

СРАВНИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВСПЫШКИ 2012b СВЕРХНОВОЙ 2009ip

© 2023 г. Е. М. Урвачев^{1,2,3*}, С. И. Блинников^{1,2,3,4},
С. И. Глазырин^{1,2,5}, Д. С. Шидловский^{1,2}

¹ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова”,
Москва, Россия

²НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

⁴Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18.05.2023 г.

После доработки 11.08.2023 г.; принята к публикации 11.08.2023 г.

Моделирование вспышки в сентябре 2012 г. сверхновой 2009ip, которая относится к типу IIp, проведено с помощью двух независимых кодов FRONT и STELLA. Полученные кривые блеска в диапазоне UBVRI хорошо согласуются друг с другом, а также с данными наблюдений. Особое внимание уделено динамике возникающего плотного тонкого слоя, который определяет светимость объекта и применяется для метода прямого определения расстояния до сверхновой. Были проведены двумерные спектральные радиационно-гидродинамические расчеты модели SN2009ip, подтвердившие вывод об устойчивости этого слоя на временах применения метода.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010823080053, **EDN:** YDFDTW

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновая 2009ip обладает рядом примечательных наблюдательных свойств. Слабая вспышка 2009 г. была отнесена к классу импостеров (Маза и др., 2009; Кочанек и др., 2012), т.е. произошли выброс массы и увеличение свечения, но настоящего взрыва сверхновой не было. В 2012 г. была зафиксирована гораздо более сильная вспышка, позволившая идентифицировать объект уже как сверхновую типа IIp (Прието и др., 2013; Маргутти и др., 2014). К такому классу объектов может быть применен метод плотного слоя (Dense Shell Method — DSM), являющийся прямым методом определения космологических расстояний (Блинников и др., 2012). Определенное с помощью метода DSM расстояние до SN2009ip оказалось в очень хорошем согласии с расстоянием до родительской галактики (Поташов и др., 2013). Применение метода в базовом варианте подразумевает, что свечение объекта определяется слоем, на котором расположена фотосфера и который является

сферически-симметричным на этапе роста кривой блеска. Такое же приближение использовалось и при применении метода DSM к SN2009ip в работе Поташова и др. (2013).

Радиационно-гидродинамическое моделирование SN2009ip преимущественно проводится в рамках одномерных сферически-симметричных приближений (Бакланов и др., 2013; Чугай, 2022). В реальности из-за различных неустойчивостей слой может очень сильно деформироваться (Шевалье, Блондин, 1995; Бадьин и др., 2016; Урвачев и др., 2021), что невозможно самосогласованно промоделировать в одномерных кодах. Многомерное же моделирование SN2009ip ранее проводилось либо вообще без учета переноса излучения (Макдауэл и др., 2017), либо с использованием очень грубых моделей непрозрачности (Урвачев, Глазырин, 2022). Более сложные многомерные расчеты проводились без привязки к конкретным объектам (Власис и др., 2016).

Кривая блеска SN2009ip в 2012 г. имеет сложное поведение во времени: на ней присутствуют сразу два этапа роста светимости — вспышки

*Электронный адрес: urvachevyegor@gmail.com

2012a (в августе) и 2012b (около 24 сентября). При этом для SN2009ip можно выделить две группы моделей (Чугай, 2022): с одним взрывом и с двумя. В настоящей работе, как и в работе Бакланова и др. (2013), мы сосредоточимся на вспышке 2012b, поскольку наблюдения, использовавшиеся для метода DSM, были сделаны во время нее. При этом мы будем предполагать, что взрыв имел место незадолго до самой вспышки.

Для возможности учета реалистичных моделей непрозрачности был доработан радиационно-гидродинамический модуль кода FRONT. В настоящей статье сверяются одномерные результаты моделирования вспышки 2012b сверхновой 2009ip по двум разным кодам FRONT и STELLA (Блинников и др., 1998) в одинаковой постановке. В дальнейшем эта же постановка исследуется в двумерном (RZ-цилиндрическая геометрия с осевой симметрией) варианте, что позволяет исследовать возможную неустойчивость слоя.

МНОГОГРУППОВОЙ ВАРИАНТ МОДУЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

В коде FRONT система уравнений переноса излучения записана на первые два момента интенсивности излучения, измеренные в сопутствующей системе отсчета, связанной со средой, с точностью до членов $O(v/c)$ (Вайтет и др., 2011; Скиннер и др., 2019):

$$\partial_t U_\nu + \partial_i (F_{\nu i} + v_i U_\nu) + P_{\nu ij} \partial_j v_i - \partial_j v_i \partial_\nu (\nu P_{\nu ij}) = -c G_\nu^0, \quad (1)$$

$$\partial_t F_{\nu i} + \partial_j (c^2 P_{\nu ij} + v_j F_{\nu i}) + F_{\nu j} \partial_i v_j - \partial_k v_j \partial_\nu (\nu Q_{\nu ijk}) = -c^2 G_{\nu i}, \quad (2)$$

где v_i — скорость среды, c — скорость света, U_ν , $F_{\nu i}$, $P_{\nu ij}$, $Q_{\nu ijk}$ — плотность энергии, поток, тензор давления и тензор теплового потока излучения на частоте ν в сопутствующей системе отсчета соответственно, а члены правой части уравнений:

$$G_\nu^0 = \kappa_\nu^a (U_\nu - U_\nu^{pl}), \quad (3)$$

$$G_{\nu i} = \kappa_\nu^t \frac{F_{\nu i}}{c}, \quad (4)$$

где κ_ν^a и κ_ν^t — коэффициент истинного поглощения и экстинкция (часто называемая коэффициентом поглощения), учитывающая еще и рассеяние, на частоте ν соответственно, а

$$U_\nu^{pl} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (5)$$

где h — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, а T — температура вещества. Эта система уравнений получается напрямую из полного уравнения переноса.

Многогрупповой подход предполагает разбиение спектра излучения на конечное количество относительно узких частотных диапазонов — групп. Для получения уравнений в многогрупповом приближении необходимо проинтегрировать уравнения (1) и (2) по частоте от ν_1 до ν_2 в пределах одной группы (а не от 0 до ∞ , как в случае одной группы):

$$\begin{aligned} \partial_t U_{gr} + \partial_i (F_{gr,i} + v_i U_{gr}) + \\ + P_{gr,ij} \partial_j v_i - \partial_j v_i \left[(\nu P_{\nu ij})_{\nu_2} - (\nu P_{\nu ij})_{\nu_1} \right] = \\ = -c G_{gr}^0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \partial_t F_{gr,i} + \partial_j (c^2 P_{gr,ij} + v_j F_{gr,i}) + \\ + F_{gr,j} \partial_i v_j - \partial_j v_i \left[(\nu Q_{\nu ijk})_{\nu_2} - (\nu Q_{\nu ijk})_{\nu_1} \right] = \\ = -c^2 G_{gr,i}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$G_{gr}^0 = \kappa_{gr}^a (U_{gr} - U_{gr}^{pl}), \quad (8)$$

$$G_{gr,i} = \kappa_{gr}^t \frac{F_{gr,i}}{c}, \quad (9)$$

где $U_{gr}^{pl} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} U_\nu^{pl} d\nu$, κ_{gr}^a и κ_{gr}^t — средние по группе коэффициенты непрозрачности, вносящие вклад в уравнения энергии и потока соответственно (более детальное описание будет приведено в следующем разделе). Члены G описывают скорость передачи энергии и импульса между веществом и излучением.

