

Рис. 9.2. Сравнение энергии антинейтрино от SN 1987а, измеренных детектором KII, с теоретическими расчетами (сплошная кривая). Пунктирной линией показана расчетная неопределенность в 1σ . (Из обзора В. С. Имшенника и Д. К. Надежина. *Astrophys. Space Phys. Rev.* 8, 156 (1989).

коллапсе, полагают, что это может свидетельствовать о более сложном (двухстадийном) коллапсе ядра звезды — голубого сверхгиганта, взорвавшегося как SN 1987а.

9.2. Вспышки сверхновых

Вспышка сверхновой — один из самых мощных катастрофических природных процессов. В астрономии вспышки сверхновых наблюдаются как внезапное увеличение блеска звезды на 9–10 порядков, т. е. одна звезда в максимуме светит почти так же, как звезды всей галактики, и поэтому сверхновые в настоящее время регистрируются из очень далеких галактик вплоть до красных смещений порядка 1, т. е. с расстояний порядка тысячи Мпк. По своим спектральным свойствам сверхновые делятся на два основных типа: I — в спектрах которых отсутствуют линии водорода, и II — в спектрах которых линии водорода наблюдаются. Кроме того, сверхновые этих типов имеют разные кривые блеска $L(t)$. Наиболее универсальны кривые блеска для сверхновых типа Ia. Мы кратко остановимся на них ниже. Существует более детальная классификация, из которой отметим следующие подтипы. Тип Ib — сверхновые без линий водорода с кривыми блеска, похожими на II тип. Тип Ic — нет

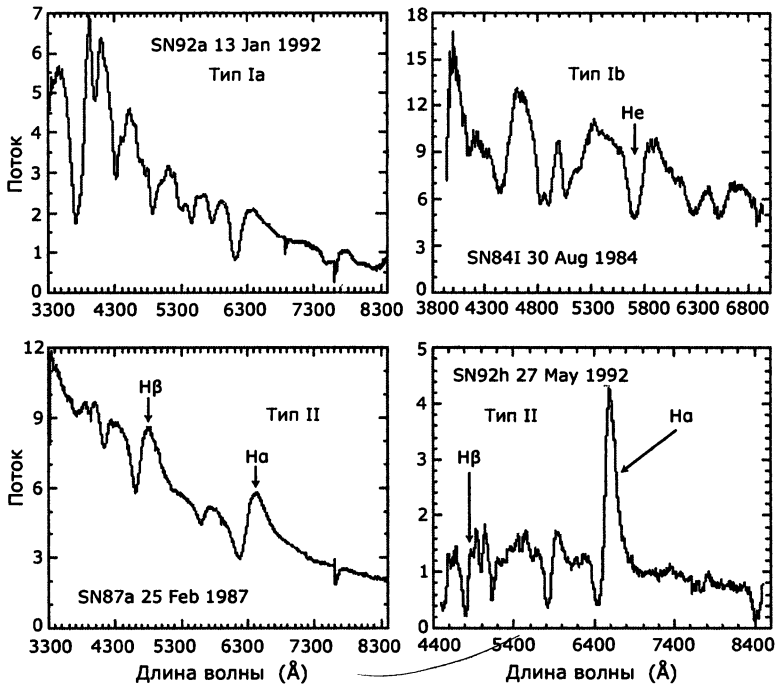


Рис. 9.3. Спектры сверхновых различных типов. В спектрах (особенно у SN II) хорошо видны профили линий типа P Cug (эмиссия в красном крыле и абсорбция в голубом крыле линии), свидетельствующие о мощной расширяющейся оболочке, как у самых горячих звезд. Ширина линий соответствует скорости расширения 10–30 тыс. км/с.

линий гелия, кривая блеска II типа. Линии в спектрах сверхновых очень широкие, что довольно долго затрудняло их идентификацию, спектр сверхновых I типа был впервые расшифрован Ю. П. Псковским только в 1968 г. Ширина обусловлена эффектом Доплера и свидетельствует о скоростях расширения фотосферы сверхновой порядка 10000 км/с. Примеры спектров сверхновых различных типов показаны на рис. 9.3 и 9.4.

