Исследование возможностей моделирования процессов несимметричного взрыва и разлета сверхновых звезд в условиях лазерного эксперимента

Н. В. Змитренко⁺, П. А. Кучугов⁺, В. Б. Розанов^{*}, Р. В. Степанов^{*}, Р. А. Яхин^{*1}

+Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, 125047 Москва, Россия

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 2017 г. После переработки 12 февраля 2018 г.

Работа посвящена моделированию процессов взрыва и разлета лазерных мишеней, которые в условиях эксперимента позволили бы лучше понять причину наблюдаемого несимметричного распределения веществ в облаке остатков некоторых сверхновых звезд (например, сверхновой Кассиопея A). На основе анализа критериев гидродинамического подобия условий, характерных для астрофизического объекта и эксперимента, предложены мишени для значений поглощенной лазерной энергии в диапазоне 1–100 кДж. Статья является продолжением серии ранее опубликованных работ по исследованию сверхновых звезд и возможности моделирования ряда процессов, наблюдаемых при взрыве сверхновых звезд, таких как движение ударной волны по веществу, развитие гидродинамических неустойчивостей на границах разноплотных оболочек, крупномасштабное перемешивание слоев центральной области звезды с элементами, изначально расположенными на периферии облака остатков, в лабораторных условиях с помощью мощных лазеров. Исследования проведены на основе численного моделирования взрыва и разлета мишеней по одномерным и двумерным гидродинамическим программам.

DOI: 10.7868/S0370274X18070019

1. Введение. Наблюдения сверхновой звезды Кассиопеи A, проведенные обсерваториями Chandra [1,2] и NuSTAR [3], выявили факт наличия существенной несимметрии в облаке остатков. Элементы (Fe, Ti), в момент взрыва предположительно расположенные в центральной области звезды, в процессе разлета оказываются выброшенными к границе облака остатков. Одним из возможных объяснений подобного результата могло бы стать наличие несимметрии в звезде в момент коллапса, в результате которой образовались области (сектора) с существенно различными начальными скоростями. В ранее опубликованных работах [4,5] были представлены такие возможные условия на момент начала разлета остатков сверхновой Кассиопеи А, которые приводят к наблюдаемому космическими обсерваториями результату. В условиях очень ограниченного объема информации о наблюдаемом объекте представляется крайне важным и интересным попытаться воспроизвести начальную картину взрыва и характер движения по существенно более поздним данным о распределении вещества в облаках остатков сверхновых звезд.

В связи с тем, что газовая динамика допускает соотношения подобия в широком диапазоне пространственных, временны́х и энергетических шкал, есть возможность в лабораторном эксперименте, на много порядков величин отличающемся от 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.

2. Моделирование процессов взрыва и разлета сверхновой звезды. В работах [4, 5] были проведены численные расчеты, моделирующие динамику процессов разлета остатков сверхновой звезды Кассиопеи А в течение нескольких сотен секунд после момента взрыва, в том числе, с учетом возможной начальной несимметрии и 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 облака остатков – "звезда выворачивается наизнанку", что

¹⁾e-mail: yakhin.rafael@gmail.com



Рис. 1. 2 D-изображение несимметричного разлета сверхновой звезды: представлены моменты времени 0, 5, 10 с после взрыва соответственно (эволюция поля плотности). Сплошной линией выделена внешняя граница вещества (Fe, Ti) центральной области при концентрации 0.95: $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг, $M = 5.85 M_s$, $\Delta R = 200$ км

соответствует наблюдениям. Там же были рассмотрены критерии гидродинамического подобия, которые позволяют в условиях эксперимента моделировать условия, наблюдаемые при взрыве и разлете сверхновой звезды.

Распределение скорости движения (разлета) по веществу звезды при симметричном разлете должно быть близким к распределению в модели сильного взрыва [6]. В работе [7] было представлено распределение плотности вещества в остатках сверхновой, близкого по своим параметрам к сверхновой Кассиопеи А, в различные моменты времени после центрального взрыва (энергия взрыва $E \approx 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг). Результаты 2D-моделирования, представленные в [7], хорошо согласуются с теоретической моделью сильного взрыва.