Для замыкания системы уравнений (6)–(7) воспользуемся аналитическим замыканием, которое применялось в случае одной группы по частоте излучения (Левормор, 1984; Дюброка, Фюжа, 1999):

$$P_{gr,ij} = D_{ij} U_{gr}, \quad (10)$$

$$D_{ij} = \frac{1 - \xi}{2} \delta_{ij} + \frac{3\xi - 1}{2} n_i n_j, \quad (11)$$

$$\xi = \frac{3 + 4f^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3f^2}}, \quad f = \frac{|F_{gr}|}{cU_{gr}}, \quad (12)$$

$$f_i = \frac{F_{gr,i}}{cU_{gr}}, \quad n_i = \frac{F_{gr,i}}{|F_{gr}|}.$$

Такое замыкание является хорошей интерполяцией между двумя предельными случаями: диффузионным (когда $f_i \ll 1$) и направленным излучением ($f_i \approx 1$). Такую модель будем называть многогрупповым M1-приближением.

В М1-приближении также может быть аналитически вычислен тензор теплового потока излучения, необходимый для учета доплеровских членов (Вайтет и др., 2011):

$$Q_{gr,ijk} = H_{ijk}U_{gr}c, \quad (13)$$

$$H_{ijk} = (f_i\delta_{jk} + f_j\delta_{ik} + f_k\delta_{ij})\phi_1 + (f_if_jf_k)\phi_2, \quad (14)$$

$$\phi_1 = \frac{(f-2+a)(f+2-a)}{4f(a-5)^5} \times \left[12 \ln \left(\frac{f-2+a}{f+2-a} \right) \times (f^4 + 2af^2 - 7f^2 - 4a + 8) + 48f^2 - 9af^3 - 80f + 40af \right], \quad (15)$$

$$\phi_2 = \frac{1}{f^3(a-2)^5} \left[60 \ln \left(\frac{f-2+a}{f+2-a} \right) \times (-f^6 + 15f^4 - 3af^4 + 15af^2 - 42f^2 - 16a + 32) + 54af^5 - 465f^5 - 674af^3 + 2140f^3 + 1056af - 2112f \right], \quad (16)$$

$$a = \sqrt{4 - 3f^2}. \quad (17)$$

Уравнения (6) и (7) объединены с уравнениями гидродинамики следующим образом (Скиннер и др., 2019):

$$\partial_t \rho + \partial_i (\rho v_i) = 0, \quad (18)$$

$$\partial_t (\rho v_i) + \partial_j (\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = \sum_{\text{groups}} G_{gr,i}, \quad (19)$$

$$\partial_t \left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \partial_i \left(\left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} + p \right) v_i \right) = \sum_{\text{groups}} [cG_{gr}^0 + v_i G_{gr,i}], \quad (20)$$

где ρ , p , e — плотность, давление и удельная внутренняя энергия вещества. Связь плотности и температуры с давлением и внутренней энергией задается через уравнение состояния $e = e(\rho, T)$, $p = p(\rho, T)$.

Численная реализация многогруппового модуля аналогична реализации одногруппового (Урвачев, Глазырин, 2022; Урвачев и др., 2022) за исключением учета членов в левой части уравнений, содержащих частоту фотонов (доплеровских членов). Для

их учета применялась схема, аналогичная используемой в работах (Вайтет и др., 2011; Скиннер и др., 2019).

МОДУЛЬ РАСЧЕТА НЕПРОЗРАЧНОСТИ СРЕДЫ

Для проведения радиационно-гидродинамических расчетов многогрупповой модуль переноса излучения кода FRONT должен быть связан с модулем расчета непрозрачности. Будем считать, что в непрозрачность вносят вклад следующие процессы:

$$\kappa_\nu^t = \kappa_\nu^a + \kappa_\nu^{\text{es}} = \kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{bb}} + \kappa_\nu^{\text{es}}, \quad (21)$$

где обозначения соответствуют свободно-свободным (ff), свободно-связанным (bf), связанно-связанным (bb) электронным переходам, а также процессам электронного рассеяния (es).

Основной проблемой многогруппового подхода является необходимость интегрирования системы уравнений (1) и (2) по частоте. Это приводит к появлению в правой части (8)–(9) системы уравнений средних коэффициентов непрозрачности κ_{gr}^a и κ_{gr}^t :

$$\kappa_{gr}^a = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} k_\nu^a U_\nu d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} U_\nu d\nu} = \quad (22)$$

$$= \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} (\kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{bb}}) U_\nu d\nu}{U_{gr}} = \kappa_{gr}^{\text{ff}} + \kappa_{gr}^{\text{bf}} + \kappa_{gr}^{\text{bb}},$$

$$\kappa_{gr}^t = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} k_\nu^t F_\nu d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu} = \quad (23)$$

$$= \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} (\kappa_\nu^{\text{ff}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{bb}} + \kappa_\nu^{\text{es}}) F_\nu d\nu}{F_{gr}} = \kappa_{gr}^{\text{ff}} + \kappa_{gr}^{\text{bf}} + \kappa_{gr}^{\text{bb}} + \kappa_{gr}^{\text{es}}.$$

Получается, что средние коэффициенты непрозрачности, необходимые для нахождения поля излучения, в свою очередь, зависят от него. Задачу усложняет еще и необходимость знать спектральную зависимость поля излучения внутри группы, а не только распределение по группам. Вопрос выбора корректного приближения для нахождения средних групповых коэффициентов непрозрачности при моделировании сверхновых является

крайне нетривиальным и до сих пор обсуждается (Блинников и др., 1996; Козырева и др., 2020; Поташов и др., 2021).

С хорошей точностью можно считать, что коэффициент непрозрачности за счет свободно-свободных и свободно-связанных электронных переходов меняется достаточно медленно с частотой внутри одной группы, а коэффициент электронного рассеяния (томпсоновского) и вовсе не зависит от нее. Поэтому можно вычислять их значение при характерной (центральной) частоте группы ν_0 (в случае равномерного логарифмического распределения по границам групп $\nu_0 = \sqrt{\nu_1\nu_2}$).

Ионизационное состояние среды, необходимое для вычисления непрозрачности, рассчитывается в коде с помощью приближения Саха (Саха, 1921; Зельдович, Райзер, 1966) с учетом атомных данных (Ралченко и др., 2006). При этом знание ионизационного состояния позволяет согласованно найти давление и внутреннюю энергию среды.

