

ВЫБРОС ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЯДРА ЗВЕЗДЫ НА ПЕРИФЕРИЮ ОБЛАКА ОСТАТКОВ ПРИ ВЗРЫВЕ СВЕРХНОВОЙ: ВОЗМОЖНАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ

Н. В. Змитренко^a, В. Б. Розанов^{b*}, Р. В. Степанов^b, Р. А. Яхин^{b**}, В. С. Беляев^c

^a Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
125047, Москва, Россия

^b Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^c Федеральное государственное унитарное предприятие
Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
141070, Королев, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 29 июля 2013 г.

Исследована возможность моделирования процессов при взрыве сверхновых звезд в лабораторных условиях с помощью мощных лазеров (лабораторная астрофизика). Проведен анализ результатов наблюдения остатков сверхновой Кассиопея А обсерваторией Чандра. На основе численных кодов DIANA и NUTCY проведены одномерные и двумерные гидродинамические расчеты, моделирующие динамику процессов разлета остатков сверхновой звезды с массой порядка 5–15 масс Солнца в течение нескольких сотен секунд после момента взрыва, в том числе с учетом начальной несимметрии. Предложена модель взрыва и разлета остатков, которая иллюстрирует сильные неоднородности распределения вещества вплоть до того, что вещество Fe, Si, S из центра звезды оказывается выброшенным на периферию — «звезда выворачивается наизнанку», что соответствует наблюдениям. На основании критериев гидродинамического подобия рассмотрены возможные лазерные мишени-имитаторы сверхновых, которые позволят воспроизвести физические процессы, имеющие место при взрыве астрофизического объекта, такие как распространение ударной волны по веществу, развитие гидродинамических неустойчивостей на границах разноплотных оболочек и др.

DOI: 10.7868/S0044451014030069

1. ВВЕДЕНИЕ

В феврале 2012 г. опубликованы результаты анализа измерений рентгеновского излучения облака остатков при взрыве сверхновой Кассиопея А ([1], там же представлена история измерений и моделей этого события). Измерения были проведены на рентгеновской обсерватории Чандра, продолжительность измерений составила около 10^6 с (1 Мс). Были получены подробные данные по спектру различных участков облака, в результате удалось построить карты излучения и, соответственно, распределения в облаке отдельных элементов, представленных

при взрыве сверхновой. В работе [1] представлены карты свечения Fe, Si, S, Ar, Mg, Ne.

Одним из неожиданных и нетривиальных результатов анализа карт излучения различных элементов оказалось наличие большого количества Fe, Si, S на периферии облака остатков. Согласно современным моделям перед взрывом в звезде — предшественнице сверхновой — эти элементы расположены в центре звезды и при разлете должны бы оказаться внутри облака в его центральной части. В работе [1] измеренные распределения элементов связывают с несимметрией взрыва, а также с турбулентным характером разлета. Однако конкретные модели разлета не обсуждаются и характеристики турбулентной зоны, где могли бы перемешаться слои различных элементов, не приводятся. Модель турбулентного перемешивания может объяснить появление тя-

*E-mail: rozanov@sci.lebedev.ru

**E-mail: rafneph@mail.ru

железных элементов на большем расстоянии от центра, чем при симметричном разлете. Однако она не может объяснить большую скорость разлета тяжелых элементов, которая за сотни лет разлета сверхновой приводит к наличию тяжелых элементов на периферии облака.

В данной статье представлена возможная модель процессов, которые могли бы привести к «выворачиванию звезды наизнанку» — к выбросу центральных частей сверхновой с большой скоростью, обеспечивающей присутствие тяжелых элементов на периферии облака остатков. Отметим, что в настоящей работе не рассматривалась модель взрыва, которая могла бы привести к возникновению начальной несимметрии разлета остатков сверхновой. Представлены такие возможные условия на момент начала разлета остатков сверхновой Кассиопея А, которые приводят к наблюдаемому обсерваторией Чандра результату. Кроме того, представлены результаты численных расчетов, моделирующих эти процессы. Обсуждается возможность моделирования таких процессов в лабораторных экспериментах при разлете мишени, внутрь которой вводится большая (но доступная для современных лазерных установок) энергия лазерного импульса (10–100 кДж).

Методика, предложенная в данной работе, позволяет учесть реальную несимметрию наблюдаемого разлета остатков сверхновой, связанную с возможным механизмом взрыва (к примеру, [2, 3]).

Отметим, что различные варианты взрыва и разлета остатков сверхновой с учетом двумерных и трехмерных явлений в литературе обсуждались [2–5], однако в этих работах не ставилась задача моделирования реально наблюдаемого явления — разлета тяжелых элементов (Fe, Si, S) на периферию облака остатков сверхновой звезды. Моделирование астрофизических процессов в лазерных экспериментах также является предметом обсуждения в литературе [5–8], однако в данных работах не ставилась цель объяснения наблюдаемых результатов взрыва применительно к сверхновой Кассиопея А.

2. КАССИОПЕЯ А — ИНФОРМАЦИЯ О СВЕРХНОВОЙ И УСТАНОВЛЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАЗЛЕТА

Кассиопея А расположена в нашей Галактике на расстоянии 11000 св. лет от Солнечной системы, в данное время расширяющееся вещество имеет размер (диаметр) порядка 10 св. лет ($l \approx 10^{19}$ см).

Взрыв сверхновой произошел 330–350 лет тому назад (возможные даты — 1658, 1671, 1681 гг.), это дает скорость разлета 4500–5000 км/с (см. [1] и цитируемые там работы). Радиус ударной волны, идущей от центра взрыва, для различных секторов облака оценивается значением порядка 7.5–7.8 св. лет, что соответствует скорости ударной волны 6500–6700 км/с. Модель звезды, предшествующей взрыву, точно не определена, исследуются различные варианты. Для Кассиопеи А вероятный тип взрыва — выделение энергии при гравитационном коллапсе сверхновой II типа и образование после взрыва нейтронной звезды. Существование нейтронной звезды для Кассиопеи А установлено. В работе [1] обсуждается звезда с массой в несколько масс Солнца (до $10M_s$), для нее масса сброшенного вещества (ejecta) составляет (2–4) M_s . В облаке остатков звезды оценены массы железа: нагретого ударной волной и излучающего в рентгеновском диапазоне — до $0.13M_s$, не нагретого ударной волной и наблюдаемого в ИК-диапазоне — $0.3M_s$.

На рис. 1, построенном по данным [1], показаны результаты распределения интенсивности излучения, относящегося к Fe, Si, S. Представлены границы областей высокой интенсивности. Следует обратить внимание на совпадение или близость центров свечения, расположенных около края облака и приписываемых Fe, Si, S для трех «ярких» областей облака. Размеры областей свечения Si и S близки, они примерно в два раза превышают размеры областей свечения Fe. Скорость выброшенных на периферию частей железного ядра звезды тем самым близка к скорости внешнего края облака порядка 4500–5500 км/с. Размер пятен свечения Fe (расширение поперек направления разлета) составляет примерно 1/5 от размера облака, что соответствует скорости «поперечного» расширения сгустка Fe порядка 1000 км/с. Для Si и S поперечная скорость, вероятно, выше и составляет примерно 1500–2000 км/с. Данные рис. 1 могут свидетельствовать об однотипном гидродинамическом происхождении этих областей, о принадлежности этих элементов к близко расположенным слоям протозвезды.

