

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСИММЕТРИЧНЫХ СЦЕНАРИЕВ СВЕРХНОВЫХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ДИСКА

© 2024 г. Е. М. Урвачев^{а,б,с,*}^аВсероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия^бНИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия^сИнститут динамики геосфер им. ак. М.А. Садовского РАН, Москва, Россия

*e-mail: urvachevyegor@gmail.com

Поступила в редакцию 17.04.2024 г.

После доработки 15.05.2024 г.

Принята к публикации 25.05.2024 г.

Поле излучения от многомерного плазменного образования может обладать значительной долей асимметрии. Часто для нахождения светимости такого объекта используют одномерные модели с учетом различных поправочных коэффициентов несферичности. В работе представлена модель определения светимости асимметричных плазменных образований на основе согласованных многомерных радиационно-гидродинамических расчетов на примере сценариев сверхновых с наличием экваториального диска. Проведено сравнение с данными наблюдений сверхновой SN2009ip. Определены болометрические кривые светимости при наблюдении такого объекта в плоскости диска и с полюса. Сделан вывод о невозможности описания многомерной структуры поля излучения в рамках одномерной модели с поправочными коэффициентами – требуется проведение полного трехмерного моделирования.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, радиационная гидродинамика, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0367292124070062, **EDN:** OJEZAC

1. ВВЕДЕНИЕ

Существенно многомерной и асимметричной структурой обладает значительное число экспериментов физики плазмы. Трудно согласованно описать в рамках одномерного приближения, например, истечение струи в ионосферу при проведении активного геофизического ракетного эксперимента (АГРЭ) [1–3], лабораторные плазменные джеты [4–8], Z-пинчи [9–14], взрывы астероидов и падение комет [15–17], разряды молний [18–20] и многие другие явления [21–23]. Оценку наблюдаемых характеристик при этом обычно делают не напрямую из расчета, а на стадии постобработки результатов, как, например, в работах [24, 25]. Поскольку при таком подходе находится стационарная картина поля излучения, то он может привести к ошибкам, в особенности при быстрых изменениях светимости объекта.

Наиболее остро необходимость учитывать нестационарность поля излучения стоит при моделировании астрофизических объектов. Жизненный цикл некоторых звезд завершается вспышкой сверхновой [26–30]. Прекращение термоядерных реакций в центре звезды приводит к стремительному сжатию звезды к центру – коллапсу ядра, поскольку уже нет сил, которые могут компенсировать гравитационную. Процессы, происходящие при коллапсе, приводят в конечном итоге к выходу ударной волны на поверхность звезды, что сопровождается короткой, но очень яркой вспышкой (shock breakout в терминологии англоязычных публикаций) [31, 32]. Такой процесс невозможно описать в рамках стационарного приближения для переноса излучения [33–35]. Отметим, что другим возможным типом сверхновых, помимо коллапсирующих, являются сверхновые в результате термоядерного взрыва [36, 37].

Структура сверхновых может быть существенно многомерной. Сферическая симметрия может теряться из-за развития разнообразных неустойчивостей [38–40]. Кроме этого, асимметрия может быть изначально заложена в систему [41–43]. Наблюдаемая светимость таких объектов может значительно отличаться при наблюдении под различными углами. Вместе с тем, подавляющее большинство исследований в мировой литературе до сих пор проводится в рамках одномерных приближений (см., например, [44–47]). При описании существенно многомерной системы при этом обычно рассматривают усредненную по углам модель [40, 48], а иногда и вводят дополнительные поправочные коэффициенты несферичности [49]. Разумеется, такой подход не является полностью обоснованным и может приводить к значительным ошибкам. Использование же многомерных радиационно-гидродинамических кодов для астрофизических исследований позволит найти наблюдаемые потоки излучения под различными углами более согласованно. В настоящей статье демонстрируется возможность использования многомерного параллельного кода front [38, 50] для решения такого класса задач.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В коде front реализована многомерная система эйлеровой гидродинамики с учетом переноса излучения. При этом все параметры поля излучения предполагаются измеренными в сопутствующей системе отсчета, движущейся со скоростью вещества относительно неподвижного наблюдателя. В случае, когда коэффициент непрозрачности κ не зависит от частоты излучения, решаемая система уравнений имеет вид [51–53]

$$\partial_t \rho + \partial_i (\rho v_i) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho v_j) + \partial_i (\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = G_i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} \right) + \partial_i \left[\left(\rho e + \rho \frac{v^2}{2} + p \right) v_i \right] = \\ = cG^0 + v_i G_i, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\partial_t U + \partial_i (F_i + v_i U) + P_{ij} \partial_j v_i = -cG^0, \quad (4)$$

$$\partial_t F_j + \partial_i (c^2 P_{ij} + v_i F_j) + F_i \partial_j v_i = -c^2 G_j, \quad (5)$$

$$G^0 = \kappa (U - aT^4), \quad (6)$$

$$G_j = \kappa \frac{F_j}{c}, \quad (7)$$

где ρ , p , e — плотность, давление и удельная внутренняя энергия вещества, δ_{ij} — дельта-символ Кронекера, U , F , P_{ij} — плотность энергии, поток и тензор давления излучения соответственно, v_i — скорость вещества, а c — скорость света, $a = 8\pi^5 k_B^4 / 15h^3 c^3$ — радиационная постоянная (k_B — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка), T — температура вещества.

Для замыкания системы уравнений (4) и (5) используется М1-приближение [54, 55], являющееся интерполяцией между случаем изотропного поля излучения и режима направленного луча света

$$P_{ij} = D_{ij} U, \quad (8)$$

$$D_{ij} = \frac{1-\xi}{2} \delta_{ij} + \frac{3\xi-1}{2} n_i n_j, \quad (9)$$

$$\xi = \frac{3+4f^2}{5+2\sqrt{4-3f^2}}, \quad (10)$$

$$f = \frac{|F|}{cU}, \quad n_i = \frac{F_i}{|F|}.$$

За счет учета режима направленного излучения М1-приближение является более точным по сравнению с часто используемым диффузионным приближением с ограничителем потока (FLD — Flux Limited Diffusion) [56–58]. Диффузионные модели основаны на предположении, что излучение практически изотропно, что является хорошим приближением при малых пробегах. В случае переменной оптической толщины привлекательнее пользоваться уже М1-приближением, которое учитывает анизотропию излучения. Например, в рамках М1-приближения, в отличие от FLD-приближения, корректно воспроизводится образование тени за оптически толстой средой [59, 60]. Кроме этого, возникающая при использовании М1-приближения гиперболическая система уравнений может быть эффективно решена на высокопроизводительных вычислительных кластерах с помощью подходов, хорошо зарекомендовавших себя в гидродинамике [61].

Тем не менее в М1-модели для переноса излучения два различных луча света будут взаимодействовать друг с другом из-за локальности ее замыкания. Это проявляется в нефизичном увеличении плотности энергии излучения в области

взаимодействия потоков от двух независимых источников. Такую особенность M1-приближения необходимо учитывать при моделировании соответствующего класса задач, либо же использовать более сложные и ресурсоемкие методы [38, 62].

Система (1)–(5) решается с помощью явной схемы годуновского типа с использованием приближенных римановских решателей, как для гидродинамики, так и для переноса излучения. Технические детали реализации подробно изложены в [61, 63].

В качестве объекта исследования выберем сверхновую SN2009ip. Эта сверхновая относится к типу II_n [64, 65] с наличием в спектре узких линий на широкой подложке. Такое поведение спектра может объясняться наличием нескольких выбросов вещества от сверхновой. Более быстрый и сильный выброс, объясняющий широкие линии, сталкивается с медленно летящим предыдущим выбросом — «ветром», который и объясняет узкие линии [66–68].

Предшествующие основной вспышке сверхновой выбросы вещества могут объясняться пульсационной неустойчивостью звезды, когда она сбрасывает часть своей оболочки, но при этом взрыва сверхновой не происходит [69–71]. Такой механизм за счет эффективного преобразования кинетической энергии выбросов в излучение может объяснять самые яркие сверхновые — сверхмощные сверхновые [72].

