

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

524.35.352

**СВЕРХНОВАЯ 1987А В БОЛЬШОМ МАГЕЛЛАНОВОМ ОБЛАКЕ:
НАБЛЮДЕНИЯ И ТЕОРИЯ *)****В. С. Имшенник, Д. К. Надёжин**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	561
2. Открытие сверхновой 1987А	562
3. Предсверхновая 1987А и теория эволюции звезд	564
3.1. Отождествление ПСН 1987А. 3.2. Теория эволюции звезд и интерпретация ПСН. 3.3. Предполагаемый механизм взрыва.	
4. Оптические наблюдения сверхновой 1987А	579
4.1. Спектральные наблюдения. 4.2. Фотометрические наблюдения.	
5. Гидродинамическая теория вспышек сверхновых и сверхновая 1987А	586
5.1. Физическая модель сброса оболочки СН. 5.2. Выход ударной волны на поверхность ПСН. 5.3. Гидродинамический переход в стадию свободного разлета оболочки СН. 5.4. Рекомбинация вещества оболочки СН. Волна охлаждения и рекомбинации.	
6. Наблюдаемые кривые блеска сверхновой 1987А и их гидродинамическое моделирование	601
6.1. Кривые блеска СН 1987А и гидродинамические модели. 6.2. СН 1987А среди других сверхновых.	
7. Рентгеновское и гамма-излучение сверхновой 1987А	612
7.1. Обнаружение рентгеновского излучения СН 1987А. 7.2. Обнаружение гамма-линий ^{56}Co и будущие задачи.	
8. Радиоизлучение сверхновой 1987А	619
9. Нейтринное излучение сверхновой 1987А	620
9.1. Физическая модель импульса нейтринного излучения при гравитационном коллапсе. 9.2. Сравнение теоретических и зарегистрированных для СН 1987А характеристик импульса нейтринного излучения.	
10. Заключение	636
Приложения	639
1) Словарь некоторых терминов и сокращений. 2) Некоторые космические станции, поставляющие информацию о СН 1987А. 3) Нейтринные детекторы, зарегистрировавшие сигнал от СН 1987А. 4) Некоторые астрономические величины.	
Список литературы	643

1. ВВЕДЕНИЕ

Вся мировая научная общественность находится под глубоким впечатлением от события века — вспышки сверхновой (СН) в Большом Магеллановом Облаке (БМО), или в общепринятом сокращении — СН 1987А. Буква А указывает на то, что это первая по счету СН, обнаруженная в 1987 г. (ежегодно в среднем открывается 15—20 сверхновых в далеких галактиках). В местной группе галактик последний раз СН наблюдалась в 1885 г. в туманности Андромеды. Она достигла в максимуме $\sim 6^m$ (звездных величин), сыграв большую роль в зарождении внегалактической астрономии, одна-

*) Статья также публикуется на англ. языке в томе VII серии E (Astrophysics and Space Physics) сборника обзоров «Soviet Scientific Reviews» (1988—1989), выпускаемого международным издательством Harwood Academic Publishers (Chur, Switzerland). (Примеч. авторов.)

ко возможности наблюдений были в те времена очень скромными и относились лишь к оптическому диапазону электромагнитного спектра. Следует отметить, что сначала S And, как обозначили эту вспыхнувшую звезду, посчитали новой звездой, так как представления о расстоянии до туманности Андромеды были совсем смутные (сейчас оно определено как ~690 кпк). То, что S And является СН — сам термин сверхновые звезды появился в 1934 г., — стало ясно гораздо позже, в 1917 г., одновременно с возникающим пониманием, что туманность Андромеды — огромная звездная система масштаба нашей Галактики. В настоящее время к СН астрономы относят взрывы звезд с мощностью энерговыделения более 10^6 эрг/с. Эта величина более чем на два порядка превышает мощность следующей по рангу категории взрывающихся звезд — новых звезд, и в $\sim 2,5 \cdot 10^7$ раз выше светимости Солнца, его мощности энерговыделения. Итак, вспышки СН — самые мощные звездные взрывы в Природе.

В последний раз СН в нашей Галактике наблюдалась И. Кеплером в 1604 г. Нет сомнений в том, что уникальное явление Природы — СН 1987А открывает новую эпоху в изучении СН, звездной эволюции и в решении таких фундаментальных проблем, как происхождение химических элементов и происхождение космических лучей. Научная расшифровка предшествовавших оптической вспышке СН 1987А откликов нейтринных детекторов на подземных обсерваториях должна дать мощный толчок развитию теории гравитационного коллапса и теории нейтринных процессов в плотном звездном веществе.

СН 1987А — первая в истории вспышка СН, достаточно яркая для того, чтобы оснащенное плодами научно-технической революции человечество смогло изучить ее детальнейшим образом во всех диапазонах электромагнитного спектра от гамма- до радиоизлучения. В ближайшие годы от СН 1987А можно ожидать новых чрезвычайно важных данных о свойствах молодого сколлапсировавшего звездного остатка — нейтронной звезды (или даже черной дыры), присутствие которого будет буквально на наших глазах становиться все более явным по мере рассеяния расширяющейся оболочки СН. В течение десятилетий мы будем получать уникальную информацию о начальных фазах формирования разлетающегося газового остатка СН. Впервые в истории астрономии человечество увидело, что представляет из себя звезда до вспышки — предсверхновая (ПСН). А молодая нейтринная астрономия сделала решительный шаг длиной в 50 кпк — за пределы Галактики: СН 1987А стала вторым после Солнца объектом ее исследования.

В настоящем обзоре сделана попытка систематизировать результаты всесторонних наблюдений СН 1987А и ее ПСН (ПСН 1987А), а затем с использованием этих данных и на основе современной теории вспышек СН и теории звездной эволюции составить по возможности согласованную физическую картину этого уникального явления Природы. Большая часть информации почерпнута авторами из доступных им препринтов и скупых циркуляров Международного астрономического союза (МАС). При таких обстоятельствах неизбежна некоторая фрагментарность в изложении, предварительный характер (особенно в количественном отношении) ряда сведений и выводов, а также не совсем полное и равноправное освещение вклада различных исследователей, в связи с чем авторы приносят им свои извинения.

2. ОТКРЫТИЕ СВЕРХНОВОЙ 1987А

В статье ¹, посвященной столетию СН 1885 г. в Андромеде, Г. де Вокулёр писал: «...Теперь нам осталось терпеливо ожидать появления очередной, сверхновой в Андромеде, а для южных наблюдателей — в Магеллановых Облаках». Малое и в особенности Большое Магеллановы Облака находятся



Рис. 1а. Фотография Большого Магелланова Облака, снятая К. Мэдсоном² на Южной Европейской обсерватории в Ла-Силла (Чили).

Цветное изображение получено методом наложения трех черно-белых снимков в различных областях спектра. Фото снято 23 февраля (между моментами времени Feb. 23,04 UT и Feb. 23,05 UT) за несколько часов до взрыва SN 1987A



Рис. 16. То же самое поле зрения почти точно на двое суток позже, т. е. 25 февраля около времени (Feb. 25,04 UT)

Здесь SN 1987A хорошо видна около центра фото недалеко (левее) от эмиссионной туманности Тарантул. Красный цвет — эмиссия, в основном, в бальмеровской линии H_{α} ($\lambda \sim 6563 \text{ \AA}$)

под постоянным наблюдением астрономов, главным образом на обсерваториях в Чили, в Южной Африке, в Австралии и в Новой Зеландии. В ночь с 23 на 24 февраля 1987 г. И. Шелтон — молодой астроном, сотрудник астрономической станции Торонтского университета в Лас-Кампанесе (Чили) закончил очередную 3-часовую экспозицию БМО на 25-см астрографе и перед сном все-таки решил проявить пластинку. С удивлением он заметил необычное пятно по соседству с эмиссионной туманностью Тарантул. Проверить, не связано ли это пятно с дефектом пластинки, не представляло труда. Шелтон вышел из помещения, захватив на всякий случай бинокль, и увидел яркую (приблизительно 5^m) звезду по соседству с Тарантулом — бинокль можно было не брать. Так в летнюю южную ночь в момент времени Feb. 24,23 UT *) была открыта первая СН 1987 г. (рис. 1). Об открытии было немедленно сообщено в бюро телеграмм МАС, через полчаса в бюро поступило сообщение об открытии этой СН также и опытным наблюдателем А. Джонсом из Новой Зеландии (город Нельсон) — ночь в Нельсоне наступает ~ на 8 часов позже, чем в Лас-Кампанесе!

Весть о вспышке СН 1987А достигла крупных обсерваторий днем 24 февраля по Всемирному времени (Feb. 24,4 UT) ² — в Австралии и Новой Зеландии в этот момент ночь еще продолжалась. Информацию о СН 1987А оперативно рассылало повсюду бюро телеграмм МАС, за 9 последующих дней оно издало 15 циркуляров, побив все рекорды в истории астрономии. Начались интенсивные всесторонние наблюдения СН 1987А, а также изучение астрономических данных, предшествовавших ее открытию ³. Оказалось, что СН 1987А была зафиксирована в Австралии примерно сутками раньше с помощью камер слежения за спутниками, но операторы, к сожалению, не обратили сразу внимание на новый яркий (неподвижный!) объект. Видимая звездная величина СН 1987А по этим данным уже составила $6^m,36 \pm \pm 0^m,15$ (Feb. 23.444 UT) и $6^m,11 \pm 0^m,15$ (Feb. 23.62 UT) ⁴. Еще раньше (Feb. 23,39 UT) А. Джонс не заметил какого-либо объекта с помощью своего поискового телескопа, в который он легко обнаружил СН 1987А сутками позже с оценкой величины $\sim 5^m,1$. Это дало верхний предел $7^m,5$ для ее блеска в указанный момент ⁵.

Последний перед вспышкой телескопический снимок был сделан, по-видимому, самим И. Шелтоном Feb. 23,08 UT в ночь, предшествовавшую открытию. Снимок не показывал никаких признаков присутствия СН. Сразу же было замечено (Мак-Нот; см. ³) близкое совпадение местоположения СН 1987А и голубой яркой звезды из каталога, составленного Н. Сандуликом ⁶, в котором эта звезда обозначается как Sanduleak — 69°202 (далее сокращенно Sk). Вскоре появились сообщения об откликах на нейтринный сигнал от СН 1987А подземных обсерваторий: Советско-Итальянской под Монбланом (LSD) ⁷, Ирвин-Мичиган-Брукхейвенской (IMB) ⁸ в США, Японской (KAMIOKANDE II) ⁹ и Баксанской ИЯИ АН СССР (БСТ). Физики пришли в неменьшее возбуждение, чем астрономы.

В наблюдения за СН 1987А в ультрафиолетовом диапазоне включились спутник «Интернешнл ультравайолет эксплорер» (IUE), советская орбитальная астрофизическая станция «Астрон» и продолжающий свое движение к Нептуну космический корабль «Вояджер-2». Спутник «Солар Макс» (SMM) начал наблюдения в гамма-диапазоне. Руководители запущенного за три недели до вспышки СН 1987А японского рентгеновского спутника «Гинга» («Галактика») ускорили выполнение программы калибровочно-отладочных работ. В результате «Гинга» и рентгеновский телескоп станции «Астрон» дали первые верхние пределы рентгеновской светимости СН 1987А ^{10,11}. На земле в это время готовился к запуску советский

*) Далее всюду будет использоваться стандартное обозначение Всемирного (Гринвичского) времени (UT), состоящее из сокращенного названия месяца, числа полных суток и доли суток (после точки). Feb. 24,23 UT соответствует 5 часам 31 минуте 24 февраля по Всемирному времени.

астрофизический модуль «Квант», оснащенный детекторами ультрафиолетового, рентгеновского и гамма-излучения. Мощные англо-австралийские радиотелескопы немедленно были ориентированы на СН 1987А и в момент Feb.

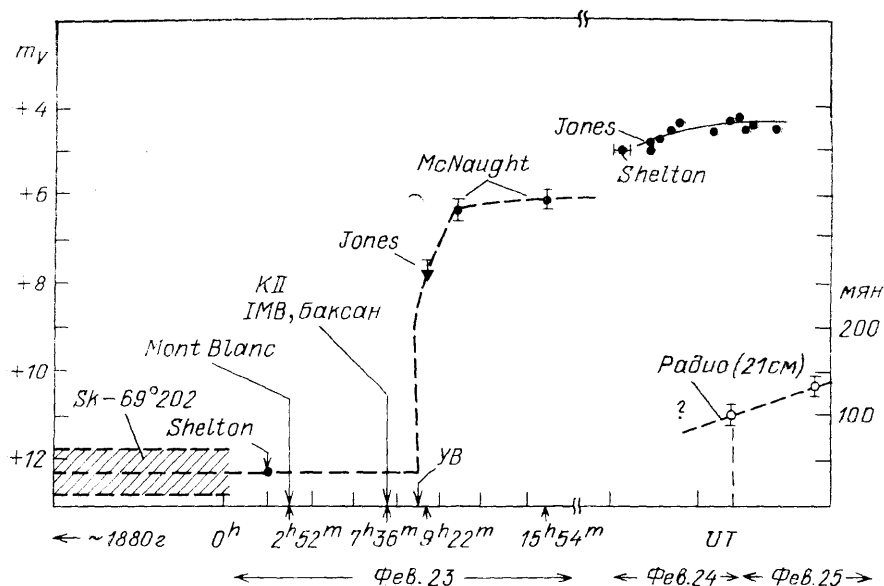


Рис. 2. Наблюдения СН 1987А до и в первые дни после ее открытия.

Показаны: моменты регистрации нейтринных импульсов — Монблан (Mont Blanc, LSD), Kamioka (KII), IMB, Баксан (БСТ); данные последнего телескопического снимка до открытия, сделанного И. Шелтоном (Shelton) Feb. 23,08 UT ($\sim 2^h$), а также снимка открытия, законченного Шелтоном Feb. 24,23 UT (горизонтальный бар соответствует 3-часовой экспозиции этого снимка); оценки СН 1987А по наблюдениям на спутниковых камерах, сделанные Мак-Нотом (McNaught). Заштрихованная полоса — доверительный интервал возможных изменений блеска системы звезд Sk за последние ~ 100 лет. Показан также полученный из теоретических моделей момент выхода на поверхность звезды Sk 1 ударной волны (YB) в предположении, что взрывное выделение энергии в центре Sk 1 произошло в момент нейтринного импульса, зарегистрированного в 7^h36^m . Показаны также верхняя оценка блеска по наблюдению А. Джона (Jones) в 9^h22^m и открытие радиоизлучения СН 1987А. Штриховая часть кривой блеска указывает на возможную в действительности немонотонность ее хода. Приведены также наблюдения В. Морепо, В. Madore, Р. Н. McNaught, J. Matthews, G. Garradd, Н. Winkler (точки 24 и 25 февраля; Circ. IAU. Nos 4316—4320)

25,4 UT зарегистрировали вспышку радиоизлучения¹². Так начались продолжающиеся и по сей день захватывающие воображение всеволновые наблюдения за СН 1987А. На рис. 2 показана хронология наблюдений СН 1987А до и в первые дни после ее открытия.

3. ПРЕДСВЕРХНОВАЯ 1987А И ТЕОРИЯ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД

В данном разделе будут рассмотрены важнейшие вопросы об отождествлении ПСН 1987А, ее интерпретации с точки зрения теории эволюции звезд, а также центральный вопрос о причине или механизме вспышки СН 1987А, органически связанный с предыдущим.

3.1. О т о ж д е с т в л е н и е П С Н 1987А

3.1.1. Звезды 1, 2, 3 системы Sk. На следующий день после открытия СН 1987А было начато изучение архивных снимков ее окрестностей. Сразу же выяснилось¹³⁻¹⁶, что изображение звезды Sk в действительности представляет собой композицию из трех звезд (рис. 3). Звезда 1 (Sk 1) — голубой сверхгигант спектрального класса В3 Ia¹⁷, самая яркая из трех. Согласно Вальборну и др.¹⁸ звезда 2 (Sk 2) расположена от нее на угловом расстоянии $\sim 3''$ в северо-западном направлении и слабее ее на $\sim 3^m$ в фотометрической полосе V, хотя и выглядит несколько более голу-

бой,— спектральный класс Sk 2 оценивается как BOV¹⁹. Звезда 3 (Sk 3) расположена на $\sim 1''{,}5$ юго-восточнее Sk 1 и слабее Sk 2 на $\sim 0^m{,}4$ ¹⁸.

Измерение координат СН 1987А привело к результату^{19*})

$$\alpha = 5^h 35^m 49^s,992 \pm 0^s,01, \quad \delta = -69^\circ 17' 58'',08 \pm 0'',08 (1950.0).$$

Независимые измерения других авторов^{20–22} с учетом ошибок не противоречат этому результату. Сравнение координат Sk 1, определенных

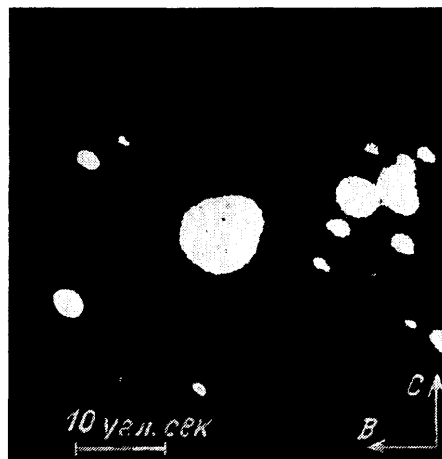


Рис. 3. Система звезд Sk.

Фрагмент снимка, сделанного 6 декабря 1979 г. на 3,6-м телескопе ESO¹⁹. Яркая звезда в центре — Sk 1, изображение звезды Sk 2 почти слилось с изображением Sk 1, образовав выпуклость в северо-западном направлении. Звезда Sk 3 расположена примерно напротив Sk 2 по другую сторону от звезды Sk 1 и полностью экранирована изображением Sk 1 на этом 1-м снимке. Фрагмент находится на краю пластинки, и вследствие искажений изображения звезд слегка вытянуты

по архивным пластинкам, с координатами СН 1987А дало следующую меру совпадения этих двух объектов (СН 1987А — Sk 1)¹⁹:

$$\Delta\alpha \cdot \cos \delta = +0'',05 \pm 0'',06, \quad \Delta\delta = -0'',09 \pm 0'',09.$$

Из аналогичного сравнения в²⁰ следует

$$\Delta\alpha \cdot \cos \delta = +0'',015 \pm 0'',06, \quad \Delta\delta = -0'',07 \pm 0'',09.$$

Погрешность $\sim 0'',1$ в сравнении положений СН 1987А и Sk 1 связана, главным образом, с точностью определения положения Sk 1 по старым пластинкам (см. также^{3, 22, 23}).

Из приведенных данных можно сделать однозначный вывод о том, что Sk 2 и Sk 3 не могли взорваться как СН 1987А. Эти звезды не могли также повлиять на характер эволюции Sk 1 от момента ее рождения до вспышки СН, поскольку на расстоянии 50 кпк^{**}) угловому разделению объектов, например, на $1''$ соответствует минимальное расстояние $50\,000$ а. е. = $7,5 \cdot 10^{17}$ см = $0,24$ пк. Тем не менее Sk 2 и Sk 3 определенно принадлежат к БМО²⁴, и, как отметил ван ден Берг²⁵, вероятность их случайной группировки в картинной плоскости мала ($\sim 10^{-3}$). Следовательно, Sk представляет собой скорее всего физическую тройную звездную систему, и поэтому все три звезды имеют близкий возраст. Далее ван ден Берг оценивает массу Sk 2 — звезды главной последовательности — $\sim 10 M_{\odot}$. Поскольку звезда Sk 1 проэволюционировала быстрее Sk 2, ее начальная масса должна быть больше $10 M_{\odot}$.

*) Экваториальные координаты α и δ фиксируются в каждый момент наблюдений положением Полюса Мира и точки весеннего равноденствия. Из-за прецессии земной оси их приводят к определенной эпохе (здесь — начало 1950 г.). Склонение δ измеряется в градусной мере, а прямое восхождение α — в часовой: $1^h = 60^m = 3600^s = 15^\circ$.

**) Доверительный интервал для расстояния до БМО в настоящее время составляет 46 — 57 кпк. Во многих работах по СН 1987А принимается значение 50 кпк. Далее в настоящем обзоре будет подразумеваться именно это значение (если не оговорено особо). Соответствующий модуль расстояния — константа, которую следует вычитать из видимых звездных величин для перевода их в абсолютные, равна при этом $18^m{,}5$. Изучение СН 1987А, по-видимому, позволит в конечном счете уточнить расстояние до БМО.

3.1.2. Существовала ли невидимая звезда 4, взорвавшаяся как СН 1987А? Теперь нужно ответить на трудный вопрос: не могли ли присутствовать не замеченный ранее объект (звезда 4 — Sk 4) на расстоянии $\leq 0''{,}1$ ($< 10^{17}$ см) от Sk1, который и взорвался как СН 1987А? Прежде всего, Sk 4 могла бы проявить себя в каких-либо аномалиях спектра и показателей цвета звезды Sk1. Предварительный анализ²⁶ архивной пластинки, полученной в 1977 г. с помощью объективной призмы (с дисперсией $460 \text{ \AA}/\text{мм}$ в районе H_{γ}), показал близкое соответствие спектров звезды Sk 1 и расположенной неподалеку от Sk (на угловом расстоянии $\sim 1''{,}4$) другой, принадлежащей БМО звезды Sk—67°78 того же самого спектрального класса В3 Ia (во всяком случае, в обсуждаемой в²⁶ области спектра λ 3700—4800 \AA). Сколько-нибудь заметное отличие спектров этих звезд заключается в более интенсивной линии поглощения ионизованного азота N II (3995 \AA) у Sk 1 — кандидата на роль ПСН 1987А, что может указывать на повышенное содержание азота в ее атмосфере. С точки зрения теории эволюции звезд такая аномалия естественна.

Таблица I. Фотометрия системы Sk — 69°202¹⁹

	Sk-69°202	Звезда 2	Звезда 1		Стандарт
Спектральный класс	В3 1	В0 V	В3 Ia	В3 Ia	В3 Ia
A_V	0,6	0,6	0,6	0	0
V	12,24	15,50	12,30	11,70	
U—V	—0,61	—1,04	—0,59	—0,93	—1,03
B—V	+0,04	—0,10	+0,04	—0,16	—0,14
V—R	+0,27	+0,05	+0,29	+0,11	—0,02
V—I	+0,19	—0,08	+0,21	—0,13	—0,14
M_V		—3,6		—6,8	—6,8

В табл. I приведен результат фотометрического анализа системы звезд Sk, выполненного Вестом и др.¹⁹. Первый столбец чисел относится ко всей системе Sk, в которую основной вклад вносит Sk 1, в столбце 2 даны стандартные значения для звезды В0V при исходных параметрах из наблюдений $U = 14^m{,}5$ и $A_V = 0^m{,}6$ (за основу принят избыток показателя цвета $E(B - V) = 0^m{,}2$), столбец 3 получается из первого исключением вклада Sk 2 и фактически дает характеристики Sk 1 (в пределах точности данных оценок вкладом Sk 3 пренебрегается). В столбце 4 выписаны характеристики Sk 1, исправленные на межзвездное покраснение, и, наконец, в столбце 5 даны стандартные значения для звезды В3 Ia. Вест и др. указывают, что прекрасное совпадение столбцов 4 и 5 оставляет мало надежд на присутствие звезды Sk 4. Во всяком случае, исключено присутствие красной звезды спектрального класса М классов светимости I — III (сверхгиганты, яркие гиганты, гиганты). К аналогичному выводу пришел Бланке²⁷, отметивший дополнительно, что все-таки нельзя полностью исключить присутствия Sk 4 спектрального класса, например, В3Iv (несколько менее яркого, чем Ia). Звезда Sk 4 могла бы быть также массивной звездой типа Вольфа — Райе²⁸, которые по теории эволюции являются кандидатами в ПСН²⁹. Вест и др.¹⁹ проинспектировали также около 40 полученных на телескопе системы Шмидта пластинок в фотометрических полосах U, B, V, R, I из коллекции Южной Европейской обсерватории (ESO) за 1972—1980 гг.— блеск системы звезд Sk оставался неизменным с точностью $\pm 0^m{,}5$. Кроме того, Мак-Нот³ отмечает, что блеск не показывал значительных изменений в течение последних 100 лет, однако нельзя исключить возможность вариаций на уровне, не превышающем $\pm(0^m{,}3 - 0^m{,}5)$ ³⁰. Все это вместе взятое свидетельствует об

отсутствии сколько-нибудь заметного эффекта затмения в тесной двойной звездной системе.

Серьезный аргумент в пользу исчезновения Sk 1 и, следовательно, отсутствия горячей звезды Sk 4 дают наблюдения СН 1987А в ультрафиолете на внеатмосферных космических станциях IUE и «Астрон». По данным IUE в первые же дни после вспышки интенсивность излучения СН 1987А в ультрафиолете очень быстро ослабевала (рис. 4, 5) и уже к концу февраля стала

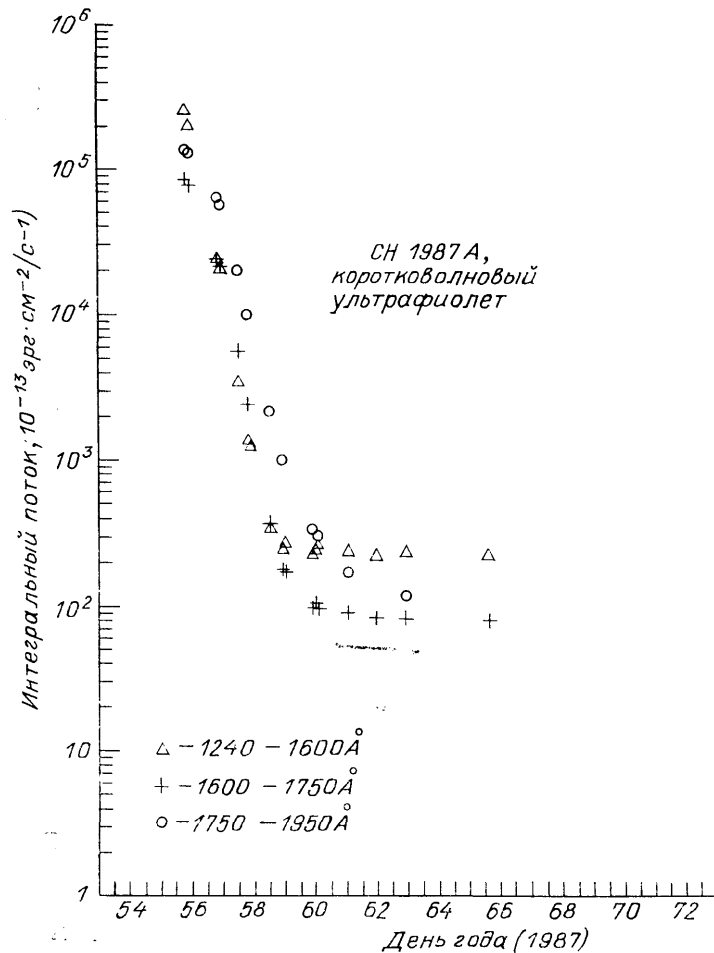


Рис. 4. Кривые блеска СН. 1987А в дальнем ультрафиолете по данным Киршнера и др.³ (IUE).

Показаны интегральные потоки в трех диапазонах длин волн. После быстрого падения в первые дни (23 февраля соответствует 54-й день 1987 г.) УФ излучение СН 1987А практически стабилизируется на уровне, соответствующем излучению звезд Sk 2 и Sk 3

сравнимой в диапазоне 1240—1950 Å со светимостью системы Sk до вспышки СН 1987А (в оптическом диапазоне СН 1987А продолжала светить почти так же, как и в момент ее открытия, т. е. была ярче системы Sk почти в 2000 раз). К концу февраля угасание СН 1987А в диапазоне 1240—1950 Å сильно замедлилось, а в первых числах марта совсем прекратилось (см. рис. 4). Группа исследователей на IUE поспешила объявить^{32, 33}, что в ультрафиолете стала видна сохранившаяся после взрыва Sk 1. Однако через пару недель блеск СН 1987А в ультрафиолете ослабел еще сильнее и стало возможным увеличить время экспозиции, уменьшить при необходимости апертуру и значительно улучшить пространственное разрешение. Всесторонний анализ проведенных в течение марта и начала апреля наблю-

дений па IUE ^{24, 31, 34} показал, что полученные данные хорошо описываются излучением двух точечных источников на угловом расстоянии $4'',13 \pm 0'',35$ со спектрами, близкими к звездам спектральных классов В,— в прекрасном соответствии с обсуждавшимся выше взаимным положением и характеристиками звезд Sk 2 и Sk 3. Таким образом был сделан окончательный

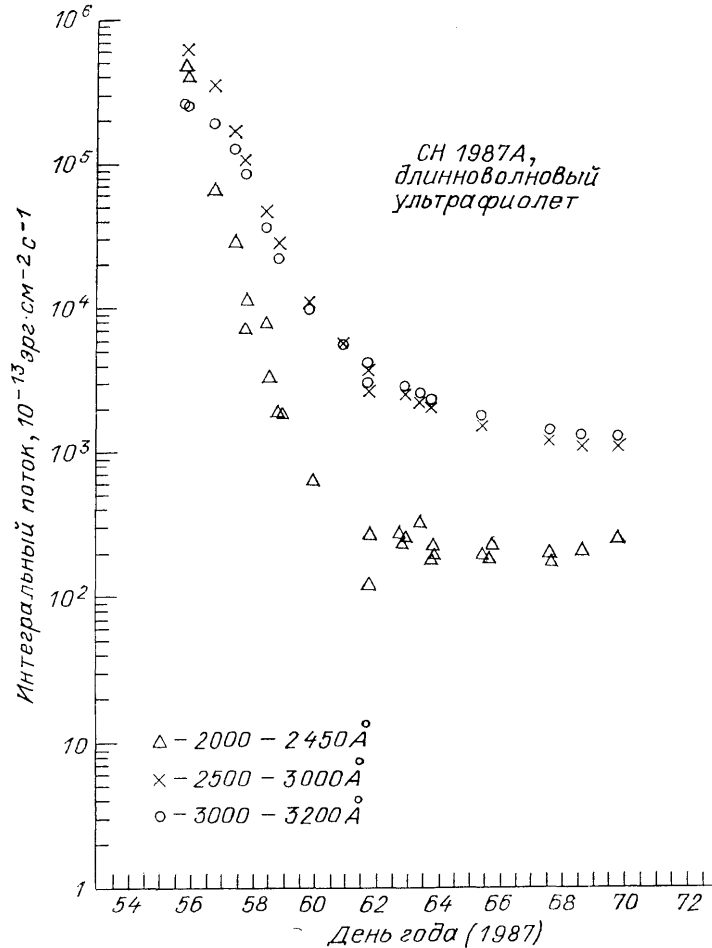


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но в ближнем ультрафиолете. Даже в самые последние указанные моменты времени большая часть потока определяется самой SN 1987A

вывод ²⁴ о том, что Sk 1 исчезла из поля зрения. К аналогичному выводу пришли также Гилмоци и др. ³⁵. Кроме того, Зоннеборн и др. ²⁴ получили спектры Sk 2 и Sk 3 в области длин волн 1200—2000 Å и оценили их эффективные температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g на поверхности:

$$T_{\text{эф}} = 20\,000 \pm 2000 \text{ K}, \quad \lg g = 3,0 \pm 0,5 \text{ для звезды Sk 2,}$$

$$T_{\text{эф}} = 25\,000 \pm 2000 \text{ K}, \quad \lg g = 4,5 \pm 0,5 \text{ для звезды Sk 3,}$$

что подтвердило предыдущую оценку их спектрального класса.

Наблюдения на станции «Астрон» также указывают на отсутствие излучения Sk 1 в области длин волн 1500—2500 Å ³⁶. На рис. 6 показаны ультрафиолетовые спектры SN 1987A, полученные на «Астроне» в марте — октябре 1987 г.

Остается все-таки еще вопрос о возможности экранирования звезды Sk 1 оболочкой взорвавшегося невидимого компонента Sk 4. Радиус фотосферы SN 1987A к началу марта достиг величины $\sim 4 \cdot 10^{14}$ см ³⁶⁻³⁸. Поэтому звезда

Sk 1 могла бы спрятаться под фотосферу SN 1987А, если звезда Sk 4 находилась бы на расстоянии, меньшем этой величины. В таком случае внешние расширяющиеся с большой скоростью ($\geq 2 \cdot 10^4$ км/с) слои оболочки SN 1987А должны были бы столкнуться со звездой Sk 1 в первый же день после открытия SN 1987А, что привело бы к мощной вспышке рентгеновского и ультрафиолетового излучения и к возникновению аномалий в оптическом спектре SN 1987А, продолжавшихся, по крайней мере, вплоть до начала

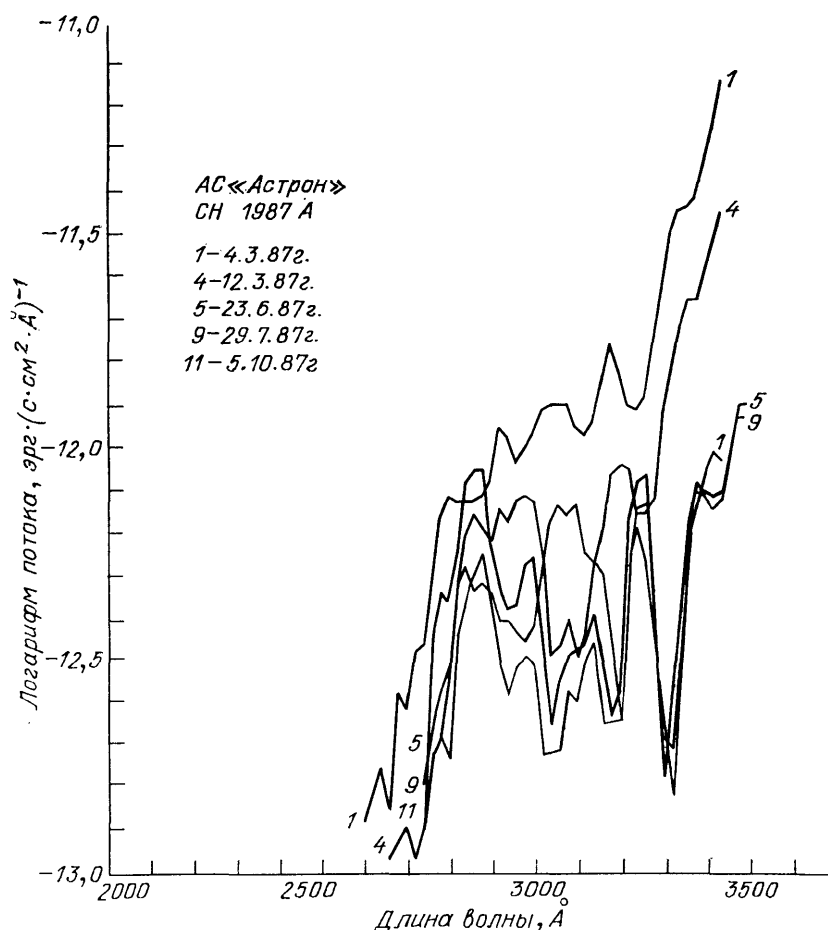


Рис. 6. Спектры, полученные на орбитальной астрофизической станции «Астрон» в сеансах наблюдений с 4 марта по 5 октября 1987 г.