Для анализа наблюдаемых результатов в работе [1] для сверхновой Кассиопея А используются следующие значения: энергия взрыва $(1.7\text{--}3.0) \cdot 10^{51}$ эрг, масса сброшенного вещества $(2\text{--}4)M_s$, массы Fe и Si+S (в единицах M_s) — $(0.1\text{--}0.14)$ и $(0.06\text{--}0.08)$, масса слоя кислорода (основной элемент), магния и неона 2–2.5. Опираясь на данные, приведенные в работах [1, 2], можно сделать предположения о распределении вещества в звезде непосредственно перед

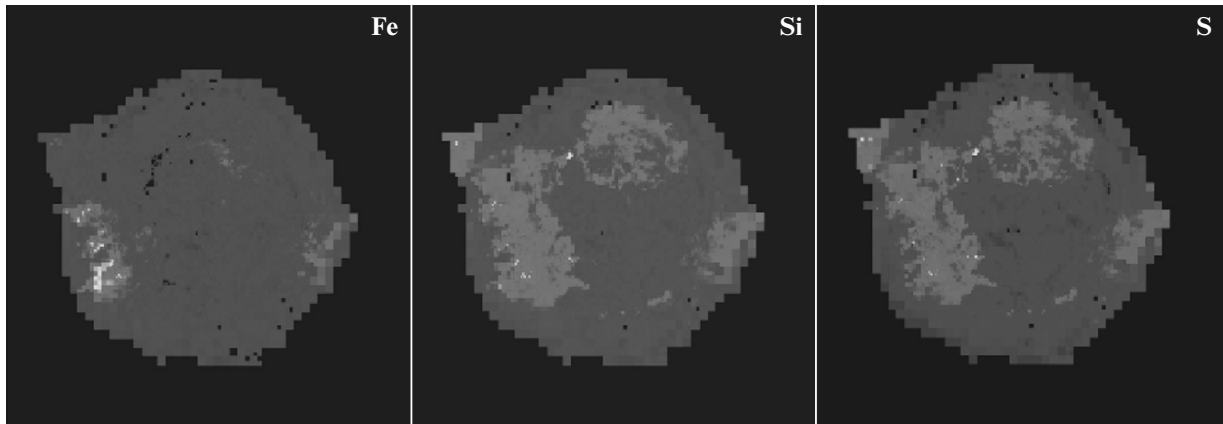


Рис. 1. Распределения интенсивности излучения, относящегося к Fe, Si, S

Таблица 1. Распределение вещества в сверхновой Кассиопея А перед взрывом

Радиус границы, км	1400	6000	$7 \cdot 10^5$	$2.1 \cdot 10^6$
Масса слоя, M_s	0.5–1.0	0.35–0.5	2–2.5	0.07–3
Преобладающее вещество слоя	Fe	Si, S	O, Mg, Ne	He, H
Плотность вещества в слое, г/см ³	$(1-2) \cdot 10^8$	$(0.8-1.2) \cdot 10^6$	3–3.5	$4 \cdot 10^{-3}-0.18$
Показатель адиабаты, γ	4/3	4/3	5/3	5/3

взрывом (табл. 1).

Допускается, что у звезды предшественницы сверхновой могла быть оболочка из гелия и водорода с массой несколько M_s , занимающая объем в несколько радиусов Солнца R_s ($3R_s = 21 \cdot 10^{10}$ см). Поскольку размер облака остатков велик (порядка $10^8 R_s$), при анализе разлета следует учитывать вещество, окружающее звезду, потоки частиц, распространяющиеся от звезды («звездный ветер»), газ, заполняющий межзвездное пространство. Авторы работы [1] оценивают эту плотность величиной, эквивалентной 1–2 атома водорода в см³, а полную массу вещества, сжатого ударной волной — примерно $8M_s$.

3. ПАРАМЕТРЫ ОБЛАКА ОСТАТКОВ СВЕРХНОВОЙ КАССИОПЕЯ А ПРИ СИММЕТРИЧНОМ РАЗЛЕТЕ

Приемлемую оценку параметров облака при симметричном разлете можно получить из решения задачи о сильном точечном взрыве [9, 10]. Решение использует предположение о том, что энергия взрыва реализуется в виде кинетической энергии ускорен-

ных ударной волной оболочек и внутренней энергией вещества, расположенного за ударной волной:

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{4\pi R^3}{3} \alpha p_1 + \frac{MU_1^2}{2}. \quad (1)$$

Здесь R и M — радиус ударной волны и масса вещества внутри этого радиуса, $\alpha = 0.5$, p_1 — давление на фронте волны, U_1 — скорость вещества за фронтом, γ — показатель адиабаты. Соотношение (1) можно записать в виде

$$E = (\beta M + M) \frac{U_1^2}{2} = (\beta + 1) \frac{MU_1^2}{2}, \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\alpha(\gamma + 1)}{\gamma - 1},$$

где внутренняя энергия составляет долю β от кинетической энергии, а полная энергия пропорциональна величине $\beta + 1$.

Для $\gamma = 5/3, 4/3$ соответственно имеем $\beta = 2, 3.5$. В формулах (1) и (2) не учитываются потери энергии, возможные в реальных астрофизических явлениях (связанные с излучением, генерацией космических лучей и др.). В оценках и расчетах роль гравитации не учитывается, так как на стадии разлета даже на малых расстояниях (порядка $0.01R_s$)

Таблица 2. Скорость вещества в момент, когда ударная волна достигла внешней границы того или иного слоя

Преобладающее вещество слоя		Fe	Si, S	O, Mg, Ne	He, H	Межзвездный газ
Радиус границы, км		1400	6000	$7 \cdot 10^5$	$2.1 \cdot 10^6$	
Масса слоя внутри радиуса границы, M_s		0.5	0.85	2.85	5.85	6.85
Скорость U_1 , 10^4 км/с	$\gamma = 5/3$	1.07	0.81	0.445	0.31	0.29
	$\gamma = 4/3$	0.87	0.66	0.36	0.25	0.234

роль гравитации мала [4]. Используя данные табл. 1, можно оценить скорость вещества в момент, когда ударная волна достигла внешней границы того или иного слоя. Эти данные приведены в табл. 2 для $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг и массы слоев $M = 5.85M_s$.

Сопоставляя данные табл. 2 с результатами астрофизических наблюдений, приведенными в разд. 2, можно убедиться, что при симметричном разлете скорость «края» облака — внешней границы слоя He, H — получается слишком низкой. Увеличение энергии взрыва не решает проблему, так как расположение слоев не меняется.

Был проведен численный расчет сферически-симметричного разлета, использующий начальные данные из табл. 1. На рис. 2а представлена начальная конфигурация слоев, на рис. 2б — распределение плотности по радиусу в различные моменты времени. Результаты расчета согласуются с оценками, приведенными в этом разделе. Расчет был проведен по программе DIANA [11], разработанной для расчетов моделирования процессов сжатия, горения и разлета лазерных термоядерных мишеней [12].

Для сравнения на рис. 3 представлена картина распределения плотности для случая меньшей массы звезды $M = 3M_s$ (плотность внешнего слоя He, H составила $\rho = 4 \cdot 10^{-3}$ г/см³) и энергии $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг. Скорость разлета (особенного внешнего слоя) возросла.

В табл. 3 приведены данные по скоростям разлета границ внешних оболочек различных веществ на момент времени $t = 10^5$ с по данным одномерных расчетов, к этому моменту ударная волна уже покинула вещество звезды и скорости слоев остаются постоянными.

4. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ РАЗЛЕТ ПРИ ВЗРЫВЕ СВЕРХНОВОЙ

На рис. 1 представлены три области, обогащенные Fe, Si, S. В их расположении отсутствуют какие-либо указания на симметрию процессов, поэто-

му эти области следует рассматривать индивидуально как трехмерную задачу или каждый выброс моделировать в рамках осесимметричной двумерной задачи. По отношению к областям свечения Fe, Si, S предположение об осевой симметрии в каждой из них представляется приемлемым.

Была проведена серия расчетов в двумерной осесимметричной эйлеровой геометрии по программе NUTCY [12, 13] с различными начальными конфигурациями оболочек из Fe, Si, S. Программа NUTCY позволяет рассчитывать цилиндрически-симметричные задачи в однотемпературном приближении с учетом обратнотормозного поглощения лазерного излучения и электронной теплопроводности. При решении системы уравнений газовой динамики применялся метод расщепления по физическим процессам. Использовались явные нелинейные консервативные квазимоноотонные разностные схемы повышенного порядка аппроксимации, как и в программе NUT [14].

Расчеты в симметричной одномерной постановке показали, что программы DIANA и NUTCY дают близкие результаты. На рис. 4 представлены результаты расчета симметричного разлета сверхновой: энергия взрыва $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг выделялась в слое железа внутри радиуса $R = 1000$ км, полная масса сверхновой $M = 5.85M_s$. Было проведено сравнение результатов моделирования с данными, представленными в работе [1], что дополнительно подтвердило возможность применения имеющихся кодов для расчета процессов взрыва сверхновых звезд.

Одним из интереснейших и важных обстоятельств является наблюдаемая существенная несимметрия и турбулентное состояние остатков сверхновых после взрыва — облаков плазмы и материи [1]. Наблюдаемое состояние остатков сверхновых можно объяснить, только предполагая, что взрыв (термоядерный взрыв или гравитационный коллапс) имеет несимметричный характер и разлет после взрыва подвержен неустойчивостям. В свою

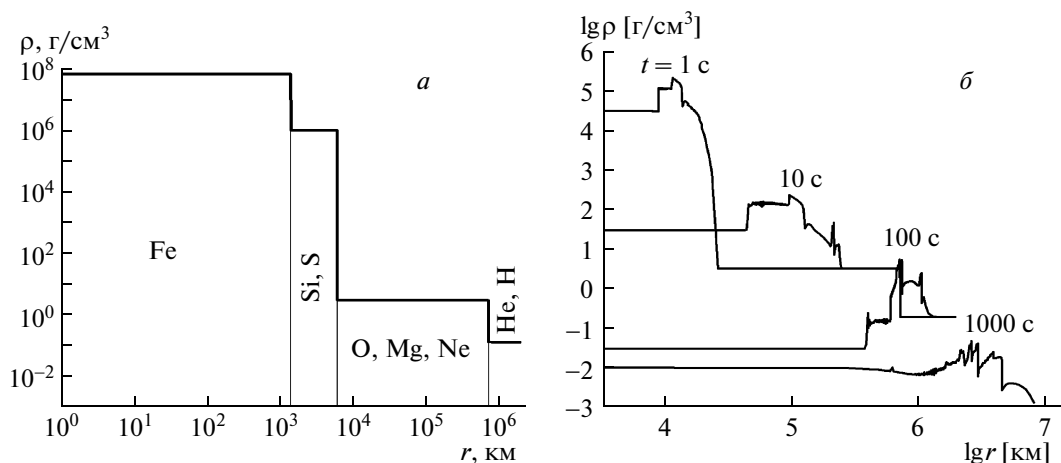


Рис. 2. а) Распределение плотности в сверхновой звезде перед началом взрыва. б) Зависимости плотности вещества от радиуса в различные моменты времени после взрыва. $M = 5.85M_s$, $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг

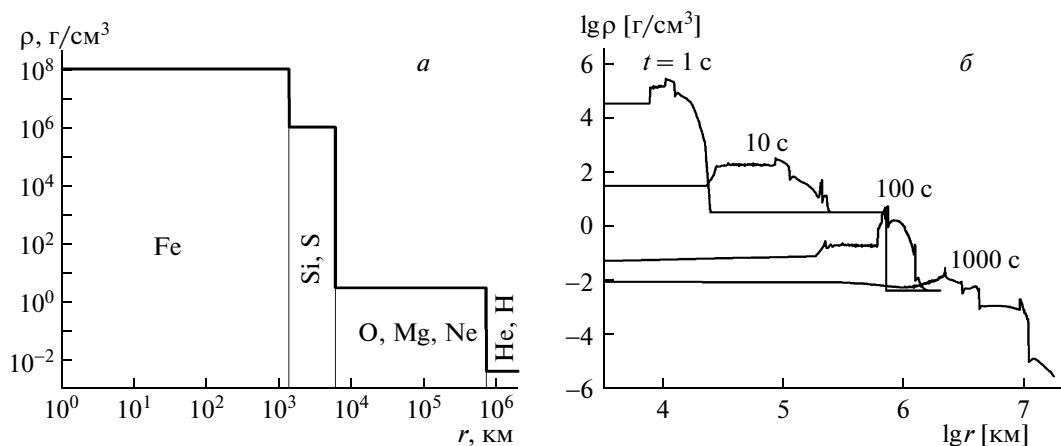


Рис. 3. а) Распределение плотности в сверхновой звезде перед началом взрыва. б) Зависимости плотности вещества от радиуса в различные моменты времени после взрыва. $M = 3M_s$, $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг

Таблица 3. Скорость разлета границ внешних оболочек различных веществ на момент времени $t = 10^5$ с по данным одномерных расчетов

Энергия взрыва	Масса Сверхновой	Скорость Fe, км/с	Скорость Si, S, км/с	Скорость O, Mg, Ne, км/с	Скорость He, H, км/с
$1.7 \cdot 10^{51}$ эрг	$3M_s$	$(3.1-3.2) \cdot 10^3$	$(4.0-4.1) \cdot 10^3$	$(10.3-10.4) \cdot 10^3$	$(15.6-15.8) \cdot 10^3$
$3 \cdot 10^{51}$ эрг	$3M_s$	$(3.3-3.4) \cdot 10^3$	$(4.8-5.0) \cdot 10^3$	$(13.7-13.8) \cdot 10^3$	$(20.6-20.8) \cdot 10^3$
$1.7 \cdot 10^{51}$ эрг	$5.85M_s$	$(2.2-2.3) \cdot 10^3$	$(2.3-2.4) \cdot 10^3$	$(3.9-4.0) \cdot 10^3$	$(9.4-9.5) \cdot 10^3$
$3 \cdot 10^{51}$ эрг	$5.85M_s$	$(2.3-2.4) \cdot 10^3$	$(2.8-2.9) \cdot 10^3$	$(6.9-7.0) \cdot 10^3$	$(12.1-12.2) \cdot 10^3$
$1.7 \cdot 10^{51}$ эрг	$7M_s$	$(1.7-1.8) \cdot 10^3$	$(1.8-1.9) \cdot 10^3$	$(3.8-3.9) \cdot 10^3$	$(8.9-9.0) \cdot 10^3$
$3 \cdot 10^{51}$ эрг	$7M_s$	$(2.2-2.3) \cdot 10^3$	$(2.4-2.5) \cdot 10^3$	$(5.2-5.3) \cdot 10^3$	$(12.0-12.1) \cdot 10^3$

