

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ В СВЕРХНОВЫХ ТИПА Ia

С. И. Глазырин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Сверхновые типа Ia являются важными космологическими объектами, сыгравшими большую роль в определении состава Вселенной. Несмотря на четыре десятилетия исследований, нет полного понимания механизма взрыва. Одна из основных задач состоит в описании распространения волны горения по предсверхновой – белому карлику. Из наблюдений известно, что изначально медленное пламя по мере движения ускоряется и переходит в детонацию. Механизм ускорения, который реализуется в сверхновых, не известен до сих пор, но считается, что оно происходит за счет различных неустойчивостей. В работе исследована неустойчивость Ландау–Даррье тонкого фронта дефлаграционного термоядерного горения, распространяющегося по предсверхновой. Представлено прямое численное моделирование горения с помощью «метода уровней». Показано, что малые возмущения на фронте через некоторое время сливаются в одну большую угловую точку. При движении пламени ограниченных размеров это приводит только к незначительному росту скорости, что не позволяет ему разогнаться до скорости звука.

Ключевые слова: сверхновые Ia, термоядерное горение, неустойчивость Ландау–Даррье

1. Введение

Взрывы сверхновых – это выдающиеся события в нашей Вселенной. Значительное энергосодержание около 10^{51} эрг позволяет им быть движущей силой в галактиках и значительно влиять на свое окружение. При таком взрыве светимость одной звезды сравнивается со светимостью целой галактики, что вместе с хорошей повторяемостью параметров позволяет нам проводить количественные наблюдения в самых далеких частях Вселенной.

Несмотря на долгую историю изучения этих объектов, полное понимание физических процессов, которые лежат в основе взрывов не получено до сих пор. Существует несколько типов сверхновых, которые наблюдательно различаются в основном спектрами, но имеют радикальные различия в механизмах. Здесь мы рассмотрим один из типов – Ia, который позволил получить космологические «стандартные свечи» и благодаря которому было открыто ускоренное расширение Вселенной [1, 2].

2. Картина взрыва сверхновой типа Ia

Наблюдаемые спектры сверхновых типа Ia показывают отсутствие водорода при взрыве и сильную линию кремния. Это указывает на то, что взрывающаяся звезда истощила все свои запасы водорода и, согласно предложенным сценариям взрыва, является белым карликом. Это вырожденные звезды, состоящие в основном из ^{12}C и ^{16}O и поддерживаемые давлением холодного электронного газа. В них не происходят ядерные реакции, и в изолированном состоянии они останутся в неизменном виде. Другое дело в двойной системе (согласно данным наблюдения и теоретическим оценкам процессов звездообразования, в нашей Вселенной около 2/3 всех звезд – двойные). Тут различают два сценария взрыва: одновырожденный и двувырожденный. Вкратце опишем второй вариант: если в двойной системе находятся два белых карлика, то в течение времени они будут сближаться за счет потери энергии на гравитационное излучение. Взрыв произойдет в момент слияния этих звезд [3]. Данный вариант, хотя

и очень вероятный, не будет рассматриваться в этой статье. Одновырожденным сценарий взрыва является тогда, когда вторая звезда в системе обычная [4]. В таком случае возможно перетекание вещества с нее на поверхность белого карлика. У последних существует предельное значение массы – чандрасекаровский предел ($\sim 1,4M_e$). При превышении его звезда становится неустойчивой (показатель адиабаты в центре $\gamma < 4/3$), что приводит к ее поджатию и росту температуры. В некоторый момент около центра начинается активное горение – рождается пламя.

Исходя из условий, в белом карлике изначально пламя начинает гореть в дефлаграционном, т. е. дозвуковом режиме. Таким образом, звезда успевает расшириться и температура падает настолько, что пламя гаснет. В этом случае взрыва звезды не произойдет. Для успешного взрыва необходимо ускорить пламя до скорости звука, чтобы дефлаграционное горение перешло в детонацию. Это подтверждается также наблюдениями, из которых следует, что только половина остатка сверхновой состоит из элементов железного пика (при детонации вещество прогорает до конца – т. е. до этих элементов). Данный сценарий взрыва в литературе называется «сценарий позднего перехода в детонацию» (delayed detonation transition – DDT). Основной физический вопрос, который возникает, – как происходит этот переход. Несмотря на активные исследования, механизм из первых принципов на сегодняшний день не получен. Но есть сильная уверенность в том, что этот переход происходит из-за различных неустойчивостей, которым подвержено пламя в белом карлике.