На длинах волн короче ~ 2500 Å излучение SN 1987А неотделимо от шума (рис. любезно предоставлен А. А. Боярчуком)

марта. Однако ничего подобного не наблюдалось. Впрочем, эти эффекты могли бы остаться и незамеченными, если Sk 1 спряталась бы под фотосферу еще до открытия SN 1987А, т. е. не позже чем через сутки после начала разлета оболочки SN 1987А, но тогда ПСН 1987А должна была бы находиться на расстоянии $< 10^{14}$ см ≈ 6 а. е. от Sk 1. С учетом того, что радиус последней $\sim 3 \cdot 10^{12}$ см, и из-за отсутствия в спектральных и фотометрических свойствах Sk 1 каких-либо аномалий такое близкое соседство двух массивных ($\geq 10 M_{\odot}$) звезд представляется маловероятным. Мы можем заключить, что последняя экзотическая возможность тесного соседства незамеченной звезды Sk 4 также исключается.

Таким образом, можно считать практически доказанным, что ПСН 1987А была именно звезда Sk 1. Ни Sk 2, ни Sk 3 не являются ПСН 1987А, а существование гипотетической звезды Sk 4, способной взорваться как

СН 1987 А, не имеет подтверждений. Скептикам же остается подождать год-два, когда оболочка СН 1987А рассеется настолько, что судьба звезды Sk 1 станет очевидной для всех.

3.1.3. **Х а р а к т е р и с т и к и ПСН 1987А.** Фотометрические характеристики ПСН 1987А приведены в табл. I (4-й числовой столбец). Ориентируясь на сводку данных для голубых сверхгигантов в книге де Ягера³⁹, получаем следующий набор физических параметров для звезды сверхгиганта спектрального класса В3:

$$\begin{aligned} T_{\text{eff}} &\approx 16\,000 \text{ К} — \text{эффективная температура,} \\ L &\approx 1,3 \cdot 10^5 L_{\odot} = 4,8 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с} — \text{светимость,} \\ M &= (15 - 25) M_{\odot} — \text{масса звезды,} \\ R &\approx 47 R_{\odot} — \text{радиус звезды.} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь при вычислении L согласно³⁹ была использована болометрическая поправка $-1^{\text{m}},2$ к значению $M_V = -6^{\text{m}},8$ из табл. I. Радиус получен из L и T_{eff} с помощью закона Стефана — Больцмана. Однако в данный момент значения T_{eff} и L (и соответственно R) из (3.1) следует рассматривать лишь как ориентировочные для ПСН 1987А, поскольку мы имеем дело с нестандартной звездой — звездой на самой конечной стадии эволюции. Например, T_{eff} могла бы быть или несколько меньше 16 000 К, или достигать 20 000 К, а значение L могло бы отличаться от приведенного в (3.1) в пределах множителя 0,5—2. Более широким может быть также интервал допустимых значений массы звезды. При гидродинамическом моделировании вспышек СН, результаты почти нечувствительны к исходным значениям T_{eff} и L в отдельности, но существенно зависят от радиуса звезды $R \sim (L/T_{\text{eff}}^4)^{1/2}$ и от ее массы. С учетом этих соображений на первом этапе гидродинамического моделирования вспышки СН 1987А целесообразно принять следующие допуски для массы и радиуса ПСН — самых важных начальных параметров гидродинамических моделей СН 1987А:

$$\begin{aligned} M &= (10 - 30) M_{\odot}, \\ R &= (30 - 60) R_{\odot}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

В ближайшем будущем характеристики ПСН 1987А, несомненно, будут уточнены с помощью согласования детальных расчетов конечных стадий эволюции массивных звезд и расчетов гидродинамических моделей самой вспышки СН 1987А. Огромное значение для решения этой проблемы будет иметь также целенаправленное моделирование строения атмосфер голубых сверхгигантов в БМО, и, в частности, атмосферы звезды Sk 1 в сочетании с прецизионными астрономическими наблюдениями массивных звезд в БМО. Примером такого комплексного подхода может служить работа Фицпатрика⁴⁰.

3.2. Т е о р и я э в о л ю ц и и з в е з д и и н т е р п р е т а ц и я ПСН

Сопоставление гидродинамических моделей вспышек СН с наблюдениями показало^{41–43}, что большинство СН типа II (СНII) — именно к этому типу принадлежит СН 1987А (см. раздел 4), — зарегистрированных в других галактиках, должны иметь перед вспышкой очень большие значения радиусов — сотни и тысячи R_{\odot} (так называемые протяженные модели ПСН). Однако вспышки некоторых из СНII указывают на то, что соответствующие им ПСН скорее всего имели радиусы $\leq 100 R_{\odot}$ (компактные модели ПСН)^{42, 44}.

Параметры ПСН 1987А (3.1), (3.2) однозначно указывают на ее принадлежность к компактному типу.

3.2.1. **К а к о б р а з у е т с я к о м п а к т н а я ПСН.** Каковы же выводы теории эволюции звезд о возможности сохранения звездой вплоть

до момента вспышки ее как СН компактной структуры при наличии водорода в ее внешних слоях? Именно наличие или отсутствие водорода (независимо от компактной или протяженной структуры ПСН) определяет тип СН — СНII и СНI соответственно⁴⁵. Стандартные расчеты эволюции одиночных массивных звезд с начальным содержанием тяжелых элементов $Z = 0,02 - 0,04$ по массе, т. е. всех элементов тяжелее водорода и гелия (астрономы называют величину Z металличностью), предсказывают — в случае отсутствия интенсивной потери массы — протяженную структуру ПСН. Образованию компактной ПСН с сохранением во внешних слоях водорода благоприятствуют следующие обстоятельства или эффекты в эволюции звезд.

Во-первых, пониженная металличность исходного звездного вещества ($Z < 0,02$), характерная для эллиптических галактик, для звездного населения сферической составляющей спиральных галактик и их наружных областей, а также для неправильных галактик, к которым и принадлежит БМО. На важное значение пониженной металличности в неправильных галактиках для объяснения характеристик вспыхивающих в них СН обратил внимание И. С. Шкловский в одной из своих последних работ⁴⁶.

Неправильные галактики и периферийные области дисковой структуры спиральных галактик являются оптимальным местом для формирования в процессе звездной эволюции компактных ПСНII, поскольку в них, в отличие от эллиптических галактик, образуются молодые массивные звезды. Массивность ПСН — необходимое условие для вспышек СНII — следует из внегалактических наблюдений вспышек СН⁴⁷, а также вытекает из сопоставления гидродинамических моделей с этими наблюдениями⁴².

Поясним физический смысл влияния металличности на структуру звезды. Непрозрачность звездного вещества заметно снижается при уменьшении Z , особенно в промежуточных слоях массивных звезд, где тяжелые элементы ионизованы не полностью. Поэтому значительно облегчается просачивание излучения к поверхности звезды, и звезде уже не нужно раздуваться до гигантских размеров, чтобы пропустить сквозь свою массивную оболочку интенсивный поток энергии, генерируемый в термоядерных реакциях, протекающих в ее плотном и горячем ядре или в окружающем его тонком слое термоядерного горения — так называемом слоевом источнике энергии, по существу важном стимуляторе звездного гигантизма. Содержание тяжелых элементов в БМО в среднем считается равным $Z = (0,4 - 0,25) Z_{\odot}$ ($Z_{\odot} = 0,02$ — значение, обычно принимаемое для Солнца).

Во-вторых, массивные звезды, как правило, в процессе эволюции постепенно теряют свою массу путем звездного ветра (см., например,⁴⁸), а также более интенсивным образом на относительно кратковременных нестационарных фазах эволюции, как в случае образования планетарных туманностей⁴⁷. В результате к моменту исчерпания запасов термоядерной энергии в недрах звезды, т. е. к тому самому времени, когда звезда имеет шансы закончить свою эволюцию колоссальным фейерверком — вспышкой СН, внешние слои звезды могут и не раздуваться до больших размеров, сохранив при этом все же значительные запасы водорода.

В-третьих, с большой вероятностью звезда может входить в состав тесной двойной системы. Тогда внешние слои звезды вместо того, чтобы образовать протяженную оболочку, будут просто перетекать на соседний менее массивный компонент⁴⁹.

В-четвертых, при некоторых условиях в звезде могут развиваться крупномасштабные циркуляционные потоки вещества, приводящие к перемешиванию продуктов термоядерного горения в масштабах, значительно превосходящих те, которые определяются конвекцией, учитываемой во всех современных эволюционных расчетах. Фундаментальную роль здесь играет известная теорема Х. фон Цейпеля (1924 г.), утверждающая невозмож-

ность гидростатического равновесия твердотельно вращающихся областей звезды, в которых энергия переносится лучистой теплопроводностью. В этом случае, тем не менее, может быть достигнуто стационарное состояние, в котором часть энергии переносится медленным циклическим движением вещества, названным меридиональной циркуляцией (см. книгу Тассуля⁵⁰ и ссылки там). Указанное крупномасштабное перемешивание также препятствует раздуванию внешних слоев звезды в процессе ее эволюции и сохраняет внешнюю водородную оболочку, если, конечно, его область действия не распространяется на эту оболочку. Крупномасштабные циркуляционные токи могут возникать в звезде не только вследствие ее вращения, но также и в случае приливных возмущений со стороны близкого компонента в тесной двойной системе.

В дополнение к указанным четырем эффектам, способствующим возникновению компактной структуры ПСН, следует также упомянуть сложную проблему полуконвекции в массивных звездах, т. е. проблему физически корректного описания процессов переноса энергии и вещества в слоях звезды, которые расположены непосредственно над сокращающимся по мере эволюции и охваченным интенсивной конвекцией ядром звезды. Слой полуконвекции в отличие от слоя конвекции характерен лишь частичным перемешиванием вещества; он (или впоследствии образующийся на его месте промежуточный конвективный слой) отделен от конвективного ядра звезды оболочкой с лучистой теплопроводностью, в которой расположен водородный слоевой источник.

Возможное соединение слоя полуконвекции и конвективного ядра звезды радикально изменяет весь характер звездной эволюции, так как поставляет новое термоядерное топливо в центр звезды. Степень компактности или протяженности оболочки звезды сильно зависит от способа описания слоя полуконвекции. При использовании критерия конвективной устойчивости Шварцшильда получаются значительно более компактные оболочки, чем в случае использования критерия Леду. Оба критерия допустимы по современной теории конвективных движений в звездах.

Таким образом, перечисленные выше эффекты должны были или по отдельности, или в каких-либо комбинациях проявиться в процессе эволюции звезды Sk 1, так что она оказалась компактной ПСН.

3.2.2. Обзор расчетов эволюции ПСН. За последние два десятилетия теория эволюции массивных звезд обогатилась многими детальными расчетами. В их числе имеются также расчеты для звезд с пониженной металличностью, расчеты с учетом обмена массой в тесных двойных системах и расчеты с потерей массы посредством звездного ветра. Часть полученных результатов имеет непосредственное отношение к ПСН 1987А. Здесь мы подробнее остановимся на учете эффекта пониженной металличности. Достаточно ли одного этого эффекта для объяснения строения ПСН 1987А, покажет лишь будущее развитие теории и продолжающиеся наблюдения за СН 1987А и ее окрестностями.

Из всей совокупности имеющихся эволюционных расчетов прямое отношение к обсуждаемой здесь проблеме имеют те, которые доведены до самого последнего момента — до потери гидростатической устойчивости и перехода ядра звезды в состояние гравитационного коллапса. Таких расчетов в настоящее время совсем немного. Примером могут служить расчеты Уивера, Циммермана и Вусли⁵¹. Однако для выяснения положения ПСН на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (ГР) достаточны также расчеты, доведенные до фазы интенсивного термоядерного горения углерода. Дело в том, что последующая эволюция звезды до образования железного звездного ядра и начала гравитационного коллапса протекает очень быстро (~ 100 лет) — за время, меньшее характерного времени релаксации оболоч-

ки звезды (100—1000 лет), и поэтому положение звезды на диаграмме ГР остается практически тем же, как и на стадии углеродного горения.

По-видимому, одними из первых проведенных на современном уровне расчетов эволюции до стадии углеродного горения были расчеты Варшавского⁵², выполненные для крайнего случая полного отсутствия тяжелых элементов в первичном звездном веществе ($Z = 0$). Такие звезды с массами 16 и 32 M_{\odot} к началу углеродного горения имеют эффективные температуры 40 000 и 16 000 К соответственно, т. е. находятся на диаграмме ГР в области голубых сверхгигантов. Вся фаза гелиевого горения в этих звездах протекает в этой области диаграммы ГР, тогда как нормальные звезды плоской составляющей звездного населения с повышенным содержанием тяжелых элементов ($Z = 0,044$) в зависимости от способа описания полуконвекции находится либо в области голубых (критерий Шварцшильда), либо в области красных (критерий Леду) сверхгигантов (см. также^{29, 53, 54}).

В обширных расчетах Брюниша и Трурана⁵⁵ для звезд 15—50 M_{\odot} с различными значениями $0,0002 \leq Z \leq 0,02$ было получено, что в начале углеродного горения $T_{\text{эф}} > 10\,000$ К, если Z составляет малую долю от $Z_{\odot} = 0,02$. Это дало при учете $L/L_{\odot} = 1,3 \cdot 10^5$ из (3.1) первую опирающуюся на теорию звездной эволюции оценку массы ПСН 1987А, равную $M = (15 - 20) M_{\odot}$, в хорошем согласии с основанной на астрономических методах оценкой (3.1). После вспышки СН 1987А Труран и Вайс⁵⁶ провели новую целенаправленную серию расчетов, сконцентрировав свое внимание на более узком диапазоне масс и металличностей ($M = 15, 17, 20, 22$ и $30 M_{\odot}$ и $Z = 0,02; 0,01; 0,005$ и $0,001$). Напомним, что металличность $Z = 0,005 = 1/4 Z_{\odot}$ считается предпочтительной для БМО. Расчеты были проведены на основе хорошо зарекомендовавшего себя метода и программы Киппенхана и др.⁵⁷, с учетом новых данных о непрозрачности звездного вещества и с более детальным рассмотрением кинетики термоядерного горения углерода и кислорода. Результаты расчетов подтвердили предыдущие выводы о большой роли параметра Z . Эволюция была прослежена до стадии развития углеродного горения в центральном ядре звезды, и было показано, что для всех рассмотренных значений M в случае $Z = 0,005$ звезды попадают в область голубых сверхгигантов на диаграмме ГР с $T_{\text{эф}} > 10\,000$ К. На рис. 7 приведена диаграмма ГР из этой работы, на которую мы дополнительно нанесли прямоугольник, конечно, весьма условный, ограничивающий наиболее вероятную область положения ПСН 1987А, и на концах эволюционных кривых (треков), попадающих в этот прямоугольник, поставили точки. Таким образом, наиболее подходящими кандидатами в ПСН 1987А представляются звезды $M = (17 - 22) M_{\odot}$ при $Z \leq 0,01$. С учетом неопределенностей Труран и Вайс⁵⁶ делают вывод, что эволюция звезд с $M = (15 - 20) M_{\odot}$ и $Z = 0,005$ находится в хорошем согласии с наблюдавшимися характеристиками звезды Sk 1.

3.2.3. Неопределенности расчетов ПСН. Однако этот важный вывод омрачается присущими современной теории эволюции массивных звезд неопределенностями, которые также подробно обсуждаются в работе Трурана и Вайса⁵⁶. Прежде всего, альтернативным объяснением ПСН 1987А является рассмотрение эволюции с учетом интенсивной потери массы и перемешивания вещества, на что обращено внимание помимо⁵⁶ также и в работах^{53, 58}. Так, при нормальном значении Z и при высокой скорости потери массы $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ согласно⁵⁹ звезда с массой $M = 15 M_{\odot}$ на главной последовательности попадает к моменту зажигания углерода в область голубых сверхгигантов на диаграмме ГР. Однако при этом она имеет уже массу 3,6 M_{\odot} . Помимо ряда трудностей общего характера (слишком высокая скорость потери массы, немонотонный петлеобразный характер эволюционного трека, проблема развития гравитационного коллапса в звезде с такой малой конечной массой) значение массы 3,6 M_{\odot} совершенно не-

приемлемо с точки зрения объяснения свойств вспышки СН 1987А (см. раздел 5). Большое беспокойство по поводу своих результатов Труран и Вайс высказывают в связи с проблемой полуконвекции, от способа описания которой сильно зависит положение звезды на диаграмме ГР в моменты гелиевого и углеродного горения^{29, 60}. Наиболее серьезным является вопрос о возможности соединения внешней границы конвективного ядра с нижним

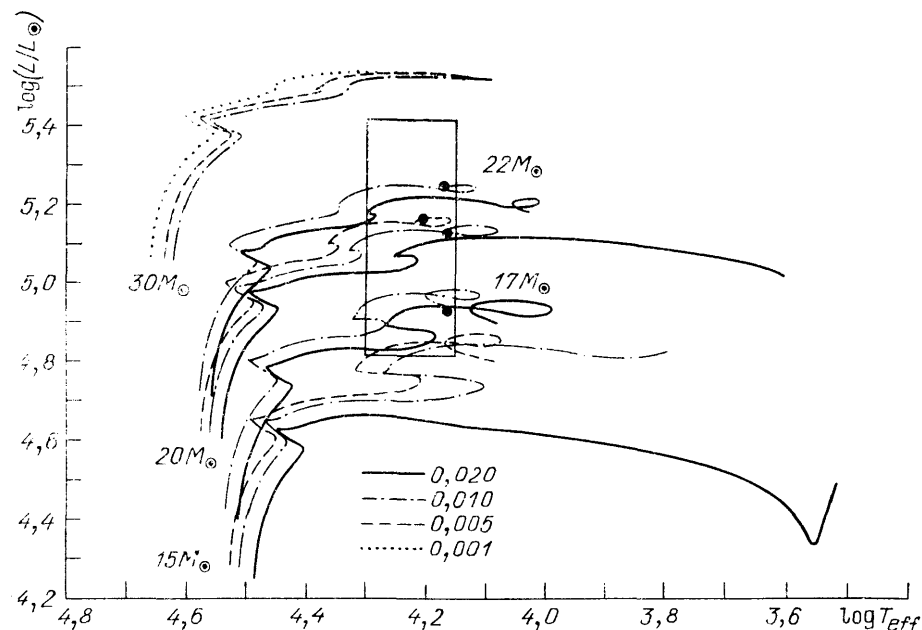


Рис. 7. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела по работе Трурана и Вайса⁵⁶. Показаны эволюционные кривые (треки), рассчитанные для различных масс и металличностей. Прямоугольник очерчивает достоверную область положения ПСН 1987А. Концы трекков, попадающих в эту область, отмечены точками

краем полуконвективной зоны. Если это произойдет, то звезда на стадии углеродного горения будет находиться в области красных, а не голубых гигантов на диаграмме ГР⁶¹.

Имеются также трудности астрономического характера, связанные с неопределенностью исходного значения Z для системы звезд Sk. Дело в том, что наряду с популяцией голубых сверхгигантов в БМО имеется также обширная популяция красных сверхгигантов при светимостях, совместимых со светимостью звезд в интервале масс $(15-20) M_{\odot}$ ⁶². Это же относится и к Малому Магелланову Облаку (ММО)⁶³, что представляется особенно странным, поскольку средняя металличность в ММО считается еще ниже, чем в БМО. Тем самым нелегко совместить основанные на пониженном содержании тяжелых элементов эволюционные расчеты со статистикой сверхгигантов в Магеллановых Облаках. Выход из создавшегося положения Труран и Вайс⁵⁶ видят в разумном предположении о наличии разброса по параметру Z в пределах БМО, но крайней мере в несколько раз: $0,1 Z_{\odot} < Z < Z_{\odot}$. Такое предположение по отношению к звезде Sk 1 означает, что эта звезда еще на главной последовательности имела низкое значение Z . Напротив, красные сверхгиганты, находящиеся по соседству с Sk 1, должны были иметь $Z \approx Z_{\odot}$. В связи с этим чрезвычайно важной задачей является определение путем астрономических наблюдений химического состава атмосферы звезд Sk 2 и Sk 3, который должен быть близок к химическому составу Sk 1, если все три звезды действительно образуют физическую систему. Тем самым эволюционный сценарий для ПСН 1987А с пониженным Z допускает экспериментальную проверку.

Таким образом, и старые, и новые расчеты эволюции звезд с низкой металличностью показывают, что *звезды с массами 15–20 M_{\odot} к концу своей эволюции попадают на диаграмме ГР в близкую окрестность голубого сверхгиганта звезды Sk 1 и тем самым придают ПСН 1987А эволюционную интерпретацию.*

Тем не менее в связи с обсуждавшимися выше неопределенностями в теории эволюции звезд необходим поиск других возможностей объяснения характеристик ПСН 1987А с учетом совместного действия различных эффектов, в первую очередь таких, как пониженная металличность, эволюция в тесной двойной системе, потеря массы и крупномасштабное циркуляционное перемешивание.

3.2.4. Внутреннее строение ПСН. Представление о качественных особенностях внутреннего строения ПСН 1987А можно получить из имеющихся расчетов звездной эволюции, доведенных до начала гравитационного коллапса. Физические условия во внутренних областях ПСН практически не зависят от компактности или протяженности их внешних оболочек. Согласно⁵¹ эволюция звезды $25 M_{\odot}$ приводит к ПСН с сильно неоднородной внутренней структурой. Расчеты эволюции в⁵¹ проводились для одиночных звезд без потери массы. В этих работах имеются данные еще об эволюции звезды $15 M_{\odot}$, но случай $25 M_{\odot}$ более интересен по отношению к ПСН 1987А, хотя общие свойства по внутренней структуре обеих масс весьма похожи, в частности почти одинаковы массы железных ядер звезд. ПСН звезды $25 M_{\odot}$ состоит из железного ядра с массой $M_{Fe} \approx 1,5 M_{\odot}$ и расположенных над ним кремниевого ($M_{Si} \approx 0,24 M_{\odot}$), кислородного ($M_O \approx 4,3 M_{\odot}$) и гелиевого ($M_{He} \approx 3 M_{\odot}$) слоев, затем — массивного ($\sim 9 M_{\odot}$) слоя с переменными по радиусу содержаниями водорода и гелия и, наконец, из не претерпевшего термоядерных превращений наружного водородно-гелиевого слоя с массой $\sim 7 M_{\odot}$. Плотность в центре ПСН $\rho_c \approx 10^9$ г/см³, температура $T_c \approx 8 \cdot 10^9$ К (более подробные данные см. в⁵¹). Можно отметить что нейтринная светимость ПСН — и это общий результат теории конечных стадий эволюции звезд — на много порядков превосходит их обычную (фотонную) светимость. Для данной модели перед началом коллапса $L_{\nu} \approx 2 \cdot 10^{15} L_{\odot}$ при $L_{\gamma} \approx 3 \cdot 10^5 L_{\odot}$.

Время эволюции звезды $25 M_{\odot}$ от главной последовательности до начала горения углерода в ее ядре составляет $\sim 8,3 \cdot 10^6$ лет, тогда как последующая эволюция до начала коллапса занимает всего ~ 170 лет.

3.3. Предполагаемый механизм взрыва

Вспышке СН 1987А предшествовал импульс нейтринного излучения^{64–67}, указывающий на факт гравитационного коллапса центрального ядра ПСН с переходом его в нейтронную звезду или, даже не исключено — в черную дыру. Будущие наблюдения СН 1987А, наверное, позволят сделать однозначный выбор между этими возможностями. Таким образом, нет сомнений, что первопричиной сброса оболочки СН 1987А, его спусковым механизмом, был процесс гравитационного коллапса. Это не является неожиданным: астрофизики давно предполагают, что вспышки по крайней мере части СНИ, а возможно, и части СНИ, связаны с гравитационным коллапсом. Тем не менее до сих пор не существует законченной самосогласованной количественной теории механизма сброса оболочки звезды при гравитационном коллапсе ее ядра, несмотря на то что высказан ряд разумных идей от инициирования коллапсом термоядерного взрыва в оболочке⁶⁸ до проявления гипотетических свойств элементарных частиц^{69, 70}. Наиболее обоснованной и правдоподобной среди этих идей нам представляется гипотеза, разрабатываемая Бисноватым-Коганом и сотрудниками⁷¹,

о первостепенной роли в выбросе оболочки звезды усиленных сжатием эффектов вращения и магнитного поля.

3.3.1. Неустойчивость ядра звезды по отношению к коллапсу. Дадим теперь краткое описание основных результатов, полученных при исследовании динамики гравитационного коллапса, с целью прояснить общую логику теоретических расчетов и степень надежности тех или иных выводов, к сожалению, пока еще предварительных в отношении проблемы выброса оболочки СН. По современным представлениям (см., например, обзоры⁷²⁻⁷⁴) в процессе эволюции звезды с массой (15—20) M_{\odot} на главной последовательности (в случае потери массы ПСН 1987А соответствовала бы еще более массивная звезда в начале эволюции) образуется углеродно-кислородное невырожденное ядро (СО-ядро) с массой $M_{CO} \approx (3-10) M_{\odot}$ *), которое после прекращения углеродной стадии горения быстро эволюционирует с переходом в железное ядро (Fe-ядро) с массой $M_{Fe} \approx (1,5-3) M_{\odot}$, уже полностью лишенное запасов ядерной энергии. Под действием интенсивных потерь энергии вследствие нейтринного излучения (в основном за счет нейтрин-антинейтринной аннигиляции электронно-позитронных пар) образовавшееся Fe-ядро продолжает сжиматься, причем температура в его центре увеличивается — по существу, за счет эффекта отрицательной теплоемкости гравитирующего невырожденного вещества⁷⁵. Коллапс Fe-ядра, вызванный хорошо изученной термодинамически равновесной неустойчивостью относительно многоступенчатого процесса дезинтеграции ядер железа⁷⁶



начинается после того, как температура и плотность в его центре достигают значений $T_c \gtrsim (6-8) \cdot 10^9$ К и $\rho_c \gtrsim 10^7 - 10^9$ г/см³, причем первые цифры в скобках относятся к случаю более массивного ядра звезды. При рассматриваемых массах СО-ядра и Fe-ядра звезды сравнительно малую роль в потере устойчивости играют неравновесный процесс нейтронизации вещества^{77, 215} (для него масса ядра звезды довольно велика) и равновесный процесс рождения электронно-позитронных пар⁷⁸ (в этом отношении масса ядра, наоборот, еще мала).

3.3.2. Нейтронная звезда или черная дыра? Первые расчеты гидродинамики гравитационного коллапса звездных ядер были начаты во второй половине 60-х годов⁷⁹⁻⁸¹. На основе уравнений нейтринной газодинамики⁸² развитие коллапса было детально исследовано в работах^{83, 84} для двух случаев $M_{CO} = 2M_{\odot}$ и $M_{CO} = 10M_{\odot}$, т. е. приблизительно в тех пределах, которые интересуют нас сейчас в связи со вспышкой СН 1987А. В обоих вариантах были вычислены основные параметры нейтринного излучения (см. раздел 9). Здесь мы остановимся на общих результатах расчета динамики процесса коллапса. В случае $M_{CO} = 2M_{\odot}$ (при этом в^{83, 84} $M_{Fe} = 1,82M_{\odot}$) образуется горячая нейтронная звезда, а при $M_{CO} = 10M_{\odot}$ (там же $M_{Fe} = 6,5M_{\odot}$) — черная дыра, хотя в последнем варианте безостановочный переход коллапса в черную дыру был предрешен заданием с самого начала очень большой массы Fe-ядра. Здесь следует отметить, что обычные расчеты эволюции, в которых масса Fe-ядра $M_{Fe} \approx (1,5 - 3) M_{\odot}$ (см. выше), проводятся без учета эффектов крупномасштабного циркуляционного перемешивания вещества. Такими эффектами может быть эволюционно оправдано значение $M_{Fe} = 6,5M_{\odot}$, которое было просто получено из условия отсутствия интенсивного горения кислорода

*) Массы M_{CO} несколько изменяются с уменьшением металличности звезд. Согласно расчетам эволюции водородно-гелиевых звезд ($Z = 0$) тех же масс на главной последовательности⁵² $M_{CO} \approx (2,3-9) M_{\odot}$.

в прилегающем к поверхности Fe-ядра внутреннем слое кислородной оболочки, а все железо-кислородное ядро звезды описывалось политропой с индексом $n = 3$. Таким образом, начальные конфигурации в работах^{83, 84} не были заимствованы из последовательных эволюционных расчетов, а задавались слишком упрощенно. С учетом этого обстоятельства переход массивного железо-углеродно-кислородного ядра звезды в процесс коллапса может в действительности происходить более сложным образом. Например, после формирования горячей нейтронной звезды в первоначальном коллапсе массивного железного ядра звезды с несколько уменьшенной массой ($M_{Fe} < 6,5 M_{\odot}$) через некоторое время, достаточно большое по сравнению с характерным гидродинамическим временем этой нейтронной звезды и определяемое поведением углеродно-кислородной оболочки, коллапс может возобновиться. Временная задержка коллапса может быть, в частности, связана с термоядерным выделением энергии в углеродно-кислородной оболочке. В случае возобновления коллапса черная дыра будет образовываться тогда в результате, по крайней мере, двухэтапного процесса. В принципе, можно предположить и большее число таких этапов, разделенных почти гидростатическим равновесным состоянием ядра звезды, — особенно если при этом еще иметь в виду эффекты, связанные с вращением.

Возобновление коллапса после образования горячей нейтронной звезды возможно также и в варианте с малой массой СО-ядра ($2 M_{\odot}$), хотя в этом случае не превышает известный релятивистский предел массы холодной нейтронной звезды $M_{NS}^{max} \approx (2-3) M_{\odot}$. Дело в том, что в коллапс может быть со временем втянута и часть вещества внешней водородно-гелиевой оболочки звезды, которая просто не принималась во внимание в обсуждаемых расчетах. Конечно, в этом случае многоступенчатое развитие коллапса менее вероятно, чем для более массивных СО-ядер. Изложенные в этом абзаце соображения могут иметь отношение к возможному густкообразному характеру детектированного нейтринного сигнала от СН 1987А⁶⁵⁻⁶⁷.

Таким образом, в центральных областях голубого сверхгиганта, звезды Sk 1 по всей видимости, произошел коллапс, который привел, скорее всего, к образованию нейтронной звезды. В случае же достаточно массивного СО-ядра могла образоваться черная дыра — прямым образом или в несколько последовательных этапов. В обоих случаях коллапс должен был сопровождаться мощным однократным импульсом или последовательностью нескольких импульсов нейтринного излучения. Продолжительность коллапса Fe-ядра звезды с учетом последующей стадии аккреции на первоначально сколлапсировавшую за время $\leq 0,1$ с околоцентральную область Fe-ядра оставшихся внешних слоев Fe-ядра и СО-ядра составляет согласно расчетам^{83,84} ~ 3 с (вариант $M_{CO} = 2 M_{\odot}$) и ~ 5 с (вариант $M_{CO} = 10 M_{\odot}$). Длительность импульса нейтринного излучения в случае образования горячей нейтронной звезды (вариант $M_{CO} = 2 M_{\odot}$) достигает ~ 20 с в результате последующей стадии ее охлаждения нейтринным излучением. При образовании черной дыры ($M_{CO} = 10 M_{\odot}$) вследствие гравитационного замедления времени для бесконечно удаленного наблюдателя продолжительность нейтринного импульса может превышать указанную выше продолжительность коллапса.

3.3.3. Проблема сброса звездной оболочки при коллапсе ядра. Каким же образом коллапс ядра звезды мог бы инициировать сброс звездной оболочки, наблюдающийся как вспышка СН? Полная энергия вспышки типичной СН составляет 10^{51} эрг, причем ее подавляющая часть заключена в кинетической энергии разлетающейся оболочки. С другой стороны, полная энергия, уносимая импульсом нейтринного излучения, очевидно, должна практически достигать энергии связи типичной нейтронной звезды или полной энергии черной дыры (с обратным знаком) в момент ее гравитационного замыкания $\sim 10^{54}$ эрг. Если бы удалось пере-

дать веществу оболочки звезды, которую буквально захлестывает лавина, неуловимых нейтрино (за ~ 1 час до начала разлета оболочки ПСН 1987А, соответствующий моменту коллапса ее ядра, через каждый см^2 ее поверхности за несколько секунд прошло $\sim 10^{32-33}$ нейтрино и антинейтрино!), хотя бы 10^3 уносимой ими энергии, то проблема сброса оболочки СН была бы решена. На первом этапе развития теории казалось, что это сделать нетрудно⁸⁰, тем более что сбросу оболочки могли бы способствовать также и эффект гидродинамического отскока («баунс»)⁸⁵ и выделение термоядерной энергии в сжимающихся вслед за коллапсирующим ядром звезды несгоревших слоях оболочки⁶⁸. Тем не менее все те расчеты, в которых эти эффекты учитывались наиболее тщательным и самосогласованным образом — вместе или по отдельности, — не привели к сбросу оболочки масштаба СН: в лучшем случае энергии сброшенных оболочек получались на 1—2 порядка ниже^{79, 83, 84, 86}. Учет роли вращения для динамики гравитационного коллапса в рамках самосогласованных расчетов не изменил ситуацию⁸⁷. Попытки в последних моделях усилить эффективность гидродинамического отскока, по нашему мнению, недостаточно убедительны (см., например,⁸⁸ и ссылки там). Таким образом, решение проблемы выброса оболочки, по-видимому, следует искать на пути построения неоднородных моделей коллапса, в частности моделей с одновременным учетом вращения и магнитного поля, а также моделей с учетом крупномасштабных конвективных движений, вызванных неустойчивостью Рэлея — Тейлора⁸⁹.

