

РАННЯЯ БОЛОМЕТРИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ SN 2013fs БЕЗ ФОТОМЕТРИИ

© 2020 г. Н. Н. Чугай*

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 22.07.2020 г.; принята к публикации 23.07.2020 г.

Предложен новый метод реконструкции ранней болометрической кривой блеска для сверхновых II P с имеющейся серией спектров эмиссии $H\alpha$ в первый день после выхода ударной волны. Метод использует эффект радиационного ускорения околозвездного газа перед ударной волной. Эффективность метода демонстрируется в случае сверхновой SN 2013fs, для которой получены спектры в интервале 6–10 ч после выхода ударной волны. Важная особенность нового метода в том, что он не нуждается в фотометрии, расстоянии и экстинкции.

Ключевые слова: звезды, сверхновые, SN 2013fs.

DOI: 10.31857/S032001082009003X

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая типа II P (SN II P) является результатом взрыва красного сверхгиганта (RSG). После взрыва оболочка сверхновой расширяется в среде, состоящей из вещества, потерянного предсверхновой. Ветер RSG характеризуется умеренным параметром плотности $\dot{M}/v \sim 10^{14} - 10^{15}$ г см⁻¹, который следует из данных о радио- и рентгеновском излучении SNe II P (Шевалье и др., 2006). Ожидаемые оптические эмиссионные линии, в частности $H\alpha$, от ветра с такой плотностью слишком слабы для обнаружения. Вместе с тем в нескольких SNe II P спектры в течение первых двух дней показывают сильные узкие эмиссионные линии, порождаемые компактной ($r < 10^{15}$ см) ионизованной околозвездной оболочкой (Куимби и др., 2007; Гро и др., 2014; Хазов и др., 2016; Ярон и др., 2017). Наиболее интересен случай SN 2013fs со спектрами начиная с 6 ч после выхода ударной волны (Ярон и др., 2017). Анализ этих спектров привел авторов к выводу, что околозвездные линии формируются в компактной ($r < 10^{15}$ см) оболочке с массой (несколько) $\times 10^{-3} M_{\odot}$, скоростью расширения 50–100 км с⁻¹ и томсоновской оптической толщиной $\tau_T \sim 1-2$ (Ярон и др., 2017).

Профили линий в ранних спектрах SN 2013fs показывают узкое ядро и широкие крылья, подобно эмиссионным линиям ранней SN 1998S. В случае

SN 1998S характерные линии объясняются в модели свечения околозвездной оболочки с оптической толщиной по томсоновскому рассеянию $\tau_T \sim 3-4$ (Чугай, 2001; Шивверс и др., 2015). Однако такое объяснение не годится для SN 2013fs, поскольку широкие крылья наблюдаемой эмиссии $H\alpha$ гораздо интенсивнее по сравнению с моделью томсоновского рассеяния, и, кроме того, линия имеет более интенсивное синее крыло, в противовес модели (Ярон и др., 2017). Противоречие устраняется при учете радиационного ускорения околозвездного газа перед ударной волной (Чугай, 2020a); на момент 10.3 ч скорость газа перед ударной волной, полученная из $H\alpha$, составляет 3000 км с⁻¹. По сути, в данном случае широкие крылья обусловлены ускорением околозвездного газа, а не томсоновским рассеянием. Радиационное ускорение околозвездного газа излучением до 1000 км с⁻¹ учитывалось при моделировании $H\alpha$ в спектре SN 1998S (Чугай, 2001). Однако в этом случае в формирование крыльев основной вклад вносит томсоновское рассеяние на тепловых электронах. Дессарт и др. (2017) детально исследовали эффекты взрыва SNe II P в плотной околозвездной оболочке на основе радиационной гидродинамики с последующим расчетом синтетического спектра в модели неравновесного переноса излучения. Моделирование предсказывает значительное ускорение околозвездного газа — до >5000 км с⁻¹ в течение первых двух дней. Из представленных синтетических спектров, однако, неясно, в каких случаях в

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

крыльях линий доминирует томсоновское рассеяние, а в каких — скорости околос звездного газа.