Основными наблюдательными характеристиками сверхновых остаются их кривые блеска и спектры (если сверхновая достаточно яркая). Кривые блеска сверхновых различных типов схематически представлены на рис. 9.5 и более подробно обсуждаются в следующих параграфах.

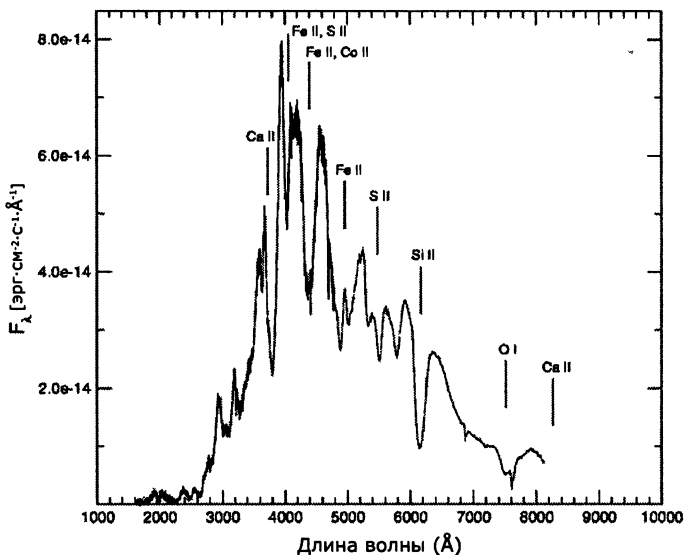


Рис. 9.4. Спектр сверхновой 1992A типа Ia, полученный космическим телескопом «Хаббл» вблизи максимума блеска. Линии водорода отсутствуют, но на фоне нетеплового континуума хорошо заметны линии поглощения тяжелых элементов (SiII, OI, CaII, MgII, FeII и т. д.). Из-за сильного поглощения в линиях тяжелых элементов спектр резко обрывается в УФ области.

9.2.1. Сверхновые II типа

С физической точки зрения, феномен сверхновой II типа и типа Ib/c означает очень быстрое (можно считать, мгновенное) энерговыделение порядка $E_0 = 10^{51}$ эрг внутри звезды с радиусом $R_0 \sim 10^{14}$ см. Эта энергия в конечном счете переходит в кинетическую и тепловую энергию расширяющейся оболочки. Увеличение блеска связано с нагревом расширяющихся внешних слоев звезды ударной волной, причина которой связана с отскоком внутренних слоев от сколлапсировавшего ядра массивной звезды. Например, для звезды с массой 10 солнечных такой энергии будет соответствовать средняя скорость расширения

$$v = (2E_0/M)^{1/2} \approx 3000(10M_\odot/M)^{1/2} \text{ км/с,}$$

что превосходит адиабатическую скорость звука в газе вплоть до температур порядка $6 \cdot 10^8$ К. Ударная волна нагревает и ускоряет