Несмотря на описанную выше досадную незавершенность теории, исследования как самого гравитационного коллапса, так и инициированных им вспышек сверхновых продолжают успешно развиваться. Дело в том, что вследствие огромного отличия в характерных временах и энергиях гравитационного коллапса и вспышки СН динамику коллапса и характеристики сопутствующего ему импульса нейтринного излучения можно рассчитывать с большой точностью без учета наличия относительно разреженной оболочки звезды. В свою очередь, исследование гидродинамического процесса сброса оболочки допускает феноменологический подход, который основан на параметрическом описании энерговыделения взрыва и на том обстоятельстве, что энергия вспышки СН значительно превосходит и гравитационную энергию связи оболочки и ее тепловую энергию. Поэтому ряд деталей структуры оболочки оказывается несущественным.

В конце концов, всю проблему можно разбить на внутреннюю задачу (коллапс) и внешнюю (сброс оболочки; собственно говоря, — вспышка СН)^{69, 72}.

Возможно также довольно продолжительное энерговыделение в оболочке: тогда вместо одной полной энергии взрыва появятся два параметра — интенсивность и характерное время энерговыделения. В начальные условия внешней задачи входит также масса выбрасываемой оболочки M_0 , которая должна быть равна для СН 1987А массе M звезды Sk 1 за вычетом массы нейтронной звезды или черной дыры. При заданной массе оболочки M_0 очень важную роль во внешней задаче играет степень протяженности оболочки, т. е. распределение плотности по радиусу и само значение радиуса ПСН R_0 . Необходимо также знать распределение химического состава в оболочке ПСН, которое можно с той или иной степенью уверенности заимствовать из теории звездной эволюции (см. раздел 3.2.4).

Набор перечисленных выше исходных данных однозначно определяет рассчитываемую на основе уравнений радиационной газодинамики теоретическую модель развития вспышки СН во времени. Самое большее, на что может рассчитывать такая феноменологическая теория, это определение всех входящих в нее исходных параметров (а также распределений в оболочке ПСН плотности и химического состава) из детального сравнения результатов расчетов с данными наблюдений. Дополнительно теория обещает дать независимую оценку величины расстояния до СН 1987А (метод Бааде в его наиболее обобщенном виде) и, возможно, оценку параметров межзвездного

поглощения в направлении на СН 1987А. Огромный объем информации, предоставляемый астрономическими наблюдениями СН 1987А, позволяет надеяться, что эти задачи будут решены с исчерпывающей полнотой, совершенно недостижимой для других известных внегалактических СП.

4. ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХНОВОЙ 1987А

Опишем кратко спектральные и фотометрические наблюдения СН 1987А (в широком смысле слова — оптические наблюдения), обращая внимание лишь на их самые общие характеристики в той степени, в какой они дают представление о картине эволюции СН 1987А в целом. Данные наблюдений в оптическом ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах продолжают поступать во все возрастающем объеме, их обработка и анализ займет еще немало времени, и, возможно, в ближайшем будущем мы будем свидетелями новых открытий, сделанных на уже имеющемся наблюдательном материале. Особенно это относится к спектральным наблюдениям — самым информативным, но и самым трудным для интерпретации.

4.1. С п е к т р а л ь н ы е н а б л ю д е н и я

4.1.1. *Общие характеристики.* Первый спектр СП 1987А был получен в далеком ультрафиолете на спутнике IUE через ~ 15 часов после ее открытия (Feb. 24,8 UT)³¹. Чуть позже (Feb. 24,9 UT) был снят первый спектр в оптическом диапазоне на Южно-Африканской астрономической обсерватории и было высказано подозрение, что СН 1987А — СН типа I³. Однако спектры, полученные в течение последующих суток многими наблюдателями, показали присутствие линий Бальмеровской серии водорода, и было тем самым установлено, что СН 1987А — СН типа II⁹⁰. Тем не менее ряд характеристик спектра указывал на его необычность, особенно в ультрафиолете⁹¹, где общая интенсивность заметно уменьшалась ото дня ко дню, и сильно изменялось отношение потоков на отдельных длинах волн. Эти и многие другие «странности», замеченные в разных участках спектра, объясняются в действительности тем простым обстоятельством, что впервые в истории столь детально наблюдается вспышка СН, связанная со взрывом компактной звезды и зафиксированная астрономами в самом начале ее развития.

На рис. 8 показаны спектры СН 1987А от дальнего ультрафиолета до ближней инфракрасной области спектра за первые три недели развития вспышки СН 1987А. Обращает на себя внимание резкое уменьшение интенсивности потока в ультрафиолете по отношению к оптическому диапазону: за 5 дней с 25 февраля по 2 марта это отношение снизилось от ~ 1 до ~ 10⁻³! За первую декаду марта это снижение резко замедлилось и в интервале длин волн 1200—2500 Å появились многочисленные расширенные эффектом Доплера и перекрывающиеся эмиссионные и абсорбционные линии тяжелых элементов, а также узкие линии поглощения межзвездной среды на луче зрения.

На рис. 9 показана более подробная структура спектра в области длин волн $\lambda\lambda$ 3500—9500 Å⁹². *Профили спектральных линий имеют характерную форму, указывающую на то, что они образуются при прохождении излучения через протяженную оболочку звезды, расширяющуюся с радиальным градиентом скорости.* Области оболочки, расположенные между наблюдателем и фотосферой, которая испускает непрерывный спектр, преимущественно поглощают излучение фотосферы и образуют в спектре абсорбционный минимум, смещенный благодаря эффекту Доплера в фиолетовую сторону относительно лабораторной длины волны λ_0 . Напротив, те области, которые расположены для наблюдателя в картинной плоскости вне фотосферы, образуют эмиссионный максимум, практически не смещенный относитель-

но λ_0 ; это хорошо видно на профиле линии H_α , отмеченном нами на рис. 9. Такие спектральные линии астрономы называют линиями типа Р Лебеда — по имени нестационарной звезды, в спектре которой они были детально изучены. Теория переноса излучения в движущихся оболочках звезд и, в

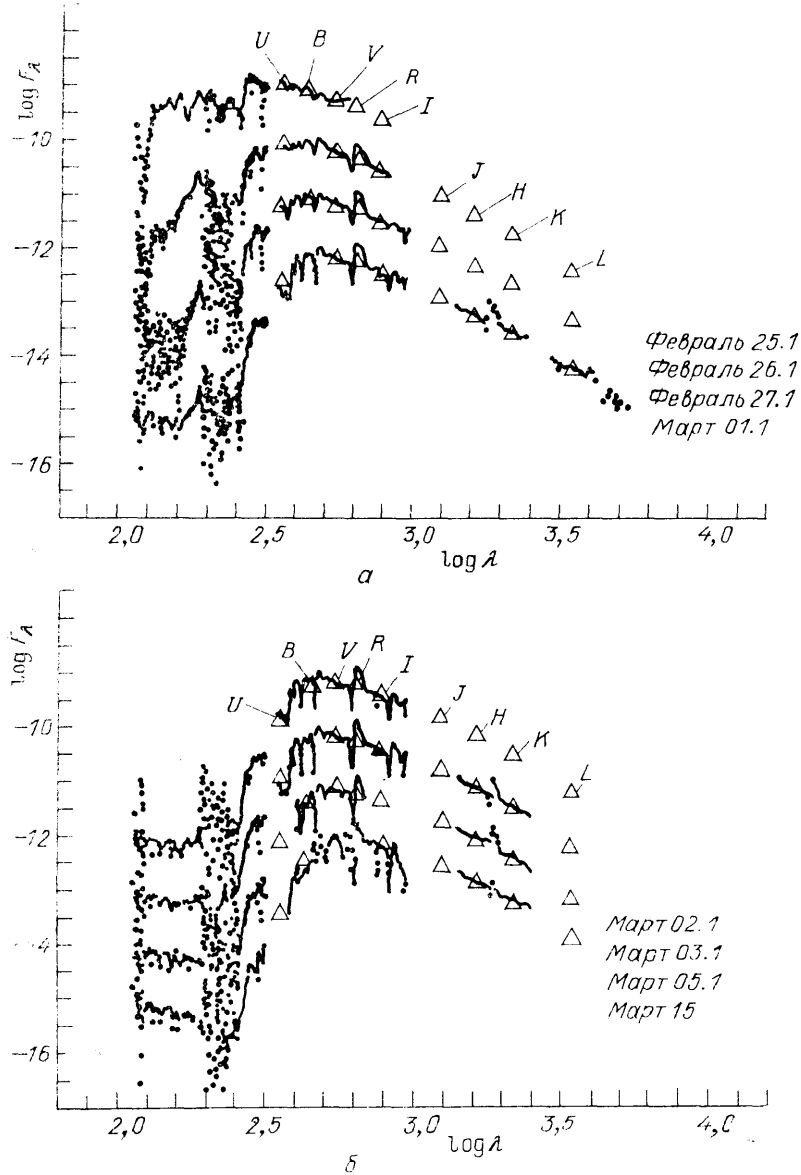


Рис. 8. Композиционные спектры SN 1987A с 25 февраля по 15 марта⁹², составленные по данным IUE и оптическим спектрам на 3,6- и 1,5-м телескопах ESO⁹³, с наложением данных оптической и инфракрасной широкополосной (UBVR_IJHKL) фотометрии³⁸ (треугольники Δ).

По горизонтальной оси - десятичный логарифм длины волны в нм ($1 \text{ нм} = 10 \text{ \AA}$), по вертикальной — логарифм плотности потока в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$. Во избежание перекрытия три последующих спектра на каждом из рис. *a* и *б* сдвинуты относительно первых (верхних) спектров и относительно друг друга вниз последовательно на один порядок. Так, например, плотности потоков, соответствующие самым нижним спектрам, уменьшены в 10^3 раз по сравнению с наблюдаемыми

частности, образования в них спектральных линий была развита в работах В. В. Соболева⁹⁴. По характеристикам этих линий — по смещению абсорбционного минимума и по ширине эмиссионного максимума — можно оценить скорости разлета отвечающих за формирование линии слоев вещества. Согласно этим оценкам, 25 февраля абсорбционному минимуму линии H_α

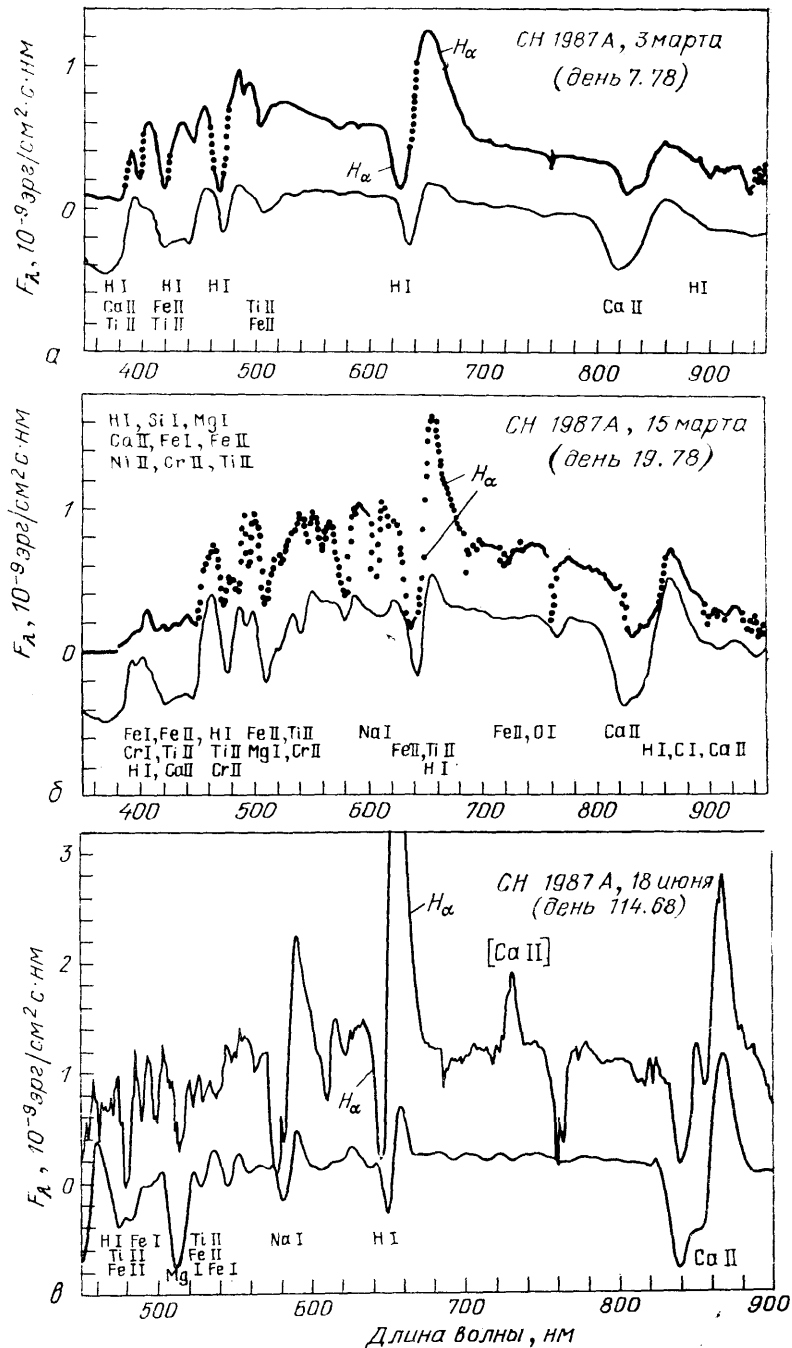


Рис. 9. Наблюдаемые (точечные линии) и в случаях *a* и *б* и верхняя сплошная линия в случае *в* и расчетные синтетические (сплошные линии) спектры SN 1987A для трех моментов времени: 3 марта (*a*), 15 марта (*б*) и 18 июня (*в*) (из работы Фосбюри и др.⁹²).

Во избежание перекрытия синтетические спектры сдвинуты вниз. По горизонтальной оси — длина волны в нм, по вертикальной оси — логарифмы потока в 10^{-9} эрг·см⁻²·с⁻¹·нм⁻¹. Указаны нейтральные атомы и ионы, которые вносят преобладающий вклад в формирование соответствующих абсорбционных компонент спектральных линий для расчетных синтетических спектров

отвечала скорость $\sim 18\,000$ км/с⁹³, причем скорость слоев, ответственных за поглощение в линии H_α в сторону более коротких длин волн от абсорбционного минимума, была еще больше в $\sim 1,5$ раза. Общая структура линии H_α и других более или менее свободных от блендирования линий (H_β , H_γ , CaII) указывала на разброс скоростей $27\,000$ — $10\,000$ км/с в надфотосферных слоях, ответственных за образование этих линий. К 10 марта характерная скорость этих слоев снизилась в $1,5$ — 2 раза. Все это находится в прекрасном согласии с эффектом просветления свободно разлетающейся оболочки с круто падающей наружу плотностью (см. раздел 5).

В первые дни в спектре SN 1987A преобладали линии нейтрального водорода (H). Помимо линий серии Бальмера (H_α , H_β , H_γ , H_δ) в инфракрасной области спектра ($\lambda > 1$ мкм) были обнаружены также линии серий Пашена (P_α , P_β , P_γ), Бреккетта (Br_α , Br_β , Br_γ , Br_δ , Br_ϵ) и Пфупда (Pf_α , Pf_β , Pf_γ)⁹⁵. Были идентифицированы также линии нейтральных гелия (He I), магния (Mg I), натрия (Na I) и ионизованного кальция (CaII)^{93, 96}. Постепенно падение блеска в ультрафиолете совсем прекратилось, во всяком случае в конце мая, и в области спектра $\lambda 1200$ — 1900 Å появились узкие (шириной 1500 — 2000 км/с) эмиссионные линии ионизованного гелия (He II) и многократно ионизованных азота, кислорода, кремния и, возможно, углерода⁹⁷, а в июне — августе в оптическом диапазоне — признаки запрещенных линий [Ca II], [OI] и [OH]³⁸.

4.1.2. Интерпретация спектров. Фосбюри и др.⁹² рассчитали синтетические спектры SN 1987A в оптическом диапазоне (рис. 9) с использованием модели, разработанной Люси и уже примененной к интерпретации ультрафиолетовых спектров SN 1987A⁹⁸. В расчетах синтетических спектров был принят химический состав с относительными содержаниями отдельных тяжелых элементов, как на Солнце, но с общей пониженной металличностью ($Z = Z_\odot / 2,75$). Сравнение расчетных спектров с наблюдаемыми привело авторов к выводу, что большинство узких и широких абсорбционных минимумов в оптических и ближних инфракрасных спектрах SN 1987A объясняются присутствием помимо линий водорода также перекрывающихся линий нейтральных и однократно ионизованных Na, Mg, Si, Ca, Ti, Cr, Fe и Ni. Авторы замечают, что на данной стадии исследования нет серьезных оснований делать вывод о повышенных, по сравнению с нормальными, содержаниях этих элементов.

Наиболее перспективной интерпретацией абсорбционного минимума $\lambda 6050$ Å (рис. 9, б, в) авторам работ^{92, 99, 140} представляется присутствие ионизованного бария: линия Ba II $\lambda 6140$ Å (мультиплет 2); Ba не был учтен при расчете синтетических спектров. Заметим, что этот вывод весьма интересен, поскольку Ba образуется в недрах звезды в процессе нуклеосинтеза при захвате нейтронов, и его повышенное содержание в поверхностных слоях на столь раннем этапе развития вспышки SN 1987A свидетельствовало бы о том, что произошло частичное перемешивание внешних и внутренних слоев в самом начале взрыва SN 1987A либо еще на стадии ПСН. На возможное присутствие линий бария в спектрах SN (правда, типа I) было указано еще в работе Мустеля¹⁰⁰.

Исследуя детальную структуру профилей спектральных линий SN 1987A (как и других SN), можно сделать выводы не только о скорости и химическом составе выбрасываемой оболочки, но и получить, например, данные о распределении плотности по радиусу. Так, анализ формы профиля линии H_α для SN 1987A, выполненный Чугаев¹⁰¹, позволил сделать заключение о крутом падении плотности ($\sim r^{-3}$) в наружных слоях оболочки и определить скорость вещества на уровне фотосферы (~ 8000 км/с на 2 марта).

Вспышка очень яркой SN 1987A позволяет также производить тонкие и чрезвычайно важные спектральные измерения, с достижением высокого спектрального разрешения при сохранении большой величины отношения

сигнал/шум. В результате в спектре СН 1987А были обнаружены и измерены узкие линии поглощения межзвездной среды, расположенные на луче зрения Земля — СН 1987А^{32, 102}. Эти линии образуют отдельные группы, смещения которых соответствуют скоростям удаления от нескольких км/с до 240—290 км/с; при больших скоростях линий не наблюдается. С учетом того, что средняя лучевая скорость удаления БМО оценивается величиной порядка 270 км/с, факт отсутствия заметно больших скоростей удаления дает прямое доказательство принадлежности СН 1987А к БМО. Такое же доказательство принадлежности к БМО было получено²⁴ и для звезд Sk 2 и Sk 3 (см. раздел 3.1.2). Наблюдения линий межзвездного поглощения в направлении на СН 1987А содержат богатую информацию о структуре, кинематике и химическом составе межзвездного вещества в Галактике, в БМО и между ними.

Появился атлас межзвездных ультрафиолетовых ($\lambda\lambda$ 1250—3200 Å) спектральных линий в направлении на СН 1987А²⁷¹. Атлас включает около 200 линий следующих атомов и ионов: Cl I, II; OI; Mg I, II; Al II, III; Si II, IV; S II; Cl I; Gr II; Mn II; Fe II; Ni II и Zn II.

Другой пример тонких измерений — поляриметрические наблюдения в отдельных участках профилей спектральных линий типа Р Лебеда и в различных фотометрических спектральных полосах¹⁰³. После вычитания поляризационных эффектов, связанных с межзвездной средой, собственная поляризация оболочки СН 1987А оказалась менее 1%, по крайней мере в наблюдениях до июня 1987 г. С помощью поляриметрических наблюдений можно извлечь важные сведения о степени отклонения оболочки СН 1987А от сферической симметрии¹⁰⁴, которая может быть связана не только с нарушением симметрии в процессе взрыва СН, но и со взаимодействием с околосредой¹⁰⁵, распределение которой, по всей вероятности, отличается от сферически симметричного, и с возможным близким маломассивным спутником ПСН 1987А¹⁰⁶. Достаточно сильные отклонения от сферической симметрии СН 1987А могли бы также проявиться и в обычных (неполяриметрических) наблюдениях тонкой структуры профилей спектральных линий¹⁰⁷. Кроме того, поляризационные наблюдения позволяют сделать заключение о природе собственного излучения СН 1987А, в частности о вкладе синхротронной компоненты, которая служит индикатором присутствия релятивистских частиц.

4.2. Фотометрические наблюдения

4.2.1. Многоцветная фотометрия. Наблюдения СН 1987А проводятся в различных фотометрических системах: в широкополосной системе UBVR^{37, 108, 229, 293}, дополненной фотометрическими полосами в инфракрасном диапазоне JHKLM^{38, 95}, в системах Стрёмгрена uvby^{108, 109} Вальравена VBLUW^{108, 110} и в Женевской семицветной системе^{108, 111}.

На рис. 10 представлены кривые блеска из³⁷ в фотометрических спектральных полосах U, B, V, R и I, которым отвечают эффективные длины волн $\lambda_{0i} = 0,36; 0,44; 0,55; 0,70$ и $0,88$ мкм (1 мкм = 10 000 Å). По вертикальной оси отложены соответствующие этим полосам звездные величины m_i , пропорциональные логарифмам плотности потока энергии излучения:

$$m_i = C_i - 2,5 \lg F_{\lambda_{0i}} \quad (i = U, B, V, R, I), \quad (4.1)$$

где по принятой нормировке звездных величин¹¹² $C_i = 1,60; 2,14; 1,48; 0,61; -0,20$, соответственно, при условии, что плотности потоков $F_{\lambda_{0i}}$ измеряются в единицах 10^{-5} эрг·с⁻¹ см⁻²мкм⁻¹. На рис. 11 представлены из³⁷ показатели цвета B—V, U—B, V—R и R—I, пропорциональные логарифмам отношения потоков в соответствующих фотометрических полосах.

Кривые блеска СН 1987А во всех указанных спектральных полосах прошли через пологий максимум 20—24 мая и затем, после относительно

быстрого спада, в начале июля вступили в полосы В, V, R, I в стадию линейного (в терминах плотности потока — экспоненциального) затухания, продолжавшегося вплоть до поздней осени 1987 г. (эта стадия показана нами условно с помощью штриховых линий). В полосе U блеск вступил в стадию продолжительного постоянства на уровне $\sim 8^m,7^{113}$.

На 20 мая имели место величины (см. рис. 10 и ³⁷) $m_i = 7^m,11; 4^m,59; 2^m,97; 2^m,29; 1^m,98$ ($i = U, B, V, R, I$), откуда с помощью (4.1) соответственно можно получить $F_{\lambda_{0i}} \approx (0,0063; 0,10; 0,25; 0,21; 0,13) \cdot 10^{-5}$ эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot см $^{-2}$ мкм $^{-1}$. Отметим, что именно значения $F_{\lambda_{0i}}$ указаны значками Δ на

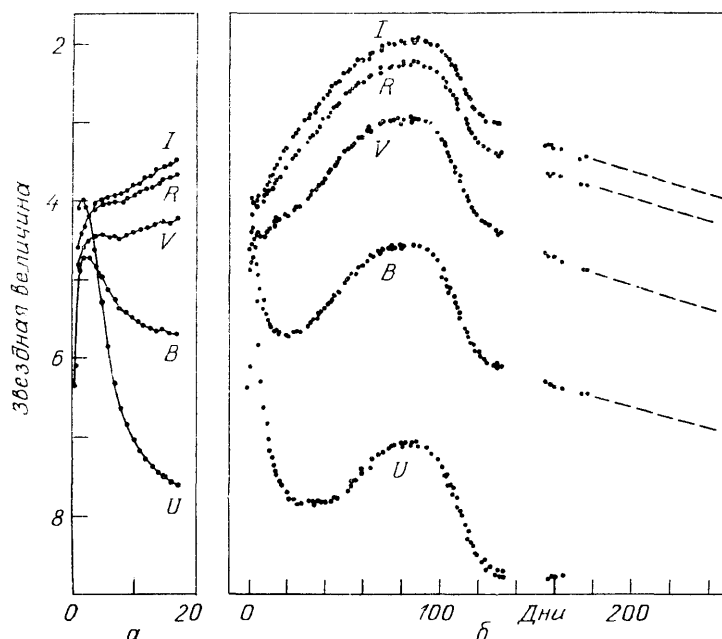


Рис. 10. Кривые блеска СН 1987А в системе UBVRI по данным Хэмуи и др. ³⁷. Время отсчитывается от момента нейтринного сигнала, зарегистрированного 23 февраля в 7 ч 36 м по Всемирному времени. Слева показаны начальные участки кривых блеска в увеличенном временном масштабе

рис. 8, правда, для более ранних мартовских дней. По определению они являются сглаженными плотностями потоков вблизи эффективных длин волн λ_{0i} .

Таким образом, максимальная плотность потока приходится на спектральную полосу V, но существенный вклад в интегральный или полный поток вносят и спектральные полосы R и I, а также полосы инфракрасного диапазона J, H, K, L и M³⁸. Поэтому для определения эффективной температуры СН 1987А наиболее подходящими оказываются показатели цвета V — R и R — I. Это утверждение справедливо не только для момента максимума блеска, но и практически для всей кривой блеска СН 1987А на протяжении 1987 г., за исключением первых двух недель, когда вклад спектральных полос B и U в полную светимость был существенен (см. рис. 10, a).

На основе данных многоцветной фотометрии в работах ^{37, 38} были также вычислены зависимости от времени таких важных для построения адекватных наблюдениям гидродинамических моделей вспышки СН 1987А величин, как полная светимость, эффективная температура и радиус фотосферы (см. раздел 5).

Большая плотность потока излучения СН 1987А позволяет проводить фотометрические наблюдения с высоким временным разрешением. Такие наблюдения особенно важны для выяснения эффектов, связанных с возмож-

ностью возникновения гидродинамических турбулентных движений в сбрасываемой со сверхзвуковой скоростью оболочке СН 1987А, а также в связи с возможным проявлением пульсарного излучения сколлапсировавшего ядра звезды. Серия таких наблюдений, проведенная с 28 февраля по 16 марта ^{108a}, однако, показала, что в спектральной полосе V и во всем оптическом диапазоне не происходило каких-либо периодических флуктуаций плотности потока с относительной амплитудой, превышающей значение 0,0003 (на уровне 3σ) в интервале частот от 0,0003 до 500 Гц (периоды от ~ 1 ч до 2 мс).

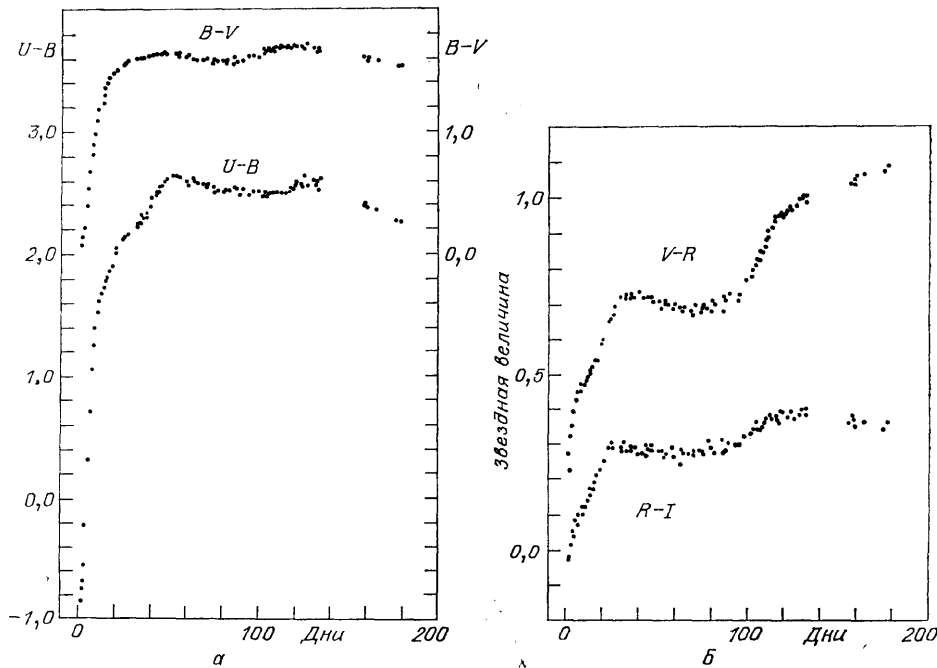


Рис. 11. Зависимость от времени показателей цвета $B - V$ и $U - B$ (а) и $V - R$ и $R - I$ (б) ³⁷

Часть этих данных, относящаяся к высоким частотам, была получена с помощью соответствующим образом адаптированной аппаратуры, использовавшейся ранее для изучения оптических эффектов, связанных со всплесками космического гамма-излучения ¹¹⁴.

4.2.2. И н ф р а к р а с н ы й д и а п а з о н. На послемаксимальных стадиях развития СН 1987А особое значение стали приобретать наблюдения в инфракрасном диапазоне. Здесь важны прежде всего эффекты, связанные: а) с излучением атомов, молекул и нагретых светом сверхновой пылинок в околозвездном веществе — инфракрасным эхо; б) с эмиссионными линиями нейтральных и ионизованных атомов, а также с образованием молекул и с конденсацией пыли в разлетающейся оболочке СН.

В июне 1987 г. при прецизионных наблюдениях в фотометрических полосах К (2,2 мкм), L (3,6 мкм) и М (4,6 мкм) было обнаружено световое эхо. В августе эхо было в 20–30 раз слабее излучения СН 1987А на этих же длинах волн, а его угловой диаметр достиг $\sim 0''$, 4, причем данным наблюдений лучше всего соответствовала кольцеобразная симметричная структура эха ¹¹⁵.

Начиная со второй половины 1987 г., эхо стало одним из наиболее интересных явлений, сопровождающих вспышку СН 1987А. Оно четко проявилось не только в инфракрасном, но и в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. В оптике эхо имеет структуру в виде двух concentрических ко-

лец²⁷². Внешнее кольцо достигло к лету 1988 г. углового диаметра $\sim 2'$. Спектр эха близок к спектру СН 1987А вблизи ее максимума блеска, имевшего место в мае 1987 г. В ультрафиолете обнаружены узкие ($\lesssim 30$ км/с) эмиссионные линии ионов He II, G III, N III, IV, V и O III²⁷³. Эти линии, по всей видимости, есть следствие ионизации вещества, потерянного звездой Sk1, импульсом ультрафиолетового излучения, возникшим при выходе УВ на поверхность ПСН 1987А (см. разделы 5.2 и 6.1.3). Интенсивности линий указывают на характерную особенность

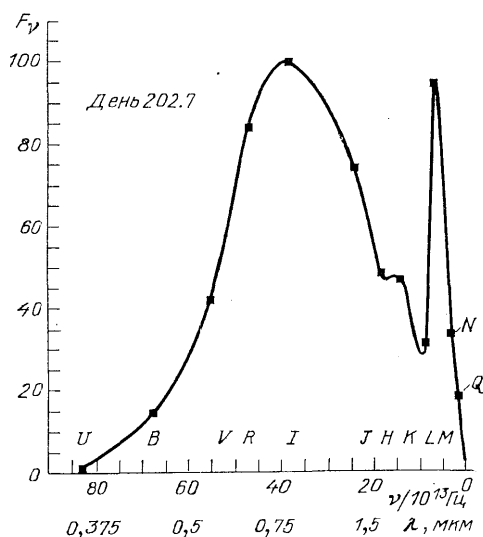


Рис. 12. Поток энергии СН 1987А в различных спектральных фотометрических полосах (в отн. ед.) на 12 сентября 1987 г. по данным Кэтчпола и др.¹¹³.

Сплошная кривая — сплайновая аппроксимация. Сильный избыток потока на длине волны $\lambda = 4,8$ мкм (фотометрическая полоса М) — эмиссия молекул СО

зывают на характерную особенность CNO-цикла термоядерных реакций — значительное преобладание азота над углеродом и кислородом. Это свидетельствует о перемешивании между внешними и внутренними слоями Sk1 задолго до ее взрыва.

В начале июля на 2,3-м телескопе Австралийского национального университета была обнаружена эмиссия на длине волны 2,3 мкм, отождествленная с колебательно-вращательной полосой молекулы СО (1-й обертоном). Уширенная структура этой спектральной детали указывала на ее принадлежность к разлетающейся оболочке СН 1987А^{113,116}. После максимума блеска в фотометрической полосе М все более усиливалась эмиссия, соответствующая основному тону колебательно-вращательной полосы СО ($\lambda \approx 4,8$ мкм), и стала, наконец, очень заметной (рис. 12). Была изучена в начале октября с большим спектральным разрешением с помощью 3,6-м телескопа ESO¹¹⁷ структура эмиссионной

детали СО $\lambda \approx 2,3$ мкм; кроме того, в инфракрасной области спектра были зарегистрированы широкие (~ 3000 км/с) эмиссионные линии Н, He, O, Na, Si, K, Mg, Fe II.

Появление СО может предшествовать конденсации пыли в оболочке СН. Механизм образования пыли при вспышках СН пока далеко не ясен. При благоприятных условиях согласно теоретическим оценкам в оболочке СН 1987А могло бы образоваться до $1 M_{\odot}$ пыли²⁹⁴.

В ноябре с использованием 24-канального спектрометра на Койперовской обсерватории были получены¹¹⁸ спектры СН 1987А в диапазонах: 4—13 мкм — помимо СО, присутствовали эмиссионные линии серий Хамфриса, Пфунда, Бреккетта, запрещенные линии Ni, Ag и Co, а также, возможно, полосы молекулы SiO; 16—29 мкм — эмиссионные линии Fe II, Fe III, S III, S IV, свидетельствующие о неожиданно высокой степени ионизации; 35—70 мкм — континуум на уровне ~ 2 ян и ~ 4 ян вблизи длин волн 40 и 50 мкм соответственно.

5. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ И СВЕРХНОВАЯ 1987А

Этот раздел будет посвящен изложению гидродинамической теории вспышки СН применительно к феномену СН 1987А. Теория в основном будет основываться на аналитических решениях соответствующих задач и качественных физических соображениях. Численное моделирование вспышек

СН будет рассмотрено в следующем разделе. Следует подчеркнуть, что здесь подразумевается лишь внешняя гидродинамическая задача о сбросе оболочки СН, которая в отношении энерговыделения взрыва носит феноменологический характер (см. раздел 3.3.3). В данном разделе результаты теории будут сопоставляться с данными наблюдений, среди которых особое значение имеют болометрическая кривая блеска, эффективная температура и скорость вещества в фотосфере СН 1987А.