Для учета свободно-свободных электронных переходов используется формула Крамерса (Зельдович, Райзер, 1966) с учетом вынужденного испускания. Сечения фотоионизации рассчитываются по гладкой полуаналитической аппроксимации из работы Вернера и др. (1996), учитывающей возможность отрыва электронов не только с внешней электронной оболочки, но и с внутренних. Такое приближение позволяет более корректно описывать поглощение высокоэнергетичных квантов.

Для учета вклада в непрозрачность связанно-связанных электронных переходов (линий) в движущейся среде используется приближение Истмана и Пинто (EP) (Фрэнд, Кастор, 1983; Пинто, Истман, 2000), многократно апробированного в коде STELLA для расчета кривых блеска сверхновых:

$$\kappa_{gr}^{EP} = \frac{1}{\Delta\nu_{gr}} \frac{1}{ct_s} \sum_{\text{lines}} \nu_l (1 - \exp(-\tau_s)), \quad (24)$$

где $\Delta\nu_{gr} = \nu_2 - \nu_1$, ν_l — частота линии, t_s — характерный параметр расширения (время свободного разлета), а τ_s — соболевская толщина в одной линии (Соболев, 1947):

$$\tau_s = \frac{ct_s}{\nu_l} \chi_l, \quad (25)$$

где предполагается профиль линии в виде дельта-функции, а χ_l — коэффициент поглощения в одной линии, который находится по данным (Курч, 1992). Коэффициент χ_l имеет размерность $[\text{с}^{-1}\text{см}^{-1}]$, поскольку в общем случае экстинкция выражается как $\kappa = \sum_l \chi_l \phi(\nu - \nu_l)$, где $\phi(\nu - \nu_l)$ — профиль линии, имеющий нормировку $\int \phi(\nu - \nu_l) d\nu = 1$ (Поташов и др., 2021).

При расчетах сверхновых в большинстве случаев можно с неплохой точностью считать, что при $t > 1$ день: $t_s = t$, где t — время с начала расчета (как на стадии свободного разлета). Как было показано Сорокиной и Блинниковым (2002), учет эффекта непрозрачности при расширении в уравнении (8) для обмена энергией между излучением и веществом очень нетривиален. Вместе с тем вклад эффекта слабее, чем в уравнении (9) для потока излучения. Именно поэтому в настоящей работе мы пренебрегаем этим эффектом в коэффициенте κ_{gr}^a .

Формула (24) для учета непрозрачности при расширении имеет физический смысл пока ν/s больше доплеровской ширины линии $\Delta\nu$, где $s \equiv \kappa\rho ct$ — параметр, введенный Карпом и др. (1977) (κ — непрозрачность в континууме). При $T \sim 10^4$ К тепловые скорости ионов $\sim 10^6$ см/с, а доплеровское уширение $\Delta\nu/\nu \sim v/c \sim 10^{-4}$. Таким образом, при характерной плотности выброса $\rho \sim 10^{-14}$ г/см³ и $\kappa \sim 1$ см²/г при $t \sim 100$ дней имеем $s \equiv \kappa\rho ct \sim 10^4$. Итак, формулу (24) можно применять при $t < 100$ дней. Поэтому выберем значение $t_s = 100$ дней в формуле (24) для учета доплеровского уширения линий (κ_{gr}^{100}) в коэффициенте κ_{gr}^a в уравнении (8).

Вышеописанные приближения для вычисления непрозрачности при моделировании кривых блеска сверхновых предлагаются в работе Блинникова и др. (1998). Важно отметить, что вопрос корректного учета непрозрачности при расширении в уравнениях переноса излучения является дискуссионным (см. работу Сорокиной, Блинникова, 2002, и препринты Поташова и др., 2021, и Поташова, Юдина, 2022). В настоящей работе при сравнении двух кодов было принято решение использовать одинаковые приближения для расчета непрозрачности.

Таким образом, средние групповые коэффициенты поглощения и полной непрозрачности в многогрупповых расчетах кодом FRONT равны

$$\kappa_{gr}^a = \kappa_{gr}^{ff} + \kappa_{gr}^{bf} + \kappa_{gr}^{100}, \quad (26)$$

$$\kappa_{gr}^t = \kappa_{gr}^{ff} + \kappa_{gr}^{bf} + \kappa_{gr}^{EP} + \kappa_{gr}^{es}. \quad (27)$$

Для проверки корректности реализации модуля расчета оптических свойств плазмы проведем сравнительный расчет полной непрозрачности среды с химическим составом, близким к солнечному (для модели сверхновой SN2009ip), с помощью кодов FRONT и STELLA. Результаты расчетов при параметрах, соответствующих области звездного ветра, изображены на рис. 1, параметр расширения при этом выбран равным $t_s = 10$ дням. Полное совпадение с результатами, полученными с помощью

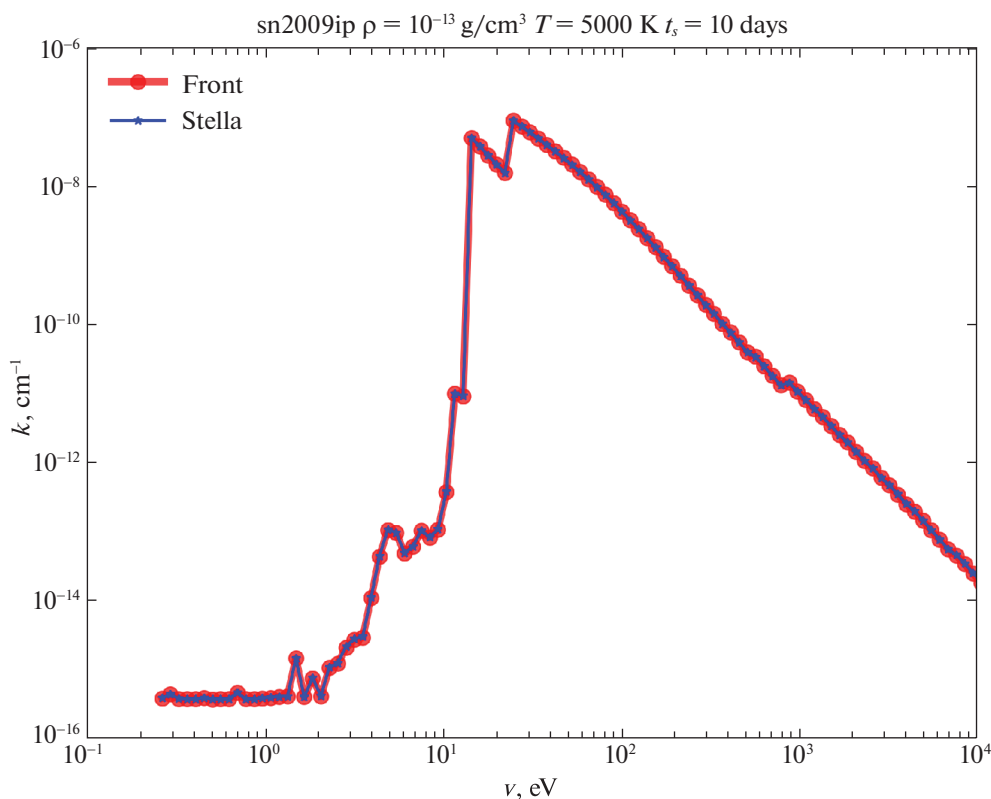


Рис. 1. Полный спектральный коэффициент непрозрачности, рассчитанный для среды с химическим составом, близким к солнечному, с помощью модулей непрозрачности кода FRONT (красный цвет) и STELLA (синий цвет).

