Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 7, с. 489 – 496 © 2013 г. 10 октября

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 10-02-00249а

Изучение сверхновых, важных для космологии

П. В. Бакланов[+∗1)], *С. И. Блинников*[+∗×1)], *М. Ш. Поташов*[∗1)], *А. Д. Долгов*[+∗◦1)]

[+]*Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия*

[∗]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Государственный астрономический институт им. Штернберга, МГУ им. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

[◦]*University of Ferrara and INFN, 44100 Ferrara, Italy*

Поступила в редакцию 2 сентября 2013 г.

В настоящем кратком обзоре описан метод DSM (Dense Shell Method) для определения расстояний до сверхновых типа IIn. Применяя наш метод для сверхновых SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl, мы получили расстояния, прекрасно согласующиеся с известными ранее расстояниями до родительских галактик. В основе метода DSM лежит построение радиационно-гидродинамической модели сверхновой. Дано обоснование метода и корректности использования чернотельной модели для простых оценок расстояний на основе наблюдательных данных.

DOI: 10.7868/S0370274X13190156

1. DSM – метод прямого определения расстояний до сверхновых. Сверхновые относятся к астрономическим объектам наивысшей светимости. Поэтому они играют очень важную роль при измерениях расстояний во Вселенной и проверках космологических моделей. Сверхновые типа Ia видны до красных смещений $z = 1.7$. По спектрам отождествлены 3 сверхновых типа IIn(GH IIn) на $z \approx \approx 0.8, 2.0, 2.4$.

Благодаря сверхновым Ia было открыто [1–3], что Вселенная в настоящее время расширяется с ускорением. В рамках модели Фирдмана это можно интерпретировать как то, что космологический лямбда-член не равен нулю. За данное открытие присуждена Нобелевская премия по физике 2011 г.

В более общем классе моделей этот результат можно интерпретировать как наличие в космосе "темной энергии" ("dark energy" или "DE"), которая приводит к гравитационному отталкиванию на космологических расстояниях. Одной из важнейших задач фундаментальной физики в настоящее время является установление реальности и свойств темной энергии (и темной материи). В решении этой задачи сверхновые, видимые на космологических расстояниях, будут продолжать играть ключевую роль.

Предложено несколько методов использования сверхновых и их газовых остатков в космографии. Эти методы можно разделить на две группы.

В первой группе применяют идею стандартной свечи. Когда-то считалось, что сверхновые типа Ia (SN Ia) являются стандартными свечами в том смысле, что максимумы их абсолютной светимости (т.е. световой мощности) в разных вспышках одинаковы. Позже выяснилось [4], что это не так. Однако были предложены процедуры, позволяющие найти абсолютную светимость, т.е. произвести стандартизацию свечи [5].

Тем не менее остается много факторов, которые могут повлиять на результаты, полученные для космологии с помощью сверхновых типа Ia. Это, например, межгалактическое поглощение, покраснение в родительских галактиках (см. [6, 7] и ссылки там), изменение металличности прародителей SN и относительной роли различных предсверхновых с изменением возраста Вселенной.

Другим возможным источником ошибок являются неправильная классификация и примесь необыч-

1) e-mail: baklanovp@gmail.com; sergei.blinnikov@itep.ru; marat.potashov@gmail.com; dolgov@fe.infn.it

ных событий типа SN Ia. Например, был открыт своеобразный класс SN Ia, подтип SN 2002cx сверхновых. Они являются слабыми, но медленными (см., например, [8]), т.е. ведут себя противоположно соотношению Псковского–Филлипса (PP), которое используется для космологии. Согласно PP медленно спадающие SN Ia являются самыми яркими. Теперь представим себе, что число событий подтипа SN 2002cx растет с космологическим красным смещением z. Опираясь на соотношение PP, которое установлено для близких SN Ia (т.е. при $z = 0$), получим, что сверхновые Ia при больших z в среднем кажутся *более слабыми*. Следовательно, фотометрическое расстояние до них больше, чем при истинном значении Ω_Λ. Таким образом, будет получен ложный вклад в DE.

Можно процитировать работу Конлей и др. [9]: *"Эволюцию абсолютной величины сверхновых* Ia *с красным смещением нельзя получить без детальной физической модели, поскольку она в принципе может имитировать любою космологию"*. Это не означает, что сверхновые нельзя использовать для надежной космографии. Нужно просто развивать новые подходы к данной задаче. Один из таких подходов и обсуждается в настоящем миниобзоре.

Для методов "стандартной свечи" требуется знать расстояние до большого числа сверхновых, измеренное совсем другим независимым методом с привлечением лестницы космологических расстояний [10]. Иначе, без набора большой статистики объектов с известным расстоянием, невозможно провести калибровку процедуры стандартизации свечи (см., например, обзоры [11, 12]). Таким образом, в этой группе методов сверхновые используются как вторичные индикаторы расстояний (*secondary distance indicators*).