5.1. Физическая модель сброса оболочки СН

5.1.1. *Постановка задачи.* Основой гидродинамической теории вспышек СН служит система уравнений радиационной гидродинамики^{72, 119, 120}. В наиболее общем ее виде теория опирается на уравнения газодинамики, дополненные уравнением переноса излучения, причем в уравнение газодинамики входят члены обмена импульсом и энергией между веществом и излучением, а в уравнении переноса излучения учитываются эффекты макроскопической скорости движения вещества. Члены обмена импульсом и энергией выражаются через интегральные характеристики интенсивности излучения — через моменты, и интегрирование осуществляется по энергиям (частотам) фотонов и их углам распространения. Большинство явлений, связанных с динамикой сброса и высвечивания оболочек СН, можно с удовлетворительной точностью исследовать в рамках нерелятивистской радиационной гидродинамики, в которой пренебрегается членами $\sim(u/c)^2$, но последовательно учитываются все появляющиеся в уравнении переноса члены u/c (u — скорость движения вещества). Наиболее простым вариантом этой теории является приближение лучистой теплопроводности с учетом вклада излучения также в давление и внутреннюю энергию оболочки СН. К настоящему времени подавляющее большинство физических моделей СН построено путем численного решения уравнений радиационной гидродинамики, записанных в нерелятивистском приближении лучистой теплопроводности, в одномерном сферически симметричном случае. Отметим, что эти модели оказались весьма эффективными для адекватного описания данных наблюдений.

Мы не станем здесь выписывать полную систему соответствующих уравнений, сформулированную около 25 лет назад^{44, 121}. Построение физической модели СН сводится к численному решению задачи Коши для системы дифференциальных уравнений в частных производных с двумя независимыми переменными: временем t и лагранжевой координатой m — массой в сфере радиуса r . Начальные условия задачи учитывают структуру ПСН (для СН 1987А — структуру звезды Sk1) и параметрическое энерговыделение в недрах звезды (см. подробнее раздел 3.3.3). В задаче о сбросе оболочки СН существенное значение имеет постановка граничных условий, особенно условия для потока энергии излучения через внешнюю поверхность звезды⁴⁴:

$$2\sigma T^4 - F = 0, \quad m = M_0, \quad t \geq 0, \quad (5.1)$$

где T — температура, M_0 — полная масса оболочки СН, σ — постоянная Стефана — Больцмана, F — плотность потока энергии излучения, так что светимость СН $L(t) = 4\pi R^2 F$, где $R = r(M_0, t)$ — внешний радиус звезды, а F удовлетворяет условию (5.1) и определяется в приближении лучистой теплопроводности известным соотношением

$$F = - \frac{16\pi r^2 \sigma}{3\kappa} \frac{\partial T^4}{\partial m} \quad (5.2)$$

с κ — непрозрачностью вещества, зависящей, вообще говоря, от температуры, плотности и химического состава вещества. Соотношение (5.2) для F , конечно, выполняется в любой точке, $0 \leq m \leq M_0$, в любой момент времени, $t > 0$.

5.1.2. Принципы сопоставления с наблюдениями. В ходе расчетов данной модели в каждый момент времени находятся распределения всех искомым величин по лагранжевой координате m : эйлерова радиуса $r(m, t)$, скорости $u(m, t)$, температуры $T(m, t)$, плотности вещества $\rho(m, t)$, плотности потока энергии излучения $F(m, t)$ и т. д. Вычисляются в том числе и функции времени $R(t)$ и $L(t)$. Определение поверхности фотосферы СН — ее лагранжева координата — получается для любого момента t из следующего условия:

$$4\pi r^2 \sigma T^4 = L(t). \quad (5.3)$$

Согласно соотношению (5.3) тогда находятся значения $r = R_\phi(t)$ и $T = T_{\text{eff}}(t)$ — радиус фотосферы $R_\phi(t)$ и эффективная температура $T_{\text{eff}}(t)$ СН. Соответствующее значение скорости на уровне фотосферы $u_\phi(t) \neq \neq dR_\phi/dt$, поскольку фотосфера по условию (5.3), вообще говоря, перемещается относительно вещества, так как $m_\phi = m_\phi(t)$. Наконец, в предположении о планковском распределении излучения по частотам фотонов, подразумеваемом в приближении лучистой теплопроводности, с температурой T_{eff} , можно рассчитать плотности монохроматических потоков $F_{\lambda_{0i}}$ на эффективных длинах волны λ_{0i} фотометрических полос и по формулам типа (4.1) соответствующие им звездные величины.

Следует подчеркнуть, что граничное условие (5.1) вытекает из элементарной кинетической теории переноса излучения и имеет физический смысл отсутствия источников стороннего облучения поверхности звезды. В случае плоскопараллельной стационарной атмосферы звезды из (5.1) следует, как и должно быть¹²², что уровень фотосферы расположен на оптической глубине $\tau = 2/3$, причем

$$\tau(r, t) = \int_r^R \kappa \rho dr, \quad (5.4)$$

а T_{eff} и температура поверхности $T_0 = T(M_0, t)$ связаны соотношением $T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{2} T_0$, распространенным в физике звезд. Кинетический смысл условия (5.1) обосновывает включение в расчеты некоторой оптически тонкой оболочки СН, расположенной непосредственно над фотосферой. Формально в этой области могли бы нарушаться известные критерии применимости приближения лучистой теплопроводности: локальное термодинамическое равновесие и малая степень анизотропии излучения. Однако эффективное кинетическое граничное условие (5.1) в основном устраняет такие нарушения во внешней оптически тонкой области оболочки. Впрочем, когда вся оболочка СН становится оптически тонкой, требуется дальнейшая модификация физической модели, помимо использования граничного условия (5.1).

Анализ результатов моделей вспышек СН^{42,44} показал, что почти вся энергия взрыва \mathcal{E} — за вычетом энергии связи выбрасываемой оболочки, которая для ПСН 1987А $\sim 10^{50}$ эрг, — в конце концов переходит в кинетическую энергию вещества, и лишь малая ее доля $\alpha = \mathcal{E}_r/\mathcal{E}$ тратится на энергию излучения вспышки. Согласно расчетам⁴², для компактных моделей ПСН ($R_0 \leq 10^2 R_\odot$), к которым и относится ПСН 1987А, величина $\alpha \sim 10^{-3}$, тогда как для протяженных моделей ПСН ($R_0 \geq 10^3 R_\odot$) $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-2}$. По этой причине взрыв в протяженной модели в среднем на $2^m - 3^m$ ярче, чем взрыв в компактной. Сопоставление с наблюдениями доказало, что большинство СНП, зарегистрированных в удаленных галактиках, имеет протяженную структуру ПСН^{42,72}.

Вспышек СНП, которые можно было бы интерпретировать как взрывы ПСН с компактной структурой, зарегистрировано, по-видимому, совсем немного (см. раздел 6.2.2), и сведения, полученные о них из наблюдений, весьма скудны. Это обстоятельство, по всей вероятности, объясняется эффек-

том наблюдательной селекции, хотя не исключено, что истинная частота вспышек СН с компактными ПСН меньше частоты вспышек СН, соответствующих протяженным ПСН. В связи со сказанным исследованием физических моделей протяженных ПСН до сих пор уделялось значительно больше внимания, чем изучению моделей взрывов компактных ПСН. Исторически, однако, первые расчеты гидродинамической теории вспышек СН, полученные в работе⁴⁴, относились именно к взрывам компактных ПСН. Астрофизическая актуальность этих моделей была высоко оценена И. С. Шкловским^{48,123}. Остановимся далее подробно на описании свойств вспышек СН, предсказываемых для компактных моделей ПСН применительно к вспышке СН 1987А.

5.2. Выход ударной волны на поверхность ПСН

Взрывное выделение энергии в недрах компактной ПСН приводит к формированию ударной волны (УВ). Однако внешний вид ПСН сохраняется неизменным еще некоторое время Δt_0 , пока УВ не достигнет поверхности звезды. Время Δt_0 определяется как структурой ПСН, так и полной энергией взрыва \mathcal{E} . Гидродинамические расчеты СН 1987А, использующие в качестве начальных условий структуру звезды Sk1, не исключают разброс времени $\Delta t_0 = 0,5-2,5$ ч в зависимости от параметров ПСН 1987А (3.2) и вероятных значений полной энергии взрыва $\mathcal{E} = (1,5-3) \cdot 10^{51}$ эрг. С учетом того, что уже после скачкообразного возрастания блеска ПСН 1987А в момент выхода УВ на поверхность звезды (см. ниже) может понадобиться некоторое время для достижения звездной величины $6^m,36$, соответствующей моменту первой оптической регистрации СН 1987А в 10 ч 40 мин 23 февраля UT, эти значения Δt_0 находятся в полном согласии с предположением, что взрывное энерговыделение произошло в момент, близкий к моменту детектирования нейтринного импульса в 7 ч 36 мин (см. рис. 2). Этот важный результат, полученный, в частности, в работах¹²⁴⁻¹²⁶, является независимым аргументом в пользу того, что ПСН 1987А тождественна звезде Sk1.

5.2.1. Структура внешних слоев оболочки компактной ПСН. Для рассмотрения процесса выхода УВ на поверхность ПСН нам нужны сведения о структуре оболочки звезды перед взрывом. Из теории внутреннего строения звезд^{75,127} известно, что при достаточно большой массе звезды основной вклад в непрозрачность κ вносит процесс рассеяния фотонов на свободных электронах, и поэтому суммарная непрозрачность с учетом истинного поглощения излучения веществом практически не зависит от плотности и температуры, а химический состав водородно-гелиевых оболочек стандартен. В предположении постоянства величин κ и L по радиусу оболочки звезды из уравнения гидростатического равновесия с учетом вклада в полное давление излучения и из соотношения (5.2) при $F = L/4\pi r^2$ можно вывести следующие выражения для зависимости температуры и плотности от радиуса r :

$$T(r) = \frac{\mu m_H}{4k} \frac{GM}{R_0} \left(1 - \frac{L}{L_c}\right) \left(\frac{R_0}{r} - 1\right) = 1,12 \cdot 10^6 \left(\frac{R_0}{r} - 1\right) \text{ К}, \quad (5.5)$$

$$\rho(r) = \frac{a m_H \mu}{3k} \left(\frac{L_c}{L} - 1\right) T^3 = 1,18 \cdot 10^{-4} \left(\frac{R_0}{r} - 1\right)^3 \text{ г/см}^3, \quad (5.6)$$

где введена критическая светимость L_c :

$$L_c = \frac{4\pi G M c}{\kappa} = 6,86 \cdot 10^5 L_{\odot}; \quad (5.7)$$

здесь G — гравитационная постоянная, m_H — единица атомной массы, k — постоянная Больцмана, $a = 4\sigma/c$ — постоянная плотности энергии излучения, μ — молекулярная масса. Числовые коэффициенты в формулах (5.5) —

(5.7) определены для следующих параметров ПСН 1987А; $L = 1,3 \cdot 10^5 L_{\odot}$, $R_0 = 47 R_{\odot}$, $M = 18 M_{\odot}$ в соответствии с (3.1), а также при значениях $\mu = 0,62$ и $\kappa = 0,34 \text{ см}^2/\text{г}$, которые отвечают стандартной массовой концентрации водорода $X = 0,7$. Следует заметить, что зависимости (5.5) и (5.6) были получены для постоянного значения массы M при $r < R_0$. Последнее приближение оправдано тем, что основная масса компактной звезды сосредоточена вблизи ее центра^{75,127}. Конкретный анализ показывает, что для принятых здесь параметров аналитические зависимости (5.5) и (5.6) являются хорошим приближением вплоть до $r = 0,4 R_0$, поскольку масса в пределах $0,4 R_0 < r < R_0$ составляет всего $\sim 1,7 M_{\odot} \ll 0,1 M$.

5.2.2. **Общие свойства УВ.** Сначала, продвигаясь из плотного ядра ПСН, УВ может несколько ослабевать вследствие эффекта сферического расширения. Затем, однако, УВ достигает переходной области с резким падением плотности в оболочке звезды, описываемым соотношением (5.6), и, благодаря эффекту гидродинамической кумуляции, начинает усиливаться и ускоряться. Крутизна уменьшения плотности (5.6) достаточно велика, чтобы УВ продолжала ускоряться и при радиусах $r \gtrsim 0,4 R_0$ ^{119,270}. Обозначим далее координату фронта УВ как R_y , а все величины перед фронтом — индексом 1, за фронтом — индексом 2. Замечательно, что УВ в оболочке ПСН 1987А имеет ряд уникальных особенностей. Совершенно тривиально, что эта УВ — сильная, так как при энерговыделении $\epsilon \sim 10^{51} \text{ эрг}$ давлением перед фронтом УВ можно пренебрегать. При $R_y \gtrsim 0,4 R_0$ эта сильная УВ становится все более радиационно доминированной — с подавляющим вкладом излучения в давление и внутреннюю энергию за фронтом УВ. По этой причине эффективный показатель адиабаты $\gamma \approx 4/3$, а предельное сжатие будет $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \approx 7$. Но и свойством радиационного доминирования не ограничиваются особенности рассматриваемой УВ. Превосходство излучения в давлении и внутренней энергии над веществом столь велико, что вовсе исчезает вязкий скачок плотности, скорости, давления и температуры вещества внутри структуры УВ. Для этого величина сжатия в УВ должна превышать критическое значение $(\rho_2/\rho_1)_{\text{кр}} = 6,68$ ¹²⁸, при этом отношение давления излучения P_r к давлению вещества P_g будет превосходить позади фронта УВ критическую величину $(P_r/P_g)_{\text{кр}} = 8,48$. Толщина фронта для радиационно-доминированных УВ оценивается величинами (см.¹¹⁹, с. 71; для этого не обязательно, чтобы превышалось указанное выше критическое значение)

$$\Delta\tau_y \sim \frac{c}{D}, \quad \Delta r_y \sim \frac{c}{\kappa\rho D} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см} \approx 6 \cdot 10^{-6} R_0, \quad (5.8)$$

где $\Delta\tau_y$ — оптическая толщина фронта УВ, а Δr_y — эйлерова толщина, D — скорость УВ. В численном примере в (5.8) из расчетов подставлено $D \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, когда УВ достигает $R_y \approx 0,7 R_0$, где $\rho \approx 10^{-5} \text{ г/см}^3$ согласно (5.6). Таким образом, толщина фронта УВ оказывается очень малой в основной части значений $R_y < R_0$. При приближении УВ к поверхности звезды кумуляционный эффект все усиливается и, когда расстояние до поверхности становится достаточно малым, скажем $R_y \gtrsim 0,9 R_0$, закон распространения УВ подчиняется автомодельному решению Гандельмана и Франк-Каменецкого¹²⁹ (см. также¹³⁰). Мы воспользуемся далее этим решением для оценки максимальных параметров УВ при выходе ее на поверхность ПСН 1987А.

5.2.3. **Автомодельное решение и параметры выхода УВ.** Для этих целей прежде всего перепишем (5.6) в плоском случае:

$$\frac{R_0}{r} - 1 \approx \frac{R_0 - r}{R_0} \equiv x,$$

так что

$$\rho(x) \approx k_1 x^3 = 1,18 \cdot 10^{-4} x^3 \text{ г/см}^3, \quad (5.9)$$

где x — относительное расстояние до поверхности звезды. Именно для случая $\rho = k_1 x^n$ в ¹²⁹ было получено автомодельное решение второго рода (см. ¹³¹) для сильной УВ, согласно которому скорость УВ D неограниченно возрастает (кумуляция) по закону

$$D = k_2 x_y^{-\lambda}, \quad (5.10)$$

где показатель λ зависит только от показателя степени n в распределении плотности и от показателя адиабаты γ среды. В нашем случае $n = 3$, $\gamma = 4/3$ и $\lambda = 0,5572$ ¹³². Постоянные k_1 и k_2 могут быть произвольными в данном решении. Для СН 1987А k_1 фиксируется соотношением (5.9), а k_2 можно определить из гидродинамических расчетов взрывов компактных ПСН, которые, конечно, подтверждают автомодельный закон распространения УВ вблизи поверхности звезды (см. также ¹²¹). В случае ПСН 1987А на основе серии гидродинамических расчетов можно определить k_2 :

$$k_2 \approx 3 \cdot 10^8 \left(\frac{\xi_{51}}{M_{016}} \right)^{1/2} \text{ см/с}, \quad (5.11)$$

где ξ_{51} — полная энергия взрыва в единицах 10^{51} эрг, а M_{016} — масса выбрасываемой оболочки в единицах $16 M_\odot$ (после вычета ушедших в гравитационный коллапс $\sim 2 M_\odot$ из полной массы M ПСН).

Автомодельное решение не соответствует действительности, когда потери энергии излучением наружу становятся значительными. В том случае, когда основной вклад в непрозрачность вносит процесс рассеяния фотонов на электронах, эти потери возникают, если расстояние до поверхности звезды в оптических единицах становится сравнимым с оптической толщиной фронта УВ. При прохождении сильной УВ относительная роль рассеяния фотонов, которая была велика уже в начальной структуре (5.5) и (5.6), очевидно, может только увеличиваться, благодаря сильному росту температуры при относительно небольшом росте плотности. Согласно Ю. И. Морозову ¹³³, в решении задачи о структуре мощной УВ и о распространении такой УВ по спадающей плотности имеет место автомодельное усиление УВ вплоть до указанного выше условия. Это можно усмотреть также из следующей простой оценки ¹³⁴. Время выхода УВ на поверхность звезды, согласно (5.10), $t_y = [(\lambda + 1) k_2]^{-1} x_y^{\lambda+1} R_0$. С другой стороны, время диффузии излучения в радиационно-доминированном случае, $t_p \approx \tau_y x_y R_0 c^{-1}$. Ясно, что эти характерные времена должны совпадать, чтобы радиационное затухание УВ было существенным. И тогда τ_{ye} , оптическая толщина от фронта УВ до поверхности, будет равна с учетом (5.10)

$$\tau_{ye} \approx \frac{c x_{ye}^\lambda}{(\lambda+1) k_2} \sim \frac{c}{(\lambda+1) D_e} \sim \frac{c}{D_e}, \quad (5.12)$$

что совпадает с оптической толщиной структуры УВ (5.8), конечно, не случайно*). Заметим, что в случае обратной ситуации, когда преобладали бы процессы тормозного поглощения фотонов и $\kappa \sim \rho T^{-3,5}$, радиационное затухание УВ возникало бы при $\tau_v \gg \tau_{ye}$ из (5.12) ¹³³, так что эффективное обрезание кумулятивного роста УВ пришлось бы вводить значительно раньше, чем в интересующем нас случае процессов рассеяния.

С учетом (5.12), (5.4), (5.9) получим определение величины x_{ye} в момент обрезания автомодельного решения:

$$\frac{c}{D_e} \approx \tau_{ye} = \int_{R_{ye}}^{R_0} \kappa \rho dr = \frac{1}{4} k_1 \kappa R_0 x_{ye}^4, \quad x_{ye} = 1 - \frac{R_{ye}}{R_0}. \quad (5.13)$$

*) Важная оценка оптической толщины фронта радиационно-доминированной УВ (8.5) аналогично может быть получена элементарным образом путем приравнивания указанного выше времени диффузии излучения t_p времени прохождения УВ $t_y = \Delta r_y / D$, так что $\Delta \tau_y \approx c/D$.

После подстановки в (5.13) D_e из (5.10), взятом при $x_y = x_{ye}$, с учетом (5.9) и (5.11) определяется величина x_{ye} , а затем все остальные величины: τ_{ye} , D_e , $u_{ye} = [2/(\gamma + 1)] D_e = \left(\frac{6}{7}\right) D_e$, $\rho_{2e} = 7\rho_{1e}$; масса ΔM_e , заключенная в слое $R_{ye} < r < R_0$, $\Delta M_e = 4\pi R_0^2 \tau_{ye} \rho_{1e}$; характерное время выхода УВ $\Delta t_e = R_0 x_{ye} / u_{ye}$ и, наконец, температура T_{ye} из соотношения Гюгонио

$$\frac{1}{3} a T_{ye}^4 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_{1e} D_e^2.$$

Принимая для массы выброшенной оболочки СН 1987А $M_0 = 16 M_\odot$, получим перечисленные параметры выхода УВ на поверхность ПСН 1987А, которые приведены в табл. II. В табл. II приведена также максимальная оценка

Таблица II. Параметры выхода УВ на поверхность ПСН 1987А (аналитическая оценка)

Полная энергия взрыва, эрг	$3 \cdot 10^{51}$	$1,5 \cdot 10^{51}$
П а р а м е т р ы :		
x_{ye}	$2,12 \cdot 10^{-2}$	$2,34 \cdot 10^{-2}$
τ_{ye}	6,6	9,9
$u_{ye}, 10^8$ см/с	40	26
$\rho_{ye}, 10^{-8}$ г/см ³	0,83	1,1
$\Delta M_e, 10^{-6} M_\odot$	1,3	2,0
$\Delta t_e, c$	18	29
$T_{ye}, 10^6$ К	1,7	1,5
$\mathcal{E}_{ге}, 10^{47}$ эрг	1,6	1,1

энергии $\mathcal{E}_{ге} \approx 4\pi R_0^2 \sigma T_{ye}^4 \Delta t_e / \tau_{ye}$, которая излучается за время выхода Δt_e . Эта энергия примерно равна запасу энергии излучения на толщине фронта УВ. Величины T_{ye} , x_{ye} и u_{ye} слабо чувствительны к ширине фронта УВ: так, при удвоении ширины фронта ($\tau_{ye} = 2c/D_e$) T_{ye} и x_{ye} возросли бы всего на 10 и 22% соответственно, а u_{ye} уменьшилось бы на 11 %.

5.2.4. Х а р а к т е р и с т и к и и з л у ч е н и я п р и в ы х о д е УВ. После достижения фронтом УВ указанной в табл. II относительной глубины x_{ye} процесс кумуляции прекращается. Дальнейшего усиления УВ и увеличения ее скорости не происходит, а с поверхности ПСН начинается интенсивное излучение энергии, запасенной в толщине фронта УВ. Собственно говоря, это и есть начало вспышки СН 1987А. Стоит следующий важный вопрос — что можно сказать о спектре фотонов, покидающих поверхность ПСН с полной энергией $\mathcal{E}_{ге}$, температурой T_{ye} , указанных в табл. II? Для строгого ответа на этот вопрос должна быть решена задача о распаде структуры фронта радиационно-доминированной УВ с преобладанием процессов рассеяния фотонов, которая пришла к поверхности звезды по автомодельному закону. Совершенно очевидно все же, что спектр такого излучения будет далек от распределения Планка, соответствующего температуре $\sim 10^6$ К.

Можно было бы применить к этой задаче приближение комптоновской радиационной газодинамики (КРГ)^{120,135}, где предполагается локальная полная комптонизация излучения, приводящая к формированию бозе-эйнштейновского спектра¹³⁶. Можно проверить, что характерная длина комптонизации меньше толщины фронта УВ, по крайней мере в несколько раз. Тогда в спектре излучения имеет место: 1) дефицит фотонов в жесткой части спектра (отрицательный химический потенциал $|\phi| \gg kT$), граница которой грубо оценивается при $T_{ye} = 1,7 \cdot 10^6$ К $h\nu \gtrsim 80$ эв ($\lambda \lesssim 100$ Å); 2) в мягкой части спектра распределение Планка, т. е. практически распределение Рэлея — Джинса. Отметим, что в полосе V длина пробега фотонов для тор-

мозного поглощения $l_T \approx 8 \cdot 10^{12} (hv/kT)^3 \approx 1,7 \cdot 10^7$ см, тогда как томсоновская длина $l_s = (\kappa\rho)^{-1} \approx 3,6 \cdot 10^8$ см. В целом учет этого изменения спектра может привести к увеличению оценки температуры T_{ye} , так как остаются неизменными интегральные характеристики излучения — моменты.

Конкретные вычисления по системе уравнений КРГ¹³⁷ были проведены для звезды с $M = 17 M_\odot$, $R = 500 R_\odot$ и $\mathcal{E} = 3 \cdot 10^{50}$ эрг. В этом случае в момент выхода УВ дефицит фотонов составил ~ 55 раз, а температура возросла вдвое по сравнению с расчетом в приближении лучистой теплопроводности. Как и следовало ожидать, интегральная величина — поток энергии излучения — не изменилась. В интересующем нас варианте ПСН 1987А на порядок отличаются и радиус — меньше, и энергия — больше, так что эффекты КРГ должны быть еще более значительными — дефицит фотонов и рост температуры при сохранении светимости звезды. При этом максимум спектра может сместиться от значения $(hv)_{\max} \approx 400$ эВ ($\lambda \approx 20$ Å), соответствующего закону Планка, в более жесткую область мягкого рентгена. Оценка энергии $\mathcal{E}_{ге}$, таким образом, соответствует импульсу излучения в пограничной области между мягкой рентгеновской и ультрафиолетовой частями спектра.

Следует отметить, что описанные выше особенности, ожидаемые в спектре первичного жесткого ультрафиолетового импульса СН 1987А, практически не влияют на приведенные в табл. II оценки максимальной скорости u_{ye} , максимальной энергии импульса $\mathcal{E}_{ге}$ и других величин (помимо T_{ye}).

Таким образом, в результате выхода УВ на поверхность ПСН 1987А температура поверхности звезды повышается за 20–30 с до нескольких миллионов кельвинов, а слой с массой $\sim 2 \cdot 10^{-6} M_\odot$ ускоряется до ~ 30 –40 тыс. км/с. При столь высокой температуре область оптического спектра находится в далекой рэлей-джинсовской области, и поэтому оптические спектральные потоки пропорциональны первой степени температуры. В результате визуальная видимая величина m , должна была в начале вспышки СН 1987А практически мгновенно за ~ 100 с (время сбора излучения с поверхности ПСН $\sim R_\odot/c$) подскочить на 5^m – 6^m , что не противоречит скудным данным первых наблюдений (см. рис. 2), особенно если выход УВ произошел между $9^h 22^m$ (ограничение А. Джонса) и $10^h 40^m$ UT (момент первой оптической регистрации СН 1987А).

5.3. Гидродинамический переход в стадию свободного разлета оболочки СН

5.3.1. Автомодельное решение и спектр масс оболочки. К моменту выхода УВ на поверхность компактной ПСН все слои сбрасываемой оболочки приобретают скорость, значительно превышающую параболическую скорость и монотонно возрастающую к поверхности ПСН. На последующей весьма кратковременной начальной стадии разлета оболочки СН происходит дальнейшее ускорение вещества под действием градиента давления. Пока радиус расширяющейся оболочки не сильно отличается от радиуса ПСН, процесс расширения описывается автомодельным решением Сакураи¹³⁰, которое в качестве начальных условий использует распределения физических величин, даваемые в момент выхода УВ на поверхность ПСН ($t = 0$) автомодельным решением¹²⁹ («фокусировочный» разрез):

$$u_0 = f k_2 x_0^{-\lambda}, \quad \rho_0 = h k_1 x_0^n, \quad p_0 = g k_1 k_2^2 x_0^{-2\lambda}, \quad (5.14)$$

где x_0 — относительное расстояние до поверхности при $t = 0$, а постоянные f , h и g в интересующем нас случае $\gamma = 4/3$, $n = 3$ равны¹³² $f = 0,645$, $h = 53,3$, $g = 1,57$. Из решения¹³⁰ следует, что для каждого x_0 в результате истечения в вакуум скорость увеличивается в одинаковое число раз, т. е. окончательная установившаяся скорость $u = \beta(n, \gamma) u_0$; $\beta(3, 4/3) \approx 1,6$. В реальной задаче, однако, величина ускорения может несколько понизиться

и стать непостоянной вследствие неучитываемых решением¹³⁰ эффектов сферичности и т. п.

Для астрофизических приложений имеет важное значение закон распределения массы выброшенного вещества по скорости — спектр масс. Рассмотрение выражений (5.14) сразу показывает (см.¹³⁸), что для наружной части оболочки спектр масс определяется простым соотношением

$$M(u) = \text{const} \cdot u^{-(n+1)/\lambda} \sim u^{-7,2}, \quad (5.15)$$

где $M(u)$ — масса, имеющая скорость больше величины u , а численное значение показателя выписано для интересующего нас случая $\gamma = 4/3$, $n = 3$. Масса наружной части оболочки, описываемой законом (5.15), определяется условиями применимости автомодельных решений и обычно невелика, поскольку в подповерхностном слое с соответствующей толщиной $\Delta r/R_0 \approx 0,1$ содержится очень малая доля массы звезды — особенно у проэволюционировавших звезд с гетерогенной структурой, таких как ПСН 1987А.

5.3.2. С в о б о д н ы й р а з л е т и с п е к т р м а с с о б о л о ч к и . Спектр масс для всей выброшенной оболочки СН естественно получается в гидродинамических моделях, рассчитываемых до стадии свободного инерциального разлета. К моменту прекращения действия сил давления вся тепловая энергия оболочки СН переходит в кинетическую энергию ее радиального расширения, и оболочка вступает в стадию свободного инерциального разлета, когда скорость каждого лагранжевого слоя ($u = dr/dt$) остается постоянной во времени ($du/dt = 0$). Со временем все лагранжевые слои с $r = ut + r_0$ удаляются на расстояния r , значительно большие их начальных расстояний от центра r_0 , и тогда пространственное распределение скорости u становится пропорциональным радиусу r :

$$u = \frac{r}{t}, \quad u < u_m, \quad (5.16)$$

где t — время, отсчитываемое от начала разлета, а u_m — скорость наружной границы оболочки. Подстановка (5.16) в уравнение непрерывности приводит к известному автомодельному распределению плотности¹³¹

$$\rho = \frac{1}{r^3} f\left(\frac{r}{t}\right) = \frac{1}{r^3} f(u) = \frac{1}{t^3} \frac{f(u)}{u^3}. \quad (5.17)$$

Функция $f(u)$ — с математической точки зрения произвольная — несет информацию о предшествующих свободному разлету стадиях ускорения оболочки. Из (5.17) следует связь между функциями $M(u)$ и $f(u)$:

$$f(u) = -\frac{1}{4\pi} \frac{dM}{d \ln u}, \quad (5.18)$$

$$M(u) = 4\pi \int_u^{u_m} \frac{f(u)}{u^3} du + \Delta M_m,$$

где $\Delta M_m \approx \Delta M_e$ — масса наружного края оболочки, разлетающегося со скоростью $u_m \approx \beta u_{ye}$, причем величины ΔM_e и u_{ye} определены в разделе 5.2.3 (см. табл. II). Заметим, что полученные в гидродинамических моделях величины ΔM_m и u_m могут значительно отличаться от указанных выше, отражая неточности разностного расчета. Можно далее с учетом соотношений (5.17) и (5.18) из автомодельного спектра масс (5.15) получить приближенную зависимость плотности в оболочке от радиуса:

$$\rho \sim r^{-(n+1)/\lambda - 3} \sim r^{-10,2},$$

которая практически справедлива уже через несколько дней от начала (при $t = 0$), когда в наружных слоях устанавливается режим свободного инерциального разлета. Такие характерные зависимости $\rho(r)$ были действительно обнаружены при анализе спектров СН 1987А^{101,139}.

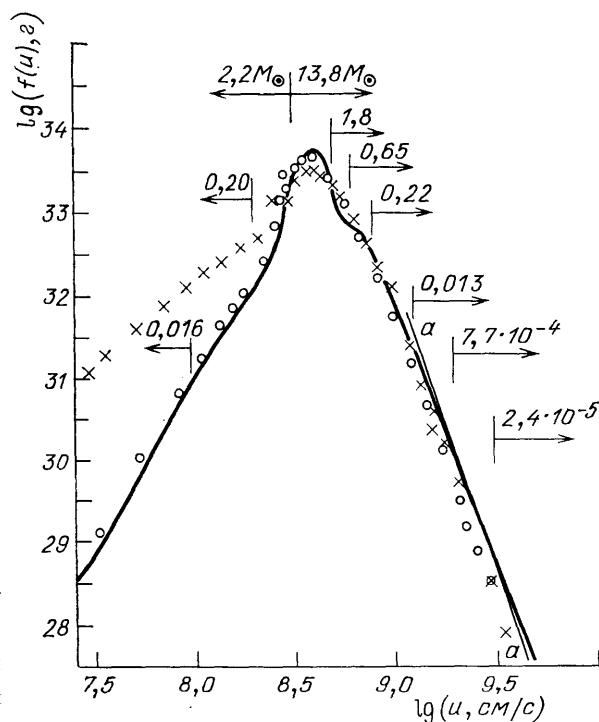


Рис. 13. Закон распределения плотности на стадии свободного разлета оболочки СН 1987А:

$$f(u) = r^3 \rho, \quad r = ut.$$

Сплошная кривая — гетерогенная модель, близкая к структуре звезды Sk I с водородно-гелиевой оболочкой $1,8 M_{\odot}$, кружки — политропная модель с $n = 3$, крестики — упрощенная модель с малой концентрацией массы к центру и с политропной оболочкой с $n = 3$. Для всех моделей масса выброшенной оболочки $M_0 = 16 M_{\odot}$, радиус ПСН $R_0 = 30 R_{\odot}$ и энергия взрыва $\mathcal{E} = 3 \cdot 10^{51}$ эрг. Для сплошной кривой указаны значения массы вещества наружных и (или) внутренних частей оболочки

На рис. 13 представлены зависимости $f(u)$ для различных, полученных путем численных расчетов, гидродинамических моделей СН 1987А. Прямая aa , задаваемая уравнением

$$\lg f = -7,2 \lg u + 97,03 \tag{5.19}$$

с наклоном, соответствующим аналитической оценке (5.15), хотя и близка при $u \gtrsim 1,3 \cdot 10^9$ см/с к сплошной кривой, которая описывает взрыв гетерогенной модели, но ее наклон все-таки несколько круче расчетного. Это связано, по существу, с тем, что в гетерогенной модели условию применимости автомодельного решения $\Delta r/R \leq 0,1$ отвечает очень малая масса $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ подповерхностного слоя ПСН 1987А. При такой малой массе в гидродинамической модели получается слишком грубое разбиение на лагранжевы слои. По-видимому, недостаточное количество этих слоев, а также эффекты искусственной вязкости вносят количественные неточности в расчет гетерогенной модели. В более однородных моделях (кружки и крестики) масса этого слоя намного больше, и поэтому наклон, задаваемый кружками и крестиками, получается значительно ближе к аналитическому. Для практических целей с помощью данных рис. 13 можно предложить аппроксимацию

$$\lg f = -6 \lg u + 85,7, \quad u \gtrsim 6000 \text{ км/с}, \tag{5.20}$$

которая хорошо описывает закон распределения плотности внешней части оболочки с массой $\sim 0,3 M_{\odot}$, тогда как зависимость (5.19) справедлива для внешней массы $\sim 0,01 M_{\odot}$. Соотношению (5.20) соответствует пространственный закон распределения плотности $\rho \sim r^{-9}$.