многократно протестированного кода STELLA, указывает на правильную реализацию модуля кода FRONT.

Особенности технической реализации кода FRONT позволяют проводить расчеты непрозрачности и уравнения состояния “на лету”, т.е. прямо во время радиационно-гидродинамического расчета в каждой ячейке счетной области. Однако это серьезно замедляет расчеты, особенно многомерные. Так как в рассматриваемой постановке из работы Бакланова и др. (2013) химический состав среды одинаков во всей области, то данные по непрозрачности и уравнению состояния могут быть заранее насчитаны для широкого диапазона параметров среды и уже использоваться в виде интерполяционных таблиц, что значительно ускоряет радиационно-гидродинамические расчеты.

МНОГОГРУППОВЫЕ РАСЧЕТЫ СВЕРХНОВОЙ SN2009ip

Модель, описанная в работе Бакланова и др. (2013), на качественном уровне описывает кривую блеска SN2009ip в районе вспышки 2012b. В настоящей работе модель была значительно улучшена для большего соответствия с данными наблюдений. В качестве предсверхновой была взята

стационарная структура с политропным строением с $n = 2$, обладающая массой M_{\odot} и радиусом $700R_{\odot}$, где M_{\odot} и R_{\odot} — масса и радиус Солнца соответственно. Эта структура была окружена областью “ветра”, массой $0.35M_{\odot}$ и степенным законом плотности $\rho \sim r^{-3}$ при $700R_{\odot} < r < 3 \times 10^5 R_{\odot}$. Такой закон для распределения плотности соответствует нестационарному ветру. На нестационарность ветра указывают и данные наблюдений: в августе была зафиксирована вспышка с выбросом оболочки со скоростью 13 000–14 000 км/с (Пасторелло и др., 2013; Чугай, 2022). Предполагается, что тепловой взрыв с энергией 3×10^{51} эрг (3 фое) имел место в районе 12 сентября 2012 г., что согласуется с данными Маргутти и др. (2014).

Моделирование начнем со сферически-симметричного приближения, которое позволит сравнить оба кода. На этом этапе отдаем предпочтение коду STELLA, который гораздо более протестирован на моделировании сверхновых (Блинников и др., 1998, 2006), чем FRONT. Также ниже будет представлено сравнение с наблюдаемыми данными. Начальная стадия до $t_i \approx 7$ дней рассчитывается только с помощью кода STELLA (этот момент соответствует моменту -1 день в системе времени наблюдате-

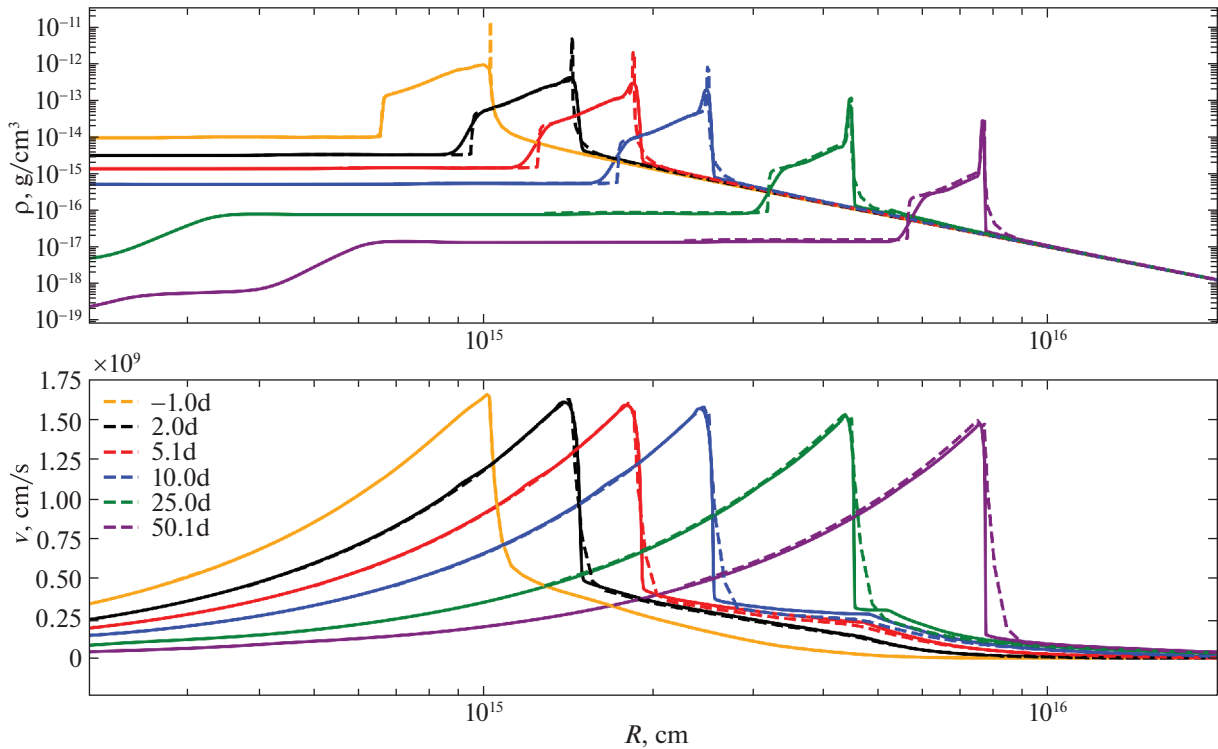


Рис. 2. Профили плотности и скорости для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA (штриховые линии) и одномерного запуска кода FRONT (сплошные линии) на различные моменты времени.

для $t_{obs} = t - R/c$, где R — радиус внешнего края модели). Времена $t > t_i$ рассчитываются по обоим кодам: в качестве начальных условий для FRONT в $t = t_i$ используются данные из STELLA. Начиная с этого момента, времени уже хорошо работает приближение Истмана–Пинто для расчета непрозрачности. В коде STELLA использовалось 180 лагранжевых зон по пространству и 100 групп по частоте, в коде FRONT — $N_r = 2048$ ячеек по пространству и $N_\nu = 64$ группы по частоте.