Предложенное объяснение раннего спектра $\text{H}\alpha$ SN 2013fs подсказывает нам, что эффект радиационного ускорения околос звездного газа, проявляющийся в эмиссии $\text{H}\alpha$, может быть использован для диагностики ранней болометрической светимости SN 2013fs, которая иным образом определяется ненадежно. В статье предлагается новый метод восстановления ранней болометрической светимости SN 2013fs на основе анализа ранних спектров. С этой целью вначале определяются скорости околос звездного газа с использованием $\text{H}\alpha$ в спектрах, полученных на телескопе Кеск-I в интервале 6–10 ч после выхода ударной волны. Найденные скорости используются затем для восстановления болометрической светимости SN 2013fs в течение первых 10 ч после выхода ударной волны. Данное исследование основано на спектрах SN 2013fs, взятых из базы данных WISeREP (Ярон, Гал-Ям, 2012) (<https://wiserep.weizmann.ac.il>).

МОДЕЛЬ

Выход ударной на поверхность звезды с протяженной оболочкой сопровождается сгребанием внешней атмосферы в плотную оболочку (Грасберг и др., 1971). При взрыве RSG масса такой оболочки составляет 10^{-4} – $10^{-3} M_{\odot}$ (Шевалье, 1981). Торможение внешней плотной оболочки сверхновой в околос звездном газе приводит к формированию двух ударных волн, внешней и обратной с тонкой плотной оболочкой между ними (Шевалье, 1982; Надёжин, 1985). Обратная ударная волна, как правило, является существенно радиативной, в результате чего охлажденный газ аккумулируется в плотной тонкой оболочке, которую принято называть холодной плотной оболочкой (CDS), поскольку ее температура заметно ниже кинетической температуры в обеих ударных волнах.

Размер и плотность околос звездной оболочки SN 2013fs могут быть оценены из спектральных данных следующим образом. В спектре на момент 2.42 дня присутствует широкая эмиссия $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$ (Булливант и др., 2018), которая отождествляется с излучением фрагментированной CDS со скоростью расширения $v_{c ds} = 16\,600 \text{ км с}^{-1}$ (Чугай, 2020б). Узкая эмиссия $\text{H}\alpha$, порождаемая околос звездной оболочкой, исчезает между 2.1 и 5.1 днями на спектрах Кеск-II (Ярон и др., 2017). Это означает, что вблизи момента $t \sim 3$ дня CDS вышла за границу околос звездной оболочки, радиус которой составляет $R_{c ds} \sim v_{c ds} t \sim 5 \times 10^{14} \text{ см}$. Моделирование $\text{H}\alpha$ в спектре на 10.3 ч предполагает оптическую толщину околос звездной

оболочки $\tau_T \sim 2$ (Чугай, 2020а). Средняя электронная концентрация в околос звездной оболочке, таким образом, составляет $n_e = \tau_T / (R_{c ds} \sigma_T) \sim 6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, и плотность $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-14} \text{ г см}^{-3}$ при содержании водорода $X = 0.7$. Ниже мы предполагаем однородную плотность в околос звездной оболочке $\rho_0 = 1.35 \times 10^{-14} \text{ г см}^{-3}$. Эта величина в три раза выше по сравнению с плотностью, принятой ранее для минимизации энергии взрыва SN 2013fs (Чугай, 2020б).

Для описания торможения CDS в околос звездной оболочке воспользуемся приближением тонкого слоя. Темп торможения CDS определяется плотностью околос звездной оболочки и распределением плотности вдоль скорости во внешних слоях оболочки сверхновой, которая описывается степенным законом $\rho(v) = \rho_1 (t_1/v)^3 (v_1/v)^q$. Примем $q = 7.6$ в согласии с гидродинамической моделью нормальной сверхновой IIP SN 2008in (Утробин, Чугай, 2013). Для референтных величин $t_1 = 1$ день и $v_1 = 10^4 \text{ км с}^{-1}$ ограничение на скорость CDS на момент 2.42 дня (рис. 1) удовлетворяется при $\rho_1(t_1, v_1) = 3.44 \times 10^{-10} \text{ г см}^{-3}$.