Таким образом, рис. 13 показывает, что структура наружной высокоскоростной оболочки СН 1987А с массой $\sim 0,3 M_{\odot}$ нечувствительна ни к строе-

нию внутренних слоев ПСН 1987А, ни к механизму взрыва. Напротив, промежуточные слои оболочки со скоростями 3000—5000 км/с, в которых и заключена основная масса оболочки, в основном отражают структуру глубоких недр ПСН. Структура внутренних низкоскоростных ($u \lesssim 2000$ км/с) слоев наиболее неопределенна, и поэтому ее выяснение с помощью наблюдений (в особенности в рентгеновском и гамма-диапазонах) может дать важную информацию о механизме взрыва СН 1987А и о взаимодействии оболочки со сколлапсировавшим звездным остатком. При вариациях в гидродинамических моделях массы выброшенной оболочки и энергии взрыва изменение представленной на рис. 13 зависимости $\lg f$ — так же как и аппроксимации (5.20) — может быть в первом приближении учтено смещением по вертикали на $\lg M_{16}$ и по горизонтали на $0,5 \lg (\mathcal{E}_{51}/M_{16})$.

Отметим, что после установления свободного инерциального разлета почти вся оболочка СН продолжает оставаться в этом состоянии в течение всего последующего развития вспышки, пока не станет сказываться (в первую очередь на наружных слоях оболочки) взаимодействие с окружающей межзвездной средой. Поскольку характерное число Маха оболочки $\sim 10^3$, если иметь в виду характерную температуру 10^4 К, режим свободного разлета практически не нарушается ни в результате перераспределения тепловой энергии в оболочке по мере ее высвечивания, ни в результате действия дополнительных источников энергии, которые возникают либо в виде распада радиоактивных нуклидов, либо в результате излучения сколлапсировавшего звездного остатка. Исключение могут составить лишь самые внутренние слои оболочки, на которые может оказать непосредственное влияние взаимодействие с центральным сколлапсировавшим остатком и выделение энергии при распадах радиоактивных нуклидов.

5.4. Рекомбинация вещества оболочки СН.

Волна охлаждения и рекомбинации

В интервале температур 4000—20 000 К непрозрачность звездного вещества χ изменяется очень резко. Это связано с тем, что при, например, понижении температуры основные компоненты звездного вещества — водород и гелий — в этом интервале температур полностью рекомбинируют почти независимо от величины плотности. Резкое изменение непрозрачности в свою очередь приводит к особому режиму охлаждения вещества излучением — к появлению на распределении температуры по радиусу характерного уступа или волны охлаждения и рекомбинации (ВО), которая распространяется внутрь звезды по движущемуся веществу, отделяя внешнюю прозрачную (оптически тонкую) область от внутренней непрозрачной (оптически толстой) области. Возникновение ВО в разлетающихся оболочках СН при взрывах компактных звезд было установлено в первых же гидродинамических моделях⁴⁴. Ранее Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец и Ю. П. Райзер обнаружили и подробно изучили аналогичное явление при атомных взрывах в земной атмосфере, назвав его волной охлаждения^{131,141}.

5.4.1. Волна охлаждения и рекомбинации в оболочке СН. Волна охлаждения в оболочках СН отличается от ВО в воздухе, во-первых, тем, что основным процессом внутри ее фронта оказывается рекомбинация вещества — поэтому мы называем ее волной охлаждения и рекомбинации. Во-вторых, условия в оболочках СН таковы, что ВО распространяется со сверхзвуковой скоростью относительно вещества, так что давление, как и температура, имеет резкий уступ, тогда как изменения плотности и скорости внутри фронта ВО оказываются незначительными (подробнее см. ^{42,44}). Напротив, ВО в воздухе — дозвуковая, с малым изменением давления, но с существенными изменениями плотности и скорости вещества

внутри фронта. В-третьих, в оболочках СН существен вклад равновесного излучения в полное давление и удельную энергию.

На рис. 14, *a* схематически изображена структура ВО в оболочке СН. Наружный край ВО, отмеченный цифрой 2, соответствует границе прозрачного рекомбинированного вещества. Температура этого края T_2 находится из условия прозрачности

$$\kappa(\rho, T_2) \rho R_{\text{ВО}} \approx 1, \quad (5.21)$$

т. е. из грубого равенства средней длины пробега фотонов характерному

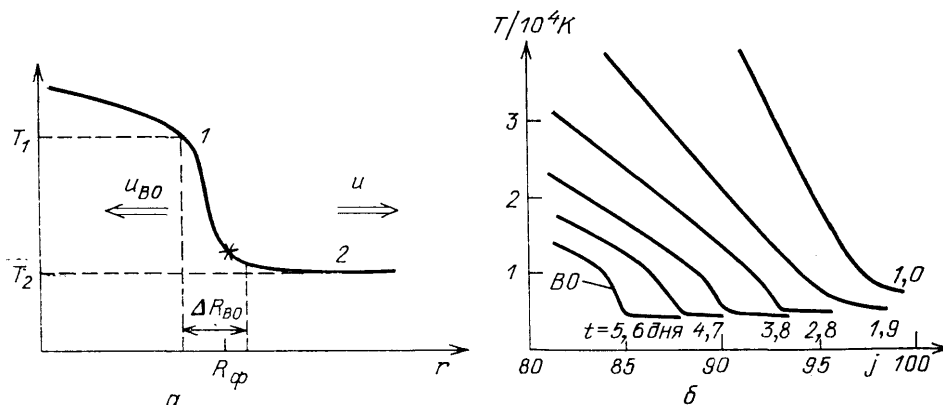


Рис. 14. *a* — Схематическая структура волны охлаждения и рекомбинации (ВО); звездочкой обозначено положение фотосферы. *б* — Образование ВО в гидродинамической модели взрыва компактной звезды⁴⁴ ($\mathcal{E} = 5 \cdot 10^{50}$ эрг, $M = 50 M_{\odot}$, $R_0 = 20 R_{\odot}$). Представлены распределения температуры по лагранжевой координате j -номеру счетного интервала разностной сетки, в различные моменты времени

размеру, который по порядку величины равен радиусу ВО, $R_{\text{ВО}}$. При значениях T_2 , удовлетворяющих (5.21), непрозрачность резко меняется с температурой: $\kappa \sim \exp(-\chi/kT)$, χ — эффективный потенциал ионизации. Поэтому T_2 слабо (логарифмически) зависит от величин ρ и $R_{\text{ВО}}$, и поэтому соотношение (5.21) дает практически однозначную величину T_2 , пропорциональную эффективному потенциалу ионизации. Расчеты¹⁴² с использованием известной зависимости непрозрачности от T , ρ и химического состава дают значения T_2 , приведенные в табл. III. Указанные там пределы изменения T_2

Т а б л и ц а III. Характеристики волны охлаждения и рекомбинации для вещества различного химического состава по работе¹⁴²

Химический состав	Потенциал ионизации, эВ	T_2 , К *)	T_{eff} , К *)
1) H	13,60	3800—5000	4500—5900
2) He	24,59	6800—8100	8100—9600
3) C	11,26	3500—4100	4200—4900
4) O	13,62	4200—5000	5000—5900
5) Mg	7,65	2500—3200	3000—3800
Si	8,15		
Fe	7,87		
Co	7,86		
Ni	7,64		

*) Первые числа соответствуют плотности 10^{-9} г/см³, а вторые — 10^{-12} г/см³ (для H — 10^{-13} г/см³). При промежуточных значениях плотности T_2 и T_{eff} могут быть оценены с помощью логарифмической интерполяции. Для строк 5) допускается смесь указанных элементов в любой пропорции

соответствуют вероятному интервалу изменения плотности на уровне фотосферы СН 1987А от $\sim 10^{-13}$ г/см³ в первые дни до, возможно, $\sim 10^{-9}$ г/см³ на заключительных стадиях ее вспышки в сотни дней.

Основное свойство ВО заключается в том, что практически весь поток энергии, уносимой излучением с ее наружного края, формируется внутри ее фронта и черпается из тепловой и рекомбинационной энергии охлаждаемого вещества^{131,141}. На внутреннем краю ВО поток энергии, переносимой излучением, пренебрежимо мал. Температура T_1 внутреннего края ВО стабилизируется балансом адиабатического охлаждения и рекомбинационного нагрева вещества. Оценки^{42,44,142} показывают, что для водорода $T_1 \approx 10^4$ К $\approx (2 - 2,5) T_2$. Поэтому давление $P_1 \gg P_2$, и ВО в оболочках СН является в этом смысле сильной. Как и для взрывов в воздухе¹³¹, оптическая толщина фронта сильной ВО велика, и при описании ее структуры можно рассчитывать перенос энергии в приближении лучистой теплопроводности. В такой сильной ВО температура фотосферы, согласно (5.1), (5.2), $T_{\text{eff}} \approx \sqrt[4]{2} T_2$ — именно эти значения T_{eff} приведены в табл. III. Фотосфера, таким образом, располагается вблизи наружного края ВО. Отсылая за дальнейшими подробностями к работам^{42,44,131,142}, приведем несколько простых, но важных физических соотношений. Абсолютная величина скорости распространения сильной ВО относительно вещества составляет

$$u_{\text{ВО}} \approx \frac{\sigma T_{\text{eff}}^4}{\rho E_1}, \quad (5.22)$$

где E_1 — полная удельная энергия на внутреннем краю ВО, включающая тепловую энергию вещества, энергию рекомбинации и энергию равновесного излучения. Соотношение (5.22) выражает тот факт, что весь запас внутренней энергии уносится потоком излучения с наружного края ВО (для сильной ВО $E_1 \gg E_2$).

Для оптической толщины фронта ВО имеем простую оценку

$$\tau_{\text{ВО}} \approx \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^4 \approx 15 - 40. \quad (5.23)$$

Можно показать, что геометрическая толщина сильной ВО мала: $\Delta R_{\text{ВО}}/R_{\phi} \ll \ll 1$, т. е. ВО действительно является тонкой, плоской и практически $R_{\phi} = R_{\text{ВО}}$. С учетом того, что ВО распространяется относительно вещества внутрь СН, тогда как само вещество оболочки расширяется со скоростью $u = r/t$ (ВО обычно распространяется в условиях свободного разлета; см. раздел 5.3.2), для изменения со временем радиуса фотосферы, фиксирующего положение ВО в пространстве, имеем

$$\frac{dR_{\phi}}{dt} = u - u_{\text{ВО}} = \frac{R_{\phi}}{t} - u_{\text{ВО}}. \quad (5.24)$$

Уравнение (5.24) описывает кинематику ВО в оболочке СН. Если $u_{\text{ВО}} < u$, то ВО сносится потоком вещества наружу и R_{ϕ} растет со временем, в случае же $u_{\text{ВО}} > u$ ВО стягивается к центру. Уравнение (5.24) было исследовано в работе¹⁴², где было показано, что если зависимость $f(u)$ из (5.17) можно аппроксимировать степенной функцией

$$f(u) \sim u^{-q}, \quad \rho = r^{-3} f(u) \sim \frac{1}{t^3} \left(\frac{t}{r} \right)^k, \quad k = q + 3, \quad (5.25)$$

то в случае $k > 4$ ($q > 1$) R_{ϕ} растет, а в случае $k < 4$ уменьшается со временем. При практическом постоянстве T_{eff} это означает, что светимость СН на стадии ВО $L \sim R_{\phi}^2 T_{\text{eff}}^4$ должна при $k > 4$ возрастать, а при $k < 4$ уменьшаться со временем.

На рис. 14, б показано формирование ВО в гидродинамической модели взрыва компактной ПСН. Волна охлаждения возникает не тотчас после выхода ударной волны на поверхность ПСН. Для этого необходимо, чтобы,

во-первых, температура наружного края оболочки СН понизилась до температуры T_1 начала рекомбинации (момент $t \approx 1$ день) и, во-вторых, чтобы фотосфера продвинулась в достаточно плотные слои, где лучистый поток энергии из глубоких внутренних слоев оболочки оказывается значительно меньше потока, уходящего с фотосферы. Иными словами, для образования ВО плотность на уровне фотосферы должна превышать некоторое критическое значение: $\sim 3 \cdot 10^{-14}$ г/см³ для водорода, $\sim 10^{-12}$ г/см³ для гелия и $\sim 10^{-11}$ г/см³ для магния, кремния и элементов группы железа¹⁴². Действительно, ВО четко видна на рис. 14, б лишь при $t \geq 5$ дней.

5.4.2. Интерпретация наблюдений СН 1987А до максимума блеска при наличии ВО. На рис. 15 и 16 представлены зависимости от времени T_{eff} , R_ϕ и болометрическая кривая блеска

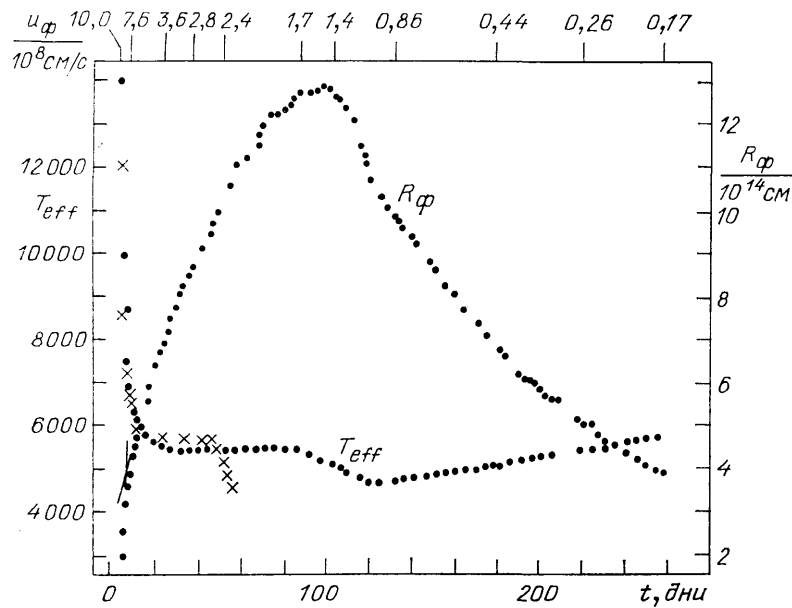


Рис. 15. Эффективная температура T_{eff} и радиус фотосферы R_ϕ СН 1987А как функции времени, полученные в результате обработки данных многоканальной широкополосной фотометрии в работах Кэтчпола и др.^{38, 113}.

Время отсчитывается от момента нейтринного импульса. По верхней горизонтальной оси для некоторых моментов времени указана скорость u_ϕ на уровне фотосферы ($u_\phi = R_\phi/t$). Отмечено изменение наклона кривой $R_\phi(t)$ при $t = 5-7$ дней. Крестики — значения T_{eff} в модели взрыва компактной звезды без подкачки энергии⁴³ ($\mathcal{E} = 3 \cdot 10^{51}$ эрг, $M = 16 M_\odot$, $R_0 = 30 R_\odot$)

СН 1987А, полученные в исчерпывающих работах Кэтчпола и др.^{38, 113} по исследованию СН 1987А на Южно-Африканской астрономической обсерватории с помощью многоканальной (UBVRIJHKLM) широкополосной фотометрии. К моменту $t \approx 20$ дней в оболочке СН 1987А наверняка формируется волна охлаждения и рекомбинации водорода, причем T_{eff} стабилизируется на уровне ~ 5400 К. Согласно табл. III, этому значению T_{ei} отвечает плотность на уровне фотосферы $\rho_\phi \approx 2 \cdot 10^{-12}$ г/см³. Скорость вещества на уровне фотосферы u_ϕ снижается при этом до ~ 4000 км/с (рис. 15). При $t \geq 1$ день внешние слои оболочки СН 1987А, в которых располагается фотосфера, переходят в состояние свободного разлета и величину u_ϕ можно вычислять по известному R_ϕ из соотношения $u_\phi = R_\phi/t$. Для данных рис. 15 u_ϕ оказывается монотонно уменьшающейся функцией времени.

Внимательное рассмотрение рис. 15 и 13 вместе показывает, что за первые 5—7 дней фотосфера СН 1987А проходит сквозь наружные высокоскоростные слои ($u \geq 8000$ км/с) с крутым падением плотности, соответствующую

шим показателю $k = 9-10$ в (5.25), характерному для автомодельного решения раздела 5.2.3, и достигает внутренних слоев с заметно меньшей крутизной падения плотности. В результате рост R_ϕ со временем должен замедлиться¹⁴². Так можно естественно объяснить излом кривой $R_\phi(t)$ на рис. 15 в районе $t = 5-7$ дней. К аналогичному выводу пришел Брэнч¹⁴⁴.

Далее на стадии ВО светимость СН 1987А увеличивается со временем за счет роста R_ϕ (см. рис. 15,16). Показатель k тогда оказывается однозначно связанным — при условии постоянства T_{eff} — с величиной $d \log L / d \log t$.

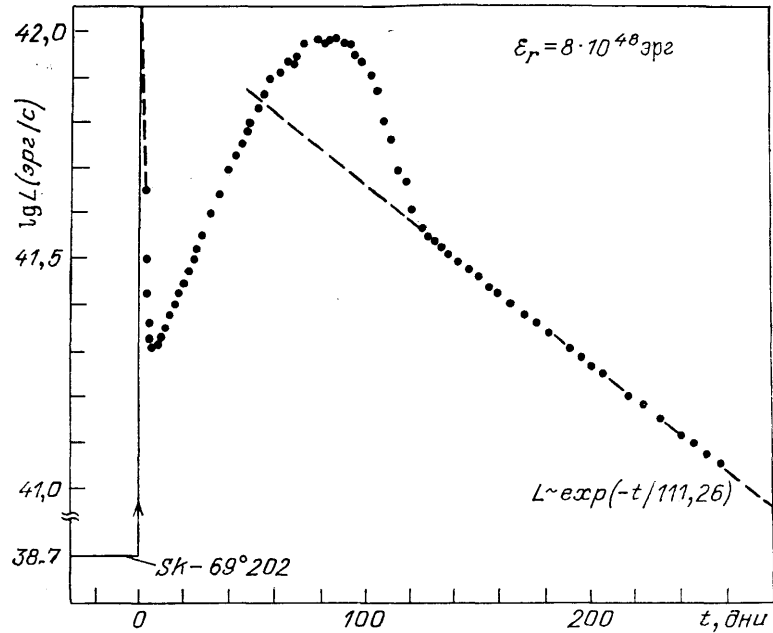


Рис. 16. Болометрическая кривая блеска СН 1987А от 23 февраля до 7 ноября 1987 г. по данным Кэтчпола и др.^{38, 113}.

Дополнительно показаны: уровень светимости ПСН 1987А (Sk1); предсказываемый теоретическими расчетами узкий пик жесткого ультрафиолетового и, возможно, мягкого рентгеновского излучений при выходе ударной волны на поверхность ПСН 1987А (см. раздел 5.2.4) — вертикальная прямая и почти вертикальная штриховая линии; максимальная светимость в пике $10^{44}-10^{45}$ эрг/с, при полной излученной энергии $\sim 10^{47}$ эрг; экспоненциальный наклон, соответствующий энерговыделению при радиоактивном распаде ядра ^{56}Co с характерным временем 11,26 дня¹⁴³. Полная излученная энергия — интеграл от болометрической кривой блеска $L(t)$ — $\mathcal{E}_r \approx 8 \cdot 10^{48}$ эрг³⁸

Оценивая эту величину по данным рис. 16 для $t = 25-50$ дней и используя формулу (28) из¹⁴², получаем для этого промежутка времени эффективное значение $k = 6-7$. Таким образом, продолжавшийся в течение марта подъем светимости СН 1987А был вызван отнюдь не подкачкой энергии, а отражал особенности структуры ее оболочки.

На рис. 15 также приведен ход T_{eff} , предсказываемый в модели вспышки СН II⁴³, рассчитанной еще до открытия СН 1987А. Удивительное согласие имеет место вплоть до $t \approx 50$ дней, после чего ВО в этой модели начинает быстро стягиваться к центру, попадает в слои с повышенной плотностью, что приводит к уменьшению T_{eff} , и оболочка СН просвечивается полностью. Такое же согласие показывают и другие модели¹²⁴, в которых последовательно учитываются эффекты рекомбинации вещества — как в непрозрачности, так и в уравнении состояния. Однако для всех моделей, не учитывающих возможность подкачки энергии в оболочку, свечение СН 1987А прекращается к моменту $t = 50-60$ дней — в интервале допустимых для СН 1987А изменений массы оболочки и полной энергии взрыва¹²⁴. Поэтому, когда СН 1987А продолжала наращивать свой блеск и после середины апреля, стало ясно, что ее свечение должно поддерживаться дополнительным источником энергии. Хотя при достаточно интенсивной подкачке энергии ВО в строгом

смысле (см. выше) перестает существовать, физические условия на уровне фотосферы могут еще некоторое время оставаться близкими к условиям на наружном краю ВО. С этим, по-видимому, связана близость $T_{\text{эф}}$ к значению 5400 К вплоть до момента $t \approx 80$ дней, которому отвечает $u_{\text{ф}} \approx 2000$ км/с. Это говорит о том, что основной вклад в непрозрачность на уровне фотосферы, по крайней мере до этого момента времени, вносил водород, распределенный в оболочке СН 1987А до скоростей разлета ~ 2000 км/с.

5.4.3. Около максимальные наблюдения СН 1987А и теория ВО. Начавшемуся при $t \approx 80$ дней и продолжавшемуся до $t \approx 130$ дней падению $T_{\text{эф}}$ можно дать следующее качественное истолкование. Пусть при $t > 80$ дней фотосфера постепенно переходит во внутренние слои оболочки СН 1987А, уже полностью лишённые водорода и расширяющиеся со скоростями $\lesssim 1700$ км/с. В этих слоях, соответственно, присутствуют заметные примеси тяжелых элементов с малым потенциалом ионизации — такие, как Si и Mg, которые и начинают вносить основной вклад в непрозрачность вещества. В результате $T_{\text{эф}}$ должно понижаться (см. табл. III). Подчеркнем, что значения $T_{\text{эф}}$ из табл. III имеют физический смысл независимо от существования ВО — они дают *нижний* предел температуры фотосферы для указанных химических составов. По мере перехода фотосферы в еще более глубокие слои, расширяющиеся со скоростью $\lesssim 1000$ км/с, разогрев вещества, возможно, сопровождаемый неравновесной ионизацией рентгеновским или гамма-излучением, замедляет падение и в конце концов приводит к росту температуры $T_{\text{эф}}$. С изложенной точки зрения поведение СН 1987А при $t \gtrsim 120$ дней можно рассматривать как последнюю фазу перед моментом выхода наружу собственного (не переработанного веществом оболочки) излучения дополнительного источника энергии. Конечно, изложенные качественные соображения о ходе температуры $T_{\text{эф}}$ нуждаются в проверке и обосновании на основе детальных расчетов.

В заключение этого раздела отметим, что зависимость $T_{\text{эф}}$ от времени для СН 1987А указывает на отсутствие в ее оболочке массивного ($\sim 3M_{\odot}$; см. раздел 3.2.4) гелиевого слоя. В противном случае при прохождении фотосферы через этот слой $T_{\text{эф}}$ на некоторое время должна была бы превысить ~ 8000 К (табл. III). Отсюда, а также из вероятного присутствия водорода при низких ($\lesssim 2000$ км/с) скоростях следует вывод, что некоторая часть вещества внешних водородно-гелиевых слоев оболочки СН 1987А была, по-видимому, перемешана с более глубокими гелиевым, кислородно-углеродным и, возможно, кремниевым слоями. К тому же из рис. 13 можно заключить, что низкие скорости $\lesssim 2000$ км/с соответствуют относительно малой доле массы СН 1987А внутри данного слоя, $\lesssim 0,2 M_{\odot}$ для гетерогенной модели. Возможно, количественно эта оценка занижена, но качественное утверждение о малой доле массы не вызывает сомнений. Перемешивание слоев могло произойти как на стадии ПСН, так и на начальных стадиях вспышки СН 1987А.*

6. НАБЛЮДАЕМЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВОЙ 1987А И ИХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

При сравнении данных наблюдений СН 1987А с гидродинамическими моделями мы для простоты и компактности изложения будем опираться прежде всего на наблюдаемую (см. рис. 16) и теоретические *болометрические* кривые блеска, которые дают зависимость от времени светимости L СН, т. е. полной энергии, излучаемой в единицу времени на всех длинах волн. В отличие от изложенной в разделе 5 гидродинамической теории здесь теоретические кривые блеска будут основываться на численных расчетах гидродинамических моделей вспышки СН 1987А. Тем не менее, поскольку для поздних стадий, особенно после максимума блеска такие расчеты еще не выполнены, дальнейший теоретический анализ с учетом дополнительного источника мед-

ленной подкачки энергии, эффективного при $t \gtrsim 50$ дней, проводится из общих физических соображений, развитых ранее для интерпретации кривых блеска СНИ. В конце данного раздела проведено сравнение СН 1987А с другими СНП, которое еще раз отчетливо выявляет компактность ПСН 1987А.

6.1. Кривые блеска СН 1987А и гидродинамические модели

6.1.1. Метод определения характеристик фотосферы СН из наблюдений. Спектральные и фотометрические наблюдения СН 1987А показывают, что в интервале длин волн, где находится подавляющая доля излучаемой энергии, ход непрерывного спектра достаточно хорошо аппроксимируется распределением Планка при соответствующем образом подогнанной температуре (для каждого момента времени своей), которая затем отождествляется с эффективной температурой $T_{\text{эф}}$ *). Путем интегрирования наблюдаемой спектральной плотности потока энергии по всем длинам волн определяются (с учетом известного расстояния до СН 1987А) светимость L и, наконец, из закона излучения черного тела — радиус фотосферы $R_{\text{ф}}$. Именно таким способом были получены зависимости $L(t)$, $T_{\text{эф}}(t)$ и $R_{\text{ф}}(t)$, представленные соответственно на рис. 16 и 15. Для СН 1987А основной вклад в определение $T_{\text{эф}}$ вносят спектральные фотометрические полосы V, R, I, J, H, K³⁷ — назовем эти полосы базовыми для подгонки температуры $T_{\text{эф}}$, тогда как в полосах В и U и, тем более, в ближнем и дальнем ультрафиолете СН 1987 А очень скоро (за исключением нескольких первых дней после открытия) демонстрирует дефицит излучения. Хотя эта коротковолновая область содержит малую долю от светимости $L(t)$, но, не зная точно причины указанного дефицита, мы, по-видимому, можем допустить некоторый произвол в процедуре аппроксимации спектра законом Планка для определения $T_{\text{эф}}$.

В наиболее простом варианте гидродинамические модели СН опираются на приближение лучистой теплопроводности и учитывают термодинамически равновесные процессы ионизации и рекомбинации вещества. В связи со сказанным выше можно надеяться, что такие простые модели окажутся хорошим приближением для описания кривых блеска СН 1987А. Это значит, что если какая-то конкретная гидродинамическая модель такого типа хорошо воспроизводит кривую блеска $L(t)$ и зависимость $T_{\text{эф}}(t)$ вместе, то она автоматически должна удовлетворительно описывать зависимость $R_{\text{ф}}(t)$ и кривые блеска в перечисленных базовых спектральных полосах. Конечно, момент выхода УВ на поверхность ПСН 1987А не может быть описан столь простой моделью (см. раздел 5.2.4). В этот момент и некоторое время после него предположения о чернотельном излучении СН 1987А не выполняются. К сожалению, мы не располагаем ранними спектральными и фотометрическими наблюдениями (см. раздел 4) с ожидаемыми значительными отклонениями от распределения Планка во всех диапазонах энергии фотонов. В первых наблюдениях, которые проведены в $t = 1,5—2,5$ для^{37,38}, хотя и не отмечалось дефицита излучения в полосах В, U и ультрафиолете, но не исключено, что мог возникнуть, наоборот, избыток излучения в этой части спектра при недостатке полного, проинтегрированного по всему спектру, числа квантов по сравнению с распределением Планка, например, вследствие термодинамической неравновесности процесса рекомбинации гелия на этих временах.

С теоретической точки зрения, таким образом, имеются сомнения в отношении определения и интерпретации $T_{\text{эф}}$ и $R_{\text{ф}}$ (закон Стефана — Больцмана может оказаться неприменимым). Объяснение дефицита излучения в коротковолновой части спектра, очевидно, требует учета эффектов откло-

*) Здесь для простоты мы не упоминаем эффекты поглощения в межзвездной среде и, если необходимо, в земной атмосфере, которые, конечно, принимаются во внимание.

нения от распределения Планка. При этом в случае оптически толстой относительно процессов истинного поглощения оболочки следует говорить лишь о самых внешних под- и надфотосферных слоях звезды, ибо в более глубоких слоях приближение лучистой теплопроводности выполнялось бы с огромной точностью во всех частях спектра, включая коротковолновую. Однако известно, что, благодаря низкой плотности и высокой температуре в оболочках СН, средняя длина пробега фотонов относительно комптоновского рассеяния на электронах существенно меньше длины пробега относительно процессов истинного поглощения (тормозное поглощение и фотопоглощение). Это обстоятельство, отмеченное еще в работах^{145,146}, может иметь большое значение для истолкования наблюдений СН вообще и СН 1987А в частности. Несомненно, должен быть проведен внимательный анализ роли эффектов рассеяния фотонов для нескольких первых дней вспышки СН 1987А, пока еще не началась интенсивная рекомбинация гелия и затем водорода, послужившая необходимым условием установления режима волны охлаждения и рекомбинации (см. раздел 5.4.1). В момент выхода ударной волны на поверхность ПСН 1987А для учета эффектов рассеяния фотонов можно было бы обойтись приближением КРГ (см. раздел 5.2.4), которое исходит из распределения Бозе — Эйнштейна с отличным от нуля химическим потенциалом фотонов φ , характеризующим дефицит фотонов. Вряд ли, однако, это приближение годится для моментов времени $t \gtrsim 1$ день, хотя преобладание процессов рассеяния фотонов над процессами истинного поглощения еще сохраняется некоторое время.

6.1.2. Первые дни вспышки СН 1987А и роль комптоновского рассеяния фотонов. Сделаем конкретные оценки физических параметров фотосферы СН 1987А для первых дней наблюдений. Согласно³⁸ в момент $t = 1,5$ дня светимость $L = 4,45 \cdot 10^{41}$ эрг/с и определенная путем подгонки величина $T_{\text{eff}} = 13965$ К, откуда из закона Стефана — Больцмана следует $R_{\text{ф}} = 1,28 \cdot 10^{14}$ см и $u_{\text{ф}} = R_{\text{ф}}/t = 9900$ км/с. С помощью (5.17) и (5.20) получаем $\rho_{\text{ф}} = R_{\text{ф}}^{-3} \cdot (5 \cdot 10^{85}/u_{\text{ф}}^8) = 2,6 \cdot 10^{-11}$ г/см³. Затем находим массу оболочки вне радиуса $R_{\text{ф}}$, $M_{\text{ф}} = 5,8 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$. Значения $\rho_{\text{ф}}$ и $M_{\text{ф}}$ явно велики, чрезмерно высока и оптическая толщина надфотосферного слоя:

$$\tau = \int_{R_{\text{ф}}}^{\infty} \kappa \rho \, dr = 140!$$

Как разрешить такую трудность, которая получается и при $t = 2,5$ дня из данных^{37,38}? Наиболее подходящим нам представляется допустить либо некоторую завышенность полученной в^{37,38} способом подгонки величины T_{eff} , либо дефицит числа квантов по сравнению с законом Планка, либо то и другое вместе. При чрезвычайно сильной зависимости всех обсуждаемых величин от $R_{\text{ф}}$: $\rho_{\text{ф}} \sim R_{\text{ф}}^{-9}$, $M_{\text{ф}} \sim R_{\text{ф}}^{-6}$, $\tau \sim R_{\text{ф}}^8$, достаточно, например, уменьшить величину T_{eff} всего лишь на 30 % по сравнению с определенной в^{37,38}, чтобы оптическая толщина на уровне фотосферы достигла требуемого значения $\tau \sim 1$. При этом соответствующий радиус фотосферы $R_{\text{ф}}$ *увеличится* примерно на 70 %, а плотность $\rho_{\text{ф}}$ и масса $M_{\text{ф}}$ *уменьшаются* соответственно в ~115 и в ~25 раз, будучи в полном согласии с законом распределения плотности (5.17), (5.20) во внешних слоях оболочки СН 1987А, вытекающим из гидродинамического ускорения вещества при выходе УВ на поверхность ПСН. Если же T_{eff} определена в^{37,38} правильно, то к такому же результату привел бы общий 2—3-кратный дефицит квантов, который свидетельствовал бы о наличии в первые дни в спектре СН 1987А интенсивного неравновесного эмиссионно-рекомбинационного континуума.

В заключение этих оценок приведем сравнение длины пробега тормозного поглощения $l_{\text{т}} = 8 \cdot 10^{-26} T^{3,5} \rho^{-2} (h\nu/kT)^3$ с длиной пробега томсоновского рассеяния $l_{\text{с}} = 2,94 \rho^{-1}$: при $T = 13965$ К $l_{\text{т}} \ll l_{\text{с}}$ для

$\rho > 8,8 \times 10^{-12} (hv/kT)^3$, так что при $hv/kT = 2,7$ критическое значение плотности, $\rho_{cr} \approx 1,7 \cdot 10^{-10}$ г/см³, оказывается существенно выше даже исходного значения $\rho_\phi = 2,6 \cdot 10^{-11}$ г/см³, которое, как было оценено, завышено примерно в 10^7 раз. Эта оценка ρ_{cr} конкретно доказывает важную роль процессов комптоновского рассеяния фотонов вблизи фотосферы.