3. Распространение пламени по белому карлику

Исходя из одномерных расчетов, проведенных с учетом всех физических явлений, играющих роль при горении в центре белых карликов, получаются следующие параметры пламени (толщина и нормальная скорость) [5, 6]:

$$\delta \sim 10^{-4} \text{ см}, \quad u_n \sim 100 \text{ км/с}. \quad (1)$$

Подобное пламя подвержено нескольким неустойчивостям. Рассмотрим их подробнее.

- Термопульсационная неустойчивость является одномерным эффектом, связанным с сильной экспоненциальной зависимостью скорости горения $R(T)$ от температуры [7]. Имеет место при выполнении соотношения для числа Зельдовича

$$Ze \equiv \frac{\partial \log R(T)}{\partial \log T} > Ze_{cr}, \quad (2)$$

где критическое число зависит от параметров системы. Согласно проведенному исследованию [6], пламя в сверхновой типа Ia является стабильным по отношению к этой неустойчивости.

- Неустойчивость Ландау–Даррье [8–10] – это многомерная неустойчивость, которой подвержен бесконечно тонкий фронт пламени. В реальном пламени она проявляется для возмущений, длина волны которых много больше толщины пламени. На линейной стадии все моды являются неустойчивыми $A \sim \exp(\omega t - ikx)$:

$$\omega = ku_n \frac{\mu}{1+\mu} \left(\sqrt{1+\mu - \frac{1}{\mu}} - 1 \right), \quad (3)$$

где $\mu = \rho_u/\rho_b > 1$. На нелинейной стадии происходит стабилизация в так называемых каспах (угловых точках). В работе [11] было показано, что следующий порядок в уравнении на амплитуду возмущения записывается как

$$\frac{dx}{dt} = \omega_{LD}x - \frac{2}{\pi^2} k^2 u_n x^2. \quad (4)$$

Второй член отвечает за стабилизацию неустойчивости в каспах.

- Неустойчивость Рэлея–Тейлора проявляется в ускоренных течениях, где имеется разрыв в плотности (на самом деле эффект силы тяжести для фронта горения был рассмотрен еще в работе Ландау [8], так что корректнее для пламени ее называть неустойчивостью Ландау). Силой, движущей эту неустойчивость в наших условиях, является гравитация [12]. Она начинает играть роль на последних стадиях распространения пламени, когда размер области сгоревшего вещества становится сравнимым с размером звезды. Обычным следствием развития данной неустойчивости является турбулизация течений. Именно в этом проявляется основное влияние данной неустойчивости на распространение пламени по звезде.

Указанные неустойчивости приведены в порядке их влияния на течение в сверхновой. В данной работе мы остановимся на изучении неустойчивости Ландау–Даррье (ЛД) пламени сверхновой типа Ia.

4. Методы расчета фронта горения

Для исследования многомерных свойств пламени горения существует несколько подходов.

Во-первых, всегда возможно использовать прямое численное моделирование с разрешением всех физических процессов в пламени. В данной задаче для многомерных расчетов это является затруднительным, так как все интересующие нас эффекты проявляются на масштабах много больше, чем толщина пламени, что приводит к необходимости использовать слишком большую счетную сетку (даже для современных суперкомпьютеров).

Один из способов учесть корректно пламя, не прибегая к полному учету всех процессов на его толщине, предложен в работе [13] и в литературе называется как «flame capturing». Он позволяет воспроизводить все свойства пламени, притом что к системе гидродинамических уравнений добавляется всего одно уравнение с искусственно подобранными теплопроводностью и источником (что очень легко можно реализовать в рамках современных численных кодов). Данный метод активно используется его авторами как раз для моделирования процессов в термоядерных сверхновых.