В начальный период длительностью ~ 1 день фотосфера SN 2013fs совпадает с CDS. Действительно, в рассматриваемый период сохранение потока импульса предполагает, что плотность CDS приближенно равна $\sim \rho_0 (v_{c ds}/c_s)^2 \sim 6 \times 10^{-9} \text{ г см}^{-3}$ (Грасберг и др., 1971), где $c_s \approx 37 \text{ км с}^{-1}$ изотермическая скорость звука при температуре $T \sim (L/4\pi r^2 \sigma)^{0.25} \sim 3.5 \times 10^4 L_{43}^{0.25} / r_{14}^{0.5} \text{ К}$. В этих условиях непрозрачность составляет $k_R \sim 2$ (Баднелл и др., 2005). При массе CDS $\sim 3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ и радиусе CDS $R_{c ds} \sim 10^{14} \text{ см}$ на момент $t = 10 \text{ h}$ (рис. 1) оптическая толщина CDS $\tau = k_R M_{c ds} / (4\pi R_{c ds}^2) \sim 10$, и, следовательно, на данной стадии фотосфера действительно совпадает с CDS.

Таким образом, на рассматриваемой фазе картина формирования $\text{H}\alpha$ представляет собой фотосферу (CDS) радиуса $R_{c ds}$, ограниченную слоем горячего газа внешней ударной волны радиуса $R_s \approx \xi R_{c ds}$, и погруженную в околос звездную оболочку $R_s < r < R_{c s}$. Заметим, что модель $\text{H}\alpha$ не чувствительна к параметру ξ . Здесь принято значение $\xi = 1.2$, которое соответствует автомодельному решению расширения оболочки сверхновой с $q = 7$ в однородной среде (Шевалье, 1982). Слой горячего газа внутри внешней ударной волны предполагается однородным с плотностью $4\rho_0$. Высокая плотность частиц во внешней ударной волне ($\sim 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$) предполагает быстрое выравнивание температуры электронов, которая составляет $T_e = 1.6 \times 10^9 (v_{s,4})^2$, где $v_{s,4} = v_s / 10^4 \text{ км с}^{-1}$. Радиационное охлаждение газа за ударной волной

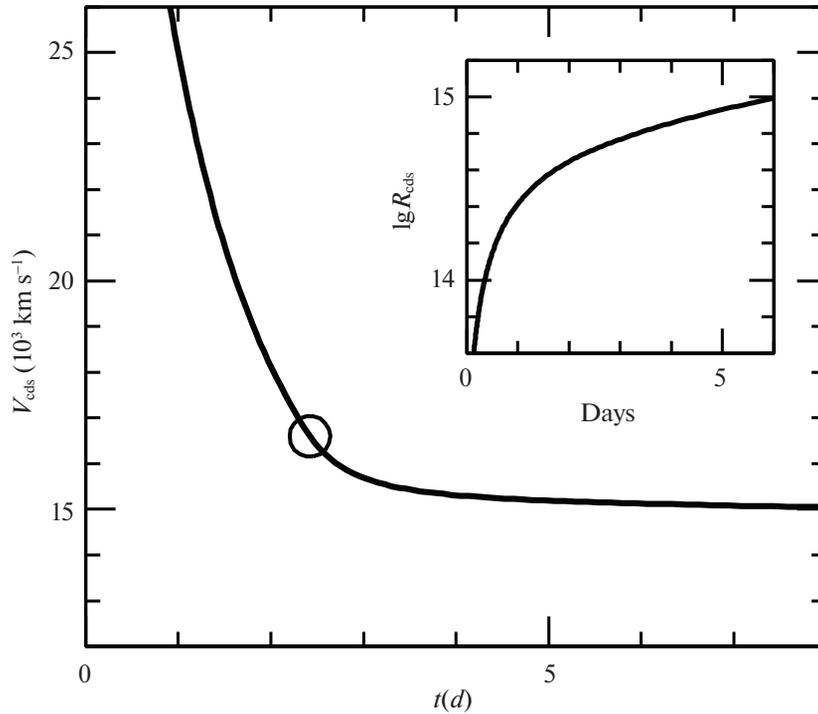


Рис. 1. Модельная скорость холодной плотной оболочки (CDS) в сравнении с наблюдательной оценкой (circle) по линии He II 4686 Å на момент 2.4 дня. Вставка показывает эволюцию радиуса CDS.