Проведенные оценки подтверждают и конкретизируют выдвинутое нами утверждение о важной роли эффектов комптоновского рассеяния фотонов для истолкования наблюдений СН 1987А в течение нескольких первых дней вспышки. С другой стороны, они же означают, что необходимо использовать гидродинамические модели с учетом эффектов рассеяния. Для первых часов после выхода УВ здесь годится приближение КРГ¹³⁵. В последующее время для $\Delta t \lesssim 5$ дней требуется разработка подходящих моделей, возможно, спектрального типа с учетом комптонизации и рассеяния фотонов, но уже без предположения КРГ об установлении предельного спектра Бозе — Эйнштейна. Отметим, что самосогласованные гидродинамические расчеты с учетом отклонения формы спектров от закона Планка уже проводились для протяженных моделей ПСН ($R_0 \approx 500 R_\odot$) в работах^{137,148}, причем в первой из них при помощи приближения КРГ. Пока же в нашем распоряжении находятся применительно к СН 1987А только гидродинамические модели, опирающиеся на приближение лучистой теплопроводности. В них эффекты рассеяния фотонов включаются в средний росселандов пробег традиционным методом, предложенным еще Д. А. Франк-Каменецким⁷⁵, который, конечно, справедлив, если отношение l_r/l_s не очень велико. *Несмотря на сделанные оговорки, можно констатировать в общем неплохое соответствие зависимостей $T_{eff}(t)$, полученных теоретически в рамках приближения лучистой теплопроводности и на основе наблюдений.*

Приступим теперь к сравнению с наблюдениями имеющихся гидродинамических моделей в приближении лучистой теплопроводности, которые, по-видимому, достаточно хорошо описывают ход кривых блеска СН 1987А на большей части их протяженности — по крайней мере, в течение 1987 г.

6.1.3. Острый пик светимости СН 1987А и эмиссионный объект. Достигнув начального острого пика светимости ($\sim 10^{45}$ эрг/с) в момент выхода УВ на поверхность ПСН 1987А, болометрическая кривая блеска вступает в фазу быстрого падения. Конец этой фазы был зафиксирован в наблюдениях 24—26 февраля (см. рис. 15, 16). Падение $L \sim R_\phi^2 T_{eff}^4$ связано с резким уменьшением температуры оболочки, следовательно, и T_{eff} , вследствие адиабатического охлаждения при расширении вещества — площадь излучающей поверхности, $\sim R_\phi^2$, растет медленнее, чем уменьшается T_{eff}^4 . Однако, как только температура становится малой ($\lesssim 10^4$ К), уменьшение T_{eff} благодаря дополнительному рекомбинационному источнику энергии замедляется, и, пройдя через минимум, светимость L начинает увеличиваться за счет роста R_ϕ^2 . Пик светимости всегда возникает в гидродинамических моделях взрывов компактных звезд (рис. 17). Полная излученная энергия в пике в виде способных ионизовать водород фотонов с $hv > 13,6$ эВ составляет, согласно расчетам^{42,43}, $\mathcal{E}_i = 10^{46-47}$ эрг. Заметим, что описание УВ в численных расчетах с помощью искусственной вязкости фактически приводит к преждевременному обрезанию эффекта кумуляции УВ, и расчетные максимальные значения температуры в пике оказываются заниженными ($\lesssim 5 \cdot 10^5$ К). Согласно разделу 5.2.4, физически корректное обрезание кумуляции может добавить к \mathcal{E}_i еще $\sim 10^{47}$ эрг значительно более жесткого (~ 1 кэВ) излучения. В первые моменты расширения оболочки после выхода УВ самые наружные слои становятся оптически тонкими, оставаясь в состоянии полной ионизации⁴², что должно приводить к эффекту закалки ионизационного равновесия.

Неудивительно, что до сих пор острый пик светимости — источник жесткого ионизирующего излучения — никогда непосредственно не наблюдался.

Обсуждались лишь последствия взаимодействия ионизирующего излучения (УФ импульса) с межзвездной и околозвездной средой^{42,43,149,150}. В случае СН 1987А «хвост» этого пика все же был зафиксирован в фотометрических и спектральных наблюдениях. Весьма велико значение для теоретического описания пика двух первых наблюдений СН 1987А на спутниковых камерах (см. рис.2), хотя они и несут ограниченную информацию. *Серьезное подтверждение предсказываемых свойств УФ импульса было получено в спекл-интерферометрических *) наблюдениях ближайших окрестностей СН 1987А.*

В конце марта — первой половине апреля 1987 г. двумя группами астрономов был независимо обнаружен эмиссионный объект на угловом расстоянии $\sim 0'',06$ от СН 1987А^{152,153}. Наблюдения проводились спекл-интерферометрическим методом с использованием узкополосных фильтров (10—100 Å),

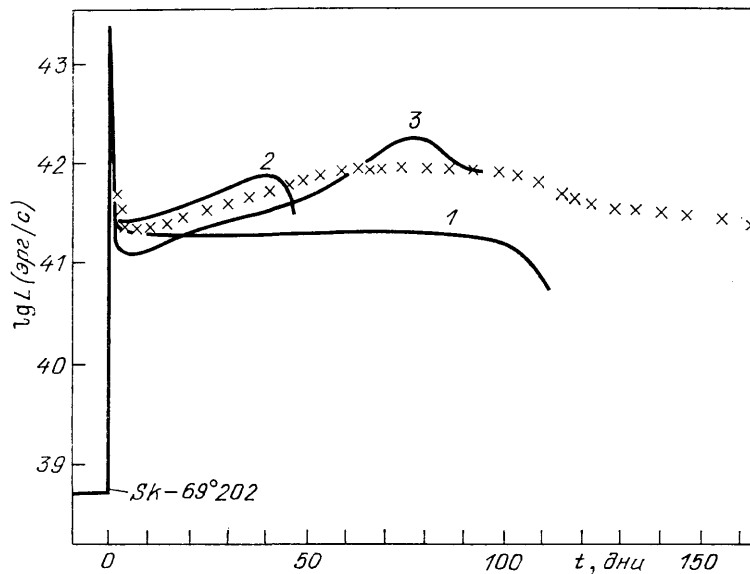


Рис. 17. Сравнение наблюдаемой болометрической кривой блеска (крестики — данные рис. 16) с теоретическими.

1 — модель с $M_0 = 50 M_{\odot}$, $R_0 = 20 R_{\odot}$, $\xi = 5 \cdot 10^{51}$ эрг⁴⁴; 2 — модель с $M_0 = 16 M_{\odot}$, $R_0 = 80 R_{\odot}$, $\xi = 3 \cdot 10^{51}$ эрг⁴³; 3 — модель с $M_0 = 25 M_{\odot}$, $R_0 = 30 R_{\odot}$, $\xi = 3 \cdot 10^{51}$ эрг (расчет В. П. Утробина, выполненный в мае 1987 г.). 1, 2 — без подкачки энергии; 3 — подкачка, соответствующая $\sim 0,1 M_{\odot}$ ⁵⁶ Со

включающих, в частности, линию H_{α} (6563 Å). Эмиссионный объект оказался слабее всего лишь на $\sim 3^m$ самой СН 1987А в полосе пропускания фильтра, центрированного на H_{α} . Время задержки в появлении этого объекта по отношению к моменту начала вспышки СН 1987А, ~ 34 дня (29 марта — 23 февраля), и угловое расстояние, $\sim 0'',06$, однозначно определяют (при заданном расстоянии до БМО) положение объекта в плоскости объект — СН 1987А — наблюдатель, если предположить, что свечение объекта было вызвано дошедшим до него УФ импульсом от СН 1987А. Легко рассчитать, что объект расположен за картинной плоскостью на расстоянии $l_0 \approx 5,6 \cdot 10^{16}$ см от СН 1987А — в ~ 100 раз превышающем радиус ее фотосферы. При последующих наблюдениях через ~ 2 месяца объект уже не был виден¹⁵⁴. Все эти данные полностью соответствуют предположению, что эмиссия объекта есть следствие рекомбинации газового облака, например, с характерными размерами $\sim 10^{16}$ см и плотностью частиц $10^6 - 10^7$ см⁻³, ионизованного УФ им-

*) Спекл-интерферометрия — метод, позволяющий исключить размытие телескопического изображения объекта, вызванное искажениями волнового фронта, в частности, вследствие неоднородностей в земной атмосфере, и тем самым значительно повысить реальную угловую разрешающую способность телескопа (подробнее см.¹⁵¹).

пульсом с теоретически предсказанной полной энергией $\mathcal{E}_i = 10^{46} - 10^{47}$ эрг, хотя лишь $\sim 0,01$ этой энергии тратится на ионизацию облака в соответствии с занимаемой им долей телесного угла, см. также¹⁵⁵. Такое облако могло бы образоваться в результате потери массы на конечных стадиях эволюции ПСН 1987А.

6.1.4. Гидродинамические модели с мгновенным энерговыделением и кривая блеска СН 1987А. На рис. 17 дано сравнение наблюдаемой кривой блеска с расчетными кривыми. После фазы быстрого падения кривая блеска вступает в фазу ВО, которая продолжается для моделей 2 и 3 до момента $t = 50$ дней (см. также п. 5.4.2). В модели 1, параметры которой довольно далеки от соответствующих СН 1987А, радиус ВО практически не меняется со временем, и поэтому $L(t)$ долгое время остается почти постоянной, пока ВО не начинает стягиваться к центру. Модели 1 и 2 не содержат дополнительного источника медленной подкачки энергии и светят за счет внутренней энергии (тепловой и рекомбинационной). Основная часть тепловой энергии взрыва тратится на работу сил давления и переходит в кинетическую энергию разлета — на излучение расходуется лишь незначительная ее доля, чем и объясняется относительно малая продолжительность свечения таких моделей.

Напротив, в моделях с медленной подкачкой энергии в уже разлетающуюся с большой скоростью и сильно разреженную оболочку эффективность излучения оказывается большой. Свечение может продолжаться до тех пор, пока либо не прекратится сама подкачка, либо оболочка не станет оптически тонкой по отношению к излучению источника, которое начнет уходить из звезды, не претерпевая переработки в оптическое излучение. Именно по этой последней причине был прекращен расчет модели 3 (см. рис. 17) — в то время, когда энергия распада ^{56}Co начала покидать звезду в виде жесткого рентгеновского и гамма-излучения, а для описания оптического излучения уже вскоре стало непригодным приближение лучистой теплопроводности. Кривая блеска модели 3 в фотометрической полосе V описывает соответствующую наблюдаемую кривую СН 1987А примерно с такой же степенью согласия, как и для болометрических кривых блеска.

Таким образом, подкачка энергии в гидродинамических моделях оказывается главным фактором, определяющим поведение СН 1987А на временах $t \gtrsim 50$ дней. Но при этом начальные фазы вспышки СН 1987А нечувствительны к механизму подкачки и определяются структурными характеристиками ПСН, массой выброшенной оболочки M_0 и полной мгновенно выделенной энергией \mathcal{E} . Именно поэтому сразу после открытия СН 1987А разными авторами были рассчитаны гидродинамические модели или подобраны из рассчитанных ранее (как, например, модели 1 и 2 на рис. 17) с такими значениями M_0 , \mathcal{E} и характеристиками ПСН, которые достаточно хорошо описывают поведение СН 1987А^{58, 124, 126, 156-158}. Указанные параметры моделей подбираются из условия, чтобы кривые $L(t)$, $T_{\text{eff}}(t)$ и $R_{\Phi}(t)$ — или $u_{\Phi} = R_{\Phi}(t)/t$ — по возможности лучше соответствовали наблюдениям. Однако разброс в значениях параметров еще довольно велик — характеристики используемых моделей ПСН 1987А укладываются в пределы (3.2), а для \mathcal{E} и M_0 получаются значения $(1-3) \cdot 10^{51}$ эрг и $(10-25) M_{\odot}$ соответственно. Тем самым расчеты начальных фаз развития СН 1987А помимо отождествления характеристик ПСН 1987А позволяют, хотя и довольно грубо, оценить энергию взрыва и массу выброшенной оболочки. Одновременно они дают закон распределения плотности (5.17) в состоянии свободного инерциального разлета, на фоне которого и разыгрывается следующая фаза медленной подкачки энергии в оболочку СН 1987А.

6.1.5. Роль дополнительного радиоактивного источника ^{56}Co и кривые блеска СН 1987А после мак-

с и м у м а. Мощность выделения энергии в источнике сначала превышает интенсивность потери энергии СН 1987А в виде излучения. Оптическая толщина оболочки велика, и избыточная невысвеченная энергия запасается в виде ее внутренней энергии (некоторая часть запасенной энергии тратится на работу сил давления). Постепенно с падением плотности (и оптической толщины) оболочки потери энергии усиливаются и в некоторый момент начинают превышать энерговыделение. Это происходит при $t \approx 55$ дней — в момент, фиксируемый пересечением штриховой линии распада ^{56}Co с болометрической кривой блеска (см. рис. 16). Теперь запас внутренней энергии оболочки уменьшается, и, когда характерное время теплопроводности, $\sim \tau R_{\phi}/c$ (τ — оптическая толщина оболочки, а за характерный размер следует принять радиус фотосферы R_{ϕ} , поскольку наружные прозрачные слои не участвуют в переносе тепла), становится сравнимым с характерным временем расширения, $\sim R_{\phi}/u_{\phi}$, светимость L достигает своего максимума. Оболочка сравнительно быстро высвечивает излишки внутренней энергии, и при $t \geq 120$ дней кривая блеска уже просто следует закону энерговыделения в источнике.

Таким образом, в максимуме $L(t)$ имеем $\tau_m R_{\phi, m}/c \sim R_{\phi, m}/u_{\phi, m}$ или $\tau_m \sim c/u_{\phi, m}$ (индексом m будем обозначать величины в максимуме светимости). Эта простая по порядку величины оценка давно используется в теории СН. Однако уровень точности по порядку величины не годится для СН 1987А! Более подходящим является решение, полученное для упрощенной физической модели оболочек СН Соболевым¹⁴⁷ (с источником энергии по степенному закону $L_n \sim t^{-s}$, где L_n — мощность энерговыделения), согласно которому величина

$$\tau_m = \xi(s) \frac{c}{u_{\phi, m}}. \quad (6.1)$$

Болометрическая кривая блеска СН 1987А достигла максимума на 86 — 87 день^{37,113}. В нашем случае $L_n \sim e^{-t/111,26}$, и эффективный показатель степени в районе максимума

$$s = \frac{d \ln L_n}{d \ln t} \approx 0,78,$$

что близко к $s = 0,75$ с $\xi = 0,52$ ¹⁴⁷. С учетом $u_{\phi, m} = 1,7 \times 10^8$ см/с (см. рис. 15) получаем из (6.1) значение оптической толщины оболочки в момент максимума блеска СН 1987А: $\tau_m \approx 90$. Теперь можно оценить массу вещества $M_{\phi, m}$, заключенную в сфере $r \leq R_{\phi, m}$ ($M_{\phi, m}$, конечно, не включает массу сколлапсировавшего остатка). Учитывая $\tau \approx \kappa \bar{R}_{\phi}$, имеем

$$M_{\phi, m} \approx \frac{4\pi}{3\kappa} R_{\phi, m}^2 \tau_m \approx 1,6 M_{\odot}, \quad (6.2)$$

где принято $R_{\phi, m} \approx 1,3 \cdot 10^{15}$ см (рис. 15) и $\kappa \approx 0,2$ см²/г (малая концентрация или полное отсутствие водорода). Следовательно, к моменту максимума блеска около 90 % массы оболочки СН 1987А уже находится над фотосферой в прозрачном для непрерывного спектра рекомбинированном состоянии.

Таким образом, вблизи максимума блеска в фотометрическом (но не в спектральном!) отношении имеется аналогия поведения СН 1987А и тех СНI, которые описываются радиоактивной моделью. Здесь полезно применение аналитических решений, полученных в рамках упрощенной радиоактивной модели Арнеттом¹⁷⁰. По сравнению с¹⁴⁷ в этих решениях удалось учесть работу сил давления, наряду с диффузией излучения. Рассмотрим далее коротко соотношения (6.1) и (6.2) с точки зрения решений Арнетта. В случае, когда можно пренебречь начальным радиусом ПСН $R(0)$ по сравнению с радиусом в максимуме блеска $R(t_{\max})$, в¹⁷⁰ получено аналитическое выражение для светимости $L(t) \propto \Lambda(x, y)$, где безразмерное время $x = t/t_m$, параметр $y = t_m/2\tau_{\text{Co}}$, а $t_m^2 = 18M_0\kappa_0/4\pi^3c v_{\text{sc}}$ в случае равномер-

ного распределения плотности в оболочке СН (v_{sc} — скорость наружного края оболочки). Оптическая толщина оболочки при постоянном значении непрозрачности κ выражается соотношением

$$\tau = \frac{3}{4\pi} \frac{\kappa_0 M_0}{R^2}, \quad (6.2')$$

в точности совпадающим с (6.2) в максимуме блеска.

Условие максимума функции $L(t)$ ($\partial L / \partial x = 0$) приводит к простому интегральному уравнению для величины $x_{\max}(y)$, при этом $t_{\max} = x_{\max} t_m$. Подстановка $R = R(t_{\max}) = v_{sc} t_{\max}$ в (6.2') дает вместо (6.1)

$$\tau_m = \frac{\pi^2}{6x_{\max}^2} \frac{c}{v_{sc}}. \quad (6.1')$$

Для $M_0 = 16M_\odot$, $v_{sc} = 2 \cdot 10^9$ см/с и $\kappa_0 = 0,2$ см²/г получаем $t_m \approx 46$ дней, $y \approx 0,21$ и, решая интегральное уравнение, $x_{\max} \approx 1,45$, $t_{\max} \approx 66$ дней, $\tau_m \approx 0,78$ с/ $v_{sc} \approx 12$. Согласно с наблюдениями получается не вполне хорошее, что, очевидно, связано с неучетом опускания фотосферы внутрь оболочки СН к моменту $t = t_{\max}$. Этот эффект можно учесть путем соответствующих модификаций решений Арнетта, считая, как мы это делали выше при сравнении с решениями Соболева, величины $v_{sc} = u_{\phi, m}$ и $R(t_{\max}) = R_{\phi, m}$ известными из наблюдений, а массу M_0 заранее неизвестной. Сохраняя все же прежний способ определения максимума блеска ($\partial L / \partial x = 0$), получим интегральное уравнение с параметром $y = R_{\phi, m} / (2x_{\max} u_{\phi, m} \tau_{Co})$, который теперь зависит от искомой величины x_{\max} . При $u_{\phi, m} = 1,7 \cdot 10^8$ см/с и $R_{\phi, m} = 1,3 \cdot 10^{15}$ см находим $x_{\max} = 1,31$, $M_{\phi, m} = 3,0M_\odot$, $y = 0,305$, $t_m = 68$ дней, $t_{\max} = 89$ дней, $\tau_m \approx 0,96$ с/ $v_{sc} \approx 170$, что уже лучше согласуется с наблюдениями. Заметим, однако, что, по существу, в использованной выше модификации решений¹⁷⁰ не вполне последовательно учитываются процессы рекомбинации вещества, играющие столь важную роль в процессе высвечивания оболочки СН 1987А.

Можно сделать вывод, сравнивая (6.1') с (6.1), что эффекты работы сил давления не изменяют по порядку величины результаты решения. Использование независимых решений¹⁴⁷ и¹⁷⁰ в целом демонстрирует конструктивное значение аналитических решений для кривых блеска на поздних стадиях СН 1987А.

В работе Кэтчпола и др.¹¹³ фактически установлена природа источника подкачки энергии — радиоактивный распад нуклида ⁵⁶Co — продукта распада другого радиоактивного нуклида ⁵⁶Ni:



Нуклид ⁵⁶Ni образуется в процессе нуклеосинтеза в момент или незадолго до взрывообразного выделения энергии в недрах ПСН 1987А. Мощность энерговыделения в процессе типа (6.3) дается выражением (см., например,¹⁵⁹)

$$L_n = \frac{M_{Ni}}{A m_u} \frac{1}{\tau_{Co} - \tau_{Ni}} \left\{ \left[q_{Ni} \left(\frac{\tau_{Co}}{\tau_{Ni}} - 1 \right) - q_{Co} \right] e^{-t/\tau_{Ni}} + q_{Co} e^{-t/\tau_{Co}} \right\}, \quad (6.4)$$

где M_{Ni} — исходная масса ⁵⁶Ni; $A = 55,94$ — атомная масса ⁵⁶Ni; m_u — единица атомной массы; $\tau_{Ni} = 8,8$ дней, $\tau_{Co} = 111,26$ дней — характерные времена распада ⁵⁶Ni и ⁵⁶Co; $q_{Ni} = 1,72$ МэВ, $q_{Co} = 3,73$ МэВ — энергии, выделяющиеся при распадах одного ядра ⁵⁶Ni и ⁵⁶Co соответственно (за вычетом энергии, уносимой нейтрино).

На временах $t > 50$ дней первым слагаемым в (6.4) можно пренебречь, и тогда после подстановки численных значений параметров

$$L_n = 1,45 \cdot 10^{43} M_{Ni} e^{-t/111,26} \text{ эрг/с}, \quad (6.5)$$

где M_{Ni} выражено в массах Солнца, а t — в днях. Сравнение (6.5) с кривой блеска СН 1987А при $t > 120$ дней дает ¹¹³ (см. рис. 16)

$$M_{\text{Ni}} = 0,078 M_{\odot}. \quad (6.6)$$

Это значение, заметим, получено для стандартного расстояния $D = 50$ кпк до БМО. С возможным изменением расстояния D величина $M_{\text{Ni}} \sim (D/50 \text{ кпк})^2$.

6.1.6. Поздние стадии кривых блеска СН 1987А и трудности их теоретического описания. Наблюдаемая кривая блеска СН 1987А в фотометрической полосе B при $t \gtrsim 150$ дней также следует экспоненциальному закону, но с большим характерным временем $\tau_B \approx 154$ дня¹¹³. Это естественно, так как $T_{\text{эф}}$ медленно растет (см. рис. 15), и в результате происходит перераспределение энергии в спектре в сторону коротких волн. В длинноволновой части спектра, наоборот, характерное время угасания короче: например, для спектральной полосы J , $\tau_J \approx 84$ дня. Полная энергия, выделяемая в процессе (6.3) за все время от 0 до ∞ , составляет $\mathcal{E}_n = 1,87 \cdot 10^{50}$. $M_{\text{Ni}}/M_{\odot} = 1,46 \cdot 10^{49}$ эрг при $M_{\text{Ni}} = 0,078 M_{\odot}$, причем 32 % приходится на распад ⁵⁶Ni. За время после момента $t = 257,65$ дня (7 ноября 1987 г.) — последняя точка на рис. 16 — должно выделиться $1,1 \cdot 10^{48}$ эрг.

Строгое следование болометрической кривой блеска СН 1987А экспоненциальному закону распада ⁵⁶Co означает также, что сопровождающее радиоактивный распад гамма-излучение и порождаемое им жесткое рентгеновское излучение не выходят в заметном количестве из оболочки СН. В противном случае зависимость $L(t)$ не могла бы столь точно выдерживать характерное время 111,26 дня, поскольку вследствие нестационарного характера разлета оболочки пропорция между гамма- и оптическим излучением должна была бы изменяться со временем.

В заключение подчеркнем, что фактически пока еще не построена гидродинамическая модель эволюции фотометрических характеристик СН 1987А на послемаксимальных фазах вспышки. Приводимые в некоторых работах (например, ¹⁵⁶) болометрические кривые блеска СН 1987А для $t \gtrsim 120$ дней просто демонстрируют тот тривиальный факт, что в модель заложено соответствующее количество ⁵⁶Co. Не составляет труда понять, почему в подобных работах для этих времен не приводятся ни функция $T_{\text{эф}}(t)$, ни $R_{\phi}(t)$, ни кривые блеска в каких-либо фотометрических спектральных полосах: они, очевидно, не соответствуют наблюдениям.

Основная трудность теоретического описания поздних стадий вспышки СН 1987А связана с существованием медленно разлетающейся ($u < 2000$ км/с) достаточно массивной внутренней части оболочки, которая и определяет ход фотометрических характеристик СН 1987А вблизи и после максимума блеска — рис. 15, 16, формула (6.2). В упрощенных моделях, представленных на рис. 13, масса вещества оболочки при скоростях $u < 2000$ км/с оказывается слишком малой для адекватного описания поздних стадий вспышки СН 1987А. Таким образом, особо важное значение приобретает правильное воспроизведение в гидродинамических моделях динамики разлета наиболее глубоких слоев, расположенных между сколлапсировавшим звездным остатком и внешней массивной и высокоскоростной оболочкой — именно здесь действовал пока еще до конца не разгаданный механизм взрыва СН.

6.2. СН 1987А среди других сверхновых

6.2.1. Сравнение СН 1987А с СНII. На рис. 18 из работы Хэмуи и др. ³⁷ представлено сравнение кривых блеска СН 1987А и других СНII. Сразу видно, что на послемаксимальном участке СН 1987А ведет себя примерно так же, как и другие СН, но — совершенно противоположным образом на начальной фазе вспышки. С точки зрения гидродинамической теории

такое различие однозначно объясняется тем, что СН 1987А есть результат взрыва компактной звезды, тогда как другие показанные на рис. 18 СНИ соответствуют взрывам протяженных ПСН; подробное обоснование компактной структуры ПСН 1987А было дано в разделах 3 и 5.

Рассмотрим мысленно серию моделей ПСН, у которых структура центральных областей (скажем, с массой 2—6 M_{\odot}), механизм и полная энергия взрыва тождественны ПСН 1987А, но каждая последующая модель отличается от предыдущей все большим радиусом R_0 , т. е. все большей степенью разреженности наружной водородно-гелиевой оболочки с массой $\sim 10 M_{\odot}$.

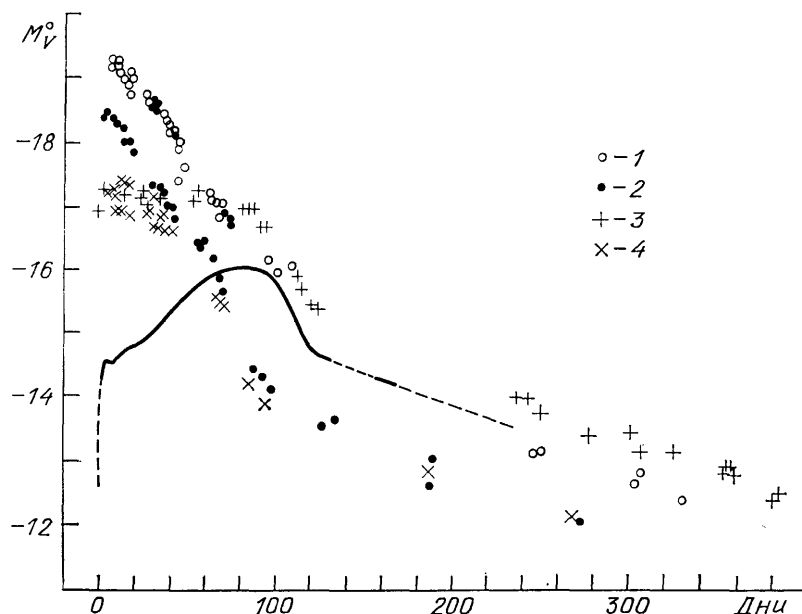


Рис. 18. Сравнение кривой блеска СН 1987А в фотометрической полосе V с кривыми блеска других СНИ³⁷:

1 — СН 1979С, 2 — СН 1980 К, 3 — СН 1969 L, 4 — СН 1970 G. Постоянная Хаббла $H = 50$ км/с·Мпк

Тогда начальный участок кривой блеска будет подниматься с ростом R_0 и в конце концов достигнет уровня платообразного начального участка СН 1969L и 1970G. При этом послемаксимальный участок кривой блеска СН 1987А, который определяется режимом высвечивания внутренних слоев (см. раздел 6.1.6), будет оставаться практически неизменным. Применение гидродинамической теории к СН 1969 L дает оценку⁴³: $\mathcal{E} \approx 1,3 \cdot 10^{51}$ эрг, $M_0 \approx 11 M_{\odot}$ и $R_0 \approx 500 R_{\odot}$, т. е. энергию взрыва \mathcal{E} и массу выброшенной оболочки M_0 , близкие к ожидаемым у СН 1987А. Тем самым можно предположить, что главное отличие СН 1969L от СН 1987А заключается в значительно большей величине радиуса ПСН 1969 L. Конечно, этот мысленный эксперимент должен быть проиллюстрирован соответствующими расчетами, которые, несомненно, будут осуществлены в ближайшем будущем. Близость кривых блеска СН 1987А и СН 1969L на радиоактивной фазе свечения ($t > 120$ дней) отмечена в работе¹⁶⁰. Заметим, что СН 1979С и СН 1980К относятся к линейному подтипу (СНИ делятся грубо на два подтипа — с линейными и с платообразными кривыми блеска), для которого пока еще не существует адекватных гидродинамических моделей⁴³.

6.2.2. Сравнение СН 1987А с СНИ и другими СН. С другой стороны, кривая блеска СН 1987А в районе максимума и послемаксимального падения напоминает кривые блеска СНИ. В радиоактивной модели СНИ предполагается масса разлетающейся оболочки $\sim 1,4 M_{\odot}$, что близко

к оценке (6.2) для массы части оболочки СН 1987А, охватываемой фотосферой в момент максимума блеска. Для объяснения кривых блеска СН1 необходимо присутствие в выброшенной оболочке $\sim 1 M_{\odot}$ исходного ^{56}Ni ¹⁷⁰. Светимость в максимуме кривой блеска такой модели пропорциональна содержанию ^{56}Ni , и поэтому в максимуме СН 1987А должна быть слабее, чем СН1, на $\sim 2,5 \lg(1 M_{\odot} q_{\text{Ni}} \tau_{\text{Co}} / 0,078 M_{\odot} q_{\text{Co}} \tau_{\text{Ni}}) \approx 4^{\text{m}}, 5$ звездных величин, что близко к действительности. *Этим количественное подобие СН1 и СН 1987А, пожалуй, и ограничивается — СН 1987А отличаются от СН1 низкие значения скорости на уровне фотосферы ~ 2000 км/с и эффективной температуры ~ 5500 К. Тем не менее необходим дальнейший детальный сравнительный анализ свойств СН 1987А на около- и послемаксимальной фазах кривой блеска, аналогичный анализу фотометрических характеристик СН1, проведенному Псковским¹⁶¹.*

Сравнение СН 1987А с другими СН имеет исключительное значение для всей проблемы вспышек СН, и поэтому ему уделяется внимание во многих работах. В отношении особенностей спектра, на различных фазах развития СН 1987А сравнивается с СН 1983N^{91, 162}, 1979C^{31, 139, 163}, 1959D¹⁶⁴, 1980K, 1986I, 1985H¹³⁹, 1985P^{93, 165}, 1981B³¹, а в фотометрическом аспекте — с 1959D¹⁶⁶ и 1985P¹⁶⁵. Серьезного рассмотрения заслуживают также СН 1909А, СН 1948В¹²⁴ и достоверно не зафиксированная СН, которая произвела знаменитый галактический источник рентгеновского и радиоизлучения Cas А (подробнее см. в книге Шкловского¹⁶⁷). Энергия взрыва, оцениваемая из радио-, оптических и рентгеновских наблюдений Cas А, близка к энергии взрыва СН 1987А, а ПСН Cas А, скорее всего, относилась к компактному типу. Однако имеется проблема существования в Cas А сколлапсировавшего звездного остатка, признаков присутствия которого пока не обнаружено. Отсутствие звездного остатка в Cas А означало бы, что Cas А возникла в результате термоядерного взрыва вырожденного углеродно-кислородного ядра ПСН¹⁶⁸, сопровождаемого разлетом всей звезды без какого-либо звездного остатка. Не исключено все-таки, что в Cas А существует звездный остаток в виде нейтронной звезды или черной дыры. Возможность образования черной дыры пока нельзя с полной определенностью отвергнуть и для СН 1987А.

6.2.3. М и л л и с е к у н д н ы й п у л ь с а р ? Вероятнее всего, однако, при вспышке СН 1987А образовалась нейтронная звезда с массой $\sim (1,4-2) M_{\odot}$, которая через несколько лет может проявить себя в виде пульсара. Период вращения этого пульсара можно оценить, опираясь на факт примерного равенства энергии вращения пульсара в Крабовидной туманности и энергии взрыва СН 1054 г. $\sim 2 \cdot 10^{49}$ эрг, которая заключена в кинетической энергии разлета волокон туманности¹⁶⁷. Такое равенство, по-видимому, не случайно и отражает общее свойство механизма взрывообразного сброса оболочки ПСН при гравитационном коллапсе ее ядра, когда основную роль играют эффекты вращения и магнитного поля (см. раздел 3.3.3). Предположим, что момент инерции нейтронной звезды примерно одинаков для пульсаров в Крабовидной туманности и СН 1987А, тогда

$$P_C \approx P_K \left(\frac{\mathcal{E}_K}{\mathcal{E}_C} \right)^{1/2} \approx 0,002 \text{ с}, \quad (6.7)$$

где индексы К и С относятся к Крабовидной туманности и к СН 1987А соответственно, P — период вращения пульсара, \mathcal{E}_C — энергия взрыва СН. Численное значение P_C в (6.7) получено при $\mathcal{E}_K/\mathcal{E}_C = 0,01$ и $P_K \approx 0,02$ с — начальный период вращения пульсара в Крабовидной туманности, соответствующий современным значениям $P_K = 0,033$ с и $\dot{P}_K = 1,33 \cdot 10^{-5}$ с/год¹⁶⁹. Заметим, что соотношение (6.7) подразумевает не обязательно равенство, а только пропорциональность энергий вращения нейтронной звезды и взрыва СН. Эта пропорциональность может быть в действительности не строгой,

и, кроме того, могут отличаться моменты инерции нейтронных звезд. Во всяком случае, *в ближайшие годы можно ожидать появления в разлетающейся оболочке СН 1987А миллисекундного пульсара.*

До сих пор пульсар не проявился в наблюдениях СН 1987А, болометрическая кривая блеска которой пока не показывает существенных отклонений от закона распада ^{56}Co . Это дает верхний предел на вклад пульсара в болометрическую кривую блеска. Если воспользоваться стандартной формулой для мощности пульсарного излучения, то отсюда можно получить нижний предел на P_c — к весне 1988 г. $P_c \geq 20$ мс²⁶⁷. Однако не исключено, что особенности эволюции молодой быстро вращающейся нейтронной звезды и ее взаимодействия с внутренними слоями оболочки СН могут задержать момент наступления интенсивного пульсарного излучения. Нет сомнения в том, что наблюдения за СН 1987А в ближайшие годы обещают дать важную информацию о свойствах пульсара и его взаимодействии с разлетающейся оболочкой²⁶⁸.

7. РЕНТГЕНОВСКОЕ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХНОВОЙ 1987А

Рентгеновское и гамма-излучение от СН 1987А должно нести важную информацию о механизме подкачки энергии в оболочку СН и ее химическом составе, о взаимодействии выброшенной оболочки с околозвездным веществом и о процессах, сопровождающих эволюцию сколлапсировавшего звездного остатка — таких как аккреция и струи вещества, охлаждение образовавшейся нейтронной звезды, генерация космических лучей.