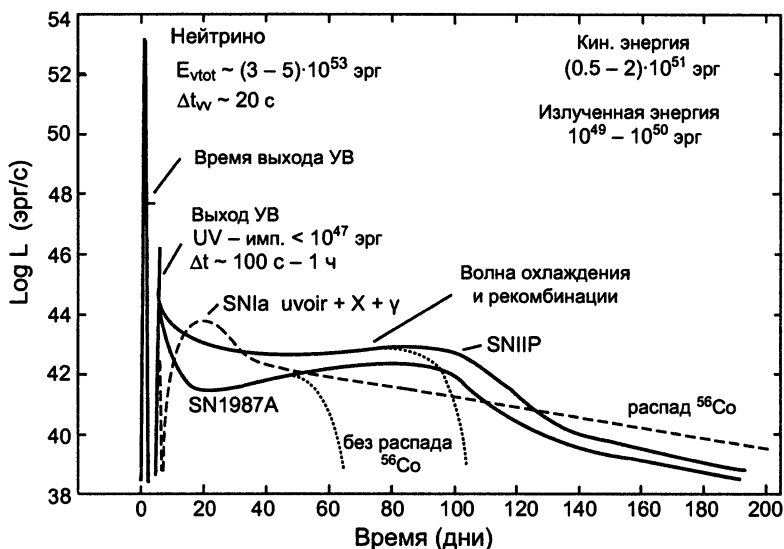


Рис. 9.5. Схема кривых блеска сверхновых различных типов. Указаны основные физические механизмы, ответственные за форму различных участков кривых блеска.

оболочку. В момент выхода ударной волны на поверхность возникает кратковременная мощная вспышка УФ излучения, но основная часть энергии высвечивается позднее, по мере ускорения диффузии излучения в процессе расширения.

Основным источником энергии свечения оболочки этого типа сверхновых является рекомбинация водорода (выделяемая энергия — 13.6 эВ на один атом H) при расширении оболочки. При массе оболочки в 8–10 M_{\odot} выделяется порядка 10^{47} эрг. Из-за рекомбинационного излучения расширяющейся оболочки на кривых блеска сверхновых II типа часто наблюдается плоский участок (плато) (т. н. сверхновые типа IIp). Стадия плато в кривых блеска сверхновых II типа заканчивается, когда время диффузии излучения из оболочки окажется меньше характерного времени ее расширения.

Другой источник энергии свечения оболочки сверхновой — радиоактивный распад $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Он наиболее важен у сверхновых типа Ia. После максимума кривые блеска SN II резко спадают и также выходят на режим экспоненциального уменьшения светимости за счет радиоактивных распадов. При распаде ^{56}Ni энер-

гия выделяется в виде γ -излучения в линиях с энергиями в диапазоне 0.163–1.56 МэВ. Гамма-фотоны взаимодействуют с веществом посредством комптоновского рассеяния на электронах (при таких энергиях фотонов следует пользоваться сечением Кляйна–Нишины, в среднем около 1/3 томсоновского сечения). При уменьшении энергии фотона E_γ до 100 кэВ (грубо, после 10 рассеяний) начинает преобладать фотопоглощение (на Ni и других тяжелых элементах), причем на более низких энергиях сечение поглощения возрастает (как E_γ^{-3}) и термализация происходит очень быстро. Энерговыведение за счет радиоактивного распада ^{56}Ni

$$L(t)_{Ni} \approx 9.7 \cdot 10^{42} \left(\frac{M_{Ni}}{0.1 M_\odot} \right) \exp(-t/\tau_{Ni}) \text{ эрг/с}, \quad (9.4)$$

где время полураспада $\tau_{Ni} \approx 7.6 \cdot 10^5$ с. На последующих стадиях подключается распад ^{56}Co (период полураспада порядка 100 дней) и других радиоактивных изотопов. Видно, что полный запас энергии в радиоактивном распаде может быть порядка и даже больше энергии рекомбинации. Таким образом, полная излученная энергия $\int L(t) dt$ составляет несколько процентов энергии взрыва E_0 . Отметим, что в результате коллапса железного ядра физические условия не позволяют синтезировать слишком много ^{56}Ni . Как показывает сравнение наблюдений и детальных расчетов кривой блеска SN 1987a, масса синтезированного при коллапсе никеля в этой сверхновой должна быть $M_{Ni} \sim 0.08 M_\odot$.

У «средней» сверхновой II типа уменьшение блеска на порядок в видимой области происходит примерно за 100 дней. Ширина максимума кривой блеска определяется диффузией фотонов в расширяющейся непрозрачной оболочке,

$$t_{max,II} \sim \sqrt{\tau_{exp} \tau_{dif}}, \quad (9.5)$$

где $\tau_{exp} = R_0/v$ — время расширения, $\tau_{dif} \approx R_0^2/(c\lambda)$ — диффузионное время ($\lambda = 1/\kappa\rho$ — средняя длина свободного пробега фотона в среде с непрозрачностью κ).