Сравнение профилей плотности и скорости, полученных в расчетах кодами FRONT и STELLA, изображены на рис. 2. В целом наблюдается хорошее согласие в результатах. Стоит отметить, что STELLA — лагранжев код и сетка движется, тогда как FRONT сеткой покрывает всю область. Основной физический эффект — возникновение за счет сильного охлаждения плотного тонкого слоя со скачком плотности, превышающим предельное сжатие $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ на фронте сильной адиабатической ударной волны, наблюдается в обоих вариантах, его динамика совпадает.

На начальные моменты времени слой лучше детализирован в коде STELLA за счет лагранжевой схемы, но затем он сильнее размывается, чем в коде FRONT, за счет присутствия искусственной вязкости. Размытие в коде STELLA зависит, в том числе, от параметра B_q , который введен специально для

воспроизведения эффектов многомерных неустойчивостей (уширение слоя) в одномерных расчетах (Блинников и др., 1998; Мория и др., 2013). Для данного расчета использовалось значение параметра $B_q = 0.2$, в то время как стандартное значение $B_q = 1$. Чем значение параметра B_q выше, тем сильнее размытие плотного слоя в коде STELLA. В коде FRONT такой параметр не требуется, так как он позволяет провести многомерные расчеты и напрямую учесть возможные неустойчивости. Важно отметить, что общая динамика движения плотного слоя не зависит от эффективного размытия.

Корректность используемой модели проверяется путем сравнения с наблюдаемыми данными в работе Маргутти и др. (2014) (см. рис. 3, где представлены кривые блеска). Согласующиеся друг с другом расчеты кодами STELLA и FRONT показывают довольно быстрый (за время порядка 10 дней) рост болометрической светимости до значения, превышающего 10^{44} эрг/с. При этом значения болометрической светимости из работы Маргутти и др. (2014) оказываются на порядок меньше. На самом деле, такое различие не указывает на некорректность используемой модели. Рассматриваемая модель основана на ударно-волновом механизме генерации светимости, поэтому доминирующий вклад в полный поток будет вносить диапазон экстремального ультрафиолета, который не наблюдается и не учитывается в чернотельных

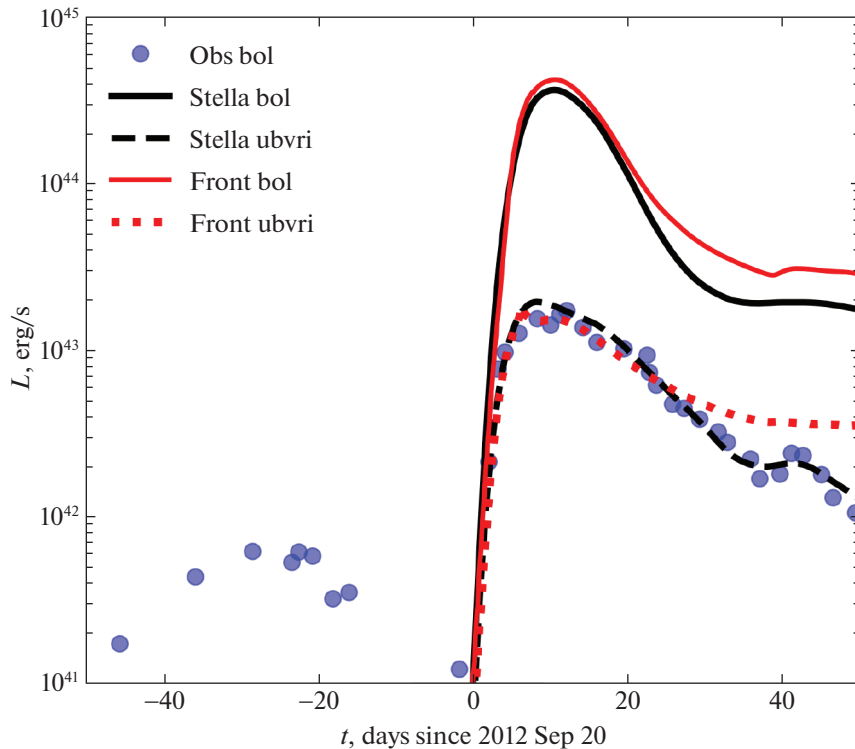


Рис. 3. Кривые блеска (болومترические — bol, и в диапазоне UVBRI — ubvri) для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA (черные линии) и одномерного запуска кода FRONT (красные линии). Наблюдательные болومترические данные из работы Маргутти и др. (2014) изображены синими маркерами.

фитах в работе Маргутти и др. (2014). Полученный же кодом STELLA поток в диапазоне UVBRI, являющийся по своей сути наблюдаемой болометрикой, находится в хорошем согласии с данными из работы Маргутти и др. (2014). Согласие между результатами, полученными с помощью кодов STELLA и FRONT для светимости в диапазоне UVBRI до 20-го дня, указывают на корректность реализации многогруппового модуля кода FRONT.

Поведение хвоста кривой блеска в расчетах кодом STELLA сильно зависит от параметра B_q (см. рис. 4). Использование $B_q = 0.3$ приводит к очень хорошему совпадению светимости в диапазоне UVBRI между кодами уже до 50-го дня. В это же время наилучшее совпадение с наблюдаемыми данными получается при $B_q = 0.2$. Дальнейшее же уменьшение параметра до $B_q = 0.1$ приводит к увеличению полной болометрической светимости в коде STELLA на хвосте кривой блеска (Мория и др., 2018) и большему согласию с кодом FRONT, так как уменьшается размытие плотного слоя. Можно заметить, что на интересующий нас период времени до 20-го дня, когда и применяется метод DSM, кривые светимости слабо зависят от параметра B_q .

Стоит отметить, что выбор корректного значения параметра B_q в коде STELLA для моделирования хвостов кривых блеска является крайне

нетривиальной задачей: в общем случае этот параметр может иметь пространственную и временную зависимости. Для проведения более согласованных расчетов кодом STELLA параметр B_q необходимо калибровать по результатам многомерных расчетов, в том числе, с помощью кода FRONT. Этот вопрос заслуживает отдельного большого исследования.

Расчеты с пространственным разрешением $N_r = 2048$ и числом групп по частоте $N_\nu = 64$ требуют больших вычислительных ресурсов даже в одномерных постановках, не говоря уже про многомерные. Тем не менее для исследования поведения общих интегральных характеристик, например, законов движения плотного тонкого слоя, можно проводить расчеты и с менее подробным разрешением. Было проведено сравнение двух одномерных расчетов кодом FRONT с $N_r = 2048$, $N_\nu = 64$ и $N_r = 2048$, $N_\nu = 16$ (см. рис. 5). При меньшем спектральном разрешении в расчетах кодом FRONT наблюдается небольшое различие в профилях скорости в области перед плотным слоем, связанное с более грубым описанием воздействия излучения на вещество при меньшем числе групп. Тем не менее общая динамика движения слоя сохраняется, что обосновывает возможность проведения многомерных расчетов с меньшим разрешением.