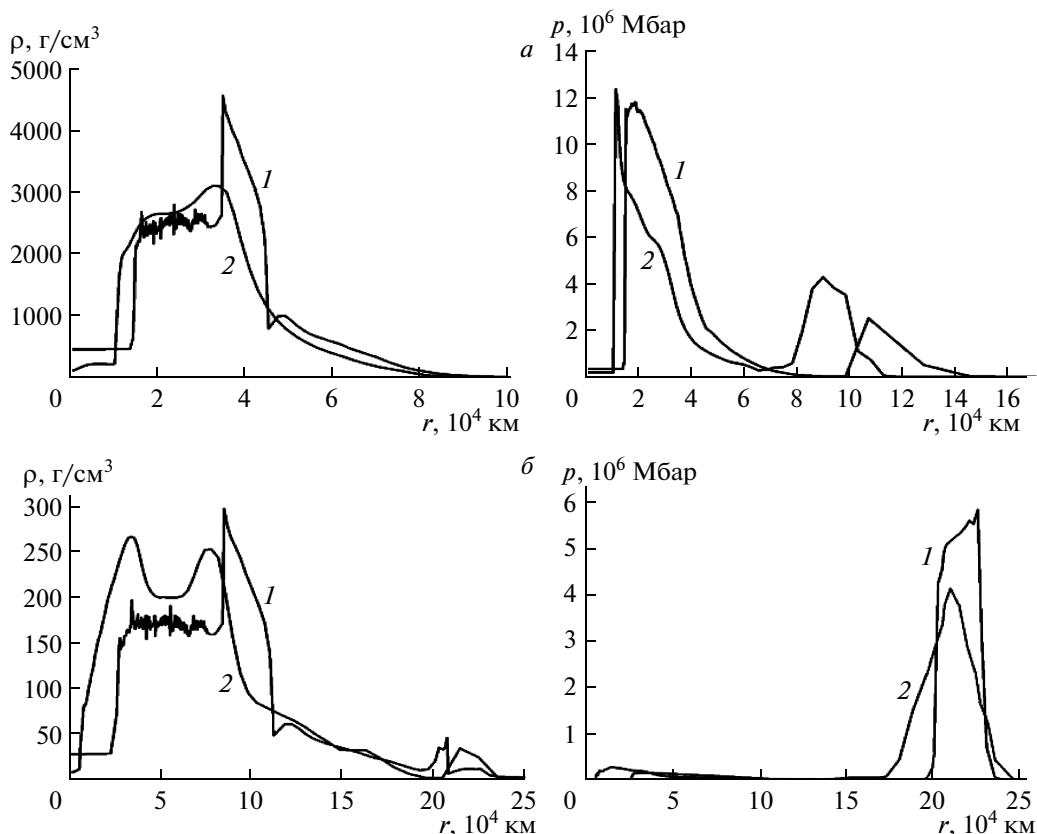


Рис. 4. Сравнение профилей плотности и давления, рассчитанных по коду DIANA (кривая 1) и NUTCY (кривая 2) на момент времени t после взрыва, $t = 5$ (а), 10 (б) с

очередь, это становится возможным, если звезда перед взрывом имеет выраженные несимметричные элементы либо взрыв имеет несимметричный характер. В условиях сферически-симметричных систем (одиночные звезды без учета вращения звезды) и симметризирующей гравитации возможность несимметрии в начальной стадии явления представляется весьма неоднозначной. Однако если несимметрия наблюдается, то исследования симметрии распределения вещества в остатках сверхновых является актуальным и перспективным направлением. Работа [1] по измерению распределения и состава вещества остатков сверхновой Кассиопея А иллюстрирует сильные неоднородности распределения вплоть до того, что вещество Fe из центра звезды оказывается выброшенным на периферию — звезда «выворачивается наизнанку». Это может быть возможным, только если слои вещества, расположенные в центре звезды и получившие большую часть энергии взрыва, существенно отличаются от сферического ядра или сферического слоя. Картина напоминает взрыв заряда взрывчатого вещества,

начиненного металлическими шариками.

Наблюдения сверхновой показывают значительную зависимость несимметрии разлета от скорости разлета различных частей оболочки. Связать наблюдаемые результаты (см. рис. 1) с вращением звезды затруднительно, так как число пятен нечетно и выделенность «полюсов» отсутствует.

Как вариант возможной интерпретации наблюдаемых данных [1] далее приведены результаты двумерных расчетов разлета остатков сверхновой звезды с учетом начальной несимметрии взрыва.

На рис. 5 представлены результаты численного расчета разлета сверхновой звезды при несимметричных начальных условиях, задаваемых в виде возмущения на контактной границе железо–кремний. Амплитуды возмущений в области полюса на границе железо–кремний составили 200 км (рис. 5а) и 150 км (рис. 5б), угловой размер возмущенной области — 20° , энергия взрыва в обоих случаях была одна и та же — $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг; ось z — ось вращения при двумерном расчете.

