M и частотой вращения ω . Взаимодействие магнитосферы с аккрецируемым газом в режиме сверхзвукового пропеллера в этом случае предположительно обеспечивает светимость ASASSN-15px. При этом необходимо, чтобы радиус магнитосферы с магнитным моментом μ для темпа аккреции $\dot{m}$, равного $r_m = (\mu^4/8\dot{m}^2GM)^{1/7}$, был меньше радиуса светового цилиндра $r_{lc} = c/\omega$ и превышал радиус коротации $r_c = (GM/\omega^2)^{1/3}$ (Шакура, 1975; Дэвис и др., 1979). Максимальный темп потери вращательной энергии нейтронной звезды в режиме пропеллера составляет $L_p = (1/2)\dot{m}(r_m\omega)^2$ (Дэвис и др., 1979). При такой светимости торможение вращения нейтронной звезды с моментом инерции I описывается уравнением (Шакура, 1975):

$$I\omega\dot{\omega} = -(1/2)\dot{m}(r_m\omega)^2. \quad (1)$$

Из уравнения следует, что постоянный темп аккреции $\dot{m} = \text{const}$ приводит к экспоненциальному закону торможения $\omega = \omega_0 \exp(-bt)$, где $b = 0.5\dot{m}r_m^2/I$. Темп потери энергии вращения в этом случае тоже описывается экспоненциальным

Таблица 2. Параметры модели кривой блеска

Параметр	Единицы	Величина
R_{ns}	км	12
I	10^{45} г см ²	1
μ	10^{30} Гс см ³	51.8
P_0	с	0.011
$\dot{m}$	10^{23} г с ⁻¹	1.5

законом $L \propto \omega^2 \propto \exp(-2bt)$, что могло бы объяснить линейную кривую блеска ASASSN-15px. Стационарный темп аккреции является необходимым условием для экспоненциального падения светимости. Заметим в этой связи, что исследование аккреции гравитационно связанного вещества на нейтронную звезду после взрыва сверхновой (Шевалье, 1989) действительно предсказывает возможность длительного (порядка года) режима стационарной аккреции.

Сложные процессы переработки энергии, генерируемой пропеллерным механизмом, в наблюдаемое оптическое излучение остаются за рамками данного сценария. Предположительно, внутри расширяющейся оболочки формируется многомерная картина, включающая аккреционное течение и эжектируемую плазму. Последняя формирует горячий ($\sim 5 \times 10^9$ К) пузырь. Медиатором переноса энергии в холодную оболочку сверхновой скорее всего является жесткое ($\sim 5 \times 10^5$ кэВ) рентгеновское излучение горячего пузыря, однако не исключен вклад ускоренных релятивистских частиц. При расчете кривой болометрической светимости предполагаем, что вся мощность, выделяемая механизмом пропеллера, вкладывается в оболочку сверхновой. В табл. 2 представлен оптимальный набор параметров для описания линейной кривой блеска: радиус нейтронной звезды, момент инерции, магнитный момент, начальный период и темп аккреции. Величина магнитного момента соответствует напряженности дипольного экваториального поля на поверхности нейтронной звезды 3×10^{13} Гс. Полная масса вещества, вовлеченная в аккреционное течение с указанным темпом на протяжении 250 дней, составляет $1.6 \times 10^{-3} M_\odot$.

Представленная модель не зависит от массы M_{ej} и кинетической энергии E сброшенной оболочки. Для их определения рассмотрим модель однородной оболочки, которая учитывает диффузию излучения и может быть использована для описания начальной стадии роста светимости. Оптическая болометрическая светимость рассчитывалась через тепловую энергию оболочки в форме излучения E и характерное время диффузии фотона в оболочке $L_{bol} = E/t_e$. Время t_e взято равным среднему времени пребывания фотона в однородной оболочке в задаче с мгновенным центральным источником (Сюняев, Титарчук, 1980), $t_e = R\tau/2c \propto \propto 1/t$, где R — радиус оболочки, τ — оптическая толщина оболочки, c — скорость света. Эволюция энергии излучения определяется уравнением энергии

$$dE/dt = -E/t - E/t_e + L_p. \quad (2)$$

Первый член в правой части описывает адиабатические потери, второй — диффузионное высвечивание и третий — инжекцию энергии в оболочку с мощностью пропеллерного механизма. Непрозрачность предполагается постоянной и соответствует томсоновской непрозрачности с числом свободных электронов на барион $y_e = 0.2$. Для иллюстрации, при равновесной ионизации в однородной оболочке с массой $1 M_\odot$, кинетической энергией 10^{51} эрг и массовой долей H, He и O, равной $x_1 = 0.1$, $x_2 = 0.1$ и $x_8 = 0.8$ вблизи максимума (14 дней) при эффективной температуре 10 400 K величина $y_e = 0.16$. С несколько иным составом ($x_1 = 0.1$, $x_2 = 0.4$ и $x_8 = 0.5$) получаем $y_e = 0.18$. С поправкой на более глубокие слои, где ионизация выше, принятая величина $y_e = 0.2$ является приемлемой. Следует заметить, что представленная модель начальной светимости не учитывает узкого пика длительностью порядка часа, связанного с выходом ударной волны. Помимо наблюдаемой болометрической светимости, на рис. 3 присутствуют данные фотометрии в фильтре V , которые нормированы на болометрическую светимость в области перекрытия наблюдений. Эти данные позволяют приближенно представить быстрый рост светимости на самой ранней стадии. На рис. 3 показаны модели с массой $3 M_\odot$ (панель a) и энергией $E = 1.7 \times 10^{52}$ эрг и модель с массой $0.5 M_\odot$ и $E = 1.5 \times 10^{50}$ эрг. Оба варианта воспроизводят начальную стадию роста светимости.