Выбросы вещества на стадии предсверхновой могут приводить к различным асимметриям в структуре системы. Предшествующий основному взрыву сверхновой выброс массы может привести к образованию диска в экваториальной плоскости, например, из-за наличия в системе звезды-компаньона [73–75]. По данным спектральных наблюдений широких линий SN2009ip были высказаны гипотезы о наличии в системе плотного экваториального диска [49, 76]. Ударная волна по такому диску будет бежать медленнее, чем по менее плотному околозвездному веществу [77], что, в свою очередь, повлияет на наблюдаемые характеристики.

Ранее для SN2009ip была разработана модель [61, 78], объясняющую максимум светимости сверхновой в районе 20 сентября 2012 года. При этом предполагалось, что сферически-симметричная предсверхновая состоит из гидростатического ядра, имеющего политропную структуру с зависимостью температура-плотность

$T \sim \rho^{1/2}$, солнечной массы $M_{\odot}$ и радиусом $700R_{\odot}$ солнечных. Ядро окружено областью ветра, размерами $700R_{\odot} \leq r \leq 10^5 R_{\odot}$, с суммарной массой $0.3M_{\odot}$ и законом падения плотности $\rho \sim 1/r^3$. На рис. 1 изображены начальные профили плотности и температуры в сферически-симметричной модели SN2009ip. Взрыв моделировался с помощью сценария «тепловой бомбы» — выделения энергии 10^{51} эрг в небольшой центральной области в течении первых 10 с. Начальный этап после взрыва был промоделирован с помощью одномерного лагранжевого радиационно-гидродинамического кода stella [34]. На момент времени $t \approx 2$ дня после взрыва профили всех физических величин были экспортированы в эйлеров код front.

Введем в модель SN2009ip экваториальный диск следующим образом:

$$\rho_d(r, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(r, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(R), \quad (11)$$

при $R = \sqrt{r^2 + z^2} \geq L_d = 10^{15}$ см и $r/R \geq \cos \alpha_d$, где $\alpha_d = 10^\circ$ — угол раствора диска, а $\rho_{\text{csm}}(R)$ — профиль плотности околозвездного вещества в изначальной модели. При этом рассмотрим три модели: с $f_d = 1$ (аналог сферически-симметричного случая), $f_d = 10$ и $f_d = 100$. Разумеется, более детальное и реалистичное описание диска требуется учета вопросов звездной эволюции. Тем не менее даже модельная постановка поможет сделать вывод об угловых зависимостях наблюдаемых величин.

Основным процессом, вносящим вклад в непрозрачность вещества при астрофизических условиях является томпсоновское рассеяние. Поскольку можно считать, что в таком случае коэффициент непрозрачности $\kappa = 0.2$ см²/г не зависит от частоты, то будем пользоваться приближением серой непрозрачности. Такое приближение хорошо зарекомендовало себя при описании болометрических кривых блеска сверхновых [63, 77]. Также для простоты используется уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 5/3$ и $\mu = 0.879$, что соответствует полностью ионизованной смеси водорода и гелия с небольшой примесью металлов [61].

3. ДВУМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Перейдем к описанию результатов радиационно-гидродинамических расчетов модели

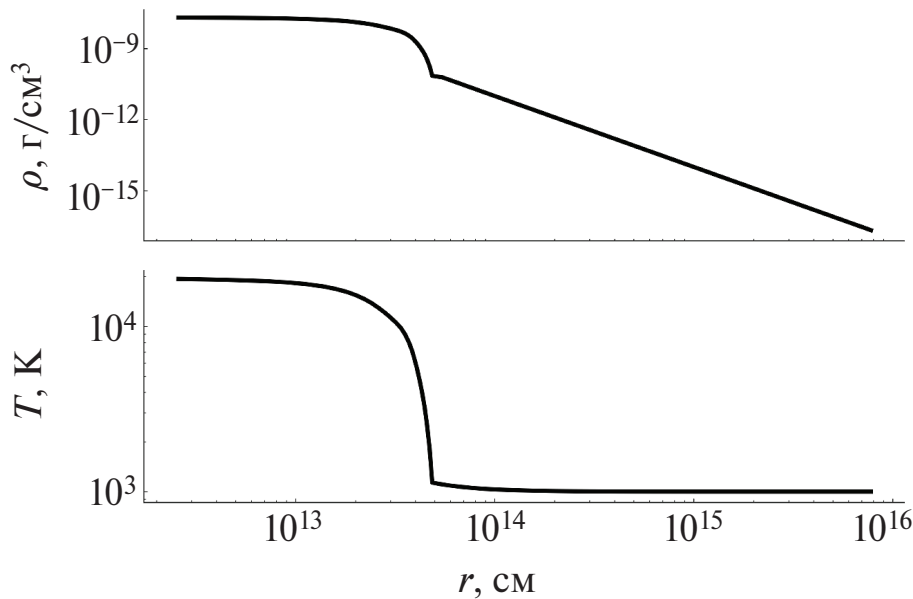


Рис. 1. Профили начальной плотности ρ и температуры T в сферически-симметричной модели SN2009ip [61, 78].

SN2009ip с экваториальным диском. Моделирование проводилось на равномерной двумерной сетке в RZ -цилиндрической геометрии с числом ячеек вдоль каждой из осей $N_r = 4096$ и $N_z = 8192$ и размерами $[0; L] \times [-L; L]$, где $L = 7.78 \cdot 10^{15}$ см. На внутренней границе оси R предполагаются граничные условия стенки, а на всех остальных границах — свободные условия. В области, где $R = \sqrt{r^2 + z^2} > L$, задавалась плотность $\rho = 10^{-9} \rho_{\text{csm}}(L)$ для моделирования низкоплотной околосредной среды [61]. Из профилей плотности, представленных на рис. 2 на момент времени $t = 50$ дней, хорошо видно, что чем плотнее вещество диска, тем ударная волна по нему бежит медленнее, чем по менее плотному околосредному веществу. В возникающем из-за сильного охлаждения плотном слое в районе экваториального диска при $f_d = 100$ начинают развиваться возмущения из-за комбинации неустойчивостей Рэлея—Тейлора и Вишняка [39, 79].

Локальную светимость в каждой точке можно определить как

$$L(r, z) = 4\pi(r^2 + z^2) \sqrt{F_r^2 + F_z^2}. \quad (12)$$

Из профилей светимости, также изображенных на рис. 2, видно, что развивающиеся неустойчивости не влияют на светимость ближе к границе счетной области. Кроме этого, начиная с определенного радиуса $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, когда уже

вещество становится оптически прозрачным, светимость выходит на постоянную величину. Таким образом, наблюдаемую болометрическую светимость в зависимости от угла θ можно оценить как [79]

$$L_{\text{obs}}(\theta) = L(R_{\text{max}} \cos \theta, R_{\text{max}} \sin \theta), \quad (13)$$

где $R_{\text{max}} = 7 \cdot 10^{15}$ см. Найденные болометрические кривые светимости под различными углами наблюдения для модели SN2009ip без диска, а также для моделей с диском при $f_d = 10$ и $f_f = 100$ изображены на рис. 3. Стоит отметить, что вместо углов наблюдения 0° и 90° были выбраны углы 5° и 85° для исключения влияния численного карбункул-эффекта вдоль координатных осей [80, 81]. Также для каждого случая приводятся кривые светимости, найденные из расчетов одномерных сферизованных моделей с аналогичным пространственным разрешением. Усреднение при этом проводилось следующим образом:

$$\rho(R) = \rho_{\text{csm}}(R) \frac{f_d \alpha_d + (90^\circ - \alpha_d)}{90^\circ}. \quad (14)$$

Для модели без диска наблюдаемые светимости под различными углами идентичны и совпадают с одномерным расчетом. Такая модель является тестом корректности реализации методики оценки наблюдаемой светимости.