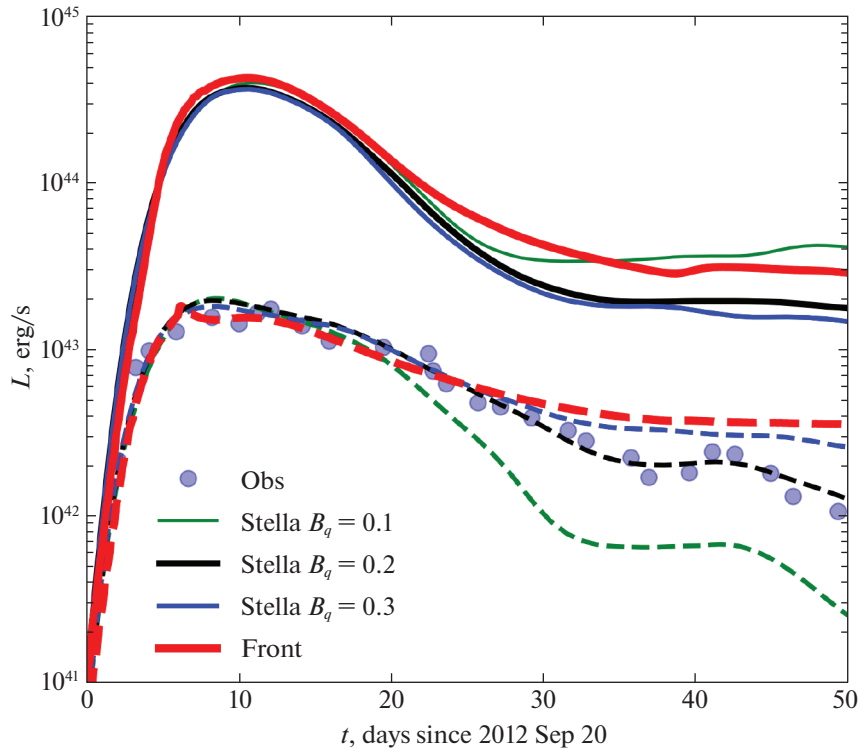


Рис. 4. Кривые блеска (болومترические — сплошные линии, в диапазоне UVBRI — штриховые) для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA при различных параметрах B_q и одномерного запуска кода FRONT. Наблюдательные болومترические данные из работы Маргутти и др. (2014) изображены синими маркерами.

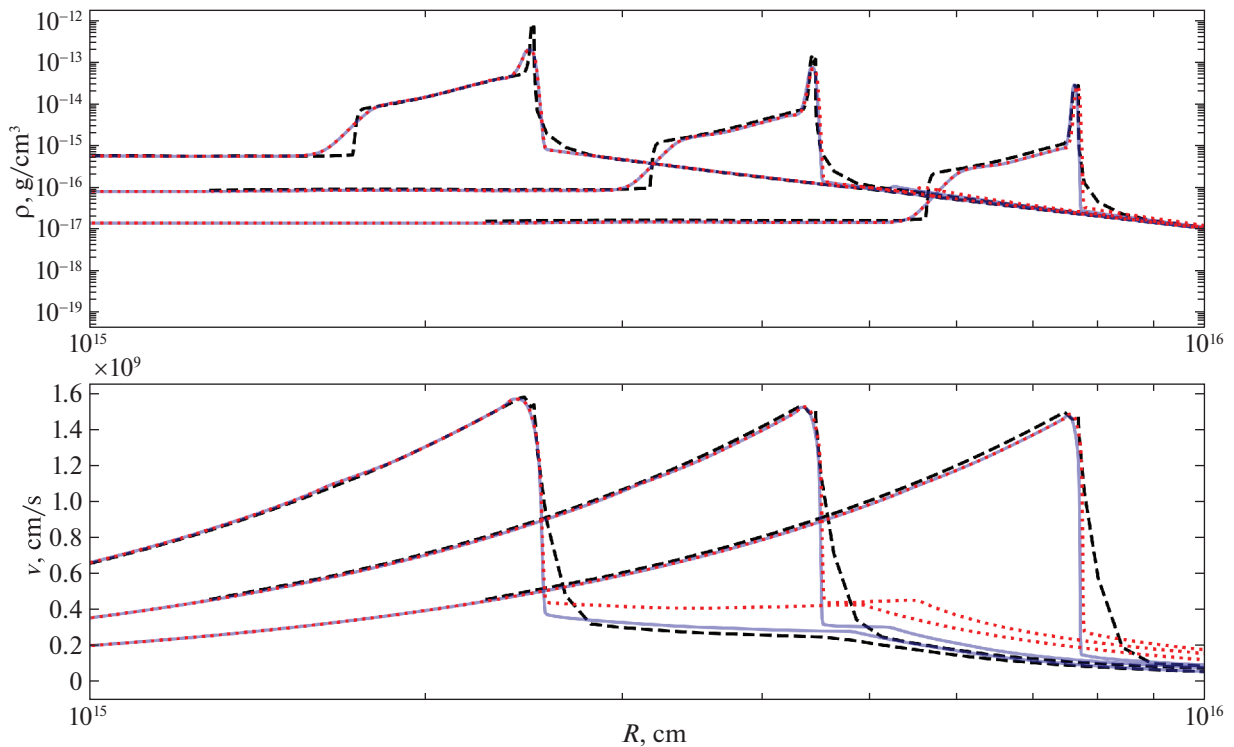


Рис. 5. Профили плотности и скорости для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода STELLA (черные линии) и одномерных запусков кода FRONT ($N_r = 2048$, $N_\nu = 64$ — синие линии, $N_r = 2048$, $N_\nu = 16$ — красные линии). Расположение профилей слева направо соответствует моментам времени $t = 10, 25, 50.1$ дней.