значительно превышает время расширения, однако время охлаждения электронов из-за обратного комптоновского рассеяния излучения сверхновой $t_C = 1.2 \times 10^4 r_{14}^2 L_{43}^{-1}$ с может быть сопоставимо с временем расширения, и по этой причине температура электронов может быть на фактор ~ 2 ниже. Мы примем фиксированную температуру электронов во внешней ударной волне $T_e = 10^9$ К, поскольку модель $\text{H}\alpha$ оказалась нечувствительной к электронной температуре в ударной волне даже при изменении принятой величины на порядок.

Мощное излучение сверхновой существенно ускоряет околозвездный газ, скорость которого максимальна непосредственно перед ударной волной и монотонно падает наружу. Будем описывать распределение скорости околозвездного газа в фиксированный момент времени выражением

$$v(r) = (v_{ps} - v_{cs}) \left(\frac{R_{cs} - r}{R_{cs} - R_s} \right)^s + v_{cs}, \quad (1)$$

где v_{ps} — скорость околозвездного газа непосредственно перед ударной волной при $r = R_s$ и v_{cs} — скорость невозмущенного околозвездного газа при $r = R_{cs}$. Величина показателя степени $s \approx 1.6$ для рассчитанных моделей $\text{H}\alpha$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Скорость околозвездного газа

Перенос излучения $\text{H}\alpha$ в ионизированной околозвездной оболочке рассчитывается методом

Монте-Карло. Излучение $\text{H}\alpha$ порождается в основном рекомбинацией водорода, и, следовательно, в однородной околозвездной оболочке коэффициент излучения $\text{H}\alpha$ можно считать постоянным вдоль радиуса. Модель формально учитывает резонансное рассеяние $\text{H}\alpha$ в приближении Соболева. Однако предыдущее моделирование $\text{H}\alpha$ (Чугай, 2020a) в спектре на момент 10.3 ч показывает, что соболевская оптическая толщина в линии должна быть пренебрежимо мала. Эта ситуация отражает сильное опустошение второго уровня в результате фотоионизации водорода излучением сверхновой.

При рассеянии на тепловых электронах используется функция перераспределения по частотам усредненная по углам (Михалас, 1978). Профиль $\text{H}\alpha$ слабо зависит от величины электронной температуры околозвездного газа, поскольку основной эффект в формировании широких крыльев вносит высокая скорость расширения ускоренного излучением околозвездного газа. Тем не менее изменение электронной температуры со временем учитывается. С этой целью в первой итерации температура полагается постоянной $T_e = 4 \times 10^4$ К для всех рассматриваемых моментов. С этим значением моделируются профили $\text{H}\alpha$, определяются скорость газа перед ударной волной, болометрическая светимость сверхновой и эффективная температура. Эта температура принимается в качестве электронной температуры околозвездного газа, при

Таблица 1. Параметры модели $\text{H}\alpha$

Дни	$R_{cds}, 10^{14}$ см	T_e	τ_T	$v_{ps}, \text{км с}^{-1}$
0.258	0.74	$60\,000 \pm 3000$	1.9	7500 ± 1500
0.30	0.85	$50\,000 \pm 2500$	1.9	6000 ± 1200
0.371	1.05	$40\,000 \pm 2000$	1.8	4000 ± 800
0.421	1.18	$35\,000 \pm 1800$	1.7	3500 ± 700
0.423	1.19	$35\,000 \pm 1800$	1.7	3000 ± 600

которой рассчитываются окончательные профили $\text{H}\alpha$. Перенос излучения учитывает диффузное отражение от фотосферы. Однако этот эффект трактуется в модели как поглощение, поскольку из-за высокой скорости $\text{CDS} \gtrsim 26\,000 \text{ км с}^{-1}$ (рис. 1) отраженные фотоны отбрасываются по частоте в далекое синее крыло.