Оцениваемая в плоскости диска (при наблюдении под углом 5°) светимость оказывается гораздо меньшей, чем при наблюдении под углами,

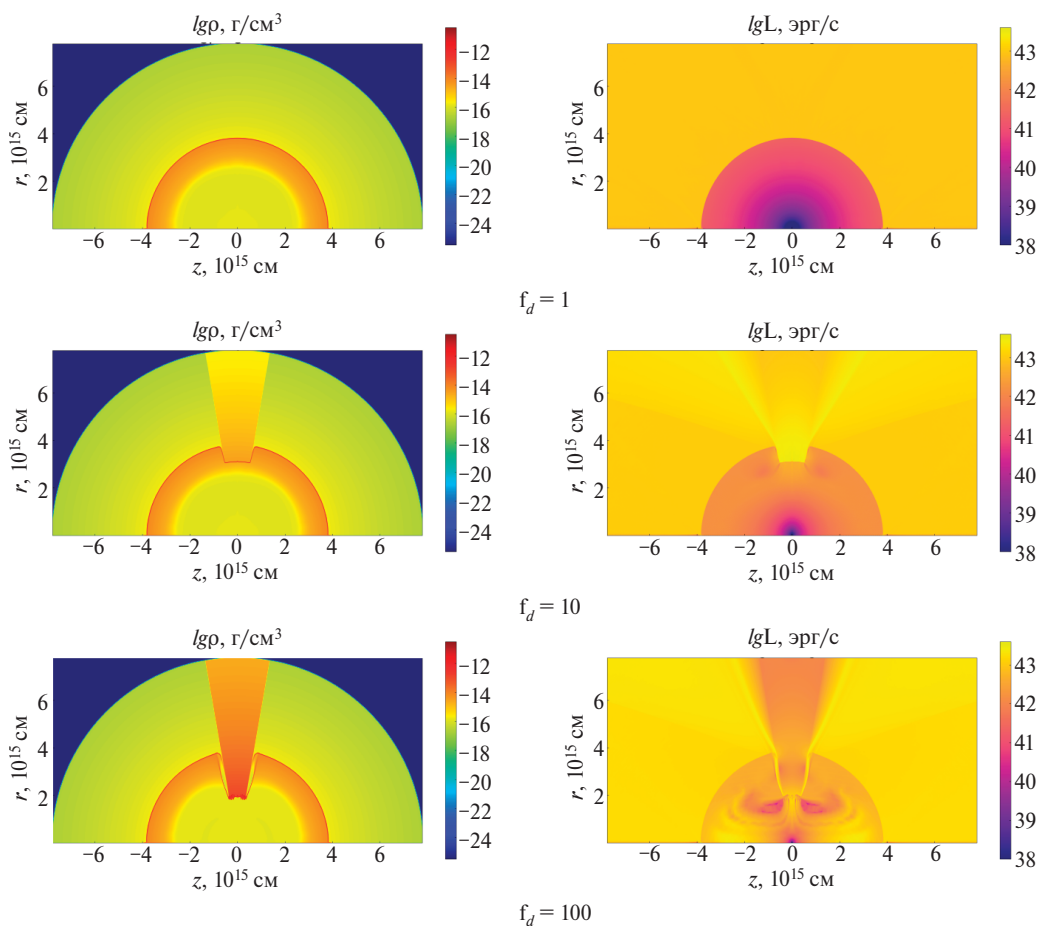


Рис. 2. Профили плотности ρ и локальной светимости L на момент времени $t = 50$ дней для различных моделей SN2009ip (без диска с $f_d = 1$ и с диском с $f_d = 10$ и $f_d = 100$) в двумерных расчетах в RZ -цилиндрической геометрии (число ячеек 4096×8192).

большими угла раствора диска. Такое поведение связано с некоторым недостатком используемой методики [79], поскольку в оценке светимости участвуют лишь радиальные лучи. Указанного недостатка можно избежать при проведении трехмерных расчетов.

Для модели с плотностью диска, в 10 раз превышающей фоновую, было показано, что болометрическая кривая светимости под углами наблюдения, превышающими угол раствора диска, может быть неплохо описана в рамках одномерной, усредненной по углу модели. При более плотном диске (с плотностью в 100 раз больше фоновой) для описания хвоста кривой светимости в рамках одномерной модели по аналогии с работой [49] потребуются введение поправочного коэффициента $f_{1D} = 0.5$, на который необходимо умножить светимость, полученную в одномерном расчете. Вместе с тем, даже введение поправочных коэффициентов не по-

зволит описать первый пик светимости в рамках одномерной сферизованной модели.

Окончательный вывод касательно характера светимости можно будет сделать на основе трехмерных расчетов, результаты которых, а также сравнение с данными реальных наблюдений SN2009ip будут приведены ниже.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СХОДИМОСТИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Одним из важных вопросов при проведении численного моделирования является сходимость найденного решения. В рассматриваемой задаче при прохождении сильной ударной волны в системе образуется тонкий плотный слой. Скачок плотности при этом может на несколько порядков превышать предельное сжатие на фронте сильной адиабатической ударной волны [38, 82, 83]. Для разрешения детальной структуры такого слоя уже

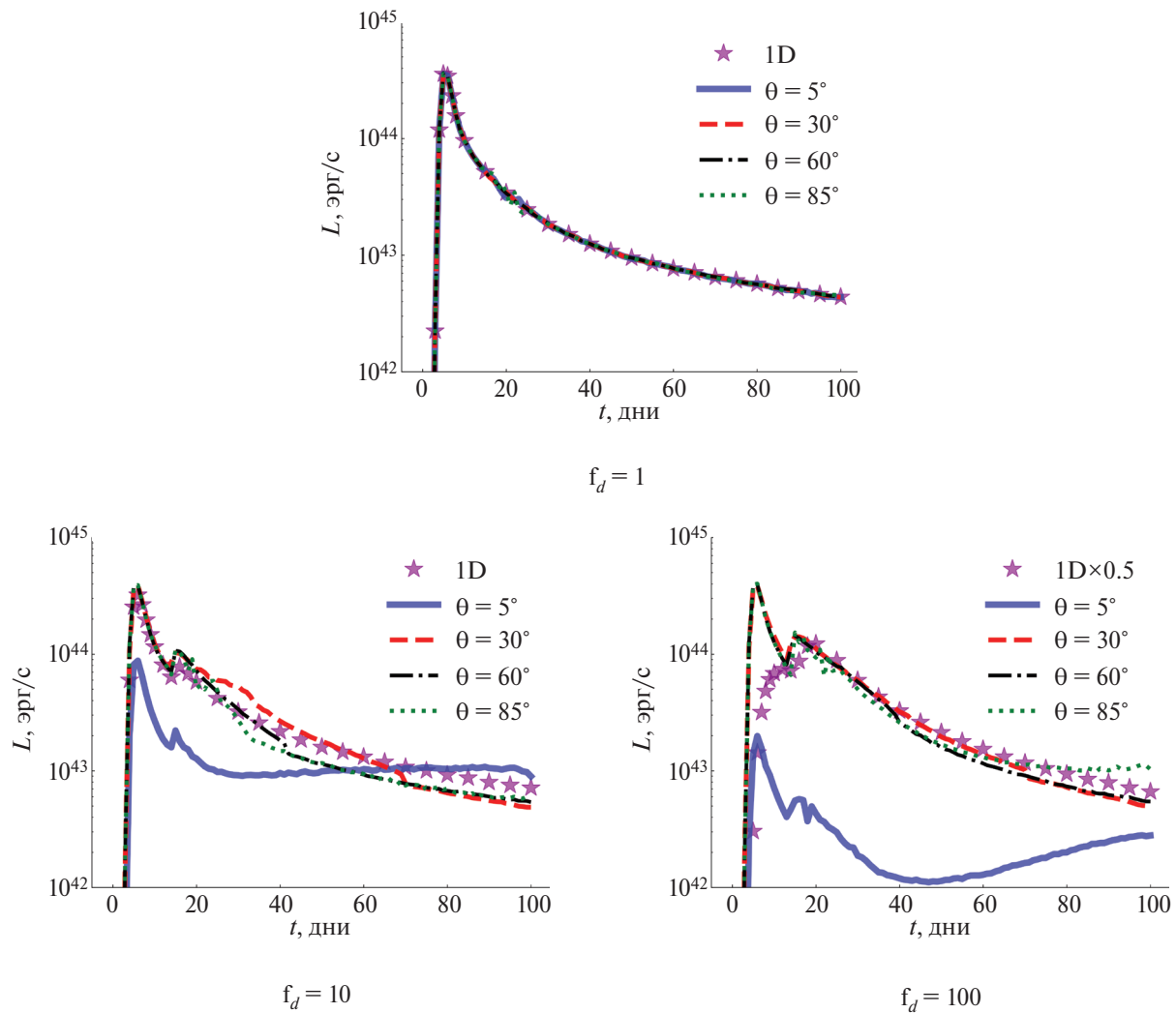


Рис. 3. Болومترические кривые светимости для различных моделей SN2009ip (без диска с $f_d = 1$ и с диском с $f_d = 10$ и $f_d = 100$) при наблюдении под различными углами, вычисленные на основе двумерного расчета в RZ -цилиндрической геометрии. Также приводится светимость для аналогичных одномерных сферизованных моделей.