Рентгеновские и гамма-наблюдения за СН 1987А ведутся на орбитальных обсерваториях: на астрофизической станции «Астрон», на модуле «Квант» космической станции «Мир», на спутниках «Гинга» и «Солар Макс», а также с помощью наземных средств — на высотных аэростатах и ракетах. Детектирование рентгеновского и гамма-излучений СН 1987А — трудная задача. В рентгеновском диапазоне эта задача осложняется тем, что вблизи СН 1987А находятся объекты LMCX-1 — один из самых ярких источников рентгеновского излучения в БМО — и старый газовый остаток СН SNR 0540—69,3, которые оказываются в поле зрения диаграмм направленности рентгеновских телескопов. Трудности детектирования гамма-излучения СН 1987А, которое должно сопровождать, например, радиоактивный распад нуклида ^{56}Co , связаны также с не очень сильным превышением ожидаемых потоков гамма-квантов пределов чувствительности действующих в настоящее время детекторов.

До начала августа попытки «увидеть» СН 1987А в рентгеновском и гамма-диапазонах давали лишь верхние пределы. Данные этих наблюдений представлены в табл. IV. Они представляют большой интерес.

7.1. Обнаружение рентгеновского излучения СН 1987А

В первой половине августа 1987 г. было, наконец, обнаружено рентгеновское излучение СН 1987А в области энергий 20—300 кэВ¹⁸⁰ на модуле «Квант» и при 4—30 кэВ^{181, 182} на спутнике «Гинга». Результаты наблюдений представлены на рис. 19 и 20. В течение последующего месяца поток в диапазоне 20—300 кэВ возрос не более чем на 30 %, причем полная светимость источника в этом диапазоне $\sim 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с при расстоянии до БМО $D = 55$ кпк¹⁸⁰. В диапазоне 10—30 кэВ светимость источника к началу сентября вышла на практически постоянный уровень $\sim 1,8 \cdot 10^{37}$ эрг/с¹⁸² ($D = 55$ кпк). В работе¹⁸⁰ была надежно установлена локализация источника рентгеновского излучения в пределах $10'$ от положения СН 1987А, так что указанные выше известные источники оказались вне этой локализации. Спектры, измеренные

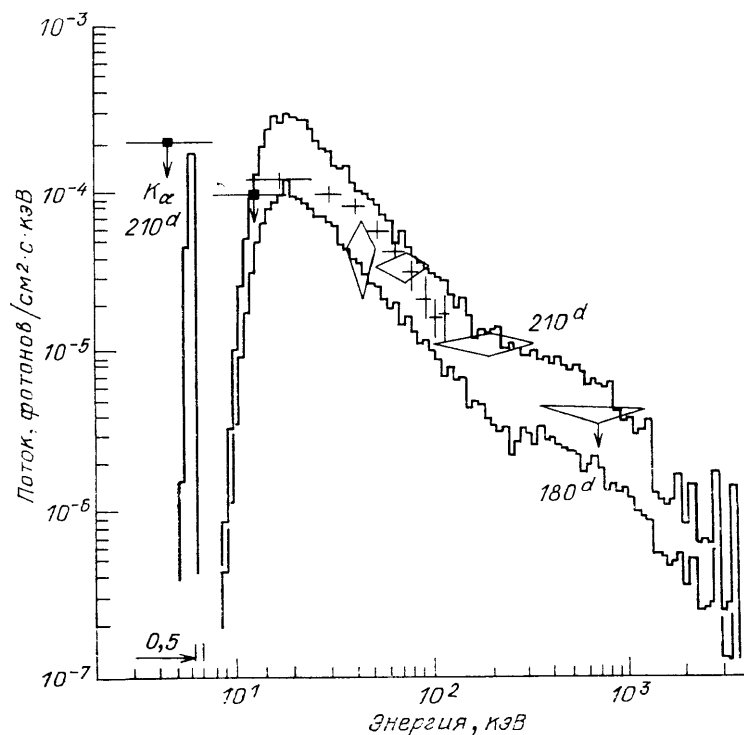
Таблица IV. Первые рентгеновские и гамма-наблюдения СН 1987А

Детектор, время наблюдения	Диапазон энергий	Верхние пределы	Литература, комментарий
«Экзосат», 20 октября 1984 г.	0,05—2 кэВ 1—50 кэВ	$1,6 \cdot 10^{35}$ эрг/с (2σ) (в случае $kT = 1$ кэВ) $1 \cdot 10^{37}$ эрг/с (2σ) (в случае $kT = 7$ кэВ)	Бринкман ¹⁷¹ , рентгеновская светимость ПСН 1987А
«Астрон», 4—17 марта 1987 г.	2—25 кэВ	4—12 мкраб	Джиованелли и др. ¹¹ , 1 мкраб $\approx 3,7 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹
«Гинга», 25 февраля—7 марта 1987 г.	1—30 кэВ	4 мкраб	Макино ¹⁰ , 1 мкраб \approx $\approx 5,3 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹
«Солар Макс», 23 февраля 1987 г.	4,1—6,4 МэВ	0,3 кв.см ⁻² с ⁻¹	Чапп и др. ¹⁷² , 10-секундный интервал, охватывающий момент нейтринного импульса, зарегистрированного на установке ИМВ
24 февраля—20 марта 1987 г.	812 кэВ 847 кэВ	$2 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ $2 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Гамма-линия распада ⁵⁶ Ni. Гамма-линия распада ⁵⁶ Co
«Солар Макс», 23 мая—21 июня 1987 г.	847 кэВ 2,60 МэВ	$2,1 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ $1 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Мац и др. ¹⁷³ , гамма-линии распада ⁵⁶ Co, средние потоки за указанные промежутки времени
12 июня—21 июня 1987 г.	847 кэВ 2,60 МэВ	$2,5 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ $1,8 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	
Высотный аэростат, полигон Alice Springs (Австралия), 19 апреля 1987 г.	15—180 кэВ 50—500 МэВ	90—380 мкраб $7 \cdot 10^{-4}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Убергини и др. ¹⁷⁴ , 1 мкраб $\approx 4,1 \cdot 10^{-4}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ Суд и др. ¹⁷⁵
Высотный аэростат, Alice Springs, 19—20 мая 1987 г.	847 кэВ 1,238 МэВ 2,60 МэВ	$1,5 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ $2,3 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ $1,4 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Кук и др. ¹⁷⁶ Гамма-линии распада ⁵⁶ Co
Орбитальный комплекс «Салют-7» — «Космос 1686», февраль—октябрь 1987 г.	1,5—4,4 МэВ	$4 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Басилова и др. ¹⁷⁷
Высотная ракета, Woomea (Австралия), 24 августа 1987 г.	0,2—2,1 кэВ	0,16 мкраб (2σ)	Бриль и др. ¹⁷⁸ , $\sim 10^{-12}$ эрг \times \times см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹ вблизи энергии фотонов 1 кэВ; время наблюдения 220 с; верхний предел светимости СН 1987А в мягком рентгене $\sim 1,5 \times 10^{36}$ эрг.с ⁻¹
Высотный аэростат, Alice Springs, 29—30 мая 1987 г.	847 кэВ 1,238 МэВ	$1,7 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹ $1,3 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Санди и др. ¹⁷⁹ , гамма-линии распада ⁵⁶ Co, время наблюдения 3300 с
Космическая станция «Мир», модуль «Квант», 10 августа—15 сентября 1987 г.	3—20 кэВ 300—1300 кэВ	$5 \cdot 10^{36}$ эрг/с $4 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹	Сюняев и др. ¹⁸⁰ , $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ кв.см ⁻² с ⁻¹

Таблица IV (продолжение)

Детектор, время наблюдения	Диапазон энергий	Верхние пределы	Литература, комментарий
Прибор ТТМ на модуле «Квант», 8—10 июня 1987 г. 16 июля 1987 г. 11—23 августа 1987 г.	2—32 кэВ	1,2 мкраб 6 мкраб 0,5 мкраб	Сюняев и др. ²⁹⁵ , 1 мкраб $\approx 3,7 \cdot 10^{-3}$ кв·см ⁻² с ⁻¹
8—10 июня 1987 г. 16 июля 1987 г. 11—23 августа 1987 г.	3—7 кэВ	$4,5 \cdot 10^{-4}$ кв·см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹ $2,3 \cdot 10^{-3}$ кв·см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹ $2 \cdot 10^{-4}$ кв·см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹	Верхние пределы на спектральные плотности потоков в случае плоского спектра
8—10 июня 1987 г. 16 июля 1987 г. 11—23 августа 1987 г.	10—20 кэВ	$2,2 \cdot 10^{-4}$ кв·см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹ $1,1 \cdot 10^{-3}$ кв·см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹ $1 \cdot 10^{-4}$ кв·см ⁻² с ⁻¹ кэВ ⁻¹	

Большинство верхних пределов — на уровне значимости 3σ , который в этих случаях не указывается. 1 мкраб соответствует 0,001 доли потока квантов, регистрируемого детектором, ориентированным на Крабовидную туманность

Рис. 19. Спектр жесткого рентгеновского источника по данным обсерватории «Рентген» на модуле «Квант» ¹⁸⁰.

Крестики — погрешности на уровне 1σ , ромбы — данные на уровне 3σ , треугольник и квадраты — верхние пределы, 3σ . Гистограммы — результаты расчетов ¹⁸³ методом Монте-Карло процесса комптонизации гамма-излучения при распаде ⁵⁶Со на моменты $t = 180$ и 210 дней с момента начала вспышки 1987А. K_{α} — флуоресцентная линия железа

на «Гинге» и «Кванте», не противоречат друг другу и смыкаются в интервале энергий 20—30 кэВ.

Выход рентгеновского и гамма-излучений, ожидаемых от СН 1987А, был рассчитан в работах ¹⁸³⁻¹⁸⁶ для двух вариантов — распада ⁵⁶Со и излу-

чения молодого пульсара. На рис. 21 показаны спектры, ожидаемые в случае распада $^{56}\text{Co}^{185}$. Как полный поток гамма-излучения во всем рассматриваемом диапазоне, так и потоки в гамма-линиях и, вообще, в любых интервалах энергий гамма-квантов выходят в некоторые моменты времени — разные для разных интервалов энергий — на пологие максимумы, а затем постепенно уменьшаются. Это происходит в результате совместного действия факторов уменьшения оптической толщи оболочки СН ($\tau \sim 1/t^2$) и экспоненциального затухания бета-распада. Сравнение временного хода потока в разных участках гамма-спектра с наблюдениями позволяет в принципе определить структуру разлетающейся оболочки СН и значение важного параметра M/u^2 — отношение массы оболочки к квадрату ее характерной скорости^{187, 188}.

Богатый гамма-спектр, генерируемый распадом ^{56}Co , для практических целей может быть упрощенно представлен в виде нескольких отдельных групп линий (табл. V). В расчетах^{184, 185} был использован именно такой упрощенный спектр.

В работах^{180–182} отмечается жесткий характер зарегистрированных спектров — совершенно необычный для известных космических источников рентгеновского излучения. Первые попытки объяснить наблюдаемое рентгеновское излучение одним процессом комптонизации гамма-квантов от радиоактивного распада ^{56}Co , сосредоточенного в глубоких внутренних слоях сферически симметричной разлетающейся оболочки СН 1987А, встречаются с трудностями, которые, возможно, удастся преодолеть на пути учета отклонений от сферической симметрии¹⁸⁰, а также при учете эффекта частичного выноса ^{56}Co во внешние слои оболочки¹⁹⁰.

Заметим, что некоторая часть ^{56}Ni — прародителя ^{56}Co — могла бы синтезироваться в процессе взрывного нуклеосинтеза во фронте ударной волны и затем быть выброшенной вместе с высокоскоростными слоями оболочки при частичном и неравномерном — по радиусу и углу — перемещении вследствие возможной неустойчивости Рэлея — Тейлора. Напротив, основная масса ^{56}Co , которая обеспечивает болометрическую кривую блеска СН 1987А, могла бы принадлежать к внешним слоям железного ядра ПСН, получившим относительно низкие скорости разлета в волне разрежения после отхода ударной волны. Эта основная масса ^{56}Co , скорее всего, располагалась в августе — сентябре вблизи или даже под фотосферой СН 1987А, тогда как малая доля, «запачкавшая» высокоскоростные слои оболочки, оказалась над фотосферой. Именно она могла бы внести основной вклад в обнаруженное рентгеновское излучение.

По крайней мере часть характеристик наблюдаемых рентгеновских спектров СН 1987А можно, по-видимому, объяснить столкновением выброшенной оболочки с околозвездной средой^{180, 191}. Особенно это относится к мягкой части спектра ($\lesssim 10$ кэВ), зарегистрированного «Гингой»^{191, 192}. В этом отношении представляет интерес столкновение наружного края оболочки СН 1987А с веществом околозвездного облака, обнаруженного по возбужденному УФ импульсом рекомбинационному свечению (см. раздел 6.1.3).

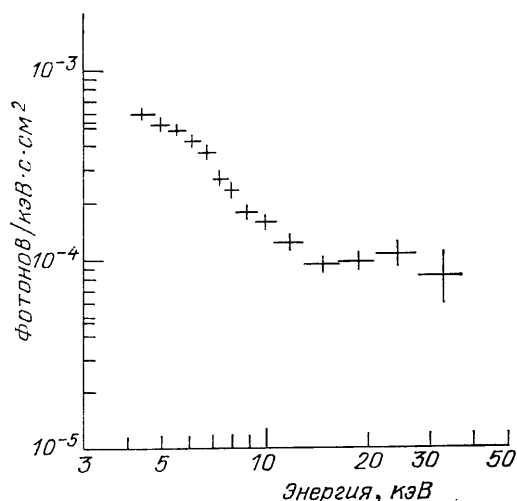


Рис. 20. Спектр жесткого рентгеновского источника по данным «Гинга»¹⁸² на 3 сентября — момент максимального потока осенью 1987г., исправленный с учетом эффективности регистрации

Задержка во времени Δt момента такого столкновения по отношению к моменту прохождения УФ-импульса через облако, очевидно, равна

$$\Delta t = \frac{l_0}{u_m} \left(1 - \frac{u_m}{c} \right),$$

где l_0 — расстояние облака от СН 1987А, а u_m — максимальная скорость наружного края оболочки. Подставляя сюда $l_0 = 5,6 \cdot 10^{16}$ см (см. раздел 6.1.3)

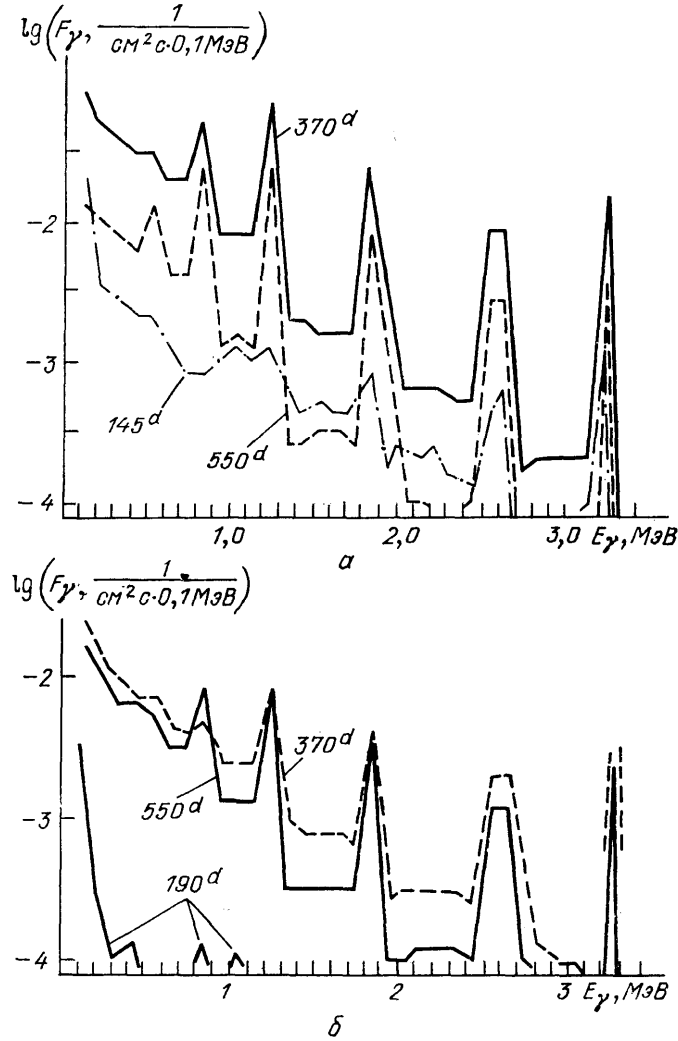


Рис. 21. Ожидаемые спектры гамма-излучения СН 1987А от распада $^{60}\text{Co}^{185}$ (расчеты методом Монте-Карло) для моделей оболочки с $M_0 = 10 M_\odot$ (а) и $M_0 = 25 M_\odot$ (б), нормированные на $1 M_\odot$ исходного ^{60}Co .

Истинный поток получается умножением F_γ на массу исходного ^{60}Co в солнечных единицах. Расстояние до БМО 55 кпк

и $u_m = \beta u_{ve} = (4,2-6,4) \cdot 10^9$ см/с, где $\beta \approx 1,6$ (см. раздел 5.3.1), а u_{ve} — из табл. II (см. раздел 5.2.3), получаем $\Delta t = 130 - 80$ дней, что согласуется с разностью времен появления светящегося объекта и момента регистрации рентгеновского излучения СН 1987А (10 августа — 29 марта = 134 дня), если скорость наружного края оболочки $u_m \approx 4 \cdot 10^9$ см/с, что отвечает энергии взрыва $1,5 \cdot 10^{51}$ эрг (при массе оболочки $16 M_\odot$).

Таблица V. Упрощенный гамма-спектр распада $^{56}\text{Co}^{185,189}$

Показатели	Группа					
	1	2	3	4	5	6
\bar{E}_γ , МэВ	3,24	2,60	1,89	1,21	0,845	0,511
q	14,3	16,9	30,1	90,7	100,5	38,4

\bar{E}_γ — средняя энергия гамма-квантов в группе, q — число гамма-квантов на 100 распадов ^{56}Co . а) Группа 1: основной вклад вносят линии $E_\gamma = 3,254$ ($q = 7,4$), $3,202$ ($3,0$), $3,273$ ($1,8$); эффективная ширина группы $d = 0,02$ МэВ. б) Группа 2: основная линия $E_\gamma = 2,598$ ($q = 16,6$). в) Группа 3: объединяет ~ 10 линий; основные: $E_\gamma = 1,7715$ ($q = 16,0$), $2,035$ ($7,9$); $d \approx 0,15$ МэВ. г) Группа 4: основной вклад вносят линии: $E_\gamma = 1,238$ ($q = 68,0$), $1,038$ ($14,2$), $1,3602$ ($4,30$); $d \approx 0,08$ МэВ. д) Группа 5: основной вклад вносят линии: $E_\gamma = 0,847$ ($q = 99,8$); $0,788$ ($0,30$); $0,734$ ($0,21$); $d = 0,006$ МэВ. е) Группа 6: аннигиляционные гамма-кванты позитронного канала распада ^{56}Co

7.2. Обнаружение гамма-линий ^{56}Co и будущие задачи

В начале декабря появилось сообщение о регистрации на спутнике «Солар Макс» гамма-линий от распада $^{56}\text{Co}^{193}$. Обработка данных наблюдений СН 1987А за период с 1 августа по 31 октября показала присутствие линии 847 кэВ на уровне значимости 5σ . Средний за указанный период поток в этой линии оценен величиной $(1,0 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$ квант·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Имеются также свидетельства присутствия линии 1,238 МэВ со средним потоком $(6 \pm 2) \times 10^{-4}$ квант·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$. Эти потоки, как легко проверить, эквивалентны полному количеству $\sim 1,35 \cdot 10^{-4} M_\odot$ ^{56}Co , распавшегося за указанный период времени (при расстоянии 55 кпк), что соответствует экспозиции всего $\sim 1,3$ % полного содержания ^{56}Co в оболочке СН 1987А на 1 августа (около $0,02 M_\odot$), диктуемого болометрической кривой блеска. Отношение наблюдаемых интенсивностей этих двух линий, по мнению авторов эксперимента, свидетельствует о том, что наблюдается не просвечивание всей массы ^{56}Co сквозь толстую оболочку, а распад лишь малой его части, почти не экранированной веществом (см. выше). Первые признаки появления гамма-линий обнаружались почти одновременно с регистрацией рентгеновского излучения на модуле «Квант» и спутнике «Гинга». Верхняя оценка на модуле «Квант» не противоречит регистрации гамма-линий (см. табл. IV).

Дальнейшие наблюдения на спутнике «Солар Макс» эмиссионных гамма-линий ^{56}Co , а также более тщательная обработка описанных выше первых наблюдений привели к следующим (все же еще предварительным) результатам²⁷⁴. Средние потоки (в единицах 10^{-4} квант·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$) в линиях 847 кэВ и 1,238 МэВ составили соответственно (в скобках указаны суммарные статистические и систематические неопределенности): 1 августа — 7 сентября 1987 г., 8,6 (4,0), 5,1(3,5); 27 сентября — 30 октября 1987 г., 6,2 (4,1), 11,0 (3,5); 16 ноября — 22 декабря 1987 г., 5,8 (3,4), 8,8 (2,9); 8 января — 14 февраля 1988 г., 3,9 (4,2), 2,2 (3,6). Эти данные свидетельствуют о переменности источника, максимум излучения которого в обеих гамма-линиях пришелся на август — декабрь 1987 г. и указывают на довольно сложное поведение соотношения интенсивностей этих линий.

Подтверждение наблюдений на «Солар Макс» и новая информация о гамма-линиях были получены в многочисленных наблюдениях на высотных аэростатах^{275–279}. Эти данные по интегральной интенсивности линий в общем согласуются с предыдущими, но существенно дополняют их в отношении

спектрального разрешения линий, в первую очередь линии 1,238 МэВ. Большое уширение линий — свыше 10 кэВ — эквивалентно доплеровскому уширению при скоростях более 3000 км/с, что интерпретируется авторами как указание на значительное перемешивание исходного радиоактивного ^{56}Ni с вышележащими слоями оболочки СН 1987А.

Что касается характеристик рентгеновского излучения в непрерывном спектре, то они, впервые полученные в августе 1987 г.^{180–184}, также были подтверждены при наблюдениях на аэростатах^{275, 276, 278, 280}. Обращает на себя внимание большая переменность рентгеновского излучения, особенно резко проявившаяся в мягкой части спектра в январе 1988 г. согласно измерениям на спутнике «Гинга»^{281, 282}. Эта переменность характеризовалась изменениями интенсивности в 2–3 раза за довольно небольшое время ~10 дней.

Продолжение наблюдений на модуле «Квант» после августа 1987 г. показало заметный рост интенсивности жесткого рентгеновского излучения СН 1987А в диапазоне энергий 20–400 кэВ вплоть до февраля 1988 г.²⁸³. Этот рост, например, в жестком канале 45–105 кэВ оказался почти линейным со временем, что свидетельствует в пользу обсуждавшихся ранее моделей комптонизации гамма-линий распада ^{56}Co . Авторы еще более резко, чем ранее, отвергают модели с сосредоточением ^{56}Co глубоко внутри оболочки СН 1987А и подробно обсуждают более сложные модели с учетом перемешивания ^{56}Co в значительной массе оболочки и других эффектов. В апреле 1988 г. было зафиксировано уменьшение интенсивности рентгеновского излучения.

Таким образом, впервые в истории гамма-астрономии получено прямое доказательство предсказанной теоретически возможности синтеза значительных количеств нуклида ^{56}Co при взрывных СН. Эти данные не противоречат всей изложенной выше картине. Однако необходимы дальнейшие наблюдения и теоретические расчеты для их количественного учета в моделях вспышки СН 1987А.

Можно сказать, что вспышка СН 1987А вступает в стадию развития, когда главные открытия можно ожидать от рентгеновской и гамма-астрономии. Большие перспективы открываются перед рентгеновской астрономией как в отношении изучения охлаждения возможно образовавшейся при вспышке СН 1987А нейтронной звезды, которое будет доступным для планируемых в настоящее время рентгеновских обсерваторий в течение ближайшего столетия¹⁹⁴, так и в связи с ожидаемым рентгеновским излучением в результате взаимодействия оболочки СН 1987А с межзвездной средой.

Наблюдения гамма-линий от многих долгоживущих (≥ 1 год) нуклидов, которые могут присутствовать в настоящее время в оболочке СН 1987А¹⁸⁷, в том числе нуклидов, обязанных своим существованием взаимодействию рожденных при коллапсе нейтрино с веществом оболочки СН 1987А^{195, 196}, должны дать важнейшую информацию о процессах нуклеосинтеза при вспышках СН. Правда, для успеха на этом направлении необходимо повысить чувствительность гамма-детекторов, по крайней мере, до уровня 10^{-5} квант $\times \times \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в линии, и делать это нужно как можно быстрее — несущие ценнейшую информацию нуклиды распадаются!

В заключение этого раздела коснемся вопроса о происхождении космических лучей высоких энергий. Общепринято считать основными источниками космических лучей вспышки СН. В работе Березинского и Гинзбурга¹⁹⁷ с целью установить наличие космических лучей в оболочке СН 1987А были проведены оценки генерации вторичного гамма-излучения космическими лучами. Сделаны выводы о перспективности регистрации гамма-излучения в диапазонах энергии $E_\gamma \approx 50\text{--}100$ МэВ и $E_\gamma \gtrsim 1$ ТэВ, а также широких атмосферных ливней с энергией более 10^5 ТэВ. Указанные эксперименты интересны в течение ближайших двух лет. Следует подчеркнуть, что ускорению космических лучей до высоких энергий способствуют сильные маг-

нитные поля, быстрое вращение и формирование аккреционного диска. Все эти явления вполне возможны в условиях СН 1987А (см. раздел 3.3.3), так что при уровне мощности генерации космических лучей более 10^{39} эрг/с имеется надежда регистрировать вторичное гамма-излучение¹⁹⁷.

8. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХНОВОЙ 1987А

Примерно через двое суток после начала оптической вспышки к наблюдениям СН 1987А подключились англо-австралийские радиотелескопы. Сразу была зарегистрирована вспышка радиоизлучения¹². Подробный отчет об этих наблюдениях представлен в работе Тартла и др.¹⁹⁸, из которой взят рис. 22.

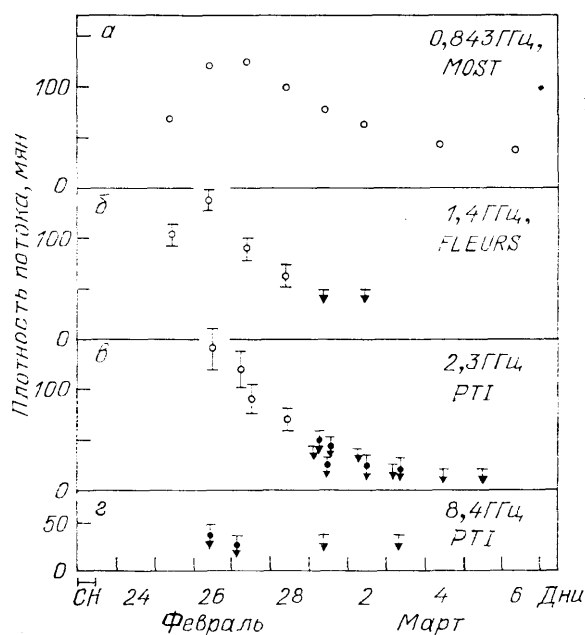


Рис. 22. Зависимости от времени спектральных плотностей потоков радиоизлучения СН 1987А на четырех частотах¹⁹⁸.

MOST, FLEURS — радиотелескопы апертурного синтеза обсерваторий Молонгло и Флёрс, PTI — радиointерферометр с базой 275 км из 64-м телескопа в Парксе и 34-м антенны станции слежения NASA в Тидбинбилле под Канберрой. Кружки с вертикальными барами, соответствующими стохастическим погрешностям (для MOST погрешности меньше размера кружков), — уверенные измерения; точки со стрелками — измерения на пределе чувствительности, горизонтальные черточки со стрелками — верхние пределы

На частоте 0,843 ГГц поток радиоизлучения достиг максимума около Feb. 27.0 UT, а на частоте 1,4 ГГц — около Feb. 26.0 UT, максимум радиоизлучения на частоте 2,3 ГГц был, по-видимому, незадолго до Feb. 26.4 UT. На частоте 8,4 ГГц удалось зафиксировать радиоизлучение СН 1987А лишь в первые два дня наблюдений.

Угловое разрешение радиointерферометра PTI составляет $0''.09$ и $0''.03$ на частотах 2,3 и 8,4 ГГц соответственно, что дает верхние пределы на угловой размер источника радиоизлучения и оценку яркостной температуры $>10^7$ К, указывающую на нетепловой характер радиоизлучения. Полная излученная энергия радиоимпульса $\sim 8 \cdot 10^{38}$ эрг. Спектральная радиосветимость в максимуме $\sim 4 \cdot 10^{16}$ Вт·Гц⁻¹, и характерное время радиоимпульса ~ 5 дней, что значительно меньше, чем у радиоизлучающих СНП — СН 1979 С ($3 \cdot 10^{20}$ Вт·Гц⁻¹ на ~ 900 день после начала вспышки) и СН 1980К (10^{19} Вт·Гц⁻¹ на ~ 140 день). Импульс радиоизлучения с такими свойствами ранее никогда не наблюдался для зарегистрированных вспышек внегалактических СН. Детальное сравнение радиоизлучений СН 1987А и других СН дано Бартелем и др.²⁸⁴.

Дальнейшие наблюдения¹⁹⁹ с помощью радиointерферометра PTI дали верхний предел 8 мЯн (5σ) на частотах 8,4 и 2,3 ГГц на 3 июля 1987 г., а наблюдения на 64-м телескопе в Парксе установили верхние пределы 500 мЯн (5σ) на частоте 43 ГГц 23—24 июля 1987 г. и ²⁰⁰ 45 мЯн (5σ) на частоте 22 ГГц при ежедневных наблюдениях с 16 по 19 июля. Серия наблюдений выполнена в июне — августе бразильскими радиоастрономами²⁰¹ на частоте

22 ГГц, но их результаты имеют низкую статистическую значимость и не подтверждаются австралийскими наблюдениями²⁰⁰.

Таким образом, характеристики зарегистрированного от СН 1987А радиоизлучения необычны, и пока еще нет единой, достаточно убедительной его интерпретации. Теоретическое изучение радиоизлучения СН 1987А только началось. Возможно, оно имеет синхротронную природу. Необходимые для этого релятивистские электроны могли появиться либо на наружном краю оболочки СН 1987А в момент выхода ударной волны на поверхность ПСН, либо при взаимодействии ускоренной оболочки с околозвездной плазмой^{198, 202–204}. Высказано также предположение о связи радиоимпульса с импульсом нейтринного излучения от СН 1987А²⁰⁵.

Крупнейшие радиотелескопы находятся в постоянной готовности к обнаружению нового подъема интенсивности радиоизлучения СН 1987А, который согласно теоретическим предсказаниям должен появиться в результате взаимодействия разлетающейся оболочки СН 1987А с нагретаемой ею околозвездной средой^{284, 285}.

9. НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХНОВОЙ 1987А

Опишем вкратце физические основы и методы расчета характеристик нейтринного излучения, сопровождающего гравитационный коллапс звездных ядер, и сопоставим теоретические предсказания с данными детектирования нейтринного импульса от СН 1987А. Нейтрино уносят подавляющую часть энергии эквивалентной дефекту массы сколлапсировавшего объекта — нейтронной звезды или черной дыры. Здесь мы сосредоточим внимание на гравитационном коллапсе железных достаточно массивных звездных ядер — $(1,5–2) M_{\odot}$, образующихся на конечных стадиях эволюции звезд с массами на главной последовательности $M \gtrsim 10 M_{\odot}$, — случай, отвечающий вспышке СН 1987А (см. раздел 3).

9.1. Физическая модель импульса нейтринного излучения при гравитационном коллапсе

9.1.1. Причина и начало коллапса. Гравитационный коллапс массивных железных звездных ядер — $M_{\text{Fe}} \approx (1,5–2) M_{\odot}$ — начинается в момент, когда температура T_c и плотность ρ_c в центре звезды достигают значений $(6 \div 8) \cdot 10^9$ К и $10^9 \div 10^8$ г/см³ соответственно. Причина перехода в состояние коллапса — потеря механической устойчивости гидростатического равновесия вследствие термодинамически равновесной диссоциации ядер элементов группы железа на α -частицы и свободные нуклоны (средний по ядру звезды показатель адиабаты γ становится меньше критического значения $\gamma_{\text{кр}} = 4/3$)^{76, 206}. Появившиеся в результате диссоциации атомных ядер свободные протоны p и нейтроны n вступают в бета-взаимодействия с электронами e^- и позитронами e^+ . Резко усиливаются также бета-взаимодействия e^- и e^+ с атомными ядрами, находящимися в основных и возбужденных состояниях. Это приводит к интенсивным потерям энергии в виде электронных нейтрино $\bar{\nu}_e$ и антинейтрино ν_e . На начальной стадии коллапса звезда прозрачна к ν_e и $\bar{\nu}_e$, которые вносят преобладающий вклад в полные потери энергии — излучение мюонных ν_{μ} , $\bar{\nu}_{\mu}$ и τ -нейтрино и антинейтрино ν_{τ} , $\bar{\nu}_{\tau}$ менее интенсивно и происходит в основном за счет процессов аннигиляции электронно-позитронных пар и распада плазмонов. Все возрастающие нейтринные потери энергии ускоряют коллапс, и он продолжается даже после того, как диссоциирует большая часть элементов группы железа, несмотря на то, что вновь становится $\gamma > 4/3$. Эта начальная стадия коллапса носит автомоделный характер^{79, 207}.

9.1.2. Кинетическое равновесие бета-процессов. В звездном веществе устанавливается кинетическое равновесие бета-процессов, в котором полное число испускаемых единицей массы в единицу времени ν_e почти точно равно числу испускаемых $\bar{\nu}_e$, а отношение полных чисел нейтронов и протонов (с учетом нейтронов и протонов, связанных в атомных ядрах) остается почти постоянным. Идея кинетического равновесия бета-процессов, по существу, была впервые высказана Гамовым и Шёнбергом²⁰⁸, когда они предложили свой знаменитый урка-процесс. Затем понятие кинетического равновесия было обобщено на случай присутствия в звездном веществе позитронов^{209–211} и неоднократно использовалось для исследования нейтринного излучения звезд и термодинамических свойств звездного вещества^{79, 209–213}.