Поскольку $t_{max,II} \sim \sqrt{R^3/v\lambda} \sim \sqrt{\rho R^3} \sim \sqrt{M}$, по длительности максимума можно оценить массу сброшенной оболочки, которая во всех случаях оказывается больше 8 масс Солнца. Это подтверждает, что сверхновые II типа связаны с эволюцией массивных звезд с протяженными водородными оболочками.

Отметим также, что из-за различных физических параметров предсверхновых II типа (массы, радиусы, химический состав и т. д.) кривые блеска SN II отличаются большим разнообразием, и их абсолютные звездные величины в максимуме блеска варьируются в широких пределах $M_{max,II} = -17^m \pm 1^m.5$.

9.2.2. Гиперновые и гамма-всплески

При коллапсе ядер самых массивных звезд (с массой на главной последовательности $> 30 - 40M_{\odot}$) коллапс железного ядра звезды, по-видимому, приводит к образованию черной дыры. Как следует из наблюдений двойных рентгеновских систем с черными дырами, массы последних лежат в широком диапазоне от 4 до 20 солнечных, в среднем около $10 M_{\odot}$. Предполагается, что при некоторых условиях (быстрое вращение, компактность предсверхновой) коллапс ядра массивной звезды может сопровождаться выделением энергии в узконаправленном конусе (джете). Если вещества внутри конуса мало (порядка массы планеты), оно может ускоряться давлением излучения до огромных скоростей, близких к скорости света.

При благоприятной ориентации джет может попасть на луч зрения наблюдателя, и при этом будет регистрироваться короткий мощный всплеск жесткого рентгеновского и гамма-излучения, которое образуется нетепловыми процессами (в первую очередь, синхротронным механизмом) в замагниченной плазме джета. Именно такой представляется наиболее вероятная модель космических гамма-всплесков — загадочных коротких (1–100 с) импульсов жесткого рентгеновского и гамма-излучения, наблюдаемых в разных областях неба с частотой примерно раз в сутки.

Действительно, имеются наблюдательные факты, говорящие об ассоциации гамма-всплесков с мощными сверхновыми типа Ib/c. В спектрах сверхновых этих типов отсутствуют линии водорода и даже гелия, что свидетельствует о взрыве «голового» углеродно-кислородного ядра изначально очень массивной звезды, потерявшей к моменту коллапса водородную и гелиевую оболочки.

Данные говорят о том, что сверхновые, ассоциирующиеся с гамма-всплесками, имеют на порядок более высокую кинетическую энергию взрыва (до $\sim 10^{52}$ эрг). Поэтому их еще называют «гиперновые». Однако из наблюдений пока нельзя сделать однозначный вывод о том, что каждая сверхновая типа Ib/c сопровождается явлением гамма-всплеска.

Примечательно, что в отличие от обычных сверхновых, у которых основная энергия взрыва переходит в кинетическую энергию расширяющейся оболочки звезды, в источниках гамма-всплесков энергия порядка 10^{51} эрг идет на излучение. Детали такой эффективной переработки энергии коллапса ядра массивной звезды в электромагнитное излучения пока не ясны, однако благодаря огромному энерговыделению гамма-всплески наблюдаются даже в галактиках с красными смещениями свыше $z \approx 6$, существенно дальше самых ярких сверхновых типа Ia ($z \approx 1$).

Некоторая часть гамма-всплесков, по-видимому, связана не с коллапсом ядер массивных звезд, а со слияниями двойных нейтронных звезд, которые могут происходить даже в галактиках без звездообразования (E-галактики).

9.2.3. Сверхновые типа Ia

В спектрах сверхновых Ia нет линий водорода. Кривые блеска носят универсальный характер, что свидетельствует об одинаковых свойствах предсверхновых этого типа. Наиболее удачной представляется модель термоядерного взрыва белого карлика с массой около M_{Ch} , поэтому такие сверхновые также называют «термоядерными». Причины потери гидростатической устойчивости белого карлика по мере приближения его массы к верхнему пределу уже обсуждались при анализе неустойчивости железных ядер звезд — это нейтронизация вещества в центре и эффекты ОТО. Однако эта неустойчивость приводит не к коллапсу, а к термоядерному взрыву звезды.