Наш метод принадлежит к другой группе методов, позволяющих использовать сверхновые как *первичные индикаторы расстояний* (*primary distance indicators*). Вообще говоря, сверхновые типа II (SN II) очень сильно различаются по светимости и по формам кривых блеска и не годятся для применения в методе стандартной свечи. Вместе с тем их большое преимущество – возможность прямых измерений расстояния, например методом расширяющейся фотосферы (*Expanding Photosphere Method*, EPM). Для этого не нужны стандартизация свечи и не нужна лестница космологических расстояний.

Хорошие спектральные наблюдения сверхновой позволяют получить расстояние методом SEAM (*Spectral-fitting Expanding Atmosphere Method* [13]). В отличие от EPM в этом методе нет необходимости делать предположение о чернотельном характере спектра сверхновой.

В настоящем обзоре мы показываем развитие нового метода для измерения расстояний в космологии, частично основанного на EPM и SEAM и частично – на ESM (*Expanding Shock Front Method* [14]). В этом методе должны использоваться сверхновые типа IIn наивысшей светимости, которые в последние годы стали не только активно открывать, но и детально исследовать [15].

Данный метод предлагается называть DSM (*Dense Shell Method*), так как светимость SN IIn обусловлена распространением тонкого плотного слоя в окружающей среде. На примере SN 2006gy и SN 2009ip показано, что метод DSM является работоспособным: расстояние до этих сверхновых получено независимо от обычных калибровок расстояний. Для нового метода не требуется приближения стандартной свечи, как для сверхновых типа Ia, и нет необходимости опираться на шкалу (так называемую лестницу) космологических расстояний.

В SN II фотоны рождаются в ударных волнах, распространяющихся в их оболочках (за время $< 10^4$ с в SN 1987A и до $\sim 10^7$ с и больше в SN IIn). В обычных SN II ударная волна порождает не только кратковременную вспышку жесткого излучения, но и резервуар энтропии, обеспечивающий свечение на стадии "плато" в течение нескольких месяцев. У сверхновых SN IIn, где ударная волна распространяется в окружающей среде несколько месяцев, она и является источником свечения [16–19].

Кривые блеска SN II очень разнообразны по форме и амплитуде. Это делает невозможным введение для их описания стандартной свечи, т.е. какой-то унифицированной кривой блеска. Кривая блеска сильно зависит от свойств оболочки, окружающей источник энергии сверхновой, будь то коллапсирующее ядро или термоядерное горение в ядре. В то же время оболочка делает SN II гораздо менее зависимой от деталей взрыва. В течение месяцев в оболочке наблюдается реальная фотосфера, проявляющаяся на кривых блеска в виде классического плато.

Аббревиатура "EPM" происходит от слов "Expanding Photosphere Method". Идея этого метода восходит к работам Бааде [20] и Весселинка [21], которые развивали его для определения расстояний до пульсирующих звезд – цефеид.

Поскольку мы в состоянии построить детальную модель SN IIn, на основе той же идеи возникает новый прямой метод, DSM, позволяющий использовать яркий свет SN IIn для космологии.

Суть данного метода состоит в следующем. Если v – скорость фотосферы, то за время измерений dt ее радиус изменится на $dr = vdt$. Таким образом, при известной v мы сразу узнаем изменение радиуса dr безо всяких лестниц космологических расстояний. Измеряемый поток излучения равен

$$F = 4\pi r^2 \sigma T^4 / D^2, \qquad (1)$$

где D – фотометрическое расстояние. Температура T измерима, dr и dF измеримы, а D не меняется. Удобнее ввести величину $S = \sqrt{F}$:

$$S = 2\sqrt{\pi\sigma} r T^2 / D. \qquad (2)$$

.

Отсюда, если T не изменяется значительно между двумя измерениями, имеем

$$dS = 2\sqrt{\pi\sigma} dr T^2 / D. \qquad (3)$$

.

В ряде случаев величина dr может быть измерена непосредственно: $dr = v_{ph} dt$, если v_{ph} есть скорость фотосферы. Тогда из измерения dS, dr и T прямым путем находим расстояние D.

Авторы [22] четко осознали, что по спектральным линиям мы определяем скорость вещества u, тогда как сама фотосфера движется относительно вещества (при расширении коэффициент поглощения вещества падает). Даже знаки u и v_{ph} могут быть противоположными, когда фотосфера сжимается. В этом состоит главная трудность методов EPM и SEAM: чтобы эти методы работали, необходимо полагать, что идет свободный разлет и скорость вещества составляет $u = r/t$. Так бывает, когда спустя какое-то время после взрыва вокруг отсутствует плотное вещество. Вместе с тем в SN IIn вокруг как раз находится много вещества и ударная волна месяцами или даже годами не прорывается в разреженную среду.