в одномерии может понадобиться порядка нескольких миллионов ячеек, как в случае плотных слоев в остатках сверхновых [39, 84]. Проведение же многомерного расчета с аналогичным разрешением не представляется возможным для современных вычислительных комплексов даже самой высокой производительности.

Чем лучше пространственное разрешение, тем ниже будет численная вязкость. Это приведет к более высокой плотности в области плотного тонкого слоя. Кроме этого, в плотном слое могут развиваться разнообразные неустойчивости [38, 39, 85, 86]. В таком случае крайне трудно, а порою и невозможно, достичь локальной сходимости по всем физическим величинам. Вместо этого имеет

смысл говорить о сходимости по некоторым интегральным величинам.

В случае сверхновых одной из главных характеристик является ее светимость. На рис. 4 изображены кривые блеска, найденные из одномерных расчетов модели SN2009ip без диска с различным пространственным разрешением. Начиная с $N_r = 1024$ ячеек вдоль радиуса болومترическая светимость уже выходит на сходимость. При худшем же пространственном разрешении основная динамика кривой блеска описывается также корректно, но уже не столь детально. Таким образом, качественно верные результаты в трехмерных расчетах уже можно получить при $N = 256$ ячейках вдоль каждой из полуосей.

Другой интегральной характеристикой может являться положение плотного тонкого слоя на различные моменты времени, т. е. его динамика. На рис. 4 также изображены усредненные по $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ профили плотности на момент времени $t = 50$ дней, найденные из двумерных расчетов в RZ-цилиндрической геометрии модели SN2009ip без диска с различным пространственным разрешением. Чем лучше пространственное разрешение, тем сильнее сжатие вещества в области тонкого слоя. Тем не менее, его положение не зависит от используемого для расчета числа ячеек.

Проведенное исследование сходимости показывает справедливость выводов, сделанных в предыдущем разделе на основе расчетов на двумерной сетке с $N_r = 4096$ и $N_z = 8192$. Также сделанные выводы позволяют оценить минимальное число ячеек, необходимых для корректного описания кривой блеска при проведении трехмерных расчетов. Для представления необходимых вычислительных ресурсов параметры проведенных многомерных расчетов представлены в сводной табл. 1. Временной шаг во всех расчетах выбирался на основе критерия Куранта [87] с $C_{\text{eff}} = 0.25$. В этом случае шаг зависит только пространственного разрешения, поэтому для моделей с разным f_d время счета до момента времени $t = 100$ дней практически не отличается.

Представленные результаты указывают на главный недостаток многомерных расчетов, в особенности трехмерных — они требуют огромное количество вычислительных мощностей.

Кроме этого, многомерные исследования часто требуют проведения серии численных экспериментов, в том числе, из-за необходимости работы по модификации исходной модели. Тем не менее проведение трехмерного согласованного радиационно-гидродинамического моделирования астрофизических объектов в высокой степени целесообразно. Такого рода предсказательные расчеты взаимосвязанных разномасштабных явлений необходимы для получения новых знаний и для полноценного сравнительного анализа расчетных результатов с данными наблюдений.

5. ТРЕХМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ В ДЕКАРТОВОЙ ГЕОМЕТРИИ

Многомерный параллельный код *front* позволяет проводить трехмерные расчеты. Такие расчеты будут более согласованными, поскольку позволят найти полный выходящий поток через границу области напрямую. Введем в ранее рассмотренную модель экваториальный диск теперь уже в рамках декартовой геометрии

$$\rho_d(x, y, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(x, y, z) = f_d \rho_{\text{csm}}(R), \quad (15)$$

при $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \geq L_d = 10^{15}$ см

и $\sqrt{x^2 + y^2} / R \geq \cos \alpha_d$, где $\alpha_d = 10^\circ$ — угол раствора диска. При этом также как и в двумерном случае будем рассматривать три модели с $f_d = 1$ (аналог сферически-симметричной модели), $f_d = 10$ и $f_d = 100$.

Трехмерные расчеты проводились на равномерной сетке с декартовой геометрией и числом

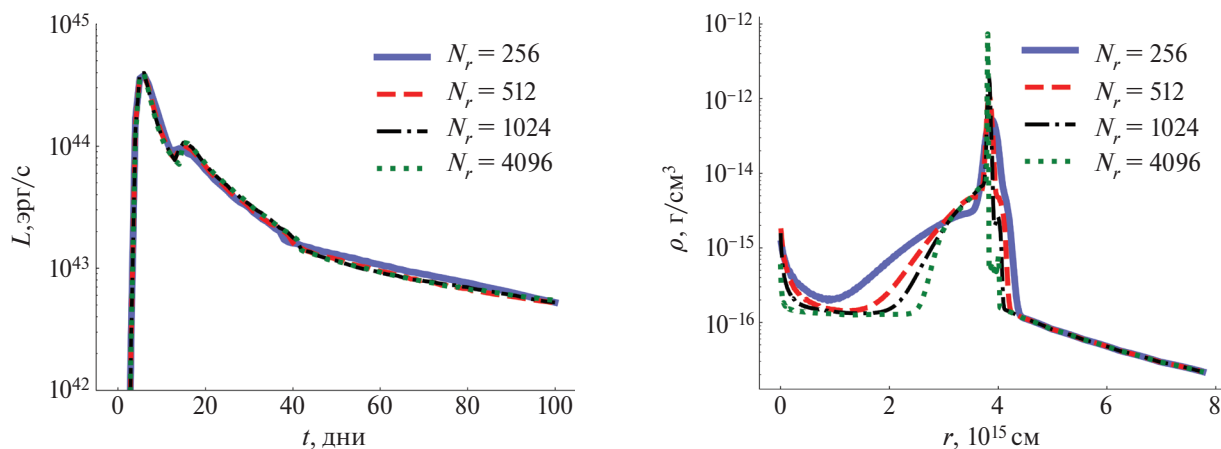


Рис. 4. Болометрические кривые светимости L , найденные из одномерных расчетов, а также усредненные по $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ профили плотности на момент времени $t = 50$ дней, найденные из двумерных расчетов в RZ-цилиндрической геометрии, для модели SN2009ip без диска при различном пространственном разрешении.

Таблица 1. Параметры проведенных расчетов многомерным параллельным кодом front

Размерность	Геометрия	Число ячеек	Процессорное время, тыс. час.
1D	сферическая	256	$0.04 \cdot 10^{-3}$
		512	$0.11 \cdot 10^{-3}$
		1024	$0.45 \cdot 10^{-3}$
		2048	$1.72 \cdot 10^{-3}$
		4096	$6.81 \cdot 10^{-3}$
2D	RZ-цилиндрическая	256×512	0.05
		512×1024	0.34
		1024×2048	2.13
		2048×4096	21.1
		4096×8192	169.8
3D	декартова	512^3	96.0
		1024^3	626.1
		2048^3	3113.0

ячеек вдоль каждой из осей $N_x = N_y = N_z = 512$ и размерами $[-L; L] \times [-L; L] \times [-L; L]$. Важно отметить, что на вычислительную сетку была отображена вся модель, а не 1/8 ее часть. Таким образом можно согласованно получить поток выходящего из области излучения без каких-либо предположений. Граничные условия при этом предполагались свободными.