Возможное неоднородное распределение вещества сверхновой перед взрывом формирует условия для развития гидродинамических неустойчивостей, создает дополнительные потоки, увеличивая доли более быстрых и более медленных течений. Вследствие начальной несимметрии плотного ядра часть вещества из центра летит гораздо быстрее окружающих слоев (баллистический эффект совместно с неустойчивостью Рэлея-Тэйлора). Кроме того, дополнительный вклад вносит начальная мелкомасштабная (высокие гармоники) неоднородность периферийных слоев, на которую "наталкивается" ускоренное плотное вещество. В работе [4] были предложены распределения вещества в сверхновой Кассиопеи А перед взрывом, которые могли бы привести к наблюдаемой несимметрии, когда элементы, расположенные предположительно в центральной области звезды, оказываются на периферии облака остатков. На рис. 1 приведены результаты 2D численного осесимметричного (Z – ось вращения) расчета разлета сверхновой звезды при несимметричных начальных условиях, задаваемых в виде возмущения на контактной границе тяжелого ядра (элементы "железного пика") и следующего за ним слоя, содержащего Са, S и Si. Угловой размер возмущенной области составлял 20°, энергия взрыва $E = 1.7 \cdot 10^{51}$ эрг, амплитуда возмущения на границе составила 200 км [5].

Далее на рис. 2 изображены гистограммы распределения по скоростям элементов центральной области (Fe, Ti), изначально предположительно расположенных в центральной части звезды, на момент 10 с после взрыва для двух вариантов взрыва – симметричного и несимметричного. Напомним, что в случае несимметричной геометрии задавались возмущения на контактной границе Fe, Ti – Ca, S, Si, амплитуда возмущения на границе составила 200 км, угловой размер возмущенной области 20° [5].

Из рис. 2 видно, что в случае несимметричного взрыва и разлета остатков сверхновой звезды распределение вещества по скоростям в ее остатках оказывается отличным от варианта симметричного взрыва: несмотря на то, что бо́льшая часть вещества движется примерно с той же скоростью, что и в варианте симметричного взрыва, существует доля вещества, которая движется существенно быстрее (определяется размером и геометрией несимметрии в момент взрыва). По данным наблюдений [1] масса Fe на периферии облака остатков, изначально расположенного в центральной части звезды, составляет несколько десятых долей от массы Солнца. В расчетах удалось воспроизвести как размер области остатков, так и распределение масс различных элементов в нем. Скорости разлета веществ, полученные в численных расчетах, лежат в диапазоне от 1 до



Рис. 2. Распределения по скоростям элементов центральной области (Fe, Ti) на момент 10 с после взрыва для двух вариантов взрыва: симметричного и несимметричного

20 тыс. км/с, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными в наблюдениях (средняя скорость разлета облака остатков составляет около 5000 км/с [1]).

3. Определение параметров мишеней для условий эксперимента с поглощенной лазерной энергией 1–100 кДж. Для условий эксперимента на лазерных установках с различной энергетикой подбирались варианты мишеней. В данной работе представлена одна из них – оболочечная сферическая мишень для эксперимента с поглощенной лазерной энергией 10 кДж. Лазерная мишень для имитации взрыва и разлета сверхновой выбиралась из соображений $R \sim E^{1/3}$ (R – радиус мишени, E – лазерная энергия). Кроме того, для мишени должны выполняться условия подобия сверхновой звезде, определяемые рядом безразмерных параметров. Кратко остановимся на основных из них.

Во-первых, это число Струхала S = $\frac{Ut}{L}$, где U – скорость вещества, t – время изменения параметров, L – размер системы, которая устанавливает связь времени эволюции системы с ее размерами. В сверхновой звезде обратная величина числа Струхала на момент времени $t = 10 \text{ c} \left. \frac{L}{t\sqrt{p/\rho}} \right|_{SN} \sim \frac{10^{10} \text{ [см]}}{10c\sqrt{10^6} [\text{M6ар}]/100 [r/\text{см}^3]} \sim 10^3$ и остается близкой к этому значению на протяжение последующего разлета. Для лазерной мишени при поглощенной энергии 10 кДж на момент времени $t = 200 \text{ hc} \left. \frac{L}{t\sqrt{p/\rho}} \right|_{\exp} \sim \frac{1 [\text{см}]}{2 \cdot 10^{-7} c\sqrt{10^{-2} [\text{M6ар}]/10^{-2} [r/\text{см}^3]}} \sim 10^3$ и также сохраняется в последующем.