Оптимальные модели $\text{H}\alpha$ для четырех спектров с разрешением 160 км с^{-1} в интервале 6–10 ч показаны на рис. 2 с параметрами, представленными в табл. 1. Столбцы таблицы последовательно содержат время после выхода ударной волны, радиус CDS, электронную температуру околозвездного газа, томсоновскую оптическую толщину перед ударной волной и скорость газа перед ударной волной, найденную путем подгонки модели под наблюдаемый профиль $\text{H}\alpha$. В нижней строке табл. 1 представлены ранее величины для модели $\text{H}\alpha$ в спектре высокого разрешения на момент 10.3 ч (Чугай, 2020а). Неопределенность величин скоростей составляет около 20%. Такая же неопределенность характерна для томсоновской толщины, оцениваемой по $\text{H}\alpha$. Основной индикатор томсоновской оптической толщины — асимметрия профиля $\text{H}\alpha$, заметная во всех случаях (рис. 2). В таблице, однако, даны значения τ_T , полученные из модели расширения CDS; именно эти величины использованы в моделях $\text{H}\alpha$.

Существенная роль радиативного ускорения околозвездного газа в формировании $\text{H}\alpha$ подчеркивается спектром, рассчитанным без эффекта радиативного ускорения при постоянной вдоль радиуса скорости расширения околозвездной оболочки 100 км с^{-1} (рис. 2). Очевидно, что томсоновское рассеяние само по себе не может описать наблюдаемый спектр $\text{H}\alpha$. Это отличает SN 2013fs от SN 1998S, где томсоновское рассеяние доминирует над эффектом умеренного радиационного ускорения (1000 км с^{-1}) (Чугай, 2001).

Ранняя болометрическая светимость

Скорость околозвездного газа перед ударной волной, v_{ps} , является индикатором энергии излучения E_r , испущенного сверхновой между выходом ударной волны и эпохой наблюдения. Радиационная сила, действующая на газ в условиях околозвездного газа на ранней стадии сверхновой, определяется в основном томсоновским рассеянием (Чугай и др., 2002). В пренебрежении смещением газа решение уравнения движения в поле излучения сверхновой приводит к скорости на радиусе R_s

$$v_{ps} = \frac{k_T E_r}{4\pi R_s^2 c}, \quad (2)$$

где $k_T = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ — коэффициент томсоновского рассеяния, c — скорость света.

Полученные величины v_{ps} (табл. 1) и уравнение (2) позволяют найти E_r для рассматриваемых моментов. Мы исследуем два способа описания начальной стадии уменьшения светимости: экспоненту $L = L_0 \exp(-t/t_0)$ и степенной закон $L = L_0/[1 + (t/t_0)^p]$. Параметры каждой функции определяются минимизацией χ^2 . В случае экспоненциального падения светимости найденные параметры равны $t_0 = 0.12$ дня и $L_0 = 7.23 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$, а для степенного закона $t_0 = 0.12$ дня, $L_0 = 5.8 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$ и $p = 2.6$ (рис. 3). Оба описания светимости совпадают в пределах 10%, а энергия, излученная в течение начальных 0.5 дня после выхода ударной волны, в обоих случаях одинакова и составляет $7.4 \times 10^{48} \text{ эрг}$. Заметим, что относительная ошибка величины E_r равна относительной ошибке определения скорости (т.е. 20%).

Восстановленная по скоростям околозвездного газа болометрическая светимость сравнивается (рис. 3b) с двумя опубликованными версиями болометрической светимости по данным широкополосной фотометрии (Ярон и др., 2017). В первом варианте используется реконструкция спектрального распределения энергии (SED), а во втором