Начальная неоднородность на контактной гра-

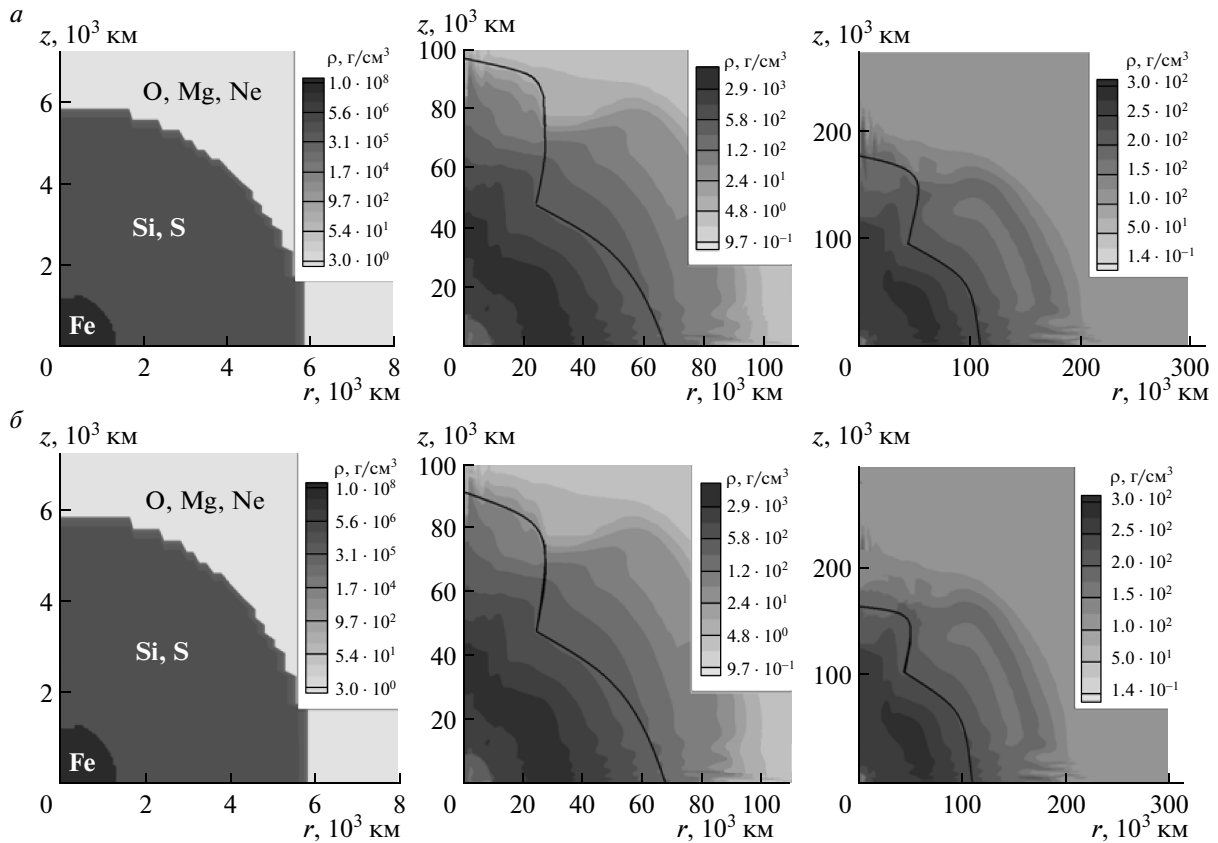


Рис. 5. Двумерная картина несимметричного разлета сверхновой звезды: эволюция поля плотности; представлены моменты времени 0, 5, 10 с (слева направо). Сплошной линией выделена внешняя граница тяжелого вещества (железа) центральной области: $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг, $M = 5.85M_s$, $\Delta R = 200$ (а), 150 (б) км

нице железо–кремний и кремний–кислород приводит к ситуации, при которой скорость разлета в одном и том же веществе (на рис. 5 в Fe) в секторе с меньшим радиусом ($R_{Fe} = 1200$ км, рис. 5а и $R_{Fe} = 1250$ км, рис. 5б) оказывается существенно выше ($U_{Fe} = 17000$ км/с и $U_{Fe} = 15000$ км/с), чем в том же веществе с радиусом $R_{Fe} = 1400$ км ($U_{Fe} = 10000$ км/с в момент времени $t = 10$ с). Из-за этого тяжелое вещество Fe проникает сквозь более легкие внешние слои. Искривление границы кремния и серы также приводит к ситуации, когда более тонкие слои вещества приобретают скорость, большую по сравнению со всеми остальными, и начинают проникать сквозь более легкие внешние слои. В случае увеличения массы сверхновой скорость разлета снижается.

Выбор той или иной формы и типа возмущения произволен, были рассмотрены различные варианты отклонения от симметричного разлета. Основной задачей моделирования при этом являлось определе-

ние таких возможных начальных условий на момент взрыва, которые максимально близко соответствовали бы наблюдаемым данным.

На рис. 6 представлена картина зависимости скорости разлета каждого из слоев вещества от времени (по данным двумерных, но симметричных расчетов). Энергия взрыва составляла $1.7 \cdot 10^{51}$ эрг, в случае выделения энергии, равной $3.0 \cdot 10^{51}$ эрг, скорости оказываются на 20 %–30 % выше. Максимальная скорость того или иного вещества, возникающая после прохождения ударной волны, в следующие моменты снижается вплоть до момента, когда все вещество сверхновой окажется вовлеченным в процесс разлета (после прохождения ударной волны). Далее скорость остается постоянной и можно предположить, что именно с этой скоростью вещество продолжит расширяться последующие 350 лет (до момента наблюдения обсерваторией Чандра).

Скорость вещества возмущенной области Fe и Si по данным рис. 5 значительно превышает ско-

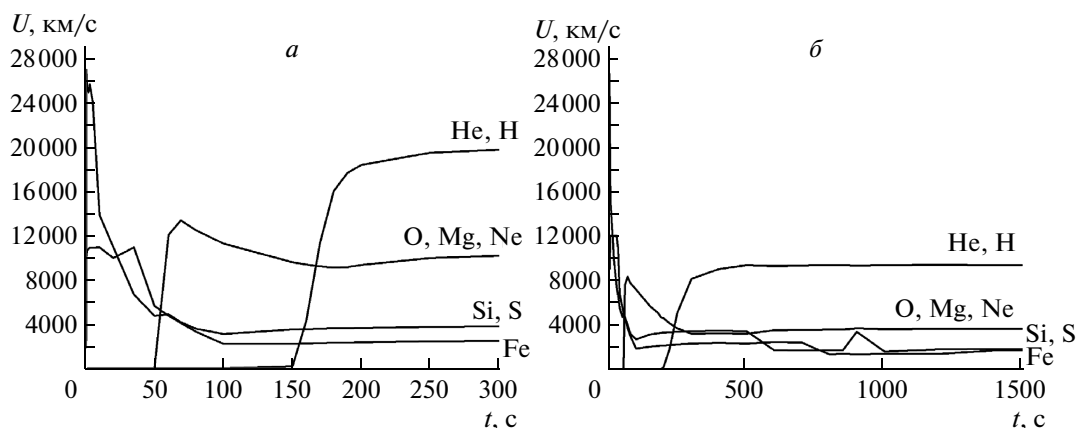


Рис. 6. Зависимости скорости симметричного разлета внешних границ оболочек различных веществ от времени для энергии взрыва $1.7 \cdot 10^{51}$ эрг и $M = 3M_s$ (а), $5.85M_s$ (б)

рость симметричного разлета (Fe и Si соответственно) и для Fe составляет $(0.8-2.0) \cdot 10^4$ км/с и для Si и S — $(1.8-3.0) \cdot 10^4$ км/с, что сравнимо со скоростью разлета периферийного слоя He, H. При этом вследствие баллистического характера движения она останется практически постоянной в течение всего времени разлета. Столь широкий диапазон скоростей определяется как возможной энергией взрыва $(1.7-3.0) \cdot 10^{51}$ эрг, начальной массой звезды $(3-7)M_s$, так и формой начального возмущения границ оболочек.

В данной работе не обсуждаются причины возникновения несимметрии. Но если предположить, что в некоторый начальный момент времени она возникла, то представляется возможным объяснение наблюдаемой картины, когда тяжелые элементы из центральной части звезды оказываются на периферии облака остатков. Скорости разлета и размеры «пятен» (Fe, Si, S) находятся в хорошем согласии с наблюдаемыми данными (рис. 1).

5. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ И АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Новый интерес к проблеме связан с запуском мощного лазера NIF в Ливерморской национальной лаборатории США [15] и возможностью проводить исследования в лаборатории при сверхвысоких концентрациях энергии в области параметров, недосягнутой ранее [6, 16].

Новые возможности связаны с тем, что газовая динамика допускает соотношения подобия в широком диапазоне пространственных, временных и

энергетических шкал, поэтому появляется возможность в лабораторном эксперименте, параметры которого на много порядков величин отличаются от параметров астрофизического явления, наблюдать и моделировать астрофизические процессы.

Преимущества лазерных масштабированных экспериментов с мишенями заключаются в относительной легкости транспортировки лазерного излучения к мишени и его фокусировки, возможности получать высокие плотности мощности, требуемые для достижения начальных параметров ударной волны разлета. В ведущих лабораториях мира существуют и проектируются в настоящее время несколько мощных лазерных установок для облучения мишеней. Их параметры приведены в табл. 4.

На стадии разлета сверхновых, когда процессы, ответственные за взрыв, уже состоялись, основным является гидродинамическое движение вещества. Гидродинамические течения подчиняются определенным критериям подобия [18, 19], которые устанавливаются с помощью ряда безразмерных чисел.