С другой стороны, как видно из графиков работ [19] и [16], в таких сверхновых все вещество за фронтом ударной волны сжато в холодный плотный слой (*Cold Dense Shell*, CDS или DS). Фотосфера приклеена к этому плотному слою. В результате $u = v_{ph}$ и ее можно измерить. Все вышеописанное соответствует идее Бааде [20], выдвинутой еще в 1920-е годы.

Итак, мы можем сформулировать новый метод DSM для определения космологических расстояний с помощью сверхновых типа SN IIn. Этот метод состоит из следующих этапов.

- Измеряются *узкие* компоненты спектральных линий для оценки свойств (плотности, скорости) околозвездной оболочки. Здесь не требуется высокая точность измерений и моделирования.

- Измеряются *широкие* эмиссионные компоненты линий и находится скорость на уровне фотосферы (с максимально возможной точностью).

- Хотя закон $u = r/t$ в этих сверхновых и неприменим, v_{ph} теперь соответствует *истинной* скорости радиуса фотосферы (а не только скорости течения вещества, как в SNII-P).

- Теперь работает первоначальная идея Бааде [20] измерения приращений радиуса $dr = v_{ph} dt$ *путем интегрирования по времени* (конечно, с необходимым учетом рассеяния, потемнения/уярчения к краю и т.п.). Получаемые значения радиуса должны использоваться при итерациях оптимальной модели.

- Наблюдаемый поток позволяет получить расстояние D из выражения

$$D = 2\sqrt{\pi\sigma} dr T^2 / dS\ . \qquad (4)$$

При значительном изменении T такой простой подход не работает. В этом случае необходимо построить модель, наилучшим образом воспроизводящую наблюдения широкополосной фотометрии и скорость v_{ph}, которая контролируется по наблюдениям $dr(t)$. Такая модель нужна для вычисления эволюции r и поправочного фактора ζ, а в реальности – и для детальных предсказаний теоретического потока F_ν.

Изложим основной алгоритм метода на основе чернотельной модели с температурой T с поправочным фактором ζ. Будем считать, что наблюдения достаточно часты для того, чтобы для ряда точек можно было измерить изменения радиуса $dr = v_{ph} dt$. Пусть начальный (неизвестный нам) радиус есть R_0, а $R_i = R_0 + \Delta R_i$ $(i = 1, 2, 3, ...)$, где ΔR_i уже можно считать известными из суммирования измеренных dr. Тогда

$$\zeta_i^2 (R_0 + \Delta R_i)^2 \pi B_\nu(T_{ci}) = 10^{-0.4 A_\nu} D^2 f_{\nu i}, \qquad (5)$$

или, после извлечения корня,

$$\zeta_i (R_0 + \Delta R_i) \sqrt{\pi B_\nu(T_{ci})} = 10^{-0.2 A_\nu} D \sqrt{f_{\nu i}}. \qquad (6)$$

Хорошая модель дает нам набор ζ_i, T_{ci} для всех точек наблюдений. По измеренным $f_{\nu i}$, ΔR_i методом наименьших квадратов находим неизвестные R_0

и комбинацию $10^{-0.4A_\nu}D^2$. Чтобы получить расстояние D, мы должны либо знать поглощение A_ν из астрономических наблюдений, либо определить его из тех же уравнений, записанных для различных спектральных фильтров. В таком случае, уже зная R_0, мы получим ряд уравнений вида

$$10^{-0.4A_\nu}D^2 = a_s, \tag{7}$$

где индекс "s" обозначает один из фильтров UBVRI, а a_s – некоторая постоянная, зависящая от выбора фильтра. Это дает нам разности $A_{s1} - A_{s2}$. Теперь с помощью зависимости экстинкции от частоты можно получить A_ν.

2. Применение DSM-метода на конкретных примерах. Используя описанный выше метод DSM, мы получили расстояние до трех сверхновых типа IIn: SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl.

2.1. SN 2006gy. Сверхновая SN 2006gy, по яркости превосходящая все известные сверхновые, была открыта по программе Texas Supernova Search 18 сентября 2006 г. (UT) около центра галактики NGC 1260 [23]. В определении полного поглощения до сверхновой есть некоторый разброс (см. обсуждение в [24]). Мы использовали значение $A_R = 1.3 \pm 0.25^m$.

В работе [25], используя данные наблюдений [26–28], мы получили оценку расстояния до SN 2006gy $D \approx 68^{+19}_{-15}$ Мпк. Полученное расстояние хорошо согласуется с известным модулем расстояния до родительской галактики $\mu = 34.53^m$ [28], что эквивалентно $D = 71$ Мпк.

2.2. SN 2009ip. Замечательная сверхновая SN 2009ip, расположенная в NGC 7259, после своего открытия в 2009 г. [29] произвела несколько выбросов, детально исследованных наблюдателями.