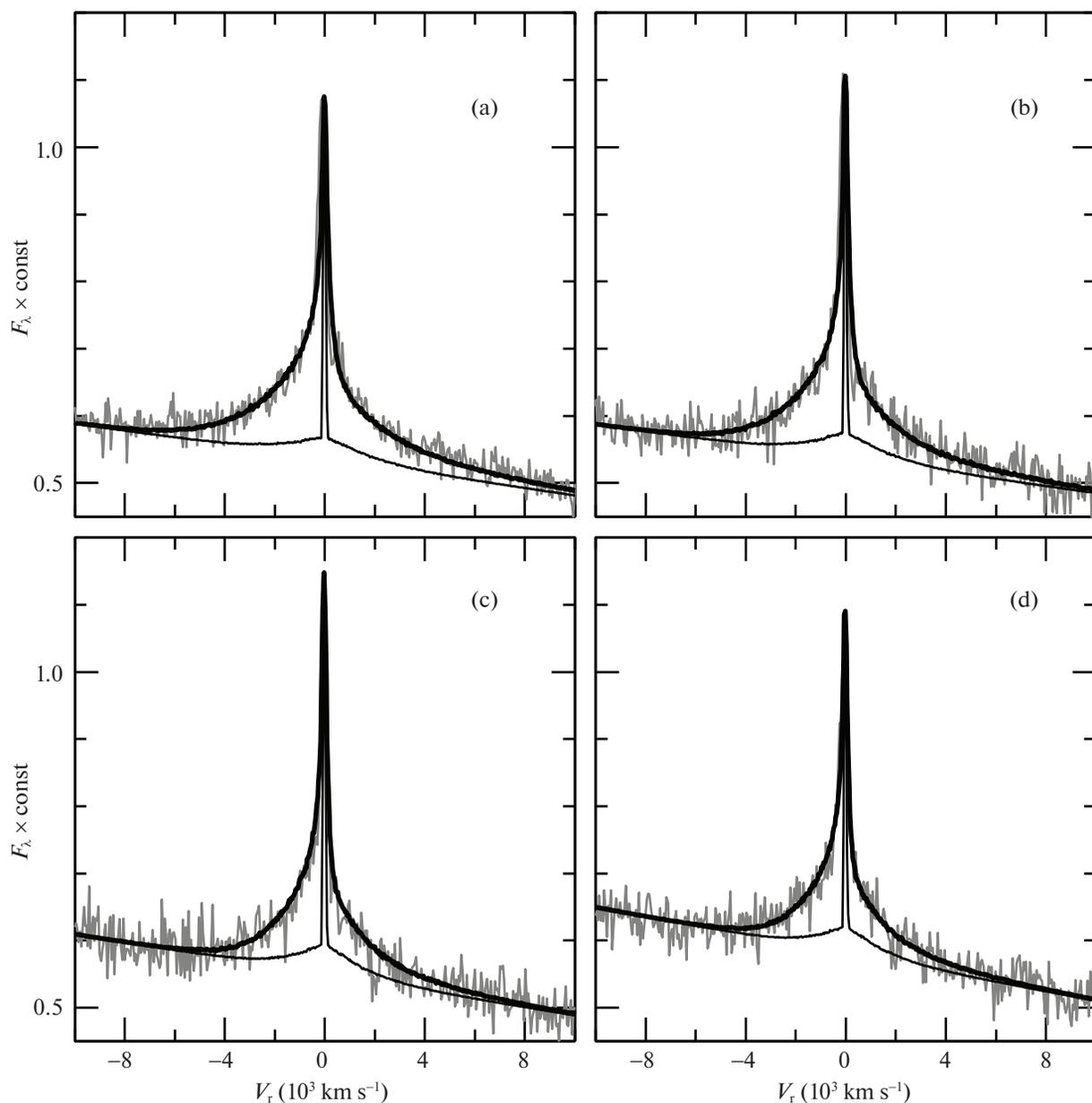


Рис. 2. Эмиссия $H\alpha$ в спектрах SN 2013fs. Модели $H\alpha$ (толстая линия) совмещены с наблюдаемыми спектрами (серая линия) для моментов 0.26 дня (a), 0.3 дня (b), 0.37 дня (c), и 0.42 дня (d) после выхода ударной волны. Тонкая линия показывает модели с постоянной по радиусу скоростью околозвездного газа (100 km s^{-1}).