Энергия, выделяемая при термоядерном взрыве белого карлика с массой около M_{Ch} составляет около $2 \cdot 10^{52}$ эрг, что вполне достаточно для объяснения феномена SN Ia. В этом случае масса оболочки должна быть порядка $1 M_{\odot}$ и скорости расширения $v \sim 10^4$ км/с, что действительно получается из анализа профилей линий в спектрах SN Ia. Поскольку предсверхновая в этом случае — компактная звезда (радиус белого карлика перед взрывом порядка нескольких тысяч километров), тепловая энергия, выделяющаяся при термоядерном горении вещества белого карлика, состоящего в основном из смеси углерода и кислорода, быстро передается оболочке. Расширяющаяся (но еще непрозрачная) оболочка начинает разогреваться за счет радиоактивного распада образующегося при термоядерном горении ^{56}Ni , который и определяет форму кривой блеска. Сначала блеск возрастает до максимума, который определяется услови-

ем равенства радиоактивного нагрева и диффузионного охлаждения (примерно через $\tau_{max} = 1.25\tau_{Ni} \sim 11$ дней для $M_{Ni} = 0.5M_{\odot}$), а затем экспоненциально падает, подпитываемый распадом радиоактивного кобальта. Светимость в максимуме при этом зависит только от массы выброшенного никеля, $L_{max} \approx 1.4 \cdot 10^{43}$ эрг/с для $M_{Ni} = 0.5M_{\odot}$. Эта светимость соответствует болометрической абсолютной звездной величине $M_{max,I} = -19^m.2$ с разбросом значений, не превышающим нескольких десятых зв. величин для звезд сходного химического состава.

Поэтому SN Ia в настоящее время используются как «стандартные свечи» для определения расстояний до далеких галактик. Самая далекая галактика, в которой зарегистрирована SN Ia (1997ff), имеет красное смещение $z = 1.7$, т. е. находится на колоссальном расстоянии более гигапарсека от Земли. Зависимость видимая звездная величина—расстояние для источников со стандартным энерговыделением используется для проверки космологических моделей. Так, из наблюдений далеких SN Ia в 1998 г. был сделан вывод, что наилучшая космологическая модель должна включать значительную космологическую постоянную, которая на больших масштабах действует как своего рода «антигравитация» и заставляет Вселенную расширяться с ускорением (см. подробнее в главе 12).

9.2.4. Остатки сверхновых и их взаимодействие с межзвездной средой

Сброшенная при вспышке сверхновой оболочка расширяется со сверхзвуковой скоростью в межзвездную среду, поэтому от контактного разрыва на границе расширяющейся оболочки в окружающую среду и внутрь отходят две ударные волны (УВ) (рис. 9.6). Внешняя УВ распространяется наружу по невозмущенной межзвездной среде, а обратная — идет по остатку сверхновой и разогревает газ остатка до очень высоких температур. Различают несколько стадий взаимодействия оболочки с окружающей средой.

Стадия 1. Свободный разлет.

На этой стадии оболочка движется по инерции, как если бы внешней среды не было вообще, $R(t) \sim t$. Излучение оболочки не влияет на ее динамику. Стадия заканчивается при «сгребании» массы окружающего вещества, примерно равной массе расширяющейся оболочки $M_0 = 4\pi/3\rho_0 R^3$. Для $\rho_0 = 2 \cdot 10^{-24}$ г/см³ и $M_0 = 1M_{\odot}$ этот момент наступает при $R \approx 2$ пк, примерно через 100 лет по-

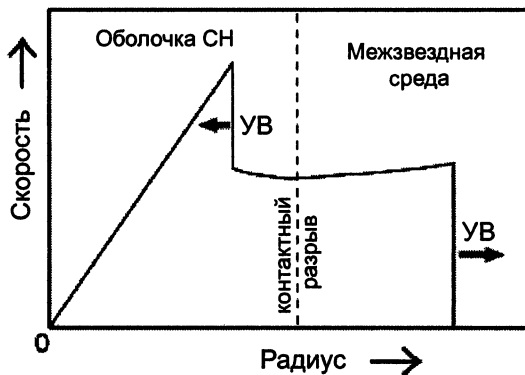


Рис. 9.6. Формирование ударных волн к центру звезды и от звезды при сверхзвуковом расширении остатка сверхновой в межзвездной среде.