Другой метод, который используется в данной работе, называется «метод уровней» («level-set method»). В систему гидродинамических уравнений вводится еще одна величина G , которая описывает форму фронта горения ($G < 0$ – сгоревшее вещество, $G > 0$ – несгоревшее вещество). Для эволюции этой величины решается уравнение, которое описывает эволюцию фронта по принципу Гюйгенса:

$$\frac{\partial G}{\partial t} + (u \nabla) G = -u_n(x) |\nabla G|. \quad (5)$$

Здесь u – скорость вещества, $u_n(x)$ – нормальная скорость горения пламени. В отличие от прямого численного моделирования, где эта скорость получается непосредственно из расчета, в рассматриваемых методах (flame capturing и level-set method) ее необходимо задавать вне системы. Значения этой скорости в условиях сверхновой получены в работах [5, 6]. В свою очередь, горение влияет на движение вещества через энерговыделение. Для получения необходимой точности, т. е. моделирования бесконечно тонкого пламени (ширина много меньше размера ячейки счетной сетки), необходимо разделять вещество внутри одной ячейки на сгоревшее и несгоревшее, при этом разделяя также гидродинамические потоки. Это усложняет систему и гидродинамическую часть расчета, зато позволяет исследовать интересующие явления. Подробности могут быть найдены в работах [14, 15]. Данный метод реализован в трехмерном численном коде FRONT3D, расчеты по которому представлены ниже.

5. Результаты

Рассмотрим следующую двумерную задачу (рис. 1) с периодическими граничными условиями вдоль оси OY . На верхнем крае границы задается несгоревшее вещество со скоростью втекания, равной нормальной скорости горения. На прямой $x = 0$ задается фронт горения (область $G = 0$), а условия в прогоревшем веществе вычисляются исходя из законов сохранения на границе фронта. Задаем синусоидальное возмущение и исследуем его эволюцию. Такая постановка соответствует горению «в канале».

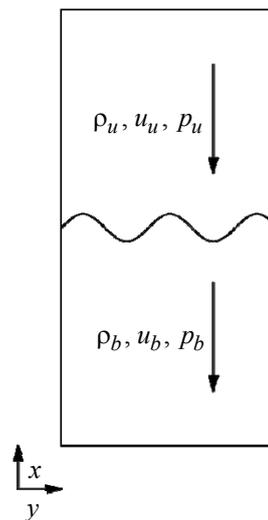


Рис. 1. Постановка начальных условий

Результаты представлены на рис. 2. Видно, что в случае одной начальной моды и в случае многих мод возмущение с течением времени переходит в один касп. Волны, которые появляются в несгоревшем веществе в расчете с несколькими модами, состоят из двух компонент – численной (схемной) и физической (от горения). Одна из важных для сверхновых задач – разделить их и выяснить масштаб физической компоненты шума, которая служит источником, вызывающим различные неустойчивости.

Вернемся к вопросу об ускорении пламени при движении в канале. Из-за увеличения площади поверхности фронта горения скорость его движения относительно натекающего вещества увеличивается. На рис. 3 представлена зависимость измеренной в расчетах мгновенной скорости фронта от времени. Образование каспа приводит к увеличению и стабилизации скорости пламени на уровне $(1,03 \div 1,04)u_n$. То есть значительного, на порядок по величине, изменения добиться не удается. Этот результат совпадает с теоретическим предсказанием Зельдовича [11] и расчетами [10].