варианте используются оценки температуры и радиуса черного тела для вычисления светимости $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$. Эти версии светимости отличаются друг от друга в 100 раз в первую эпоху наблюдений, что подчеркивает трудности восстановления ранней болометрической светимости на основе фотометрии (рис. 3). Интересно, что наша болометрическая кривая блеска согласуется с опубликованной чернотельной версией кривой блеска, несмотря на радикальное отличие методов.

Следует подчеркнуть, что болометрическая кривая блеска SN 2013fs на ранней стадии, вос-

становленная по $H\alpha$ с использованием эффекта радиационного ускорения околозвездного газа, не нуждается в фотометрии, расстоянии и экстинкции. Это обусловлено тем, что в данном методе используются измерения скорости на основе спектров в относительных потоках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель исследования заключалась в реконструкции ранней болометрической светимости SN 2013fs на основе эффекта радиационного ускорения околозвездного газа, который проявляется в

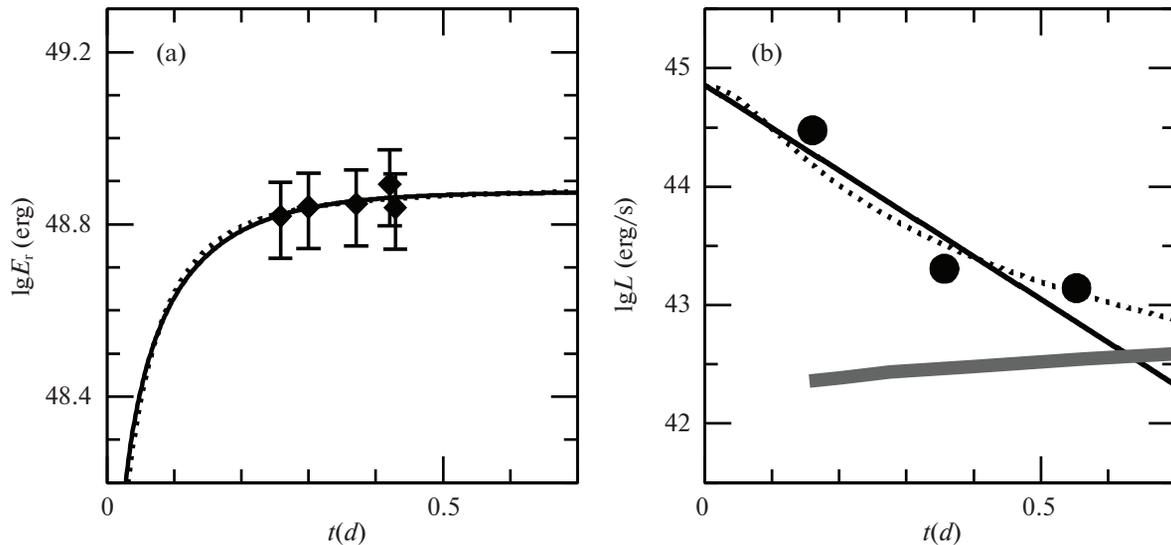


Рис. 3. Энергия излучения SN 2013fs (а), найденная из скоростей околозвездного газа (ромбы) с модельной эволюцией в случае экспоненциального падения светимости (сплошная линия) и при степенном падении (пунктир); (б) — поведение светимости в экспоненциальной модели (сплошная линия) и при степенном падении (пунктир), которые соответствуют эволюции энергии излучения на панели (а). Кружки соответствуют оценкам светимости по фотометрии в приближении черного тела (Ярон и др., 2017), а серая линия — светимость, восстановленная в той же работе по фотометрии путем реконструкции SED.

ширине крыльев эмиссии $\text{H}\alpha$. Предложенный метод привел к успеху в случае SN 2013fs благодаря уникальной серии спектров, полученных на Kesk-I в интервале 6–10.3 ч после выхода ударной волны. Привлекательная особенность метода в том, что ранняя болометрическая светимость SN 2013fs восстановлена без использования фотометрии и без данных о расстоянии и экстинкции.