Характерную динамику такой системы с диском можно увидеть на рис. 5, на котором изображены профили плотности на момент времени $t = 50$ дней. Как и в двумерном случае хорошо заметна разная скорость распространения ударной волны по диску и по менее плотному веществу.

M1-приближение для переноса излучения позволяет получить компоненты потока излучения F_x, F_y, F_z вдоль координатных осей напрямую из расчета. Тогда светимость вдоль определенного направления можно найти как $L_{x,y,z} = S_{x,y,z} F_{x,y,z}$, где $S_{x,y,z}$ — площадь границы области перпендикулярной рассматриваемому направлению, а $F_{x,y,z}$ — усредненная по всем граничным ячейкам соответствующая компонента потока.

На рис. 6 изображены найденные болометрические кривые светимости L_x и L_z при наблюдении вдоль осей x и z для случаев $f_d = 1$, $f_d = 10$ и $f_d = 100$ соответственно. Для сравнения с кривыми светимости, определенными по методике [79] на основе двумерных расчетов, $L_{x,z}$ необходимо умножить на 2π , т.е. найти изотроп-

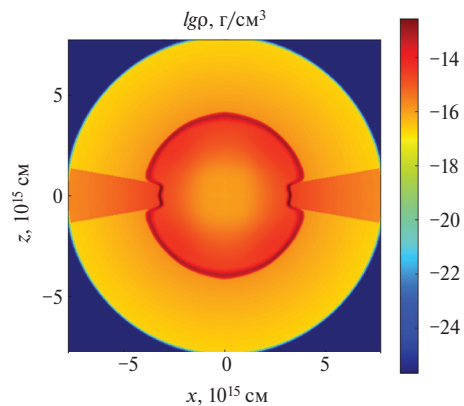


Рис. 5. Профили плотности (срез xz вдоль плоскости $y = 0$) на момент времени $t = 50$ дней в модели SN2009ip с диском с $f_d = 10$ в трехмерном расчете (число ячеек 512^3).

ную светимость. Для случая $f_d = 1$ (аналог сферически симметричной модели) светимости L_x и L_z совпадают как между собой, так и результатами, определенными из двумерного расчета. При этом светимость L_z не подвержена влиянию карбункул-возмущения как $L(\theta = 85^\circ)$, поскольку определяется на основе множества лучей, а не одного.

Для системы с диском при $f_d = 10$ и $f_d = 100$ методика [79] дает предсказание для $L(\theta = 5^\circ)$ полностью отличающееся от L_x . При наблюдении такой системы в плоскости диска основной вклад в полную светимость будут давать области вне диска, которые никак не учитываются в методе [79]. В трехмерных же расчетах кодом front учитываются все области, дающие поток через границу

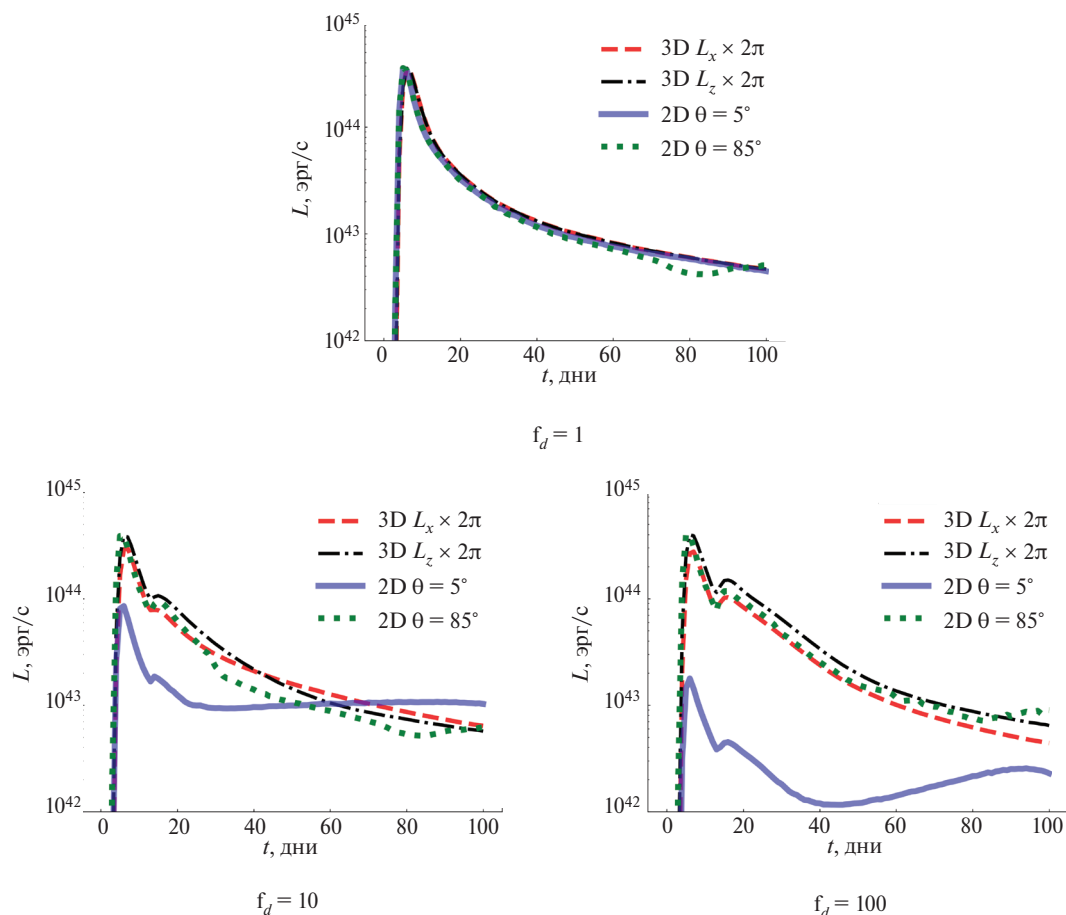


Рис. 6. Болومترические кривые светимости L_x и L_z вдоль осей x и z для различных моделей SN2009ip (без диска с $f_d = 1$ и с диском с $f_d = 10$ и $f_d = 100$), определенные из трехмерных расчетов. Также изображены кривые светимости при наблюдении в плоскости диска ($\theta = 5^\circ$) и с полюса ($\theta = 85^\circ$), определенные по методике [79] на основе двумерных расчетов.

счетной области. Таким образом, одним из возможных способов для более корректной оценки наблюдаемых потоков является продемонстрированная методика на базе трехмерных расчетов.

6. АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА

Самым важным этапом исследования является проведение сравнения с данными реальных наблюдений объекта. На рис. 7 представлены кривые светимости в модели с диском и $f_d = 100$, рассчитанные на основе двумерного и трехмерного, а также одномерного сферизованного расчетов. На рис. 7 также представлена полная наблюдаемая болومترическая кривая блеска SN2009ip по данным [64], состоящая из двух максимумов: в районе августа и сентября 2012 года. Модель, взятая за основу в настоящей статье, изначально была создана для описания сверхно-

вой в районе 24 сентября [78]. В настоящей статье мы также сосредоточимся на основном максимуме светимости сверхновой.