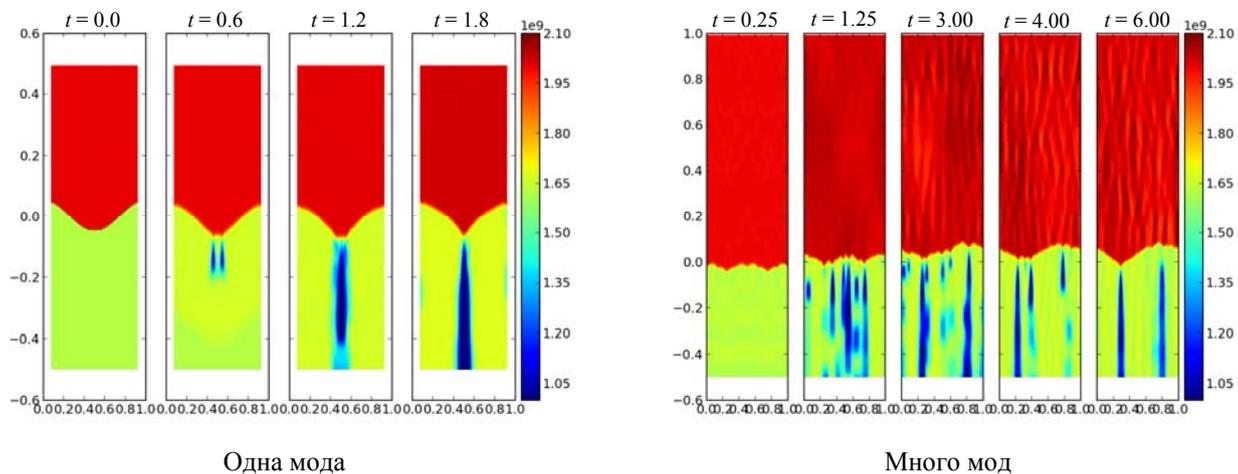


Рис. 2. Распределение плотности на разные моменты времени для двух расчетов, время указано в единицах 10^{-8} с

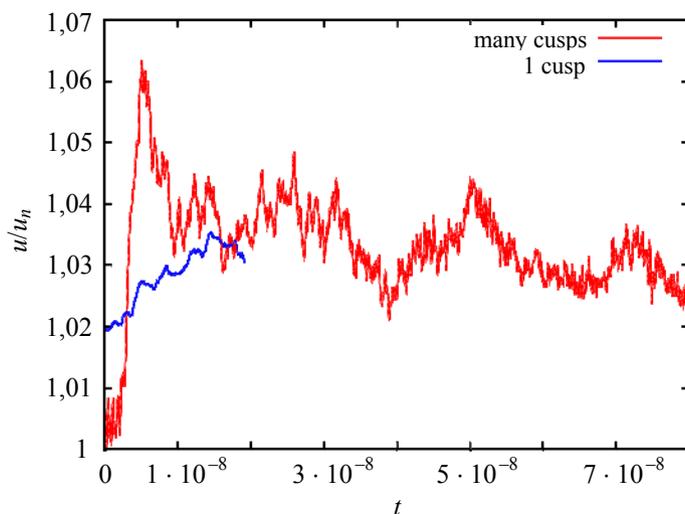


Рис. 3. Скорость пламени относительно набегающего вещества в зависимости от времени

Такое слабое ускорение не позволяет объяснить природу перехода дефлаграции в детонацию за счет неустойчивости Ландау–Даррье (и ее нелинейной стадии) при движении «в канале». В данном случае основное ограничение на разгон пламени создает, с одной стороны, ширина области L , которая не дает возможности появляться более крупным каспам, с другой стороны – ограничение на размер разрешаемого элемента течения в численном счете. Бесконечно тонкое пламя фрактализуется, тем самым увеличивая значительно свою скорость [16]. Но этот эффект невозможно полностью получить в численном счете без подсеточных явлений. Реальное пламя в сверхновой – сферическое, что снимает первое ограничение, а вот корректный учет фрактализации гораздо сложнее, и метода, с помощью которого это можно сделать, не существует на сегодняшний день (или он неиз-

вестен автору). Один из шагов на пути к решению этой задачи рассмотрен в следующем разделе.

6. Уравнение Сивашинского

В результате некоторых упрощающих предположений возможно получить единичное замкнутое уравнение, описывающее эволюцию фронта горения. Это было сделано впервые в работах [17, 18]. Получающееся в результате уравнение (которое учитывает диффузионные, тепловые и гидродинамические эффекты пламени) выглядит следующим образом:

$$F_t + 4(1-\nu)^2 \nabla^4 F - \nu \nabla^2 F + \frac{1}{2} (\nabla F)^2 = \frac{1-\sigma}{8\pi^2} \int |k| e^{ik(x-z)} F(z,t) dk dz. \quad (6)$$

Здесь $F(x, t)$ – функция уровня, множество точек x : $F(x, t)$ – задает положение фронта горения в момент времени t ; $v = (Le - Le_0)/(1 - Le_0)$ – безразмерная величина, которая зависит от числа Льюиса Le (безразмерного отношения коэффициентов теплопроводности и диффузии) и критического числа Льюиса Le_0 , последнее определяется параметрами среды, подробнее см. работу [17]; σ – коэффициент теплового расширения газа, $\sigma < 1$. Это сложное нелинейное уравнение изначально решалось численными методами. Позже было показано, что его решение можно представить в виде разложения по полюсам в комплексной плоскости [19].