Самый яркий всплеск проявился быстрым ростом после 24 сентября 2012 г. из-за взаимодействия быстролетящего выброса с околозвездной средой [30]. К сожалению, после 28 сентября широкие линии практически полностью исчезли. Это создает трудности с определением скорости движения плотного слоя. Мы связываем их исчезновение с ростом коэффициента непрозрачности в нагретом околозвездном веществе.

Вместе с тем в интервале с 24 по 28 сентября было сделано несколько наблюдений [30, 31], позволяющих применить наш метод.

В работе [32] мы получили расстояние до сверхновой $D = 20.1 \pm 0.8$ Мпк. Оно находится в прекрасном согласии с известным модулем расстояния до родительской галактики $\mu = 31.55^m$ [33], что эквивалентно $D = 20.4$ Мпк.

2.3. SN 2010jl. Ньютон и Пакетт открыли эту сверхновую 3 ноября 2010 г. (UT) [34] в галактике UGC5189A, находящейся от нас на расстоянии 50 Мпк [35]. Галактическое поглощение до сверхновой составляет $E_{B-V} = 0.027$, $A_V = 0.083$ [36, 37].

Приведем пример того, как можно всего лишь по двум точкам наблюдений оценить расстояние до сверхновой методом DSM, не строя модель сверхновой.

Нам нужны наблюдения на этапе роста кривой блеска, когда ударная волна движется по околозвездному веществу и формирует DS. Можно принять, что на фотосфере температура T не меняется (обоснование см. ниже), а светимость возрастает из-за роста геометрических размеров фотосферы, движущейся со скоростью v_{ph}.

Данные широкополосной фотометрии можно получить из Fig. 1 работы [36]. Из них следует, что за

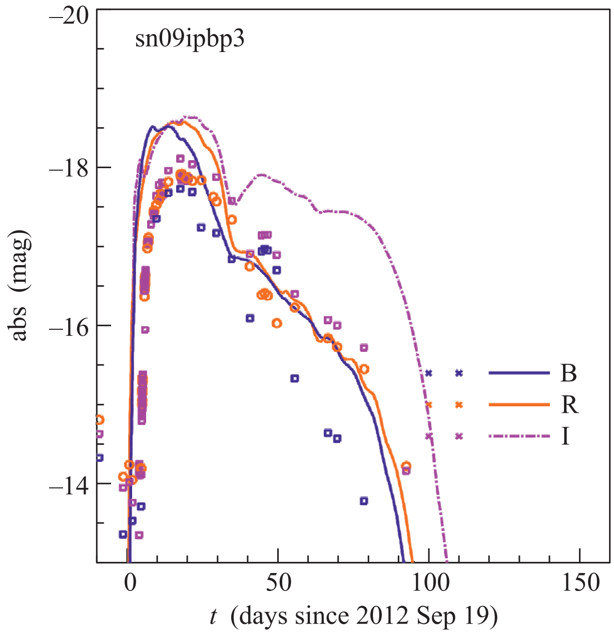

Рис. 1. Сравнение кривых блеска сверхновой SN 2009ip для модели `sn09ipbp3`. По оси ординат отложена абсолютная светимость в фильтрах, обозначенных на графиках справа. По оси абсцисс отложено время наблюдения в днях с момента взрыва

время между $t_1 = 10^d$ и $t_2 = 14^d$ поток в фильтре V вырос на 0.1^m (с 13.7^m до 13.6^m).

Согласно нашим оценкам $T = 7000$ K (см. Fig. 3 из [36] и Fig. 2 из [35]). К сожалению, на нужные моменты времени у нас нет данных о скорости фотосферы, найденных из спектров широких линий. Мы использовали значение $v_{ph} = 5.5 \cdot 10^8$ см/с, полученное на основании аппроксимации Fig. 12 из работы [36].

Подставляя данные наблюдений в формулу (4), получаем расстояние до сверхновой $D = 49$ Мпк. Оно хорошо согласуется с известным расстоянием до галактики в 50 Мпк.

Такую оценку может сделать каждый, кто имеет на руках наблюдательные данные. Более детальный анализ определения расстояния для этой сверхновой будет нами продолжен. Приведенный расчет прекрасно демонстрирует, что если выбрать подходящий момент эволюции сверхновой, а именно стадию роста светимости при прохождении ударной волны по облаку околозвездного вещества, окружающего сверхновую, то для определения расстояния можно воспользоваться простой чернотельной моделью.

Ниже мы рассмотрим, насколько корректно применять чернотельную модель в этом случае.

3. Обоснование метода DSM. Нами была построена модель `sn09ipbp3` для качественного изучения процесса формирования плотного слоя в сверхновой SN 2009ip. Полученные модели пока не воспроизводят всех деталей многочисленных наблюдательных данных. Вместе с тем они уже качественно воспроизводят восходящую часть кривой блеска сверхновой (рис. 1), наиболее важную для нового метода.