Наилучшее совпадение с данными наблюдений показывает светимость из одномерного сферизованного расчета, умноженная на коэффициент несферичности $f_{ID} = 0.05$, что полностью согласуется с результатами, полученными в работе [49]. Разумеется, использованная в одномерном исследовании [49] модель несколько лучше описывает наблюдаемые данные. Тем не менее болومترическая кривая блеска, определенная на основе одномерного расчета отличается на порядок, по сравнению со светимостью, определенной на основе более согласованных многомерных расчетов. Кроме этого, значительно различается и форма максимума светимости сверхновой, поэтому введение коэффициентов несферичности не позволит полноценно описать многомерную струк-

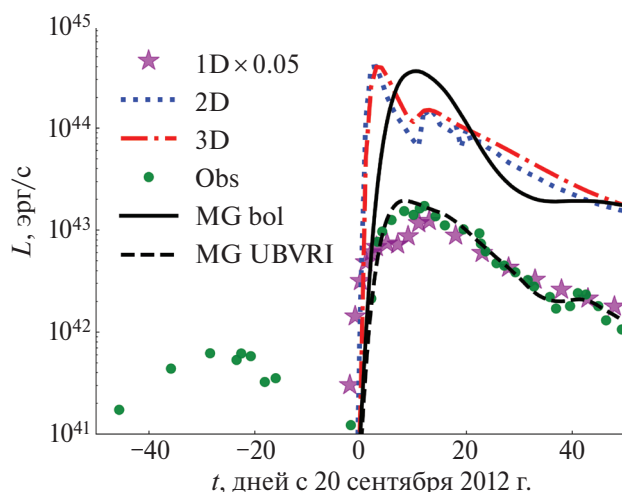


Рис. 7. Болометрические кривые светимости модели SN2009ip с диском с $f_d = 100$ при наблюдении с полюса, определенные на основе многомерных и одномерного сферизованного расчетов. Наблюдаемые данные из работы [64] изображены черными точками. Также изображены полная болометрическая светимость и светимость в диапазоне UBVRi, полученные в рамках сферически-симметричной многогрупповой модели (MG) в работе [88].

туру в рамках одномерного расчета. Противоречий с наблюдаемыми данными при этом нет. Используемая в настоящей статье модель сверхновой основана на ударно-волновом взаимодействии. В результате основной поток излучения будет исходить в мягком рентгене и экстремальном ультрафиолете (диапазон XEUV 0.15–124 нм), которые мы наблюдать не можем. Наблюдаемая кривая блеска [64] основана на чернотельной аппроксимации и не может учесть диапазон XEUV. Поэтому более корректно сравнивать с данными наблюдений не полную болометрику из расчетов, а наблюдаемую (диапазон UBVRi 320–900 нм), как в спектральных расчетах в работе [88].

Для корректного нахождения кривой блеска в диапазоне UBVRi необходимо проведение многогрупповых расчетов с учетом модели реалистичной непрозрачности. Поэтому для демонстрации на рис. 7 изображена светимость в диапазоне UBVRi, полученная в многогрупповой сферически-симметричной модели в работе [88]. Эта кривая блеска лучше описывает данные наблюдений, чем одномерная сферизованная модель с диском, в особенности в районе роста и максимума светимости. При этом стоит отметить, что такого совпадения в работе [88] удалось добиться за счет использования более

сложной модели — с учетом переменной ионизации, спектральной зависимости коэффициента непрозрачности, эффекта непрозрачности при расширении. Тем не менее полная болометрическая кривая светимости в модели [88] также более чем на порядок превосходит наблюдаемые значения, что подтверждает корректность полученных кривых блеска в рамках многомерных расчетов. Стоит заметить, что при построении моделей, в которых с наблюдаемыми данными будет совпадать все же полная болометрика, можно столкнуться с противоречиями с типичными параметрами ударно-волновых сверхновых.

Дополнительно отметим, что светимость в моделях с диском при углах наблюдения, превышающих угол раствора диска, имеет двухпиковую структуру. Такое поведение косвенно указывает на возможность объяснения в рамках такой модели сразу обоих этапов роста светимости SN2009ip в 2012 г. при варьировании параметров диска, а также небольших «горбов» на этапе падения светимости. Разработка трехмерной многогрупповой модели SN2009ip с учетом наличия диска, хорошо описывающей наблюдения в спектральном диапазоне UBVRi, будет является предметом будущих исследований.

В рамках M1-приближения напрямую из расчета известны лишь компоненты потока вдоль координатных осей. Для нахождения потока при наблюдении под произвольным углом необходимо проводить процедуру восстановления диаграммы направленности излучения. Кроме этого, можно пользоваться методами для переноса излучения, хранящими более подробную информацию о поле излучения, например, кодом shdom [38, 89–91].

В качестве альтернативного подхода можно проводить трехмерное моделирование в рамках M1-приближения с повернутым под нужным углом объектом. На рис. 8 изображены профили плотности на момент времени $t = 50$ дней в расчете с повернутым диском под углом $\varphi = 45^\circ$ относительно оси x . В этом случае поток F_z вдоль оси z будет эквивалентен потоку под углом $\theta = 45^\circ$ в исходной системе. Такой подход также позволит получать наблюдаемые изображения объекта напрямую из расчета, без проведения процедуры постобработки. На рис. 8 изображен и поток излучения F_z на границе области. При этом видно, что наиболее яркой будет область на краю плотного диска. Отметим, что для демонстрации возможностей кода front данный

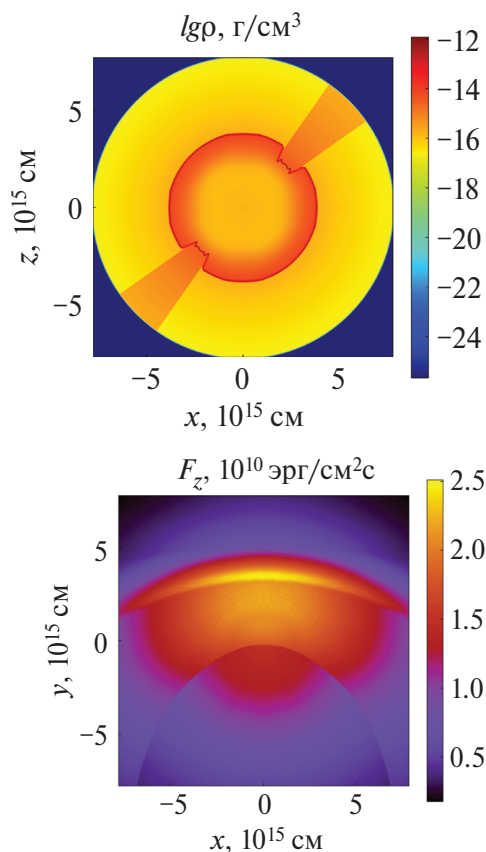


Рис. 8. Профили плотности ρ (срез xz вдоль плоскости $y = 0$) и поток излучения F_z вдоль оси z на границе счетной области (срез xy вдоль плоскости $y = L_{\max}$) на момент времени $t = 50$ дней в модели SN2009ip с повернутым на угол 45° диском с $f_d = 10$ в трехмерном расчете (число ячеек 2048^3).

расчет был выполнен при рекордном для кода пространственном разрешении 2048^3 (порядка 8 миллиардов счетных ячеек). Стоит отметить, что при проведении массовых трехмерных расчетов требования к вычислительной мощности могут быть снижены без сильного ухудшения точности за счет использования неоднородных вычислительных сеток. Кроме этого, неравномерная сетка позволяет моделировать кодом front самые первые стадии развития взрыва сверхновой.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многие явления физики плазмы обладают существенной асимметричной структурой. При наблюдении таких явлений под различными углами, регистрируемые потоки излучения могут существенно различаться. Обычно оценку таких потоков проводят на этапе постобработки результатов многомерных расчетов. В настоящей

статье демонстрируется подход, развитый в параллельном многомерном коде front, позволяющий согласованно находить кривые светимости при наблюдении под различными углами прямо во время расчета.

Для демонстрации был построен ряд многомерных моделей сверхновой SN2009ip, учитывающих наличие в системе плотного экваториального диска. На основе проведенных двумерных радиационно-гидродинамических расчетов найдены угловые зависимости наблюдаемых болометрических кривых блеска. Показано, что при наблюдении объекта под углами, превышающими угол раствора диска, кривая блеска будет иметь двухпиковую структуру. При этом продемонстрировано, что светимость в модели с плотностью диска в 10 раз превышающей фоновую может объясняться в рамках одномерной, усредненной по углу модели. При плотности диска в 100 раз большей фоновой для описания светимости в рамках одномерной модели потребуется введение поправочных коэффициентов несферичности.