В результате этих свойств уравнение представляет собой мощный инструмент для исследования горения. Некоторые работы, основанные на решении (6), показывают, что возможно ускорение пламени за счет роста неустойчивостей различных масштабов в сферическом случае [20], либо для движения в канале при наличии внешнего шума [21] (при этом существует «фазовый» переход в зависимости скорости пламени от ширины канала). Все эти результаты свидетельствуют в пользу существования механизма ускорения пламени в сверхновой.

Покажем, каким образом уравнение Сивашинского описывает результаты, представленные выше в прямом численном счете (с методом слежения за фронтом). Рассмотрим для упрощения одномерное уравнение в ограниченной области ширины L и оставим в нем только члены, которые создают основной эффект. Пусть $h(x, t)$ – функция, которая задает форму пламени (отклонения от прямой), тогда

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 = v \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + I\{h\} + 1, \quad (7)$$

где нелинейный функционал $I\{h\}$ – это член в правой части уравнения (6). Полносное разложение для этого уравнения выглядит следующим образом [19]:

$$u \equiv \text{const} \cdot \partial_x h, \quad \theta = 2\pi x/L, \quad (8)$$

$$u(\theta, t) = v \sum_{j=1}^N \cot \left[\frac{\theta - z_j(t)}{2} \right] + \text{c.c.} \quad (9)$$

Здесь z – координаты полюсов в комплексной плоскости. Каждый такой полюс соответствует угловой точке. Любую начальную форму фронта можно с заданной точностью описать набором полюсов [21]. Уравнение для динамики полюсов принимает вид

$$-L^2 \frac{dz_j}{dt} = \left[v \sum_{k=1}^{2N} \cot \left(\frac{z_j - z_k}{2} \right) + i \frac{L}{2} \text{sign} \left[\text{Im}(z_j) \right] \right]. \quad (10)$$

Численное решение получающейся системы для нашего случая представлено на рис. 4. Хорошо видно, как начальные возмущения постепенно переходят в один касп, что хорошо согласуется с результатами рис. 2. Отсюда можно заключить, что уравнение Сивашинского является неплохим приближением для учета нелинейных эффектов в реальном пламени. Это дает основание полагать, что результаты по ускорению сферических пламен, полученные на его основе (и на основе более строгого уравнения Франкеля [22]), дают реалистичные предсказания.

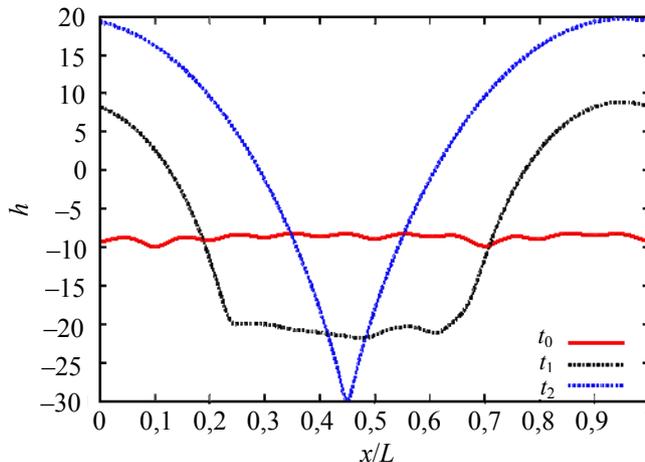


Рис. 4. Последовательные формы пламени из решения уравнения Сивашинского

7. Заключение

В работе исследовался вопрос о возможном ускорении пламени в сверхновой типа Ia. Численным и полуаналитическим (с помощью уравнения Сивашинского) способами исследовалось движение пламени «в канале» (т. е. пламя ограничено по ширине фронта). В таком случае развивается неустойчивость Ландау–Даррье, которая на нелинейной стадии переходит в один касп. В результате пламя ускоряется незначительно – на 3–4 %, что недостаточно для объяснения перехода дефлаграции в детонацию в сверхновых.