При построении модели мы решаем уравнения переноса совместно с гидродинамическими уравнениями движения газа. При этом мы не накладываем каких-либо ограничений на спектр излучения J_ν, кроме разбиения спектра на определенное число групп по частотам, в которых радиативные величины (интенсивность, непрозрачность, оптическая толщина) не зависят от частоты [38, 39]. Это позволяет реалистично и самосогласованно описывать сложные процессы в оболочках сверхновых разных типов: распространение ударной волны и прогрев оболочки, выход ударной волны (*shock breakout*), прохождение по оболочке волны рекомбинации и свечение сверхновой на стадии плато. Эти расчеты сделаны в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР), т.е. в приближении, когда в уравнении состояния плазмы в поле неравновесного излучения при расчете концентраций ионов и населенностей уровней используются формулы Саха и Больцмана.

В модели `sn09ipbp3` взрыв инициируется в протяженной оболочке $R = 700R_\odot$ с полной массой $M = 1.3M_\odot$ и однородным распределением элементов (рис. 2). Такое строение оболочки воспроизводит строение оболочки предсверхновой, которая незадолго до взрыва сбросила внешние слои.

3.1. Обоснование прилипания фотосферы к DS и $T \approx const$. Формирование плотного тонкого слоя (DS) можно проследить на рис. 3, показывающем структуру оболочки на моменты времени t = 10, 20, 40^d. По графику $\tau(r)$ видно, что основная оптическая толщина набирается как раз в DS. Если

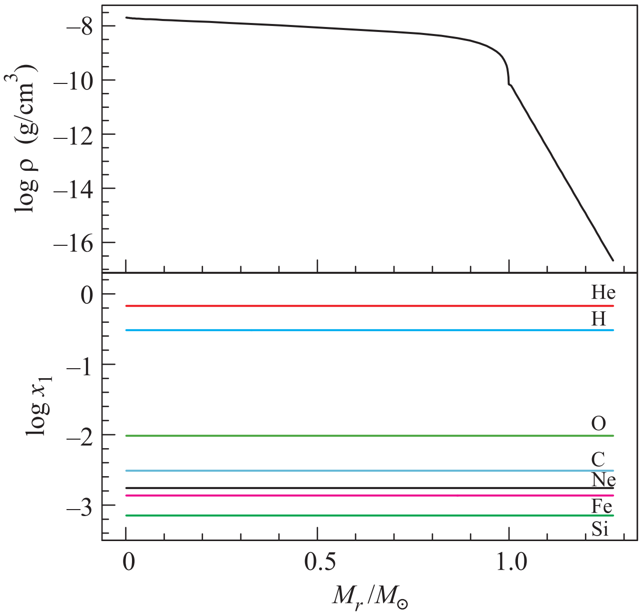

Рис. 2. Начальное распределение плотности (сверху) и химический состав (внизу) оболочки сверхновой для модели `sn09ipbp3`

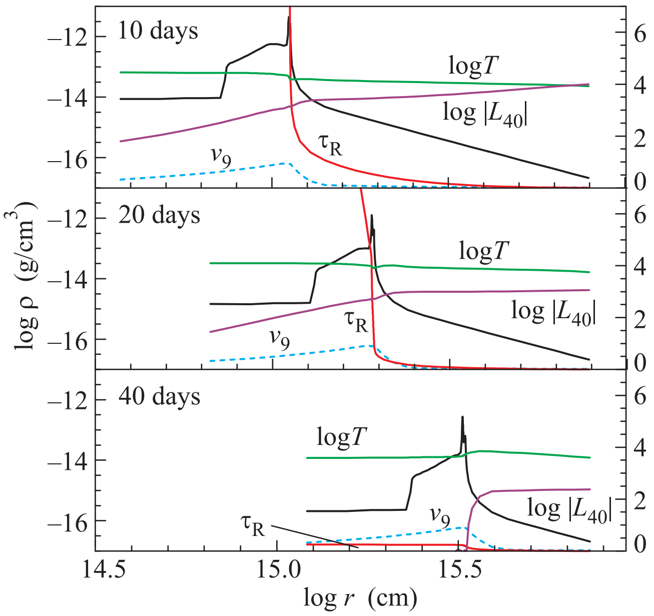

Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение плотности ρ, оптической толщины τ, температуры T, светимости L и скорости фотосферы v_{ph} по радиусу r для модели `sn09ipbp3` на моменты времени t = 10, 20, 40 дней. Кривые разного цвета описывают: черная – ρ, красная – росселандову оптическую толщину τ, зеленая – T, фиолетовая – L, синяя – v_{ph}. По оси абсцисс отложен радиус сверхновой r. По оси ординат слева – $\lg\rho$, а справа – $\lg\tau$, $\lg T$ и нормированные $\lg L_{40}$, $\lg v_9$

на момент $t = 10^d$ светимость L после прохождения DS еще слегка подрастает, то в дальнейшем слои перед DS постепенно просветляются, становясь полностью прозрачными к $t = 20^d$. Таким образом, фотосфера полностью прилипает к DS. При $t = 40^d$ уже вся оболочка прозрачна и свет исходит только от тонкого кольца DS.