сле начала расширения. Единственный известный близкий остаток SN, который наблюдается на стадии свободного разлета, — SN 1987a в Большом Магеллановом Облаке. На рис. 9.7 приведена фотография остатка сверхновой 1987a, полученная космическим телескопом «Хаббл» через 8 лет после взрыва. Остаток сверхновой находится в центре и имеет форму несколько вытянутой вертикально туманности, что свидетельствует о несферичности взрыва. Диффузное кольцо вокруг остатка — рекомбинационное свечение газа, сброшенного взорвавшимся голубым сверхгигантом на предыдущих эволюционных стадиях, который был ионизован мощным УФ импульсом при вспышке сверхновой. Яркие пятна диффузного ободка — участки повышенной плотности в оболочке, сброшенной на стадии предсверхновой, свечение которых инициировано нагревом головной ударной волной от взрыва, движущейся со скоростью ~ 4500 км/с и достигшей кольца примерно через 8 лет после взрыва.

Стадия 2. Адиабатическое расширение.

Радиационные потери энергии из оболочки по-прежнему не влияют на ее динамику (отсюда название — адиабатическая стадия), так как температура газа за фронтом ударной волны очень высокая. Кинетическая энергия оболочки расходуется на нагрев газа за фронтом сильной УВ и на ускорение сгребаемого межзвездного газа. Когда масса этого газа много больше M_0 , движение оболочки довольно точно описывается автомодельным решением Л. И. Седова (1946) для сильного взрыва в среде. Можно получить зависимость поведе-

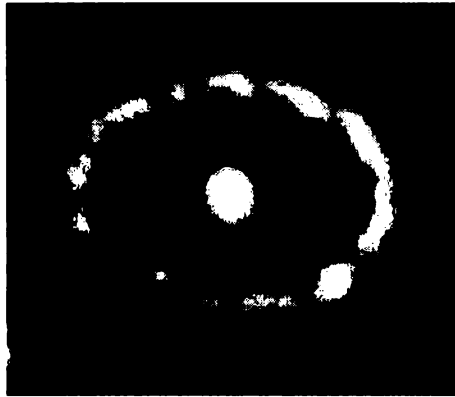


Рис. 9.7. Остаток вспышки SN 1987а в Большом Магеллановом Облаке через 8 лет после взрыва. Диаметр диффузного кольца примерно одна угловая секунда. Снимок с космического телескопа «Хаббл».

ния радиуса оболочки от времени из простых физических соображений (Л. Спитцер, Физические процессы в межзвездной среде, М.: Мир, 1981). Пусть тепловая энергия газа составляет долю K_1 от полной энергии E_0 , а давление p_2 непосредственно за фронтом УВ в K_2 раз больше среднего давления внутри оболочки. Для идеального газа с показателем адиабаты γ , $p = (\gamma - 1)\epsilon$, где ϵ — плотность энергии. Тогда

$$p_2 = K_2(\gamma - 1) \frac{K_1 E_0}{(4\pi/3)R_s(t)^3}. \quad (9.6)$$

Но в случае сильных ударных волн справедливо соотношение

$$p_2 = \frac{2\rho_1 u_1^2}{\gamma + 1} \quad (9.7)$$

между давлением сразу за фронтом p_2 , плотностью ρ_1 и скоростью втекания невозмущенного газа в УВ u_1 . Комбинируя эти уравнения и учитывая, что $u_1 = dR_s/dt$, получаем уравнение

$$\left(\frac{dR_s}{dt}\right)^2 = \frac{4\pi}{3} K_1 K_2 \frac{(\gamma^2 - 1)}{2} \left(\frac{E_0}{\rho_1 R_s^3}\right). \quad (9.8)$$

Точный газодинамический расчет дает для $\gamma = 5/3$ $K_1 = 0.72$, $K_2 = 2.13$, так что $K_1 K_2 = 1.53$.