Также было проведено трехмерное моделирование рассматриваемых моделей SN2009ip. В мировой литературе для определения угловой зависимости наблюдаемой светимости используют преимущественно результаты двумерных расчетов. Недостатком такого подхода является предсказание всей светимости объекта лишь на основе одного радиального луча. В реальности вклад от различных лучей, исходящих из объекта под углом, равным углу наблюдения, может быть разным. Проведение же трехмерных расчетов позволило определить полный выходящий поток из области напрямую из расчета. По такой методике были определены болометрические кривые светимости при наблюдении объекта в плоскости диска и с полюса. При этом было показано, что оцениваемый по одному радиальному лучу поток излучения при наблюдении объекта в плоскости экваториального диска существенно отличается от полного наблюдаемого потока.

Было проведено сравнение рассчитанных болометрических кривых блеска с результатами наблюдений SN2009ip. Наилучшее совпадение с данными наблюдений показывает светимость из одномерного сферизованного расчета модели с диском с $f_d = 100$ с учетом коэффициента несферичности $f_{1D} = 0.05$. Несмотря на согласие

с результатами, представленными в литературе [49], светимость, определенная из одномерного расчета, как качественно, так и количественно отличается от согласующихся между собой результатов двумерных и трехмерных расчетов. Таким образом, введение коэффициентов несферичности не позволяет в полной мере описать многомерную структуру в рамках одномерного расчета. Кроме этого, с данными наблюдений корректно сравнивать не истинную полную болометрическую светимость, а наблюдаемую (спектральный диапазон UVRI) [88].

Один из описанных трехмерных радиационно-гидродинамических расчетов был проведен с использованием рекордного для кода *front* числа счетных ячеек, который составил порядка 8 миллиардов. Таким образом, была отработана возможность счета кодом *front* на вычислительных кластерах высочайшей производительности. Важно отметить, что развитая методика определения потоков может быть легко обобщена и на уже проводимые спектральные радиационно-гидродинамические расчеты [88] и расчеты с учетом множества плазменных эффектов [92, 93].

Работа по анализу кривых блеска проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Исследование сходимости численного решения выполнено в рамках государственного задания № FMWN-2022-0021. Автор благодарит Глазырина С.И., Лосеву Т.В. и Блинникова С.И. за плодотворные научные дискуссии, Муханова А.Э. за техническую помощь при проведении расчетов, а также анонимных рецензентов за ценные замечания по работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Erlandson R.E., Meng C., Zetzer J.-I.* // J. Spacecraft Rockets. 2004. Т. 41. С. 481482.
2. *Zetser J., Poklad Y.V., Erlandson R.* // Izvestiya, Phys. Solid Earth. 2021. Т. 57. С. 745–760.
3. *Лосева Т., Косарев И., Поклад Ю., Ляхов А., Зецер Ю., Урвачев Е.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 956.
4. *Hsu S., Moser A., Merritt E., Adams C., Dunn J., Brockington S., Case A., Gilmore M. Lynn A., Messer S. и др.* // J. Plasma Phys. 2015. Т. 81. С. 345810201.
5. *Kuzenov V., Ryzhkov S., Frolko P.* // IOP Publishing. 2017. Т. 830. С. 012049.
6. *Roussikh A.G., Artyomov A.P., Zhigalin A.S., Fedynin A.V., Oreshkin V.I.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. Т. 46. С. 3487–3492.
7. *Крауз В., Харрасов А., Ламзин С., Додин А., Мятон В., Ильичев И.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 506.
8. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., Varaksin A.Y.* // Aerospace. 2023. Т. 10. С. 662.
9. *Ryutov D., Derzon M.S., Matzen M.K.* // Rev. Modern Phys. 2000. Т. 72. С. 167.
10. *Haines M.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2011. Т. 53. С. 093001.
11. *Бакишев Ю., Брызгунов В., Вихрев В., Волобуев И., Данько С., Казаков Е., Королев В., Клир Д., Мироненко-Маренков А., Пименов В. и др.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 516–516.
12. *Roussikh A., Zhigalin A., Oreshkin V., Labetskaya N., Chaikovsky S., Batrakov A., Yushkov G. Y., Baksht R.* // Phys. Plasmas. 2014. Т. 21.
13. *Болдарев А., Болховитинов Е., Вичев И., Волков Г., Гасилов В., Грабовский Е., Грицук А., Данько С., Зайцев В., Новиков В. и др.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 195–199.
14. *Александров В., Грабовский Е., Грицук А., Волобуев И., Казаков Е., Калинин Ю., Королев В., Лаухин Я., Медовщиков С., Митрофанов К. и др.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 673–682.
15. *Shuvalov V., Artem'eva N., Kosarev I.* // Internat. J. Impact Engineering. 1999. Т. 23. С. 847–858.
16. *Nemtschinov I., Shuvalov V., Kosarev I., Artem'Eva N., Trubetskaya I., Svetsov V., Ivanov B., Loseva T., Neukum G., Hahn G. и др.* // Planetary Space Sci. 1997. Т. 45. С. 311–326.
17. *Losseva T., Golub A.P., Lyakhov A.N., Kosarev Lil* // JETP Lett. 2016. Т. 103. С. 680–686.
18. *Ripoll J.-F., Zinn J., Jeffery C.A., Colestock P.L.* // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2014. Т. 119. С. 9196–9217.
19. *Syssoev A., Iudin D., Bulatov A., Rakov V.* // J. Geophys. Res.: Atmospheres. 2020. Т. 125. e2019JD031360.
20. *Iudin D.* // Atmospheric Res. 2021. Т. 256. С. 105560.
21. *Nemtschinov I., Artem'ev V., Bergelson V., Khazins V., Orlova T., Rybakov V.* // Shock Waves. 1994. Т. 4. С. 35–40.
22. *Shuvalov V.* // Shock Waves. 1999. Т. 9. С. 381–390.
23. *Bychenkov V.Y., Lobok M. G.* // JETP Lett. 2021. Т. 114. С. 579–584.
24. *Лосева Т., Урвачев Е., Зецер Ю., Ляхов А., Косарев И., Поклад Ю.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 797.
25. *Урвачев Е., Лосева Т., Ляхов А., Зецер Ю.* // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 1118–1126.
26. *Sugimoto D., Nomoto K.* // Space Sci. Rev. 1980. Т. 25. С. 155.
27. *Bethe H. A.* // Rev. Modern Phys. 1990. Т. 62. С. 801.
28. *Brown G.E., Bethe H.A., Baym G.* // Nuclear Phys. A. 1982. Т. 375. С. 481.
29. *Filippenko A. V.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1997. Т. 35. С. 309.