Изучая рис. 3, можно сделать вывод о том, что T примерно постоянно, а фотосфера движется вместе с DS со скоростью v_{ph}, равной скорости u вещества DS. Это означает, что скорость фотосферы можно получить непосредственно, измеряя уширение спектральных линий.

3.2. Обоснование чернотельной модели. Как было сказано выше, мы не накладываем ограничений на спектр излучения J_ν. Следовательно, в наших моделях он может значительно отличаться от чернотельного. Из зависимостей, приведенных на рис. 4, видно, что так и происходит. На этом рисунке показана эволюция трех характерных температур со временем: температуры вещества T (сплошная линия), цветовой температуры $T_{\rm rad}$ (звездочки) и эффективной температуры излучения T_J (треугольники).

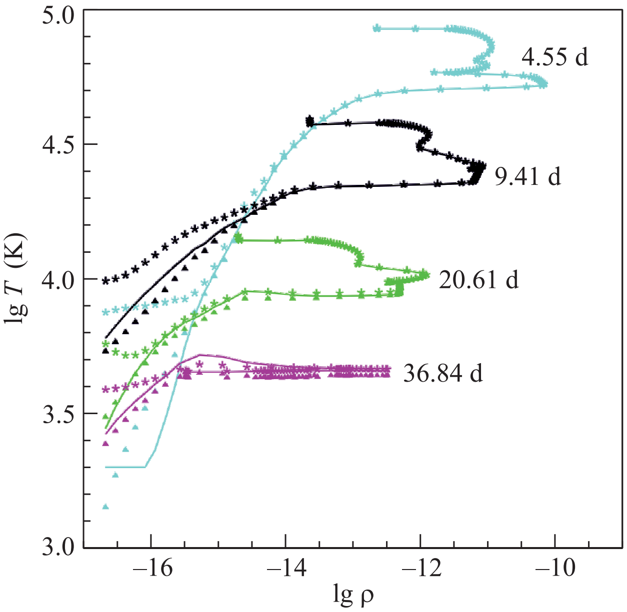

Рис. 4. Эволюция $\lg T$–$\lg \rho$ (сплошная линия) для случая ЛТР. Цветовая ($T_{\rm rad}$) и эффективная (T_J, $J = aT_J^4$) температуры отвечают звездочкам и треугольникам. Для каждого заданного момента времени t каждая точка на кривой (T, ρ) отвечает некоторому значению лагранжевой массы m, меняющейся вдоль кривой

Видно, что если внутри оболочки чернотельное приближение работает хорошо и все температуры совпадают, то при приближении к границе сверхновой, т.е. при низкой плотности, излучение перестает описываться планковским спектром и не находится в равновесии с веществом. Иными словами, условия ЛТР оказываются нарушенными.

Посмотрим, что происходит в этом случае и как это влияет на DSM. Исследуем, как нужно изменить наши уравнения, чтобы они учитывали неравновесность излучения во внешних слоях оболочки СН.

Имеются расчеты кривых блеска и спектров сверхновых [40–42], содержащие решения полной системы кинетических уравнений, которые учитывают ударные и радиативные переходы между уровнями и континуумом для всех возможных состояний возбуждения и ионизаций атомов с десятками тысяч уровней.

Нами развит пакет программ `Levels` для расчета населенностей уровней всех атомов и ионов в полной кинетической схеме, где поле излучения описывается в приближении Соболева. В предположении о стационарности расчеты показывают, что темпы радиативных переходов между уровнями при наших условиях всегда заметно больше, чем темпы ударных переходов между теми же уровнями. Их темпы могут сравняться только для очень высоких близколежащих уровней, где населенности уже незначительны. Кроме того, скорость процессов фотоионизации, особенно для водорода, начиная с некоторого уровня, становится меньше, чем скорость ударной ионизации. Для этих уровней лучше выполняется ЛТР-приближение, поскольку прямые и обратные ударные процессы практически полностью сбалансированы.

В интересующий нас период времени плотность быстро падает до значений $\rho \le 10^{-12}$ г/см^3, а температура $T \le 1.2 \cdot 10^4$ K (рис. 3).

Для того чтобы оценить итоговую роль ударных процессов в нашей модели, мы выполнили расчет для двух случаев: с включением ударных процессов и без них. Сравнение результатов этих расчетов приведено в таблице. Видно, что при данных условиях ролью ударных процессов можно пренебречь.

Вышесказанное позволяет применить для решения уравнения состояния модифицированное небулярное приближение [43] для расчета населенностей уровней и концентраций ионов.

Мы выполнили такой расчет. Его результаты приведены на рис. 5 (приближение ЛТР – сплошная кривая, отсутствие ЛТР – штриховая).