Данный анализ некорректно отображает ситуацию в сверхновых из-за пространственного ограничения размеров пламени. В реальной звезде пламя сферическое и не ограничено никакими стенками (это как раз и придает сложность задаче – при наличии стенок вызвать детонацию гораздо проще). Это позволяет надеяться на ускорение за счет фрактализации пламени (разность масштабов в пламени растет со временем). Этот эффект возможно корректно учесть при объединении подходов, представленных в разделах 4 и 6, что является целью будущих исследований.

Автор благодарит С. И. Блиникова за полезные обсуждения этой задачи.

Список литературы

1. Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P., Clocchiatti A., Diercks A., Garnavich P. M., Gilliland R. L., Hogan C. J., Jha S., Kirshner R. P., et al. // *The Astronomical Journal*. 1998. Vol. 116. P. 1009, arXiv:astro-ph/9805201.
2. Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., Knop R. A., Nugent P., Castro P. G., Deustua S., Fabbro S., Goobar A., Groom D. E., et al. // *The Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 517. P. 565, arXiv:astro-ph/9812133.
3. Тутуков А. В., Юнгельсон Л. П. // *Научные информации*. 1981. Т. 49. С. 3.
4. Whelan J., Iben I. // *J. ApJ*. 1973. Vol. 186. P. 1007.
5. Timmes F. X., Woosley S. E. // *The Astrophysical Journal*. 1992. Vol. 396. P. 649.
6. Blinnikov S. I., Glazyrin S. I. arXiv:1208.4038.
7. Bychkov V. V., Liberman M. A. // *The Astrophysical Journal*. 1995. Vol. 451. P. 711.
8. Ландау Л. Д. // *ЖЭТФ*. 1944. Vol. 14. P. 240.
9. Ropke F. K., Hillebrandt W., Niemeyer J. C. // *Astronomy and Astrophysics*. 2004. Vol. 420. P. 411, arXiv:astro-ph/0312092.
10. Bell J. B., Day M. S., Rendleman C. A., Woosley S. E., Zingale M. // *The Astrophysical Journal*. 2004. Vol. 606. P. 1029, arXiv:astro-ph/0311543.
11. Зельдович Я. Б. // *ПМТФ*. 1966, № 1. P. 102.
12. Bell J. B., Day M. S., Rendleman C. A., Woosley S. E., Zingale M. // *The Astrophysical Journal*. 2004. Vol. 608. P. 883, arXiv:astro-ph/0401247.
13. Khokhlov A. M. // *The Astrophysical Journal*. 1995. Vol. 449. P. 695.
14. Smiljanovski V., Moser V., Klein R. // *Combustion Theory Modelling*. 1997. Vol. 1. P. 183.
15. Reinecke M., Hillebrandt W., Niemeyer J. C., Klein R., Grobl A. // *Astronomy and Astrophysics*. 1999. Vol. 347. P. 724, arXiv:astro-ph/9812119.
16. Blinnikov S. I., Sasorov P. V. // *Physical Review*. 1996. Vol. E 53. P. 4827.
17. Sivashinsky G. I. // *Acta Astronautica*. 1977. Vol. 4. P. 1177.
18. Michelson D. M., Sivashinsky G. I. // *Acta Astronautica*. 1977. Vol. 4. P. 1207.
19. Thual O., Frisch U., Henon M. // *Journal de Physique*. 1985. Vol. 46. P. 1485.
20. Filyand L., Sivashinsky G. I., Frankel M. L. // *Physica D Nonlinear Phenomena*. 1994. Vol. 72. P. 110.
21. Olami Z., Galanti B., Kupervasser O., Procaccia I. // *Physical Review*. 1997. Vol. E 55. P. 2649.
22. Frankel M. L. // *Phys. Fluids*. 1990. Vol. A 2. P. 1879.

Статья поступила в редакцию 15.11.2012