Во-вторых, это число Рейнольдса Re = $\frac{Ul}{\nu}$, 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. Для сверхновой звезды Re = $10^{10} - 10^{13}$. Для случая лазерной мишени числа Рейнольдса достигают значений $10^6 - 10^9$. Эти значения меньше, чем в случае сверхновой, однако абсолютно они велики и также приводят к турбулентному течению, которое можно исследовать с помощью гидродинамики идеальной жидкости.

В-третьих, число Фруда Fr $= \frac{U_i^2}{gl}$. Оно характеризует отношение силы инерции к силе гравитации, демонстрирует роль гравитации, которая явно присутствует в астрофизических объектах и равна нулю для экспериментов с лазерными мишенями. Гравитация быстро спадает с увеличением радиуса и даже для внутренних областей сверхновой является малой величиной по сравнению с силами инерции.

Также мы сравнили числа Маха для плотных элементов звезды (Fe) и мишени (Ti), они находятся в диапазоне от 1 до 20 в зависимости от времени разлета и характера взрыва. Кроме того, был рассмотрен критерий, связанный с неустойчивостью Рэлея-Тэйлора, он определяет длину волны возмущения (20°), которая развивается за счет гидродинамических процессов до размеров, допускающих сравнение с наблюдаемой картиной (около 20% от размера облака остатков). На текущий момент для сверхновой звезды слишком мало данных наблюдений. Те, что имеются, говорят нам лишь о существовании узконаправленных выделенных джетов того или иного вещества в крупном облаке остатков с поперечным размером несколько угловых секунд. Сложно говорить о конкретной длине волны и ее размере. Можно лишь предположить возможность возникновения

414		

SN	Радиус (км)	1376	6041	708000	$1.6\cdot 10^7$
	Масса, M_s – масса Солнца	1.32	1.5	4.2	10
	Масса слоя, M_s	1.32	0.18	2.7	5.8
	Вещество	Fe	Si	He	Н
	Плотность (r/cm^3)	$2.4 \cdot 10^{8}$	$4 \cdot 10^5$	3.9	$7 \cdot 10^{-4}$
	Отношение массы слоя к	0.88	1	2.8	6.7
	массе слоя (Fe+Si)				
ЛАЗЕРНАЯ	Радиус (мкм)	300	600	1000	2500
МИШЕНЬ	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 (r/cm^3)	0.1	4.5	0.5	0.05
	Отношение массы слоя к	0.013	1	2.8	10
	массе слоя Ті				

Таблица 1. Распределение вещества сверхновой (SN) звезды Кассиопея А и параметры мишени для лазерного эксперимента

такой струи вследствие мелкомасштабной начальной несимметрии периферийных слоев. Тем не менее, исследование в эксперименте процесса, когда сравнительно крупная область плотного вещества налетает на более легкие внешние слои другого вещества, в котором присутствуют коротковолновые возмущения, представляет отдельный интерес.

В табл.1 представлено распределение вещества сверхновой звезды Кассиопея А на момент коллапса (будем предполагать, что энергия взрыва порядка 1.7 · 10⁵¹ эрг), а также параметры мишени для условий лазерного эксперимента с энергией порядка 10 кДж.

Итак, повторим, что мишень устроена следующим образом: от 0 мкм до 300 мкм – пена СН с плотностью 0.1 г/см³. Она необходима только для поглощения (максимально однородного) лазерного излучения. Ее масса на два порядка меньше массы Ті. В расчете предполагалось, что энергия вкладывается в пену однородно, от 300 до 600 мкм – Ті с плотностью $4.5 \, \Gamma/cm^3$, от 600 мкм до 1000 мкм – более плотная пена CH с плотностью 0.5 г/см³, от 1000 до 2500 мкм – малоплотная пена CH с плотностью 0.05 г/см³. Следует оговориться, что при выборе мишени мы на данный момент не рассматривали конкретную реализацию лазерной установки, а только выбрали значение поглощенной энергии. В реальном эксперименте необходимо будет учитывать множество дополнительных факторов, связанных с геометрией облучения, типом лазера, качеством изготовления мишени.