Из расчета в отсутствии ЛТР следует, что

- неравновесное излучение в уравнении состояния повышает ионизацию в плазме, делая ее

Сравнение концентраций ионов N_{ijk}, вычисленных с учетом ударных процессов и без них

H	
1.01	1.7161e+08 / 1.7735e+09
1.02	5.6416e+03 / 5.6815e+03
2.01	1.8353e+11 / 1.8193e+11
He	
1.01	1.0393e+11 / 1.0392e+11
2.01	2.5296e+07 / 2.5517e+07
C	
1.01	3.4388e+04 / 3.4085e+04
1.02	3.4781e+03 / 3.4475e+03
2.01	1.5254e+08 / 1.5254e+08
2.02	2.4570e+05 / 2.4570e+05
3.01	4.2105e+03 / 4.2474e+03
Fe	
1.01	1.8969e+00 / 1.8682e+00
2.01	1.7754e+06 / 1.7636e+06
2.02	1.1765e+06 / 1.1687e+06
3.01	1.1634e+07 / 1.1658e+07

*) Расчет выполнен для смеси, совпадающей по химическому составу с модельным случаем (рис. 2), при $T = 1.2 \cdot 10^4$ K и $\rho = 10^{-12}$ г/см^3. Целая часть числа в левом столбце означает степень ионизации (1 – нейтральный), дробная – уровень возбуждения (1 – основной).

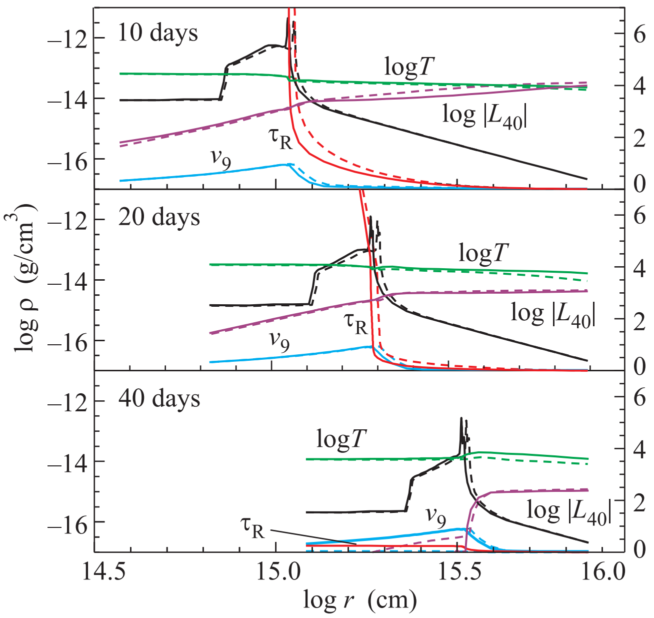

Рис. 5. (Цветной онлайн) Сравнение результатов расчетов с ЛТР (сплошная линия) и без ЛТР (штриховая линия) эволюции распространения ударной волны через оболочку сверхновой. Разными цветами показаны: черный – плотность ρ, красный – оптическая толщина τ, зеленый – температура T, фиолетовый – светимость L, синий – скорость фотосферы v_{ph}. По оси абсцисс отложен радиус сверхновой, по оси ординат слева – $\lg \rho$, справа – $\lg \tau$, $\lg T$, нормированные на $\lg L_{40}$, $\lg v_9$

менее прозрачной. Видно, что τ в такой плазме растет к центру быстрее;

- увеличение непрозрачности дает добавку в радиативный член в уравнении для v. Как видно из рис. 5, скорость разлета оболочки увеличивается;

- более быстрый разлет смещает DS по радиусу относительно случая ЛТР.

Смещение DS по радиусу невелико и не меняется со временем. Следовательно, оно не сказывается на результатах DSM, для которого важно изменение dr. Также видно, что учет процессов без ЛТР практически не изменяет светимость L и температуру T. Поэтому мы предполагаем, что метод DSM дает хорошие результаты и для простой чернотельной модели, что подтверждается приведенными выше примерами.

4. Заключение. Важнейшее достоинство метода DSM (*Dense Shell Method*) для определения расстояний до сверхновых типа IIn состоит в том, что это прямой метод, не требующий привлечения лестницы расстояний или каких-либо предварительных статистических оценок. При наличии наблюдательных данных DSM позволяет сразу получить расстояние до сверхновой, как это показано на примере SN 2010jl.

Методом DSM нами были получены расстояния до трех сверхновых: $D \approx 68^{+19}_{-15}$ Мпк до SN 2006gy, $D \approx 20.1 \pm 0.8$ Мпк до SN 2009ip и $D \approx 49$ Мпк до SN 2010jl.

Формирование истинной фотосферы в плотном слое (DS) и движение фотосферы вместе с DS позволяют с хорошей точностью использовать в расчетах чернотельную модель. Коррекция на процессы без ЛТР слабо влияет на структуру DS, а значит, и на полученную оценку расстояния.