Интегрируя последнее уравнение, получаем для скорости распространения УВ в этом режиме:

$$R_s(t) \sim \left(\frac{E_0}{\rho_1}\right)^{1/5} t^{2/5} \approx 0.31 \left(\frac{E_{51}}{n_1}\right)^{1/5} \left(\frac{t}{\text{годы}}\right)^{2/5} \text{ пк.} \quad (9.9)$$

Здесь в последнем равенстве $E_{51} \equiv (E_0/10^{51} \text{ эрг/с})$ — начальная энергия взрыва, n_1 — концентрация атомов в невозмущенной межзвездной среде ($\sim 1 - 100 \text{ см}^{-3}$ в различных астрофизических ситуациях), $\rho_1 = 1.26 m_H n_1$ для солнечного химического состава межзвездной среды.

Поскольку температура за фронтом сильной ударной волны для идеального газа падает со временем, то начиная с некоторого момента (радиуса оболочки) становятся важными процессы радиативного охлаждения УВ, и адиабатическое приближение нарушается.

Заметим, что уже в конце стадии свободного разлета развивается обратная УВ, распространяющаяся внутрь оболочки (в системе координат, связанной с фронтом УВ), но продолжающаяся двигаться наружу в лабораторной системе. Поскольку тепловое излучение плазмы пропорционально квадрату плотности, именно обратная УВ дает наибольший вклад в рентгеновское излучение молодых остатков сверхновых. Наблюдения рентгеновскими космическими обсерваториями «Chandra» и ХММ «Ньютон» показали хорошее согласие с теоретическими моделями остатков сверхновых умеренных возрастов.

Большинство известных остатков SN наблюдаются именно на адиабатической стадии. Оптические снимки и радиоизображения молодого остатка SN Ia Тихо Браге (1572 г.) приведены на рис. 9.8. Радиоизлучение имеет синхротронную природу (свечение релятивистских электронов, ускоренных за фронтом УВ, в магнитном поле газа, сжатом ударной волной). На рис. 9.9 показан снимок того же остатка SN Тихо в мягком рентгеновском диапазоне, сделанный рентгеновским телескопом «Chandra». Внешний резкий край остатка сформирован головной УВ, разогревшей межзвездную среду за фронтом до температур порядка 20 млн. градусов. Внутренние области остатка разогреты обратной УВ до температур порядка 10 млн. градусов. Излучение тепловое.

Стадия 3. *Стадия снегоочистителя* (англ. «snow-plow»).

Наступает после охлаждения газа оболочки, когда температура падает ниже $\approx 6 \cdot 10^5 \text{ К}$ и плазма начинает интенсивно высвечи-

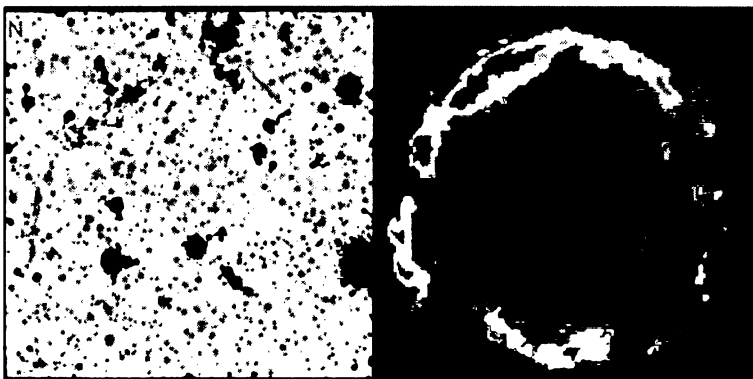


Рис. 9.8. Остаток вспышки SN 1572 (Тихо Браге) в красной области оптического спектра (5-метровый Паломарский телескоп, слева) и в радиодиапазоне (интерферометр VLA, справа).