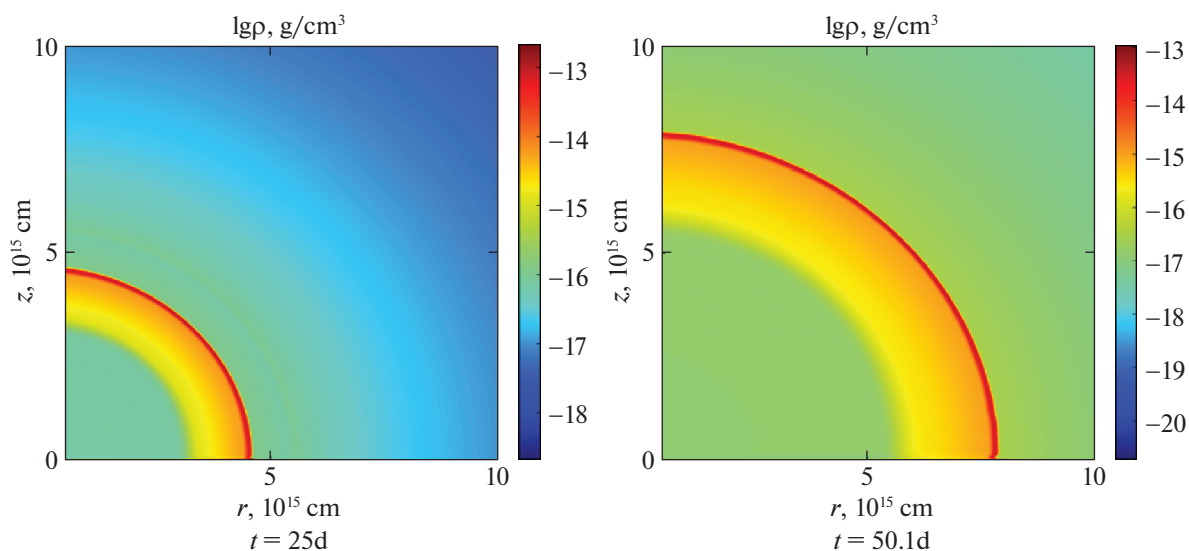


Рис. 6. Профили плотности на два различных момента времени в двумерном расчете кодом FRONT модели сверхновой SN2009ip.

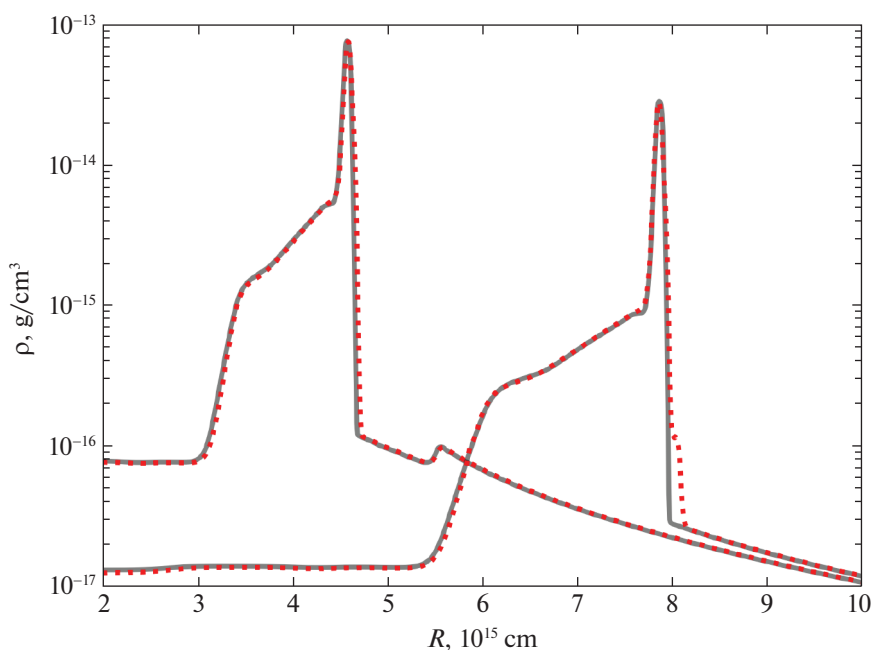


Рис. 7. Профили плотности для модели сверхновой SN2009ip, рассчитанные с помощью кода FRONT в одномерной (сплошные линии) и двумерной (точки, усреднение вдоль кривых $r^2 + z^2$) постановках. Расположение профилей слева направо соответствует моментам времени $t = 25, 50.1$ дней.

Перейдем к многомерным расчетам. Они также стартуют с момента $t = t_i$, в качестве начальных данных — те же профили из STELLA. Расчеты проводятся в RZ -цилиндрической геометрии ($N_r = N_z = 2048$ и $N_\nu = 16$). Профили плотности на моменты времени $t = 25$ и 50.1 дней изображены на рис. 6. Видно, что плотный тонкий слой оказывается сферически-симметричным, несмотря на использование RZ -цилиндрической геометрии, в

которой малые сеточные возмущения провоцируют развитие физических неустойчивостей (Бадьин и др., 2016; Урвачев и др., 2021; Бадьин, Глазырин, 2021). Кроме того, можно провести сравнение средних профилей плотности в двумерных и одномерных расчетах кодом FRONT, полученных при одинаковом разрешении (см. рис. 7, плотность в двумерных расчетах усредняется по уг-

лу при постоянном значении $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, здесь r , z — координаты в цилиндрической геометрии, R — в сферической). Небольшое различие перед плотным слоем связано с численным “карбункул”-эффектом вдоль осей (см., например, Лиоу, 2000). В остальном результаты хорошо согласуются между одномерными и двумерными расчетами, что указывает на корректность реализации многомерного варианта многогруппового модуля переноса излучения кода FRONT. Этот результат показывает, что эффективное увеличение ширины слоя, которое получается в коде STELLA при стандартном значении параметра $B_q = 1$, является излишним.

Полученные результаты подтверждают важный для метода DSM вывод об устойчивости плотного слоя на этапе роста кривой блеска, сделанный ранее на основе более грубой модели с использованием приближения серой непрозрачности (Урвачев, Глазырин, 2022). Таким образом, метод DSM может быть применен к SN2009ip в сферическом симметричном приближении, т.е. без изменений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проводится моделирование сверхновой SN2009ip (ее вспышки 2012b) с использованием двух независимых кодов FRONT и STELLA. Основное внимание уделяется проведению спектральных расчетов, так как они позволяют провести сравнение с данными наблюдений, в отличие от использования одной группы для описания излучения и усреднения по всем частотам. В численных расчетах для уменьшения вычислительной стоимости весь спектр разбивают на конечное количество диапазонов — групп по излучению. Спектр излучения в многогрупповых расчетах существенно отличается от чернотельного из-за сложной зависимости непрозрачности среды от плотности, температуры и частоты. В работе обсуждаются важные нюансы модели радиационной гидродинамики в таком приближении. Особую роль играет учет доплеровского взаимодействия между соседними группами, особенно при наличии в системе больших градиентов скорости.

В настоящей работе описан многомерный модуль кода FRONT, в котором реализована такая модель. Этот модуль связан с модулем расчета радиационных свойств среды. Расчет непрозрачности при этом происходит согласованно с уравнением состояния при учете вклада свободно-свободных, свободно-связанных, связанно-связанных электронных переходов и электронного рассеяния. Доплеровское смещение линий в движущейся среде учитывается в рамках приближения Истмана—Пинто.

С помощью этой модели проведены многогрупповые расчеты сверхновой SN2009ip. Кривая блеска в диапазоне UBVRI, полученная в

рамках одномерного сферического расчета, оказалась в хорошем согласии как с расчетами кодом STELLA, развитым ранее, так и с данными наблюдений. Проведенные впервые двумерные расчеты со сложной моделью непрозрачности показали устойчивость возникающего в системе плотного, геометрически тонкого слоя. Таким образом, был подтвержден очень важный вывод для прямого метода определения космологических расстояний DSM, ранее сделанный на основе грубых расчетов.