Отметим, что ранее [4] для сверхновой звезды были проведены расчеты с двумя различными распределениями вещества внутри слоев: кусочнопостоянной и в виде зависимости плотности от радиуса ($\rho = 10^{28.8}/r^{2.7}$ г/см³, где r – в см, $10^{9.1}$ < $< r < 10^{12.2}$). Результаты моделирования оказались близкими. Поэтому в расчетах с лазерной мишенью рассматривался вариант только с постоянной плотностью внутри каждого из слоев.

4. Моделирование процессов взрыва и разлета лазерной мишени. Далее была проведена серия 1D и 2D расчетов разлета оболочечных лазерных мишеней с различной величиной поглощенной энергии в диапазоне от 1 до 100 кДж (данный диапазон лазерных энергий был выбран в соответствии с параметрами современных проектируемых и действующих лазерных установок). На рис. 3 представлены результаты расчета, демонстрирующего распределение по пространству плотности для трех моментов времени (0, 100 и 200 нс) для варианта центрального симметричного поглощения лазерной энергии 10 кДж во внутреннем слое – пене СН плотностью 0.1 г/см³ (параметры мишени приведены в табл. 1). Сплошной линией выделена концентрация титана Ti при значении 0.95.

Из рис. 3 видно, что границы веществ движутся с замедлением, вследствие чего создаются условия, когда более плотное вещество тормозится более легким. Возникают классические условия для развития неустойчивости Рэлея–Тейлора, которая может привести к существенной несимметрии разлета. Наблюдаемые на рис. 3 возмущения границы СН–Ті связаны с численными эффектами (конечным размером ячеек), увеличение числа счетных ячеек приводит к снижению ширины области перемешивания. В эксперименте подобных эффектов не будет.

На рис. 4 в качестве примера представлены результаты 2D расчета разлета мишени при несимметричных начальных условиях, заданных в виде возмущения $\Delta R = 100$ мкм внешней границы титана (R =



Рис. 3. 2D-изображение симметричного разлета лазерной мишени; представлены моменты времени 0, 100, 200 нс соответственно: эволюция поля плотности. Сплошной линией выделены границы титана Ті при концентрации 0.95, поглощенная энергия составила 10 кДж



Рис. 4. 2D-изображение несимметричного разлета лазерной мишени; представлены моменты времени 0, 100, 200 нс соответственно: эволюция поля плотности. Сплошной линией выделена граница титана Ті при концентрации 0.95, поглощенная лазерная энергия составила 10 кДж

= 600 мкм), угловой размер возмущенной области составил 20°. Поглощенная лазерная энергия – 10 кДж. Приведены картины распределения поля плотности в моменты времени 0, 100, 200 нс соответственно. Сопоставление значений числа Струхала, устанавливающего связь времени эволюции системы с ее размерами, свидетельствует о том, что разлет лазерной мишени в течение первых 100 нс после взрыва соответствует времени разлета астрофизического объекта порядка 1000 с.

Из рис. 4 следует, что вследствие начальной несимметрии слой Ті, расположенный на полюсах мишени, движется значительно быстрее, чем остальные слои. Возникает ситуация, когда слои вещества центральной области в процессе разлета оказываются более удаленными от центра симметрии, чем внешние оболочки мишени перед взрывом. Кроме того, в эксперименте необходимо будет учитывать влияние пены CH (в нее изначально вкладывалась энергия) на процесс разлета Ti и других внешних слоев. Она также движется несимметрично и оказывает (особенно в начале процесса) влияние на разлет Ti. На поздней стадии вследствие малости массы (на 2 порядка ниже, чем масса Ti) можно предположить, что ее влияние будет несущественно. Увеличение вложенной энергии и соответственно размера слоя Ti приводят к снижению эффекта влияния вложения энергии в вещество, отличное от Ti.

На рис. 5 на момент t = 100 нс представлена картина распределения массы титана Ті в зависимости от его скорости для двух вариантов взрыва: (а) симметричного и (b) несимметричного. В случае несимметричного характера взрыва возникают области Тi, движущиеся со скоростями, большими по сравнению с наблюдаемыми в симметричном варианте. Часть



Рис. 5. Распределение массы титана Ti на момент времени 100 нс после взрыва в зависимости от его скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного



Рис. 6. Распределение массы пены CH, изначально расположенной в центральной части мишени (R < 300 мкм), на момент времени 100 нс после взрыва зависимости от его скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного

Ті, расположенная в момент взрыва ближе к вертикальной оси Z, разлетается со скоростью порядка 60 км/с. Подобно тому, как элементы "тяжелого" ядра (Fe, Ti) сверхновой в случае начальной несимметрии могли бы двигаться быстрее "легких" (малоплотных) периферийных слоев (см. рис. 1), создавая инверсию вещества в облаке остатков, также Ti из центра мишени проникает в окружающие его слои пены, оказываясь на периферии области наблюдения.