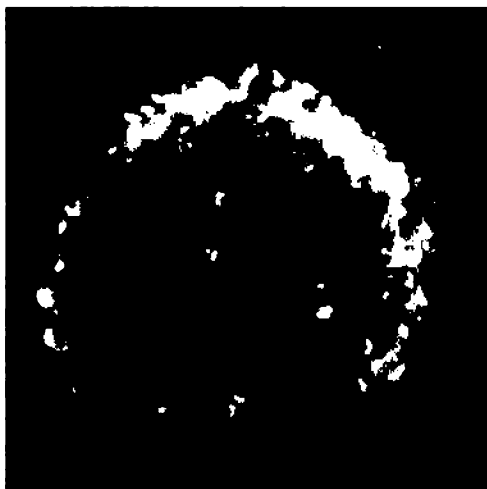


Рис. 9.9. Остаток вспышки SN Тихо в рентгеновской области. Снимок рентгеновским телескопом «Chandra» (NASA).

вать запасенную тепловую энергию (напомним, что при понижении температуры до $\approx 10^5$ К функция охлаждения горячей разреженной плазмы резко возрастает из-за появления электронных оболочек вокруг ядер тяжелых элементов, см. главу 4). УВ при этом оказывается практически изотермической (показатель адиабаты газа $\gamma \rightarrow 1$).

Оболочка становится тонкой и относительно холодной, поскольку радиальная скорость газа, через который прошла УВ, меньше скорости движения фронта по среде, и газ, поджимаемый давлением горячей среды изнутри, долго остается вблизи фронта УВ. Переход к этому режиму происходит при радиусе оболочки

$$R_c \approx 24 \left(\frac{E_{51}}{n_1} \right)^{1/3} \text{ пк.}$$

Движение УВ поддерживается за счет запасенного в оболочке импульса $M(dR_s/dt) = const$, где $M = 4\pi/3\rho_1 R_s^3$ — масса газа внутри фронта УВ. УВ сгребает окружающий газ и передает ему свой импульс, так что ситуация похожа на сгребание снега снегоочистителем. Однако в отличие от первой стадии, расширение оболочки к этому времени уже сильно замедляется, т. к. из сохранения импульса следует $dR_s/dt \sim R_s^{-3}$ (а не $R_s^{-3/2}$, как в случае адиабатического разлета, см. (9.8)). При этом, как показывают расчеты, $R_s \sim (R_c t)^{2/7}$.

Разреженный горячий газ внутри оболочки практически не остывает за время ее существования (из-за низкой плотности и высокой температуры) и дополнительно поддерживает расширение оболочек на поздних стадиях. По прошествии $\sim 10^4$ – 10^5 лет после начала расширения меры эмиссии оболочек сверхновых уменьшаются настолько, что они становятся практически неразличимыми на фоне излучения межзвездной среды.

В действительности, значительная неоднородность плотности межзвездной среды, магнитные поля, различные неустойчивости (тепловые неустойчивости, неустойчивость Рэля–Тэйлора при расширении горячего газа в холодном, неустойчивость фронта УВ) и другие астрофизические факторы значительно усложняют обрисованную выше схематичную картину эволюции остатков сверхновых. В некоторых типах остатков (т. н. плерионы) основная энергия в оболочку продолжает поступать в процессе ее расширения в виде релятивистских частиц, рожденных быстровращающейся нейтронной звездой с сильным магнитным полем — пульсаром, образующимся в результате коллапса. Хорошо известный пример молодого остатка сверхновой с пульсаром — Крабовидная туманность, остаток вспышки SN 1054 г. в созвездии Тельца. Более детальное изложение и сопоставление с наблюдательными данными см. в упомянутой монографии Т. А. Лозинской.