В этом разделе рассмотрены соотношения подобия движений, которые могут быть установлены с помощью этих чисел.

1. Число Рейнольдса $Re = Ul/\nu$, где U — скорость, l — пространственный масштаб, ν — кинематическая вязкость. Большие числа Рейнольдса ($Re > 10^4-10^6$) обеспечивают корректность описания течения с помощью уравнений гидродинамики идеальной жидкости и устанавливают границу, когда течение имеет турбулентный характер. В рассматриваемом случае для сверхновой $l \sim 10^9$ см,

Таблица 4. Крупнейшие лазерные установки мира

Установки для ЛТС	Параметры установок (частота используемого излучения Nd-лазера, энергия импульса, число пучков, тип эксперимента)
NIF, США	3ω , 1.8 МДж, 192 пучка, не прямое и прямое сжатие
LMJ, Франция	3ω , 2 МДж, 240 пучков, не прямое сжатие
Omega, США	$1\omega-3\omega$, 60 кДж, 60 пучков, прямое сжатие
УФЛ-2М [17], Россия	$1\omega-2\omega$, 4.6 МДж, 192 пучка, не прямое и прямое сжатие (проектируется)

$U \sim 10^9$ см/с, ионная вязкость $\nu = U_i^2 \tau_{ii}/3$,

$$\tau_{ii} = 1.1 \cdot 10^{-13} \frac{(AT_i [\text{кэВ}])^{3/2}}{\rho [\text{г/см}^3] Z^4}$$

— время ионных столкновений. Для условий табл. 2 при $A = T = Z = 1$ (водород) $\rho = 10^{-3}$ г/см³, $\tau_{ii} = 10^{-10}$ с, вязкость достигает значений $\nu = 10^5$ см²/с, число Рейнольдса $Re = 10^{13}$ и, следовательно, гидродинамика идеальной жидкости применима, однако течение является турбулентным (A — атомный вес, Z — заряд ионов вещества, T — температура вещества).

Для случая лазерной мишени для пены СН $\rho = 0.5$ г/см³, $A = 13$, $Z^2 = 18$, $Z^4 = 324$, температура ионов $T_i = 1$ кэВ, $\tau_{ii} = 3 \cdot 10^{-15}$ с, вязкость $\nu \approx 1$ см²/с. Для лазерной мишени пространственные масштабы 10^{-2} – 10^{-1} см, скорость 10^8 – 10^9 см/с и числа Рейнольдса достигают значений $Re \sim 10^6$ – 10^8 . Эти значения меньше, чем в случае сверхновой, однако в абсолютном выражении они велики и также приводят к турбулентному течению, которое можно исследовать с помощью гидродинамики идеальной жидкости.

2. Число Фруда $Fr = U^2/gl$. Это число характеризует отношение силы инерции к силе гравитации. Оно демонстрирует роль гравитации, которая явно присутствует в астрофизических объектах и равна нулю для экспериментов с лазерными мишенями.

По данным [4] для радиуса сверхновой $R = 6000$ км ускорение силы гравитации составляет $g = 5 \cdot 10^8$ см/с². Далее, для $U = 2 \cdot 10^9$ см/с, $l = 10^9$ см имеем $Fr = 4$. При разлете сверхновой радиус R за 1–2 с увеличивается в несколько раз (3–5), гравитационное ускорение уменьшается, число Фруда растет до значений 10–20. Таким образом, даже для внутренних областей сверхновой гравитация является относительно малой добавкой к силам инерции, тем более это утверждение верно для внешних слоев сверхновой, расположенных на больших ради-

усах. Это позволяет (с определенными ограничениями) моделировать процессы после взрыва сверхновой, не учитывая собственную гравитацию объекта. Для лазерных мишеней $Fr \rightarrow \infty$.

3. Число Струхала (Strouhal) $S = Ut/L$, где U — скорость вещества, t — время изменения параметров, L — размер системы. Оно устанавливает связь времени эволюции системы с ее размерами. Астрофизический процесс в сверхновой развивается так, что выполняется соотношение [4]:

$$\left. \frac{L}{t \sqrt{p/\rho}} \right|_{SN} \approx \frac{10^{11} \text{ см}}{10^3 \text{ с} \sqrt{10 \text{ Мбар}/(0.01 \text{ г/см}^3)}} \approx 3 \cdot 10^3. \quad (3)$$

В дальнейшем будем рассматривать лазерную энергию в диапазоне 1–1000 кДж. Если возникнет практическая возможность эксперимента при меньшей энергии, то расчеты и оценки можно будет изменить.

При лазерном эксперименте выполняется аналогичное соотношение:

$$\left. \frac{L}{t \sqrt{p/\rho}} \right|_{exp} \approx \frac{10^{-1} \text{ см}}{10^{-8} \text{ с} \sqrt{10 \text{ Мбар}/(1 \text{ г/см}^3)}} \approx 3 \cdot 10^3. \quad (4)$$

Соотношения (3) и (4) используют обратное число Струхала S . Видно, что в случае реализации лазерного эксперимента эти числа имеют близкие значения. В формулах (3) и (4) размеры и время указаны, а скорость имеет масштаб скорости звука. По этим данным видно, что при подходящих размерах с помощью лазерной мишени можно имитировать астрофизический процесс.

4. Ряд безразмерных чисел связан с вязкостью, диффузией, теплопроводностью (числа Шмидта, Пекле, Прандтля, Рэлея и др.). Для рассматриваемой задачи о разлете слоев после взрыва сверхновой

эти числа не столь важны и в данной статье они не рассматриваются.

Расчеты и примеры моделирования процессов в астрофизических объектах и в лазерных мишенях, приведенные в данной работе, получены с помощью кодов, основанных на гидродинамике без учета гравитации. Однако процессы, связанные с вязкостью, переносом энергии (теплопроводностью), электрон-ионной релаксацией и др. автоматически учитываются в соответствии с физическими характеристиками этих процессов. Приведенный анализ с использованием чисел Рейнольдса, Фруда, Струхала показывает, что, несмотря на колоссальную разницу на много порядков в масштабах явлений и процессов (взрыв мишени и взрыв звезды), физика процессов такова, что моделирование явления в лаборатории может оказаться полезным и позволит (в эксперименте!) прояснить вопросы, связанные с физикой взрыва и разлета сверхновых. К таким вопросам, в частности, относится скорость выброса элементов тяжелого ядра в периферийные слои сверхновой. Более трудным представляется вопрос о поступлении материала внешних оболочек звезды (He, H) в ее внутренние области.

6. РАСЧЕТЫ РАЗЛЕТА МИШЕНИ, ИМИТИРУЮЩЕЙ АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТ

Была проведена серия одномерных численных расчетов разлета лазерной мишени, параметры которой представлены в табл. 5.

Все одномерные расчеты проводились с помощью кода DIANA. В стандартном варианте программы предполагается, что вещество, изменение параметров которого рассчитывает программа, представляет собой электронейтральную смесь электронов e и различных видов ионов. Электронный перенос описывается классической теорией Спитцера в модели лоренцевского газа с поправкой на самосогласованное поле и на электрон-электронные столкновения. Ионная теплопроводность связана с ион-ионными столкновениями и ее учет является существенным на конечной стадии сжатия и на стадии термоядерного горения. В программе принято, что потери вещества на излучение имеют объемный характер и обязаны тормозному излучению, испускаемому свободными электронами. Дифференциальные уравнения энергии и движения совместно с уравнением состояния полностью описывают математическую модель задачи. Для численного реше-

ния этих уравнений была введена сетка как по времени, так и по пространству и были использованы разностные методы. При этом процедура решения уравнений сводилась к последовательному нахождению решения на каждом временном шаге.