Неопределенность выбора массы и энергии устраняется, если учесть наблюдательные ограничения на скорость расширения. Данные об эволюции радиуса фотосферы ASASSN-15px на начальной стадии (Бозе и др., 2018) приводят к оценке скорости расширения фотосферы на начальной стадии $\approx 10^4$ км с⁻¹. Эта величина

совпадает с максимальной скоростью расширения, наблюдаемой в крыльях H α на 53-й день. Представленные на рис. 3 модели характеризуются максимальной скоростью расширения 31 000 км с⁻¹ в случае $M_{ej} = 3 M_\odot$ и 7100 км с⁻¹ в случае $M_{ej} = 0.5 M_\odot$. Обе модельные величины скорости заметно отличаются от наблюдаемой $\approx 10^4$ км с⁻¹ в большую и меньшую сторону. Поэтому приемлемая оценка массы оболочки сверхновой должна лежать в пределах $0.5 < M_{ej} < 3 M_\odot$. Оптимальная модель кривой блеска с максимальной скоростью 10 300 км с⁻¹ характеризуется массой оболочки $M_{ej} = 0.7 M_\odot$ и кинетической энергией $E = 4.5 \times 10^{50}$ эрг. Несмотря на приближенный характер описания начальной стадии кривой блеска, можно утверждать, что масса оболочки ASASSN-15px вероятно близка к $1 M_\odot$, а кинетическая энергия лежит в пределах $E = (0.5 - 1) \times 10^{51}$ эрг.

Следует отметить, что требования к модели, которые должны выполняться, чтобы рассмотренный механизм мог обеспечить экспоненциальную кривую блеска, в частности, ограничение на радиус магнитосферы $r_c < r_m < r_{lc}$ и относительно низкая светимость магнетара, — действительно выполняются в рассмотренной модели.

ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ спектров необычной сверхновой ASASSN-15px с линейной кривой блеска (в логарифмической шкале) позволяет надежно исключить радиоактивный механизм свечения и ударное взаимодействие с плотной околосредной оболочкой. Альтернативный механизм, предложенный в данной работе, предполагает, что нейтронная звезда с сильным магнитным полем и быстрым начальным вращением теряет энергию вращения за счет взаимодействия магнитосферы с гравитационно связанным веществом оболочки в режиме пропеллера. При стационарном аккреционном потоке потери энергии вращения уменьшаются со временем экспоненциально, что объясняет линейный характер кривой блеска. Отклонения от режима стационарной аккреции естественно должны вызвать отклонения от линейного характера блеска, что, вероятно, можно будет наблюдать в других сверхновых этой категории.

Моделирование начальной стадии кривой блеска, на которой наблюдается быстрое возрастание светимости, в сочетании со скоростью расширения оболочки приводит к оценке массы оболочки сверхновой, которая оказывается небольшой, около $1 M_\odot$. Интересно, что на малую массу оболочки также указывает поведение цвета $B - V$. Согласно данным Бозе и др. (2018), величина $B - V$ возрастала со временем также, как в случае SNe IIP.