30. Woosley S.E., Heger A., Weaver T.A. // *Rev. Modern Phys.* 2002. T. 74. C. 1015.
31. Woosley S., Janka T. // *Nature Phys.* 2005. T. 1. C. 147.
32. Janka H.-T., Langanke K., Marek A., Martinez-Pinedo G., Muller B. // *Phys. Reps.* 2007. T. 442. C. 38.
33. Blinnikov S.I., Bartunov O. // *Astron. Astrophys.* 1993. T. 273. C. 106.
34. Blinnikov S., Eastman R., Bartunov O., Popolitov V., Woosley S. // *Astrophys. J.* 1998. T. 496. C. 454.
35. Kozyreva A., Nakar E., Waldman R., Blinnikov S., Baklanov P. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2020. T. 494. C. 3927.
36. Arnett W. D. // *Astrophys. J. Lett.* 1979. T. 230. C. L37.
37. Leibundgut B. // *Astron. Astrophys. Rev.* 2000. T. 10. C. 179.
38. Urvachev E., Shidlovski D., Tominaga N., Glazyrin S., Blinnikov S. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2021. T. 256. C. 8.
39. Badjin D.A., Glazyrin S.I. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2021. T. 507. C. 1492–1512.
40. Moriya T.J., Chen K.-J., Nakajima K., Tominaga N., Blinnikov S.I. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2021. T. 503. C. 1206–1213.
41. Nagao T., Cikota A., Patat F., Taubenberger S., Bulla M., Faran T., Sand D., Valenti S., Andrews J., Reichart D. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.: Lett.* 2019. T. 489. C. L69–L74.
42. Margutti R., Metzger B., Chornock R., Vurm I., Roth N., Grefenstette B., Savchenko V., Cartier R., Steiner J., Terzeran G. u dp. // *Astrophys. J.* 2019. T. 872. C. 18.
43. Hoefflich P., Yang Y., Baade D., Cikota A., Maund J. R., Mishra D., Patat F., Patra K.C., Wang L., Wheeler J.C. u dp. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2023. T. 520. C. 560–582.
44. Leung S.-C., Blinnikov S., Nomoto K., Baklanov P., Sorokina E., Tolstov A. // *Astrophys. J.* 2020. T. 903. C. 66.
45. Tsvetkov D.Y., Pavlyuk N., Vozyakova O., Shatsky N., Tatarnikov A., Nikiforova A., Baklanov P., Blinnikov S., Ushakova M., Larionova E. u dp. // *Astron. Lett.* 2021. T. 47. C. 291–306.
46. Jin H., Yoon S.-C., Blinnikov S. // *Astrophys. J.* 2021. T. 910. C. 68.
47. Xiang D., Wang X., Zhang X., Sai H., Zhang J., Brink T.G., Filippenko A.V., Mo J., Zhang T., Chen Z. u dp. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2023. T. 520. C. 2965.
48. Kozyreva A., Janka H.-T., Kresse D., Taubenberger S., Baklanov P. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2022. T. 514. C. 4173.
49. Chugai N. // *Astron. Lett.* 2022. T. 48. C. 442.
50. Glazyrin S. // *Astron. Lett.* 2013. T. 39. C. 221.
51. Skinner M.A., Dolence J.C., Burrows A., Radice D., Vartanyan D. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2019. T. 241. C. 7.
52. Gonzalez M., Audit E., Huynh P. // *Astron. Astrophys.* 2007. T. 464. C. 429.
53. Just O., Obergaulinger M., Janka H.-T. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2015T. 453. C. 3386.
54. Levermore C. // *J. Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer.* 1984. T. 31. C. 149–160.
55. Dubroca B., Feugeas J.-L. // *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences-Series I-Mathematics.* 1999. T. 329. C. 915.
56. Turner N., Stone J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2001. T. 135. C. 95.
57. Krumholz M.R., Klein R.I., McKee C.F., Bolstad J. // *Astrophys. J.* 2007. T. 667. C. 626.
58. Zhang W., Howell L., Almgren A., Burrows A., Dolence J., Bell J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2012. T. 204. C. 7.
59. Hayes J.C., Norman M.L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2003. T. 147. C. 197.
60. Jiang Y.-F., Stone J. M., Davis S.W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2012. T. 199. C. 14.
61. Urvachev E., Glazyrin S. // *Mathematical Models Computer Simulations.* 2022. T. 14. C. 633.
62. Weih L., Gabbana A., Simeoni D., Rezzolla L., Sued S., Tripiccion R. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2020. T. 498. C. 3374.
63. Urvachev E., Blinnikov S., Glazyrin S., Baklanov P. // *Astron. Lett.* 2022. T. 48. C. 20.
64. Margutti R., Milisavljevic D., Soderberg A.M., Chornock R., Zauderer B., Murase K., Guidorzi C., Sanders N.E., Kuin P., Fransson C. u dp. // *Astrophys. J.* 2013. T. 780. C. 21.
65. Prieto J.L., Brimacombe J., Drake A., Howerton S. // *Astrophys. J. Lett.* 2013. T. 763. C. L27.
66. Chevalier R. A. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1977. T. 15. C. 175–196.
67. Grasberg E., Nadezhin D. // *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal.* 1986. T. 12. C. 168.
68. Chugai N.N., Blinnikov S.I., Cumming R.J., Lundqvist P., Bragaglia A., Filippenko A.V., Leonard D.C., Matheson T., Sollerman J. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2004. T. 352. C. 1213.
69. Woosley S.E., Blinnikov S., Heger A. // *Nature.* 2007. T. 450. C. 390.
70. Chen K.-J., Woosley S., Heger A., Almgren A., Whalen D.J. // *Astrophys. J.* 2014. T. 792. C. 28.
71. Woosley S. // *Astrophys. J.* 2017. T. 836. C. 244.
72. Gal-Yam A. // *Science.* 2012. T. 337. C. 927.
73. Chevalier R. A. // *Astrophys. J. Lett.* 2012. T. 752. C. L2.
74. Pejcha O., Metzger B.D., Tomida K. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* T. 461. C. 2527.
75. Matsumoto T., Metzger B.D. // *Astrophys. J.* 2022. T. 936. C. 114.
76. Smith N., Mauerhan J.C., Prieto J.L. // *Monthly Notices Royal Astronom. Soc.* 2014. T. 438. C. 1191.
77. Urvachev E., Blinnikov S., Nomoto K. // *Astron. Lett.* 2021. T. 47. C. 738.

78. Baklanov P.V., Blinnikov S.L., Potashov M.S., Dolgov A.D. // JETP Lett. 2013. T. 98. C. 432.
79. Suzuki A., Moriya T.J., Takiwaki T. // Astrophys. J. 2019. T. 887. C. 249.
80. Liou M.-S. // J. Computational Phys. 2000. T. 160. C. 623.
81. Pandolfi M., D'Ambrosio D. // J. Computational Phys. 2001. T. 166. C. 271.
82. Sorokina E., Blinnikov S., Nomoto K., Quimby R., Tolstov A. // Astrophys. J. 2016. T. 829. C. 17.
83. Moriya T.J., Sorokina E.L., Chevalier R.A. // Space Sci. Rev. 2018. T. 214. C. 1.
84. Badjin D., Glazyrin S., Manukovskiy K., Blinnikov S. // Monthly Notices Royal Astronom. Soc. 2016. T. 459. C. 2188.
85. Vishniac E.T. // Astrophys. J. 1983. T. 274. C. 152.
86. Chevalier R., Blondin J. M. // Astrophys. J. 1995. T. 444. C. 312.
87. Courant R., Friedrichs K., Lewy Я. // IBM journal of Research and Development. 1967. T. 11. C. 215.
88. Urvachev E., Blinnikov S., Glazyrin S., Shidlovski D. // Astron. Lett. 2023. T. 49. C. 454.
89. Evans K. F. // J. Atmospheric Sci. 1998. T. 55. C. 429.
90. Pincus R., Evans K.F. // J. Atmospheric Sci. 2009. T. 66. C. 3131.
91. Tominaga N., Shibata S., Blinnikov S.I. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2015. T. 219. C. 38.
92. Glazyrin S., Brantov A., Rakitina M., Bychenkov V.Y. // High Energy Density Physics. 2020. T. 36. C. 100824.
93. Brantov A. V., Rakitina M.A., Glazyrin S.I., Bychenkov V.Y. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2023. T. 50. S755.

NUMERICAL SIMULATION OF THE ASYMMETRICAL SUPERNOVA SCENARIOS IN THE PRESENCE OF AN EQUATORIAL DISK

E. M. Urvachev^{a, b, c, *}

^a*Dukhov Research Institute of Automatics, Moscow, 127055 Russia*

^b*National Research Centre "Kurchatov Institute," Moscow, 123182 Russia*

^c*Institute of Geosphere Dynamics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia*

^{*}*e-mail: urvachevyegor@gmail.com*

The radiation field of a multi-dimensional plasma formation can be substantially asymmetrical. Often, the luminosity of such an object is determined using one-dimensional models with various correction factors to account for the nonsphericity. In this work, a model is presented for the determination of the luminosity of asymmetrical plasma formations based on consistent multi-dimensional radiation–hydrodynamics calculation on the example of the scenarios of supernovae with an equatorial disk. The simulations were compared with the observations of the supernova SN2009ip. The bolometric light curves were determined for the observation of this object in the disk plane and from the pole. A conclusion was made that it is impossible to describe the multi-dimensional structure of the radiation field within the framework of the one-dimensional model with correction factors and that, rather, a full three-dimensional simulation is required.

Keywords: supernovae, light curves, radiation hydrodynamics, numerical simulations