Мишень устроена следующим образом: от 0 мкм до 280 мкм — CH с плотностью 0.1 г/см^3 , от 280 мкм до 385 мкм — титан с плотностью 4.5 г/см^3 , от 385 мкм до 855 мкм — тяжелая пена (CH) с плотностью 0.5 г/см^3 , от 855 мкм до 2883 мкм — легкая пена (CH) с плотностью 0.05 г/см^3 . Поглощение лазерной энергии происходило в слое титана. Обсуждение постановки расчетов лазерных мишеней, моделирующих астрофизические явления, и результаты моделирования приводятся в работах [4, 6, 16].

В данной работе проводились расчеты с различной величиной вложенной энергии (10^2 – $2 \cdot 10^6$ Дж), данный диапазон выбран в соответствии с параметрами современных проектируемых и действующих лазерных установок. Далее приведены результаты расчета с вложенной энергией $E_{las} = 2$ кДж за время 1 нс.

На рис. 7 представлены распределения по пространству основных параметров мишени — плотности и давления для различных моментов времени.

Из рис. 7 можно оценить скорость движения ударной волны в веществе мишени. Она составляет 60–70 км/с. Видно, что граница титана и тяжелой пены после прохождения ударной волны движется с замедлением. Создаются условия, при которых тяжелое вещество (титан) тормозится более легким (пенной). Таким образом, возникают классические условия для развития неустойчивости Рэля–Тейлора, которая может привести к существенной несимметрии разлета.

Следующим этапом явилось проведение двумерных расчетов. Они проводились с использованием двумерной эйлеровой геометрии по программе NUTCY. На рис. 8 представлена картина симметричного разлета лазерной мишени, имитирующей сверхновую, при $E_{las} = 2$ кДж. Начальные параметры мишени приведены в табл. 5. Результаты симметричного двумерного расчета удовлетворительно согласуются с результатами одномерного расчета.

На рис. 9 в качестве примера представлены результаты двумерного расчета разлета мишени в моменты времени 0, 10, 20 нс при несимметричных начальных условиях при энергии лазера 2 кДж. Движение мишени на рис. 9б показывает различия в скорости областей с различной толщиной слоя титана аналогично данным рис. 5, демонстрирующим разлет сверхновой. Однако различие в скорости «тон-

Таблица 5. Параметры лазерной мишени

Радиус, мкм	280	388	855	2883
Полная масса внутри радиуса, г	$9.2 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$6.67 \cdot 10^{-3}$
Масса слоя, г	$9.2 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$1.23 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
Вещество	Пена СН	Ti	Пена СН	Пена СН
Плотность, г/см ³	0.1	4.5	0.5	0.05
Отношение массы слоя к массе слоя Ti	0.013	1	2.8	10

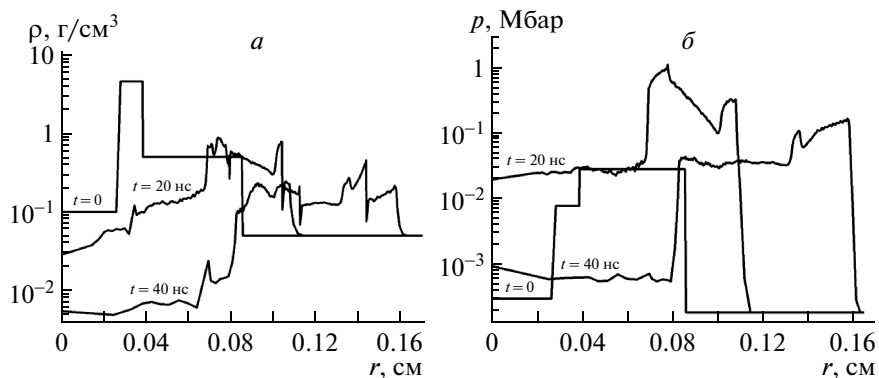


Рис. 7. Результаты одномерного численного расчета при $E_{las} = 2$ кДж, вложенной в слой титана за 1 нс: эволюция поля плотности (а); эволюция поля давления (б)

ких» и «толстых» частей слоя титана оказывается меньше, так как в этом случае область возмущения охватывает существенно большую долю поверхности.

Для проблемы, обсуждаемой в данной работе (моделирование астрофизических явлений), можно указать ряд направлений совершенствования мишеней, которые позволят точнее и подробнее проводить измерения, расширят диапазон масс и толщин оболочек и др. Назовем такие возможные направления:

- увеличение энергии лазерного импульса позволяет увеличить мишень, улучшить условия для диагностики;

- увеличение числа слоев мишени, числа используемых материалов позволит установить более детальную картину перемешивания слоев, однако потребует увеличения пространственного и временного разрешения диагностик;

- применение добавок тяжелых элементов в слоях пены позволит улучшить разрешение и установить (диагностировать) картину перемешивания в зависимости от известных начальных неоднородно-

стей мишени.

Для последнего направления укажем, что легкие материалы, имеющие структуру пены, могут быть изготовлены с добавками тяжелых элементов типа Cu, Mo, Ti, Al, Si и др. Их использование в имитирующей мишени позволяет с помощью рентгеновских диагностик установить структуру зоны перемешивания.

7. ВЫВОДЫ

В работе был проведен анализ возможных процессов, связанных с разлетом сверхновых звезд. На основе имеющихся данных по параметрам сверхновой Кассиопея А было проведено одномерное и двумерное моделирование процессов разлета сверхновых звезд. Было дано возможное объяснение экспериментально наблюдаемому факту, когда тяжелые элементы из центральной области звезды Fe, Si, S оказываются на периферии облака остатков.

Рассмотрены примеры возможных лазерных мишеней — имитаторов сверхновых звезд. В лабораторных экспериментах с мишенями можно изучать

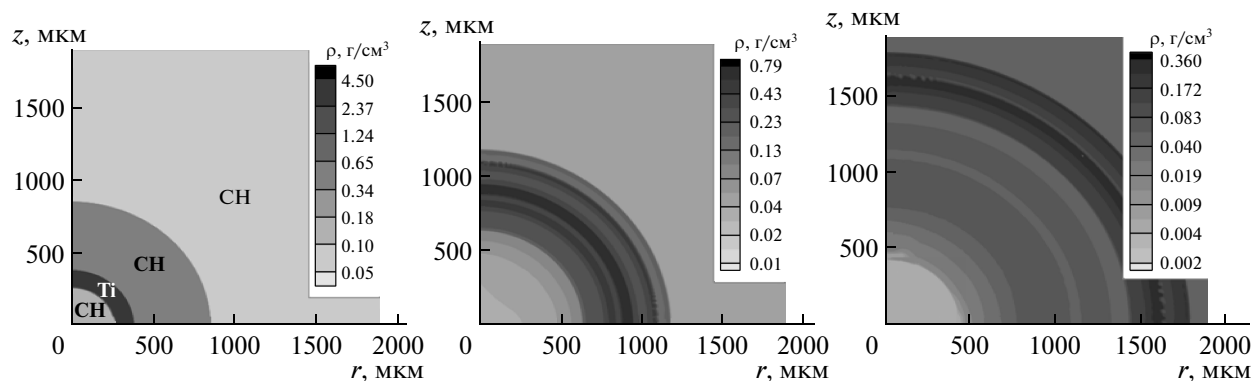


Рис. 8. Двумерная картина эволюции поля плотности симметричного разлета лазерной мишени, имитирующей сверхновую; представлены моменты времени 0, 20, 40 нс (слева направо)