Некоторая неопределенность могла быть связана с выбором функции для описания падения светимости после выхода ударной волны. Однако в действительности этот произвол не влияет существенно на результат. Для двух разных представлений, экспоненциальной и степенной, восстановленные светимости в интервале 0.5 сут после выхода ударной волны практически совпадают в пределах 10%, а полная энергия излучения в течение 0.5 сут одинакова. Интересно, что восстановленная болометрическая светимость близка к оценкам светимости в приближении черного тела для моментов 0.16, 0.36 и 0.55 сут (Ярон и др., 2017). Согласие результатов двух совершенно разных подходов свидетельствует в пользу того, что оба метода улавливают поведение реальной светимости SN 2013fs на начальной стадии.

Вместе с тем, в отличие от SN 2013fs с известным расстоянием 47–51 Мпк (NED) и низкой величиной экстинкции (Ярон и др., 2017), для более близких SNe II с менее определенным расстоянием и значительной экстинкцией систематические ошибки в болометрической светимости, полученной по фотометрии, могут быть значительными.

Все три фактора неопределенности (расстояние, экстинкция и неполнота фотометрии) отсутствуют в новом методе. Следует подчеркнуть потенциально важное значение нового метода для реконструкции начальной болометрической светимости будущей SN II в нашей Галактике, поскольку в этом случае возможны значительные неопределенности как в расстоянии, так и в экстинкции. Разумеется, успешное использование предложенного метода требует получения серии спектров в течение первых суток после взрыва.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баднелл и др. (N.R. Badnell, M.A. Bautista, K. Butler, F. Delahaye, C. Mendoza, P. Palmeri, C.J. Zeppen, and M.J. Seaton), *MNRAS* **360**, 458 (2005).
2. Булливант и др. (C. Bullivant, N. Smith, G. Williams, J.C. Mauerhan, J.E. Andrews, W.-F. Fong, Ch. Bilinski, Ch.D. Kilpatrick, et al.), *MNRAS* **476**, 1497 (2018).
3. Грасберг и др. (E.K. Grasberg, V.S. Imshennik, and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **10**, 3 (1971).
4. Гро (J.H. Groh), *Astron. Astrophys.* **572**, L11 (2014).
5. Дессарт и др. (L. Dessart, D.J. Hillier, and E. Audit), *Astron. Astrophys.* **605**, A83 (2017).
6. Куимби и др. (R.M. Quimby, J.C. Wheeler, and P. Höflich et al.), *Astrophys. J.* **666**, 1093 (2007).
7. Михалас (D. Mihalas), *Stellar Atmospheres* (Ed. W.H. Freeman, San Francisco, 1978, 2007).
8. Надёжин (Nadyozhin D.K.), *Astrophys. Space. Sci.* **112**, 225 (1985).

9. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), *Astron. Astrophys.* **555**, A145 (2013).
10. Хазов и др. (D. Khazov, O. Yaron, A. Gal-Yam, I. Manulis, A. Rubin, S.R. Kulkarni, I. Arcavi, M.M. Kasliwal, et al.), *Astrophys. J.* **818**, 3 (2016).
11. Чугай (N.N. Chugai), *Astron. Lett.* **46**, 86 (2020a).
12. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **494**, L86 (2020b).
13. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
14. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, A. Fassia, P. Lundqvist, W.P.S. Meikle, and E.I. Sorokina), *MNRAS* **330**, 473 (2002).
15. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
16. Шевалье (R.A. Chevalier), *Fundamentals of Cosmic Phys.* **7**, 1 (1981).
17. Шевалье и др. (R.A. Chevalier, C. Fransson, and T.K. Nymark), *Astrophys. J.* **641**, 1029 (2006).
18. Шивверс и др. (I. Shivvers, J.H. Groh, J.C. Mauerhan, C. Jon, O.D. Fox, D.C. Leonard, and A.V. Filippenko), *Astrophys. J.* **806**, 213 (2015).
19. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, J.H. Groh, A. Horesh, E.O. Ofek, S.R. Kulkarni, J. Sollerman, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).
20. Ярон, Гал-Ям (O. Yaron and A. Gal-Yam), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **124**, 668 (2012).