Обзор написан по материалам гранта РФФИ # 10-02-00249 при частичной поддержке гранта Правительства РФ (контракт # 11.G34.31.0047).

1. B. P. Schmidt, N. B. Suntzeff, M. M. Phillips et al., ApJ **507**, 46 (1998).
2. A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis et al., AJ **116**, 1009 (1998).
3. S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber et al., ApJ **517**, 565 (1999).
4. Y. P. Pskovskii, Sov. Ast. **21**, 675 (1977).
5. M. M. Phillips, ApJL **413**, L105 (1993).

6. G. Folatelli, M. M. Phillips, C. R. Burns, et al., AJ **139**, 120 (2010).
7. G. Folatelli, N. Morrell, M. M. Phillips et al., ApJ **773**, 53 (2013).
8. M. M. Phillips, W. Li, J. A. Frieman et al., PASP **119**, 360 (2007).
9. A. Conley, J. Guy, M. Sullivan et al., ApJS **192**, 1 (2011).
10. A. Sandage and G. A. Tammann, ApJ **194**, 559 (1974).
11. B. Leibundgut, Nuclear Physics A **688**, 1 (2001).
12. *1604-2004: Supernovae as Cosmological Lighthouses* (ed. by M. M. Phillips, M. Turatto, S. Benetti), v. 342 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 211–+*, 2005.
13. E. Baron, P. E. Nugent, D. Branch, and P. H. Hauschildt, ApJL **616**, L91 (2004).
14. N. Bartel, M. F. Bietenholz, M. P. Rupen, and V. V. Dwarkadas, ApJ **668**, 924 (2007).
15. F. Taddia, M. D. Stritzinger, J. Sollerman et al., A&A **555**, A10 (2013).
16. S. E. Woosley, S. Blinnikov, and A. Heger, Nature **450**, 390 (2007).
17. E. K. Grasberg, V. S. Imshennik, and D. K. Nadyozhin, Astrophys. Space. Sci. **10**, 28 (1971).
18. E. K. Grasberg and D. K. Nadezhin, Soviet Astronomy Letters **12**, 68 (1986).
19. N. N. Chugai, S. I. Blinnikov, R. J. Cumming et al., MNRAS **352**, 1213 (2004).
20. W. Baade, Astronomische Nachrichten **228**, 359 (1926).
21. A. J. Wesselink, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands **10**, 91 (1946).
22. R. P. Kirshner and J. Kwan, ApJ **193**, 27 (1974).
23. R. Quimby, Central Bureau Electronic Telegrams **644**, 1 (2006).
24. T. J. Moriya, S. I. Blinnikov, N. Tominaga et al., MNRAS **428**, 1020 (2013).
25. S. Blinnikov, M. Potashov, P. Baklanov, and A. Dolgov, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **96**, 153 (2012).
26. N. Smith, W. Li, R. J. Foley et al., The Astrophysical Journal **666**, 1116 (2007).
27. E. O. Ofek, P. B. Cameron, M. M. Kasliwal et al., ApJL **659**, L13 (2007).
28. I. Agnoletto, S. Benetti, E. Cappellaro et al., ApJ **691**, 1348 (2009).
29. J. Maza, M. Hamuy, R. Antezana et al., Central Bureau Electronic Telegrams **1928**, 1 (2009).
30. J. L. Prieto, J. Brimacombe, A. J. Drake, and S. Howerton, ApJL **763**, L27 (2013).
31. A. Pastorello, E. Cappellaro, C. Inserra et al., ApJ **767**, 1 (2013).
32. M. Potashov, S. Blinnikov, P. Baklanov, and A. Dolgov, MNRAS **431**, L98 (2013).
33. N. Smith, R. Chornock, J. M. Silverman et al., ApJ **709**, 856 (2010).
34. J. Newton and T. Puckett, Central Bureau Electronic Telegrams **2532**, 1 (2010).
35. N. Smith, W. Li, A. A. Miller et al., ApJ **732**, 63 (2011).
36. E. O. Ofek, A. Zoglauer, S. E. Boggs et al., ArXiv e-prints (2013).
37. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, ApJ **345**, 245 (1989).
38. S. I. Blinnikov, F. K. Röpke, E. I. Sorokina et al., A&A **453**, 229 (2006).
39. S. I. Blinnikov and A. G. Tolstov, Astronomy Letters **37**, 194 (2011).
40. D. Kasen, R. C. Thomas, and P. Nugent, ApJ **651**, 366 (2006).
41. I. Maurer, A. Jerkstrand, P. A. Mazzali et al., MNRAS **418**, 1517 (2011).
42. D. J. Hillier and L. Dessart, MNRAS **424**, 252 (2012).
43. L. B. Lucy, A& A **345**, 211 (1999).