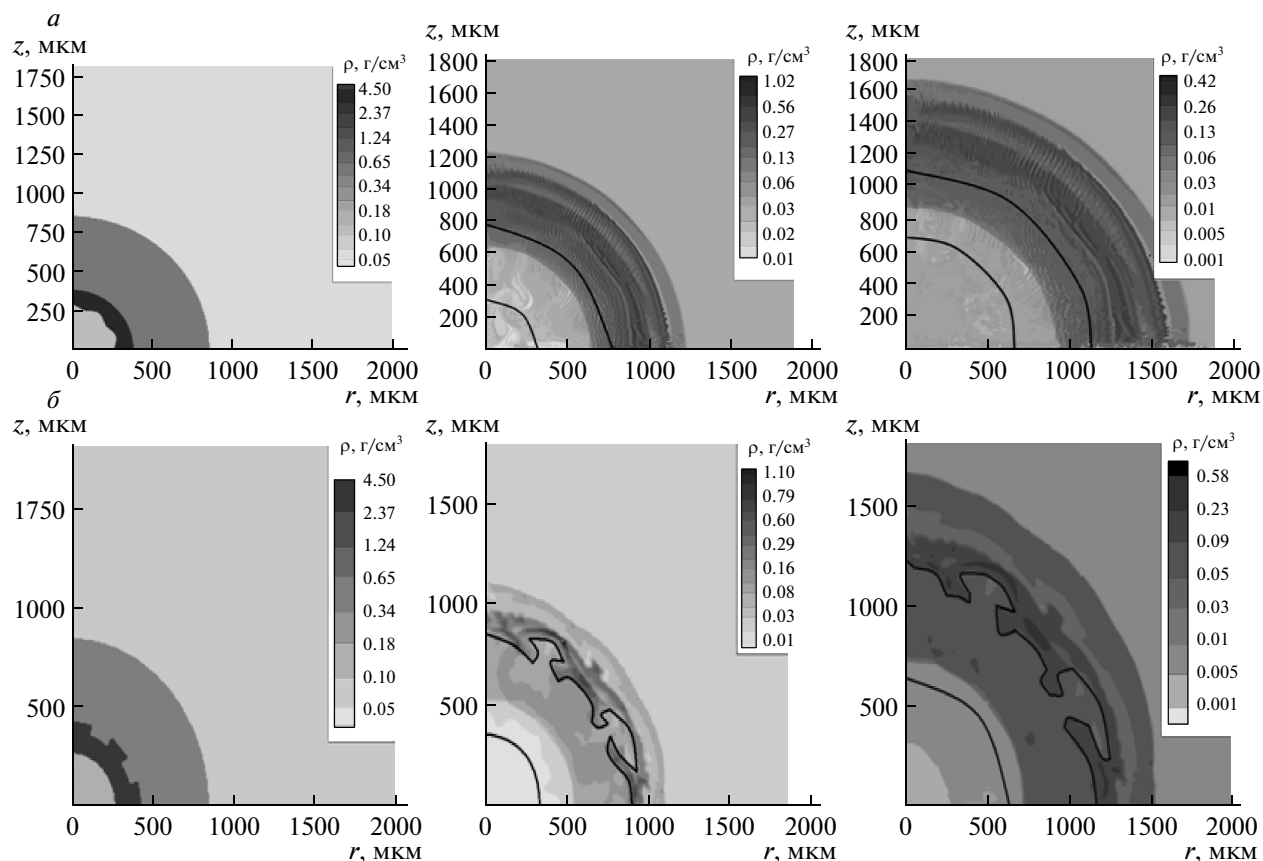


Рис. 9. Двумерная картина несимметричного разлета лазерной мишени, имитирующей сверхновую: эволюция поля плотности; представлены моменты времени 0, 20, 40 нс (слева направо). *а* — разлет мишени в случае несимметричной внутренней границы титана ($R = 280$ мкм), возмущения в форме синусоиды с номером гармоники $n = 6$ и амплитудой $a = 10$ мкм; *б* — разлет мишени в случае несимметричной внешней границы титана ($R = 385$ мкм), возмущения заданы в форме «шестеренки» с амплитудой $a = 50$ мкм. Сплошными линиями обозначены внутренняя и внешняя границы титана

различные стадии разлета мишени, а также роль перемешивания тяжелых слоев центральной части объекта с легкими периферийными слоями. Соотношения подобия гидродинамических явлений допускают изменение масштабов явлений на много порядков.

Возможное лазерное моделирование астрофизических процессов является актуальной задачей, в том числе в связи с созданием лазера УФЛ-2М в РФЯЦ ВНИИФ (г. Саров) с энергией около 4 МДж, а также работающими на сегодняшний день установками наносекундной и пикосекундной длительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 12-02-31221-мол_а, 11-02-01305-а, 11-01-00267а, 13-02-00494).

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Hwang and J. M. Laming, *Astrophys. J.* **746**, 130 (2012).
2. В. Бычков и др., *Астрон. ж.* **83**, 337 (2006).
3. Н. В. Арделян, Г. С. Бисноватый-Коган, С. Г. Моисеенко, *УФН* **167**, 1028 (1997).
4. K. Kifonidis T. Plewa, H.-Th. Janka et al., *Astron. Astrophys.* **408**, 621 (2003).
5. S. Bouquet, in *Proc. of Int. Workshop on the Physics of Compressible and Turbulent Mixing (IWPCTM 13)*, July, UK (2012).
6. A. R. Miles, M. J. Edwards, and J. A. Greenough, *Astrophys. Space Sci.* **298**, 17 (2005).
7. D. D. Ryutov, V. A. Remington, H. F. Robey et al., *Phys. Plasmas* **8**, 1804 (2001).
8. H. F. Robey et al., *Phys. Plasmas* **8**, 2448 (2001).
9. Л. И. Седов, *Методы подобия и размерности в механике*, Наука, Москва (1967).
10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
11. С. А. Гайфулин, А. В. Захаров, В. Я. Карпов и др., ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, Москва, ЦНИИАТОМИНФОРМ, № 2 (1983).
12. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Н. В. Жидков и др., *ЖЭТФ* **138**, 524 (2010).
13. В. Ф. Тишкин, В. В. Никишин, И. В. Попов и др., *Матем. моделирование* **7**(5), 15 (1995).
14. К. В. Вязников, В. Ф. Тишкин, А. П. Фаворский, *Матем. моделирование* **1**(5), 95 (1989).
15. E. L. Moses, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **244**, 012006 (2010).
16. R. P. Drake, C. C. Kuranz, A. R. Miles et al., *Phys. Plasmas* **16**, 041004 (2009).
17. С. Г. Гаранин, С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, *Тезисы доклада на 39-й международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу*, 6–10 февраля 2012 г., Звенигород (2012).
18. D. D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane et al., *Astrophys. J.* **518**, 821 (1999).
19. D. D. Ryutov and V. A. Remington, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, B407 (2002).