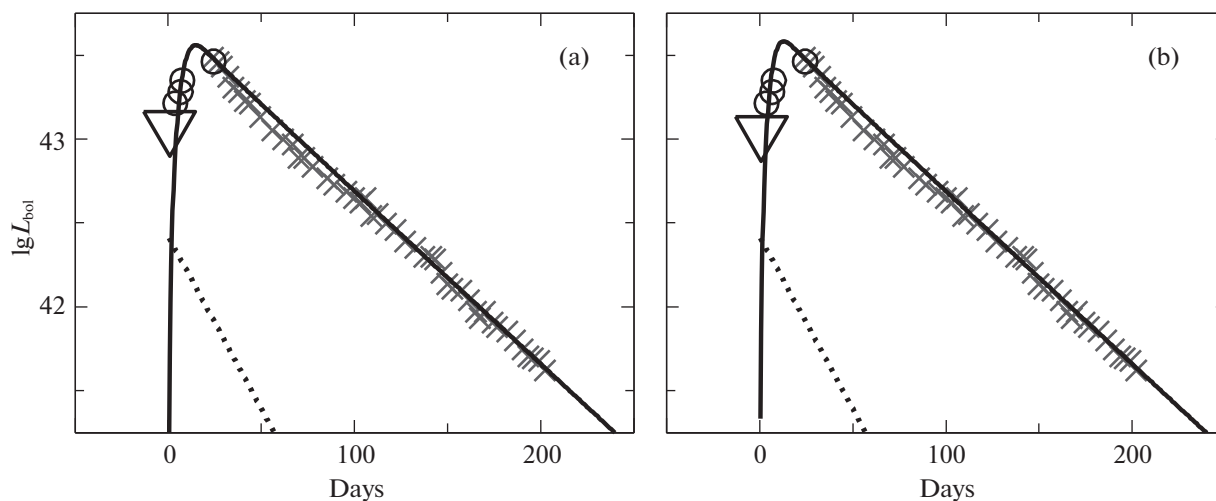


Рис. 3. Болометрическая кривая блеска ASASSN-15px (кресты) и модельная кривая блеска (сплошная линия) в двух вариантах: с массой оболочки $3 M_{\odot}$ (панель а) и с массой оболочки $0.5 M_{\odot}$ (панель б). Кружки показывают данные фотометрии в полосе V , нормированные на болометрическую светимость, треугольник соответствует верхнему пределу потока в полосе V . Светимость магнетара показана пунктиром.

Однако, если в случае SNe IIP рост продолжается монотонно до 100 дней, в ASASSN-15px он закончился на 50-й день. Поскольку поведение $B - V$ отражает остывание оболочки в фотосферном режиме, то это означает, что в ASASSN-15px длительность фотосферной в два раза короче, чем в случае SNe IIP. Отсюда следует, что при сравнимой скорости расширения масса оболочки ASASSN-15px значительно меньше, чем для SNe IIP. С учетом массы нейтронной звезды и массы сброшенной оболочки масса предсверхновой перед взрывом составляла $\sim 2-2.5 M_{\odot}$. Важно подчеркнуть, что из этой массы доля водорода составляет менее 10%.

Возникает непростой вопрос о генезисе явления ASASSN-15px. В сценарии одиночной звезды такого рода предсверхновая должна представлять собой гелиевое ядро с остатками водородной оболочки. При массе гелиевого ядра $\approx 2.5 M_{\odot}$ предсверхновая должна быть продуктом эволюции звезды с массой на главной последовательности около $10 M_{\odot}$ (Номото, 1984). Данный сценарий, однако, не предсказывает кислородного слоя над коллапсирующим ядром и это противоречит присутствию, по крайней мере, нескольких десятых солнечной массы синтезированного кислорода в ASASSN-15px.

Можно представить альтернативный эволюционный сценарий ASASSN-15px, который включает тесную двойную звезду, состоящую из массивного ONeMg-карлика (первичный компонент) и мало-массивной звезды с CO-ядром на AGB-стадии.

Эволюция такой системы через стадию с общей оболочкой могла бы привести к слиянию CO-ядра звезды с массивным ONeMg-карликом с последующим коллапсом ONeMg-карлика, инициируемого электронным захватом. Достоинство такого сценария в том, что он может объяснить присутствие нейтронной звезды и значительной массы кислорода при малой массе оболочки. Кислород в этом сценарии — результат приливного разрушения CO-ядра вторичного компонента. Остатки водородно-гелиевой оболочки вторичного компонента могли бы объяснить присутствие небольшой массы водорода в ASASSN-15px. Несферичность взрыва ASASSN-15px могла бы быть результатом быстрого вращения в результате слияния.

Автор выражает благодарность К.А. Постнову, Л.Р. Юнгельсону и В.П. Утробину за обсуждения, а Субо Донга (Subo Dong) за предоставленные спектры ASASSN-15px.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анупама и др. (G.C. Anupama, D.K. Sahu, U.K. Gurugubelli, et al.), MNRAS **392**, 894 (2009).
2. Аркави и др. (I. Arcavi, D.A. Howell, D. Kasen, et al.), Nature **551**, 210A (2017).
3. Бикмаев и др. (I.F. Bikmaev, N.N. Chugai, R.A. Sunyaev, et al.), Astron. Lett. **41**, 41 (2015).

4. Бозе и др. (S. Bose, S. Dong, C.S. Kochanek, et al.), *Astrophys. J.* **862**, 107 (2018).
5. Дэвис и др. (R.E. Davies, A.C. Fabian, and J.E. Pringle), *MNRAS* **186**, 779 (1979).
6. Кэйзен, Билдстен (D. Kasen and L. Bildsten), *Astrophys. J.* **717**, 245 (2010).
7. Номото (K. Nomoto), *Astrophys. J.* **277**, 791 (1984).
8. Пекино и др. (D. Pequignot, P. Petitjean, and C. Boisson), *Astron. Astrophys.* **251**, 680 (1991).
9. Сюняев, Титарчук (R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk), *Astron. Astrophys.* **86**, 121 (1991).
10. Чугай (N.N. Chugai), *Astron. Lett.* **44**, 370 (2018).
11. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **400**, 866 (2009).
12. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.N. Fabrika, O.N. Sholukhova, et al.), *Astron. Lett.* **31**, 792 (2005).
13. Шакура (N.I. Shakura), *Sov. Astron. Lett.* **1**, 223 (1975).
14. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **346**, 847 (1989).