Далее на рис. 6 на момент t = 100 нс представлена картина распределения массы пены CH, в начальный момент времени расположенной в центре мишени, в зависимости от ее скорости для двух вариантов взрыва: (a) симметричного и (b) несимметричного.

Распределение пены, изначально расположенной в центральной части мишени, на момент времени 100 нс в случае несимметричного характера взрыва также оказывается отличным от распределения в случае симметричного взрыва. Возникают небольшие области (несколько процентов от всей массы пены), движущиеся быстрее, чем в случае симметричного разлета.

На рис. 7 на основании данных рис. 5 приведена гистограмма разности долей масс вещества Ті в зависимости от скорости для несимметричного и симметричного вариантов взрыва. Измерение скоростей движения отдельных элементов в процессе разлета в условиях эксперимента могло бы позволить определить зависимость распределения вещества и характера его движения в процессе разлета от начальной геометрии лазерной мишени, что в свою очередь, даст возможность лучше понять и объяснить возможную структуру астрофизического объекта непосредственно перед коллапсом.

Зная распределение скоростей (вместе с остальными характеристиками) для каждого из элементов в различные моменты времени, и их отличия от варианта симметричного разлета, можно попытаться вос-



Рис. 7. Гистограмма разности долей масс титана Ті в зависимости от скорости для несимметричного и симметричного вариантов взрыва

произвести начальное состояние мишени в момент взрыва и сам характер взрыва. По конечному состоянию можно определить начальное, что крайне важно при анализе столь сложного явления, как взрыв и разлет сверхновой звезды в условиях очень ограниченного объема информации о процессе.

5. Заключение. В качестве заключения можно отметить, что выбор определенной начальной геометрии лазерной мишени с учетом критериев подобия позволит в условиях эксперимента моделировать возможное движение элементов в облаке остатков той или иной сверхновой звезды, изучать роль перемешивания тяжелых слоев центральной части объекта с легкими периферийными слоями. Накопление данных по несимметрии разлета астрофизических объектов даст возможность более корректно сформулировать задачи о происхождении и масштабах начальной несимметрии объектов и процессов. При достаточном количестве информации о конечном состоянии наблюдаемого распределения вещества в облаке остатков сверхновой звезды можно попытаться воспроизвести и объяснить характер взрыва и геометрию расположения элементов сверхновой в момент взрыва, а моделирование некоторой части процессов в условиях эксперимента поможет лучше понять и интерпретировать астрофизические явления.

Также интерес представляет исследование роли возможных сгустков темной материи гравитационносвязанных структур, имеющих массы порядка масс звезд, которая обсуждалась в [8, 5].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 16-11-10174.

- U. Hwang and J. M. Laming, Astrophys. J. **746**, 130 (2012).
- T. Delaney, L. Rudnick, M. D. Stage, J. D. Smith, K. Isensee, J. Rho, G. E. Allen, H. Gomez, T. Kozasa, W. T. Reach, J. E. Davis, and J. C. Houck, Astrophys. J. **725**, 2038 (2010).
- F. A. Harrison, W. W. Craig, F. E. Christensen et al. (Collaboration), Astrophys. J. 770, 103 (2013).
- Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, Р. В. Степанов, Р. А. Яхин, В. С. Беляев, ЖЭТФ 145(3), 442 (2014).
- Р. А. Яхин, В. Б. Розанов, Н. В. Змитренко, Р. В. Степанов, ЖЭТФ 150(3), 480 (2016).
- Я. В. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Физматлит (2008).
- R. A. Yakhin, V. B. Rozanov, N. V. Zmitrenko, R. V. Stepanov, and P. A. Kuchugov, J. Russian Laser Research 35(4), 333 (2014).
- В. С. Березинский, В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, УФН 184, 1 (2014).