Важно отметить, что двумерные расчеты проводились в рамках RZ -цилиндрической геометрии. В такой постановке источником возмущений для развития физических неустойчивостей являются сеточные неоднородности. Может оказаться, что в реальной сверхновой турбулентные течения в окружающей звезду среде являются более интенсивными, на что указывают данные наблюдения SN2009ip. В системе до основного взрыва в 2012 г. присутствовали различные области сгущения вещества (Каши и др., 2013). В итоге это может привести к нарушению сферической симметрии на этапе взрыва. Поэтому в дальнейшей работе планируется построение многомерных моделей для сверхновой SN2009ip с учетом неоднородностей околосредного вещества.

Работа Е.М. Урвачева, С.И. Глазырина и Д.С. Шидловского по развитию кода FRONT и моделированию SN2009ip выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-12-00229-П. Работа С.И. Блиникова по анализу кривых блеска выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-11-00362. Авторы благодарят анонимных рецензентов за ценные замечания, позволившие улучшить модель SN2009ip и содержание работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баджин и др. (D.A. Badjin, S.I. Glazyrin, K.V. Manukovskiy, and S.I. Blinnikov), *MNRAS* **459**, 2188 (2016).
2. Баджин, Глазырин (D.A. Badjin and S.I. Glazyrin), *MNRAS* **507**, 1492 (2021).
3. Бакланов и др. (P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, M.Sh. Potashov, and A.D. Dolgov), *JETP Lett.* **98**, 432 (2013).
4. Блиников С.И. (S.I. Blinnikov), *Astron. Lett.* **22**, 79 (1996).
5. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **496**, 454 (1998).
6. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Ropke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), *Astron. Astrophys.* **453**, 229 (2006).
7. Блиников и др. (S. Blinnikov, M. Potashov, P. Baklanov, and A. Dolgov), *JETP Lett.* **96**, 153 (2012).

8. Вайтет и др. (N.M.H. Vaytet, E. Audit, B. Dubroca, and F. Delahaye), *J. Quantitat. Spectroscopy and Radiat. Transfer* **112**, 1323 (2011).
9. Вернер и др. (D.A. Verner et al.), arXiv preprint astro-ph/9601009 (1996).
10. Власис и др. (A. Vlasis, L. Dessart, and E. Audit), *MNRAS* **458**, 1253 (2016).
11. Дюброка, Фюжа (B. Dubroca and J.-L. Feugeas), *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences-Series I-Mathematics* **329**, 915 (1999).
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П., *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
13. Карп и др. (A.H. Karp, G. Lasher, K.L. Chan, and E.E. Salpeter), *Astrophys. J.* **214**, 161 (1977).
14. Каши и др. (A. Kashi, N. Soker, and N. Moskovitz), *MNRAS* **436**, 2484 (2013).
15. Козырева и др. (A. Kozyreva, L. Shingles, A. Mironov, P. Baklanov, and S. Blinnikov), *MNRAS* **499**, 4312 (2020).
16. Кочанек и др. (C.S. Kochanek, D.M. SzczygieEB, and K.Z. Stanek), *Astrophys. J.* **758**, 142 (2012).
17. Куруч (R.L. Kurucz), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **23** (1992).
18. Левермор (C. Levermore), *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **31**, 149 (1984).
19. Лиоу (M.S. Liou), *J. Comput. Phys.* **160**, 623 (2000).
20. Маза и др. (J. Maza, M. Hamuy, R. Antezana, L. Gonzalez, P. Lopez, S. Silva, G. Folatelli, D. Iturra, et al.), *Central Bureau Electronic Telegrams* **1928**, 1 (2009).
21. Макдауэл и др. (A. McDowell, P. Duffell, and D. Kasen), *Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts* **229**, 434 (2017).
22. Маргутти и др. (R. Margutti, D. Milisavljevic, A.M. Soderberg, R. Chornock, B.A. Zauderer, K. Murase, C. Guidorzi, N.E. Sanders, et al.), *Astrophys. J.* **780**, 21 (2014).
23. Мория и др. (T.J. Moriya, S.I. Blinnikov, N. Tominaga, N. Yoshida, M. Tanaka, K. Maeda, and K. Nomoto), *MNRAS* **428**, 1020 (2013).
24. Пасторелло и др. (A. Pastorello, E. Cappellaro, C. Inserra, S.J. Smartt, G. Pignata, S. Benetti, S. Valenti, M. Fraser, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 1 (2013).
25. Пинто, Истман (P.A. Pinto and R.G. Eastman), *Astrophys. J.* **530**, 757 (2000).
26. Поташов и др. (M. Potashov, S. Blinnikov, P. Baklanov, and A. Dolgov), *MNRAS Lett.* **431**, L98 (2013).
27. Поташов М.Ш., Блинников С.И., Сорокина Е.И., Письма в Астрон. журн. **47**, 239 (2021)[M. Potashov et al., *Astron. Lett.* **47**, 204 (2021)].
28. Поташов М.Ш. и др., Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша **87** (2021).
29. Поташов М.Ш., Юдин А.В., Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша **82** (2022).
30. Прието и др. (J.L. Prieto, J. Brimacombe, A.J. Drake, and S. Howerton), *Astrophys. J. Lett.* **763**, L27 (2013).
31. Ралченко и др. (Yu. Ralchenko et al.), *Nist atomic spectra database* (2006).
32. Саха М.Н. (M.N. Saha), *Proceedings of the Royal Society of London* **99**, 135 (1921).
33. Скиннер и др. (M.A. Skinner, J.C. Dolence, A. Burrows, D. Radice, and D. Vartanyan), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **241**, 7 (2019).
34. Соболев В.В., *Движущиеся оболочки звезд* (Ленинград: Изд. и тип. Изд-ва Ленингр. гос. ордена Ленина ун-та, 1947).
35. Сорокина, Блинников (E.I. Sorokina and S.I. Blinnikov), arXiv preprint astro-ph/0212187 (2002).
36. Урвачев и др. (E. Urvachev, D. Shidlovski, N. Tominaga, S. Glazyrin, and S. Blinnikov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **256**, 8 (2021).
37. Урвачев, Глазырин (E. Urvachev and S. Glazyrin), *Math. Model. Comput. Simulat.* **14**, 633 (2022).
38. Урвачев Е.М., Блинников С.И., Глазырин С.И., Письма в Астрон. журн. **48**, 24 (2022) [E.M. Urvachev et al., *Astron. Lett.* **48**, 20 (2022)].
39. Фрэнд, Кастор (D.B. Friend and J.I. Castor), *Astrophys. J.* **272**, 259 (1983).
40. Чугай Н.Н., Письма в Астрон. журн. **48**, 562 (2022) [N.N. Chugai, *Astron. Lett.* **48**, 442 (2022)].
41. Шевалье, Блондин (R. Chevalier and J.M. Blondin), *Astrophys. J.* **444**, 312 (1995).