Основными процессами, устанавливающими кинетическое равновесие в горячем ($T > 7 \cdot 10^9$ К), прозрачном для нейтрино, коллапсирующем веществе, являются бета-взаимодействия электронов и позитронов с протонами и нейтронами, или урка-процесс на свободных нуклонах^{211, 212}:



По мере роста плотности и температуры в коллапсирующем ядре звезды кинетическое равновесие реакций (9.1) сдвигается в сторону значительного преобладания нейтронов над протонами — происходит «горячая» нейтронизация вещества^{206, 211, 212}. В случае гравитационного коллапса железных звездных ядер меньшей массы $\sim (1,2-1,4) M_{\odot}$ кинетическое равновесие бета-процессов не успевает устанавливаться и совместно с уравнениями гидродинамики приходится решать систему дифференциальных уравнений кинетики бета-процессов^{214–217}. При этом приблизительное равноправие между излучением ν_e и $\bar{\nu}_e$ нарушается: преобладает излучение ν_e с повышенной энергией частиц — «холодная» нейтронизация. В таких условиях некоторый вклад в кинетику бета-процессов могут вносить также бета-взаимодействия при столкновениях двух или большего числа нуклонов^{218, 219}.

Нейтринное излучение на начальной, прозрачной для нейтрино стадии гравитационного коллапса несет важнейшую информацию о динамике и физических свойствах сжимающегося ядра звезды. Однако вклад этой и последующей полупрозрачной стадии составляет малую долю (не более нескольких процентов) от полного нейтринного излучения гравитационного коллапса. К тому же статистический уровень детектированного нейтринного импульса от СН 1987А недостаточен для достоверных выводов об этих начальных стадиях коллапса. Поэтому перейдем сразу к описанию заключительной, непрозрачной для нейтрино стадии коллапса, на которой излучается подавляющая часть всей энергии нейтринного импульса.

9.1.3. Непрозрачная для нейтрино стадия коллапса. Когда центральные температура T_c и плотность ρ_c коллапсирующего ядра звезды достигают $(80 \div 60) \cdot 10^9$ К и $10^{13} \div 10^{12}$ г/см³ соответственно, средняя нейтринная толщина $\tau_{\nu\bar{\nu}}$ центральной области звезды становится существенно больше 1. Эту область будем называть далее нейтринным ядром. *Основными элементарными процессами взаимодействия нейтрино с веществом в нейтринном ядре оказываются процессы (9.1) и обратные им процессы с ν_e и $\bar{\nu}_e$ во входных каналах реакций. Для $\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}$ и $\nu_{\tau}, \bar{\nu}_{\tau}$ существенную роль играют реакции аннигиляции электронно-позитронных пар, нейтринного распада плазмонов и обратные им в термодинамическом смысле реакции рассеяния нейтрино на электронах, позитронах и плазмонах. Кроме того, как показал Домогацкий²²⁰, уже при $T_c \gtrsim 100 \cdot 10^9$ К равновесная концентрация мюон-*

ных пар μ^+ , μ^- оказывается достаточной для того, чтобы основным источником ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ стали реакции



вместо реакций распада мюонов $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ и аннигиляции электронно-позитронных пар $e^- + e^+ \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. При этом ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ интенсивно поглощаются свободными нуклонами в реакциях захвата, обратных (9.2), а также при взаимодействиях с самими мюонами



Относительно этих процессов поглощения длина свободного пробега ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ оказывается малой по сравнению с размерами нейтринного ядра²²⁰. По мере развития коллапса нейтринное ядро становится непрозрачным и относительно ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$ — в основном за счет обусловленных нейтральными токами в слабом взаимодействии реакций рассеяния на электронах и позитронах. Таким образом, вскоре после вступления коллапса в стадию непрозрачности относительно ν_e и $\bar{\nu}_e$ наступает также непрозрачность и относительно ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ и ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$. *Излучение ν и $\bar{\nu}$ происходит с поверхности нейтринного ядра, и вклад в полные нейтринные потери энергии оказывается по порядку величины одинаковым для всех трех видов нейтрино.*

Перенос энергии, импульса и лептонного заряда в нейтринном ядре описываются на основе теории нейтринной теплопроводности.

9.1.4. Теория нейтринной теплопроводности. Уравнения нейтринной теплопроводности были выведены в⁸² на основе уравнений нейтринной газодинамики и уравнения переноса нейтрино с использованием условия близости интенсивности нейтринного излучения к равновесной интенсивности, которая в системе координат, связанной с движущимся веществом, имеет вид

$$I_{\nu 0} = \frac{1}{c^2 h^3} \frac{\epsilon_{\nu 0}^3}{1 + \exp[(\epsilon_{\nu 0}/kT) - \psi_\nu]} \quad (\nu = \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau), \quad (9.4)$$

где $\epsilon_{\nu 0}$ — энергия нейтрино, а ψ_ν и T — локальные значения химического потенциала нейтрино (в единицах kT) и температуры. Плотность диффузионного потока энергии H пропорциональна градиентам температуры и химических потенциалов:

$$H = -\frac{7}{8} \frac{4acT^3}{3} 4\pi\rho r^2 \left(l_T \frac{\partial T}{\partial m} + T l_{\psi \nu i} \frac{\partial \psi_{\nu i}}{\partial m} \right), \quad (9.5)$$

где l_T и $l_{\psi \nu i}$ — специальным образом усредненные по энергиям нейтрино эффективные длины пробегов^{82, 221}, аналогичные росселандовым средним в теории лучистой теплопроводности⁷⁵. Во втором слагаемом в скобках в (9.5) подразумевается суммирование по повторяющемуся индексу i , подразумевающему все три вида нейтрино: $i = e, \mu, \tau$. Каждое $l_{\psi \nu i}$ включает суммарный вклад соответствующих ν_i и $\bar{\nu}_i$. Фактически $l_{\psi \nu i} = l_{\psi \nu i}^* - l_{\psi \bar{\nu}_i}^*$, где l^* отвечают вкладу отдельно нейтрино и антинейтрино, а знак минус —

результат подстановки термодинамически равновесного соотношения $\psi_{\nu i} = -\bar{\psi}_{\nu i}$. Действительно,

$$l_{\psi \nu i}^* \frac{\partial \psi_{\nu i}}{\partial m} + l_{\bar{\psi} \nu i}^* \frac{\partial \bar{\psi}_{\nu i}}{\partial m} = (l_{\psi \nu i}^* - l_{\bar{\psi} \nu i}^*) \frac{\partial \psi_{\nu i}}{\partial m} \equiv l_{\psi \nu i} \frac{\partial \psi_{\nu i}}{\partial m}.$$

В коэффициент l_T включены вклады от распределений ν и $\bar{\nu}$ всех видов.

В отличие от случая лучистой (фотонной) теплопроводности, одного выражения для H недостаточно для замыкания уравнений нейтринной газодинамики, полную систему которых мы здесь не выписываем. Появились три новые подлежащие определению независимые величины — химические потенциалы нейтрино трех видов. Поэтому в теории нейтринной теплопроводности появляются три дополнительных уравнения, отражающие законы сохранения электронного (e), мюонного (μ) и таонного (τ) лептонных зарядов:

$$\frac{\partial \Lambda_i}{\partial t} + 4\pi \frac{\partial}{\partial m} (r^2 F_i) = 0 \quad (i = e, \mu, \tau), \quad (9.6)$$

где Λ_i — лептонные заряды, т. е. разности между числами лептонов и антилептонов вида i , приходящиеся на один нуклон; например, $\Lambda_e = (n_{e^-} - n_{e^+} + n_{\nu_e} - n_{\bar{\nu}_e})/N_n$; причем n — числа лептонов и антилептонов в единице объема, а N_n — полное число нуклонов в единице объема с учетом как свободных нуклонов, так и связанных в атомных ядрах. Потоки лептонных зарядов

$$F_i = -\frac{7}{8} \frac{m_u}{k} \frac{4acT^3}{3} \cdot 4\pi r^2 \left(\frac{\lambda_{Ti}}{T} \frac{\partial T}{\partial m} + \lambda_{\psi \nu i} \frac{\partial \psi_{\nu i}}{\partial m} \right). \quad (9.7)$$

Здесь во втором члене в скобках уже нет суммирования по i . Уравнения (9.6) есть макроскопическое выражение того факта, что каждый элементарный акт слабого взаимодействия не меняет величин лептонных зарядов, и поэтому изменение со временем Λ_i в каждой точке пространства возможно лишь благодаря различной скорости диффузии лептонов и антилептонов вида i .

Эффективные длины пробегов λ_{Ti} и $\lambda_{\psi \nu i}$ включают вклады ν_i и $\bar{\nu}_i$ и получаются усреднением по энергиям $\epsilon_{\nu i}$ нейтрино и антинейтрино моноэнергетических длин пробегов с весовыми функциями, имеющими на одну степень $\epsilon_{\nu i}$ меньше, чем весовые функции при нахождении эффективных пробегов l_T и $l_{\psi \nu i}$ в (9.5). Это обстоятельство приводит к тому, что выполняются тождества

$$\lambda_{Ti} = l_{\psi \nu i} \quad (i = e, \mu, \tau), \quad (9.8)$$

представляющие собой проявление принципа симметрии кинетических коэффициентов Онсагера²²² в данном конкретном случае. Таким образом, всего имеется семь различных коэффициентов (l_T , $l_{\psi \nu i}$, $\lambda_{\psi \nu i}$), через которые различные сечения элементарных процессов взаимодействия нейтрино с веществом опосредованно входят в уравнения нейтринной теплопроводности.

9.1.5. Упрощенный вариант уравнений нейтринной теплопроводности. Наиболее важное значение имеет уравнение сохранения электронного лептонного заряда Λ_e — уравнение (9.6) при $i = e$. Дело в том, что перед началом гравитационного коллапса Λ_e отлично от 0 (для ядра звезды, состоящего из ^{56}Fe : $\Lambda_{e0} \approx n_e/N_n = 26/56$). Напротив, Λ_μ и Λ_τ в начале равны 0 и лишь незначительно отличаются от 0 в процессе гравитационного коллапса, поскольку средние длины пробегов ν_μ и ν_τ в коллапсирующем ядре звезды близки к длинам пробегов $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$ соответственно. В результате химические потенциалы $\psi_{\nu\mu}$ и $\psi_{\nu\tau}$ оказываются малыми: $|\psi_{\nu\mu}| \ll 1$ и $|\psi_{\nu\tau}| \ll 1$. Поэтому в первом приближении можно считать гравитационный коллапс, положив $\psi_{\nu\mu} = \psi_{\nu\tau} = 0$. Тогда в выра-

жение для H (9.5) входят лишь два слагаемых: $l_T \partial T / \partial t$ и $T l_{\psi_{\nu e}} \partial \psi_{\nu e} / \partial t$, а для определения $\bar{\psi}_{\nu e}$ остается одно уравнение (9.6) (совместно с (9.7)) при $i = e$. Вклад ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ и ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$ в поток энергии учитывается при определении средней длины пробега l_T . Именно в таком приближении были выведены уравнения нейтринной теплопроводности в работе⁸². Затем в²²¹ было описано их обобщение на обсужденный выше случай последовательного учета μ - и τ -нейтрино.

9.1.6. Проблема учета процессов рассеяния нейтрино. Особое внимание в²²¹ было уделено вопросу корректного учета процессов рассеяния нейтрино и антинейтрино в теории нейтринной теплопроводности¹²⁰. Не имея возможности подробно останавливаться здесь на этой важной проблеме, укажем лишь, что в²²¹ была получена система уравнений нейтринной газодинамики в виде, аналогичном приближению КРГ для случая фотонов¹³⁵. В этих уравнениях химические потенциалы ν и $\bar{\nu}$, вообще говоря, не связаны соотношением $\psi_\nu = -\psi_{\bar{\nu}}$, которое выполняется лишь в предельном случае $l_a/l_s \rightarrow 0$ (l_a , l_s — эффективные длины пробегов относительно процессов поглощения и рассеяния соответственно). Такие уравнения могут быть хорошим приближением для расчета диффузии нейтрино в наружных слоях коллапсирующего ядра, где, особенно на начальных стадиях коллапса, рассеяние на электронах и позитронах, а также когерентное рассеяние на атомных ядрах^{223–227} преобладают над процессами истинного поглощения. Здесь важны также процессы рассеяния нейтрино с возбуждением и деактивацией атомных ядер²²⁸.

Средние длины пробегов l_T , $l_{\psi_{\nu e}}$ и $l_{\psi_{\bar{\nu e}}}$, или, как их еще называют, транспортные коэффициенты, были рассчитаны в⁸² для случая преобладания поглощения ν_e и $\bar{\nu}_e$ на свободных нуклонах над другими процессами взаимодействия нейтрино с веществом, т. е. для случая, соответствующего коллапсу достаточно массивных звездных ядер ($\geq 1,5 M_\odot$). Однако при более точном рассмотрении необходимо учитывать и другие процессы поглощения и рассеяния нейтрино, особенно в случае коллапса звездных ядер меньшей массы^{230,231}. В детальных исследованиях гидродинамики звездного коллапса представляет интерес также вычисление транспортных коэффициентов, связанных с передачей импульса, — коэффициентов нейтринной вязкости²³².

9.1.7. Методы расчета переноса нейтрино в коллапсирующем ядре звезды. *Расчеты нейтринного излучения при гравитационном коллапсе требуют разбиения коллапсирующего ядра звезды по крайней мере на две области — внутреннюю непрозрачную для нейтрино, где применимы уравнения нейтринной теплопроводности (нейтринное ядро), и внешнюю частично прозрачную область, где необходимо учитывать взаимодействие нейтрино с веществом в рамках общих уравнений переноса нейтрино, решаемых в том или ином приближении.* Граница между внутренней и внешней областью зависит от времени, и ее положение в каждый конкретный момент должно находиться в процессе решения задачи о коллапсе. По мере развития коллапса масса внутренней области возрастает, а внешней уменьшается — граница движется по веществу наружу. Наконец, к моменту, когда коллапс массивного ядра звезды полностью прекращается и образуется молодая горячая гидростатически равновесная нейтронная звезда с массой $(1,5–2) M_\odot$, внешняя область содержит лишь ничтожную долю массы, расположенную непосредственно над испускающей нейтринное излучение поверхностью — нейтриносферой.

Расчет свойств импульса нейтринного излучения, испускаемого при гравитационном коллапсе железно-кислородного ядра звезды с массой $2 M_\odot$, был выполнен по методу разбиения ядра звезды на две области в^{83, 84}.

Во внутренней области использовались уравнения нейтринной теплопроводности из работы⁸², а во внешней области — решение уравнения переноса нейтрино в приближении малой нейтринной толщины. *В результате получены характеристики импульса нейтринного излучения, которые прослежены вплоть до образования и начала охлаждения горячей нейтронной звезды. Показано, что характерное время охлаждения нейтронной звезды ~20 с, и именно на этой стадии излучается большая часть нейтринного импульса.*

Эти расчеты выполнены с учетом лишь ν_e и $\bar{\nu}_e$ в уравнениях нейтринной теплопроводности. Однако в связи со сказанным выше такое рассмотрение может считаться хорошим приближением. Действительно, в коллапсирующем ядре звезды полный поток энергии, уносимой нейтринным излучением, регулируется динамикой гравитационного сжатия. Значительная доля энергии (около половины) высвечивается на стадии аккреции наружных слоев на нейтринное ядро^{83, 84}. Поскольку эта аккреция имеет сверхзвуковой характер, поток энергии слабо зависит от транспортных коэффициентов диффузии нейтрино. Однако время последующей стадии охлаждения нейтронной звезды уже зависит в основном от величины l_T и может быть в действительности несколько короче, чем получено в модели^{83, 84}. Поэтому в первом приближении полный поток энергии можно считать нечувствительным к изменениям (в разумных пределах, конечно) транспортных коэффициентов диффузии нейтрино. *В связи с этим эффекты не учтенных в расчетах^{83, 84} μ - и τ -нейтрино можно оценить, считая, что полный полученный поток энергии нейтринного излучения относится к суммарному излучению $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ и $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$.*

Следующий шаг основывается на гипотезе о примерном равномерном распределении полной излученной энергии по отдельным видам нейтрино. Эта гипотеза основывается на общих физических соображениях и подтверждается конкретными используемыми уравнения переноса нейтрино расчетами гравитационного коллапса^{233, 234}. Подобные очень сложные расчеты, не опирающиеся во внутренней области коллапсирующего ядра звезды на теорию нейтринной теплопроводности, удастся провести лишь для самых начальных стадий коллапса.

Расчеты^{83, 84}, выполненные около 10 лет назад, до сих пор остаются единственными, доведенными до конечной стадии коллапса — до образования и охлаждения гидростатически равновесной нейтронной звезды, и в этом — решающая роль использования теории нейтринной теплопроводности. Подобные расчеты с последовательным учетом, помимо ν_e и $\bar{\nu}_e$ также $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ и $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$, пока еще, к сожалению, отсутствуют. Детектирование импульса нейтринного излучения от СН 1987А, несомненно, стимулирует проведение таких расчетов в ближайшее время.

9.2. Сравнение теоретических и зарегистрированных для СН 1987А характеристик импульса нейтринного излучения

Приступим к сравнению теоретических расчетов (в основном выполненных в^{83, 84}) с данными детектирования нейтринного излучения СН 1987А на подземных установках. Ранее в научной литературе проводились обсуждения возможностей нейтринных детекторов как средства диагностики гравитационных коллапсов, давно ожидаемых в нашей Галактике (характерное расстояние ~ 10 кпк)²³⁵⁻²³⁹. Хотя нейтринный сигнал от СН 1987А в ~25 раз слабее (расстояние до БМО ~50 кпк!) и оказался на пределе возможностей современных детекторов, но его значение огромно как в общенаучном аспекте, так и в качестве генеральной репетиции к грядущему аналогичному событию в нашей Галактике.

9.2.1. Теоретические спектры нейтрино. Подавляющая часть всего нейтринного излучения испускается коллапсирующим ядром звезды с некоторой эффективной поверхности, называемой нейтриносферой. Число излучаемых нейтрино $d\mathcal{N}'_{\nu}$ в интервале энергий $d\varepsilon_{\nu}$ за промежуток времени dt можно представить в виде

$$d\mathcal{N}'_{\nu i} = d\mathcal{N}'_{\nu i 0} = 4\pi R_{i0}^2 F_i(\varepsilon_{\nu i 0}) d\varepsilon_{\nu i 0} dt_0 = 4\pi R_{i0}^2 F_i\left(\frac{\varepsilon_{\nu i}}{\beta_i}\right) \frac{d\varepsilon_{\nu i}}{\beta_i}, \quad (9.9)$$

где $i = e, \mu, \tau$ обозначает вид нейтрино; индекс ν относится к нейтрино и антинейтрино; R_i — радиус нейтриносферы; индексом 0 отмечены величины непосредственно на нейтриносфере, а отсутствие индекса 0 означает, что величина рассматривается на бесконечно удаленном расстоянии, т. е. у поверхности Земли. Тем самым в (9.9) учтены эффекты красного смещения в гравитационном поле коллапсирующего объекта, что является важным обстоятельством ввиду резкой пороговой чувствительности нейтринных детекторов:

$$\beta_i = \left(1 - \frac{R_{gi0}}{R_{i0}}\right)^{1/2}, \quad \varepsilon_{\nu i} = \varepsilon_{\nu i 0} \beta_i, \quad dt_0 = \frac{dt}{\beta_i}; \quad (9.10)$$

здесь $R_{gi0} = 2GM_{i0}/c^2$ — гравитационный радиус нейтриносферы. Нас будут интересовать лишь электронные антинейтрино $\bar{\nu}_e$, к которым чувствительны современные детекторы. Все последующие соотношения будут относиться только к $\bar{\nu}_e$, и поэтому индексы ν и i будут далее опускаться.

В первом приближении спектр нейтрино можно считать чернотельным, определяемым статистикой Ферми — Дирака с температурой нейтриносферы T_0 :

$$\Phi(\varepsilon) \equiv \frac{1}{\beta} F\left(\frac{\varepsilon}{\beta}\right) = \frac{1}{\beta^3} \frac{\pi}{c^2 h^3} \frac{\varepsilon^2}{1 + \exp[(\varepsilon/kT) - \psi_0]}, \quad (9.11)$$

где $T = \beta T_0$, а ψ_0 — химический потенциал $\bar{\nu}_e$ на нейтриносфере.

Однако эффективность регистрации нейтрино подземными детекторами, так же как и вклад нейтрино в нуклеосинтез^{195, 196}, определяются высокоэнергичным «хвостом» ($\varepsilon \gg kT$) распределения $\Phi(\varepsilon)$. Поскольку сечение взаимодействия нейтрино с веществом увеличивается с ростом ε , падение $\Phi(\varepsilon)$ при $\varepsilon \gg kT$ должно быть в действительности более крутым, чем предсказываемое соотношением (9.11). Для получения уточненной формы спектра необходимо решать в полном виде уравнение переноса нейтрино. Такой расчет был выполнен в работе²⁴⁰, там же предложена аппроксимационная формула для расчетного спектра $\bar{\nu}_e$:

$$\Phi(\varepsilon) = \frac{q}{\beta^3} \frac{\pi}{c^2 h^3} \frac{\varepsilon^2 \exp[-\alpha(\varepsilon/kT_1)^2]}{1 + \exp(\varepsilon/kT_1)}, \quad (9.12)$$

где α и T_1 — аппроксимационные параметры: $\alpha = 0,024$, $T_1 = 1,12 \beta T_0$. Заметим, что аппроксимационная температура T_1 несколько выше температуры нейтриносферы T . Химический потенциал ψ_0 невелик и поэтому не входит в аппроксимацию (9.12). Нормировочный множитель q находится из условия равенства полных чисел (по всему спектру) нейтрино при спектральных распределениях (9.11) и (9.12). Для приведенных выше значений α , T_1 и при $\psi_0 = -0,15$ (см. раздел 9.2.2) $q = 0,807$.

Отметим фундаментальные работы Шиндера и Шапиро^{241, 242}, в которых были рассчитаны спектры горячей гидростатически равновесной нейтронной звезды. Для ν_e и $\bar{\nu}_e$ результаты этих расчетов находятся в хорошем согласии с²⁴⁰, кроме того, в²⁴² были дополнительно получены спектры ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ и ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$.

9.2.2. Характеристики нейтриносферы при коллапсе железно-кислородного ядра звезды с мас-

с о й $2 M_{\odot}$. На рис. 23 показаны зависимости от времени температуры T_0 и радиуса R_0 нейтриносферы, полученные в расчетах гравитационного коллапса железно-кислородного ядра звезды с массой $2 M_{\odot}$ ^{83, 84}. Время t_0 отсчитывается от момента, когда средняя нейтринная толщина звезды $\tau_{\nu\nu}^{\sim} = 0,001$. В^{83, 84} были опубликованы лишь начальные участки этих зависимостей при $t_0 \leq 0,13$ с. К моменту $t_0 \approx 3,5$ с аккреция наружных слоев коллапсирующего ядра полностью заканчивается, и образуется горячая гидростатически равновесная нейтронная звезда. Ее охлаждение за счет потерь энергии нейтринным излучением входит в почти стационарный режим и продолжается вплоть до $t_0 \approx 20$ с.

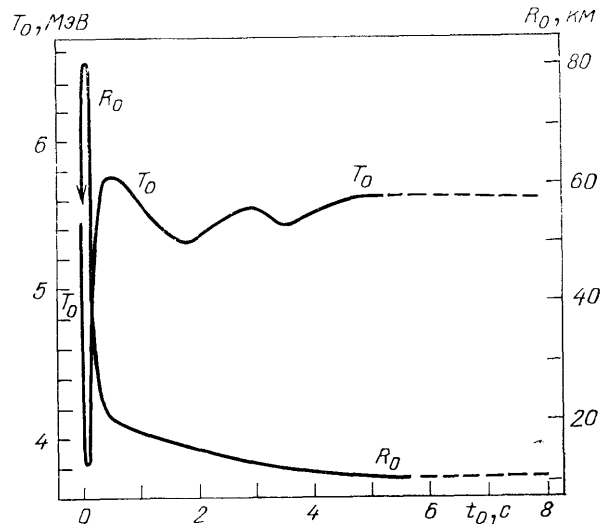


Рис. 23. Зависимости от времени температуры T_0 и радиуса R_0 нейтриносферы при коллапсе железно-кислородного ядра звезды с массой $2 M_{\odot}$ ^{83, 84}

В момент $t_0 = 5,1$ с расчет в^{83, 84} по гидродинамической программе, использующей явную разностную схему, был прекращен, так как для расчета этой стадии требуются полностью неявные разностные схемы. Поэтому зависимости $T_0(t_0)$ и $R_0(t_0)$ были аппроксимированы при $t_0 > 5,1$ с горизонтальными штриховыми линиями, которые продолжают вплоть до $t_0 \approx 20$ с, после чего должно начаться резкое затухание нейтринного излучения. Расчеты обсуждаемых ниже реакций нейтринных детекторов (см. раздел 9.2.4) при экспоненциальном законе уменьшения $T_0(t_0)$ для $t_0 > 5,1$ с с характерным временем 20 с практически не изменяют общих выводов, вытекающих из сравнения расчетных и детектированных нейтринных сигналов от СН 1987А.

Химический потенциал ψ_0 нейтриносферы на основной части временного интервала нейтринного излучения ($t_0 \geq 0,03$ с) почти постоянен и близок к $\psi_0 = -0,15$. Эта величина будет далее приниматься для всех значений t_0 , так как начальные моменты времени $t_0 < 0,03$ с вносят незначительный вклад в общее нейтринное излучение.

Для гравитационного радиуса R_{g0} в (9.10) также будем принимать постоянное среднее значение, соответствующее тяготеющей массе $M_0 = 1,7 M_{\odot}$: $R_{g0} \approx 5$ км.

Полная энергия, излученная всеми видами нейтрино, составляет в данной модели $\sim 5,3 \cdot 10^{53}$ эрг.

9.2.3. Эффективность регистрации $\bar{\nu}_e$. Ниже будет обсуждаться регистрация $\bar{\nu}_e$ в установках КАМИОКАНДЕ II (далее коротко — КИИ) и ИМВ. Эти установки в качестве рабочего вещества содержат 2140 и 5000 т H_2O соответственно. Электронные антинейтрино регистрируются

по черенковскому излучению позитрона e^+ , появляющегося в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Кроме того, возможно рассеяние нейтрино и антинейтрино всех видов на электронах: $\nu + e \rightarrow e + \nu'$. С учетом преобладания числа электронов над числом свободных протонов (атомов водорода) в H_2O и того обстоятельства, что характерные энергии ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$ и ν_τ , $\tilde{\nu}_\tau \sim 28$ МэВ²⁴² (в $\sim 2,5$ раза превышают энергии ν_e , $\tilde{\nu}_e$), полное число ожидаемых актов рассеяния составляет ~ 1 в каждой из обеих установок КП и ИМВ. Поэтому далее мы пренебрегаем эффектом рассеяния.

Вероятность регистрации $f(\epsilon_e)$ зависит от избытка энергии ϵ_e позитрона (электрона) над значением энергии, при которой его скорость равна скорости света в воде. Величина ϵ_e связана с энергией $\bar{\nu}_e$ соотношением²⁴³ $\epsilon_e = \epsilon - 2,05$ МэВ. Табличные значения f из⁶⁶ для установки ИМВ мы аппроксимировали выражением

$$\begin{aligned} f(\epsilon_e) &= 0, & \epsilon_e < 17,9 \text{ МэВ}, \\ &= 1,31 \cdot \left(1 - \frac{17,9}{\epsilon_e}\right), & 17,9 < \epsilon_e < 75,7 \text{ МэВ}, \\ &= 1, & \epsilon_e > 75,7 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (9.13)$$

Для установки КП известные нам фрагментарные данные^{65, 244} могут быть аппроксимированы аналогичным выражением

$$\begin{aligned} f(\epsilon_e) &= 0, & \epsilon_e < 5,5 \text{ МэВ}, \\ &= 1,42 \cdot \left(1 - \frac{5,5}{\epsilon_e}\right), & 5,5 < \epsilon_e < 16,6 \text{ МэВ}, \\ &= 0,95, & \epsilon_e > 16,6 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (9.14)$$

Мы выполнили также расчеты с аппроксимацией f из²⁴⁵ — результаты практически не изменились.

9.2.4. Сравнение теоретических характеристик нейтринного излучения при коллапсе железно-кислородного ядра звезды $2M_\odot$ с зарегистрированными для СН 1987А. При малой статистике зарегистрированных импульсов нейтринного сигнала прежде всего необходимо сравнение наиболее общих интегральных характеристик, в качестве которых можно взять временные зависимости полного числа импульсов, зарегистрированных к моменту t в установке, $N(t)$ и средней энергии нейтрино, прореагировавших в установке в момент t , $\bar{\epsilon}(t)$. Используя (9.9) и (9.11), получаем

$$N(t) = \delta \frac{N_H}{D^2} \int_0^{t_0(t)} \int_0^\infty f(\epsilon_e) \sigma(\epsilon) dN = \delta \frac{N_H}{D^2} \int_0^{t_0(t)} R_0^2 \int_0^\infty f(\epsilon_e) \sigma(\epsilon) \Phi(\epsilon) d\epsilon dt_0, \quad (9.15)$$

где δ учитывает долю ν_e , $\bar{\nu}_e$ в полном нейтринном излучении в соответствии с гипотезой равномерного распределения (см. раздел 9.1.7): $\delta = 1/3$; $D = 50$ кпк — расстояние до БМО; N_H — число атомов водорода в установке: $N_H = 1,42 \cdot 10^{32}$ (КП) и $3,32 \cdot 10^{32}$ (ИМВ). Сечение поглощения ν_e протоном (см., например,¹⁹⁶)

$$\begin{aligned} \sigma(\epsilon) &= 2,43 \cdot 10^{-44} \left(\frac{\epsilon}{m_e c^2} - 2,53\right) \left[\left(\frac{\epsilon}{m_e c^2} - 2,53\right)^2 - 1\right]^{1/2} \text{ см}^2 \\ &(\epsilon \geq 3,53 m_e c^2). \end{aligned} \quad (9.16)$$

В (9.15) учтено гравитационное замедление хода времени: неявная функция $t_0(t)$ определяется из соотношения

$$t = \int_0^{t_0} \beta^{-1} dt_0$$

(β , как и R_0 , — функция t_0).

Результаты расчета для установок КИ и ИМВ по соотношению (9.15) с использованием (9.11) — (9.14), (9.16) и данных рис. 23 показаны на рис. 24

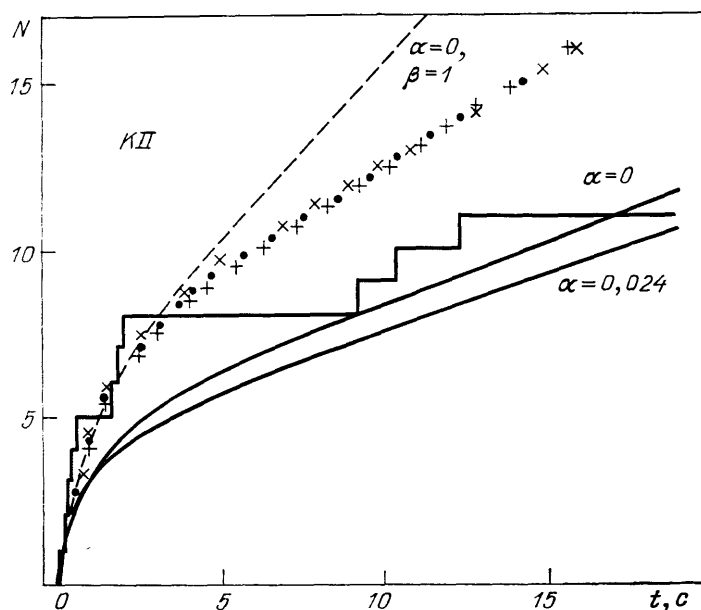


Рис. 24. Сравнение временного хода числа зарегистрированных от СН 1987А $\bar{\nu}_e$ -событий в установке КИ (ступенчатая линия⁶⁵) с теоретическими расчетами

и 25. Вариант $\alpha = 0,024$, который мы считаем основным, соответствует аппроксимации спектра (9.12), а вариант расчета с использованием спектра (9.11) условно обозначен как $\alpha = 0$. Для удобства графического представления ступенчатые линии были размещены на рис. 24, 25 так, чтобы моментам первых событий в установках соответствовали значения $N(t) = 1$ кривых $\alpha = 0,024$. Это позволяет использовать логарифмический масштаб времени на рис. 26, 27. В такой нормировке первому событию в КИ отвечает $t \approx 0,1$ с, а в ИМВ — $t \approx 0,5$ с.

Штриховые линии на рис. 24, 25 показывают значительную роль гравитационного красного смещения и получены для варианта $\alpha = 0$ без учета этого эффекта ($\beta = 1$).

Результаты вариантов $\alpha = 0$ и $\alpha = 0,024$ не очень далеки от данных КИ и ИМВ, особенно если учесть степень статистической неопределенности тех и других $\sim 1/N^{1/2}$. Все же теоретические кривые $N(t)$ показывают систематическое занижение по сравнению с данными нейтринных детекторов (особенно для ИМВ). Возможно, занижение в действительности несколько меньше, если учесть, что 1–2 события в каждой из установок могли быть вызваны ве-рассеянием — тогда ступенчатые линии следовало бы понизить на 1–2 ступеньки.

Нейтринное излучение в рассматриваемой модели прекращается в момент $t \approx 30$ с (собственное время $t_0 \approx 20$ с). К этому моменту ожидаемое число событий в КИ составляет ~ 13 ($\alpha = 0,024$) и ~ 15 ($\alpha = 0$), тогда как в ИМВ — ~ 6 ($\alpha = 0,024$) и ~ 9 ($\alpha = 0$). Мы выполнили расчет также для установки

БСТ ИЯИ АН СССР (Баксан). Полное число событий за все время 30 с составило $\sim 1,5$, а за первые 9 с, в течение которых были зарегистрированы согласно ⁶⁷ 5 нейтринных импульсов, рассматриваемая здесь модель дает $\sim 0,9$ событий.

Лучшего согласия между теорией и наблюдениями можно добиться, если несколько увеличить поток $\tilde{\nu}_e$ по сравнению с предсказываемым моделью ^{83, 84}. Такое увеличение может быть связано, например, с повышенным вкладом ν_e и $\tilde{\nu}_e$ в полную нейтринную светимость $L_{\nu\bar{\nu}}$ ($\delta > 1/3$). Кроме того, $L_{\nu\bar{\nu}}$ в модели ^{83, 84} может быть несколько занижена вследствие завышения нейтринной непрозрачности — в ^{83, 84} предполагалось, что вскоре после начала

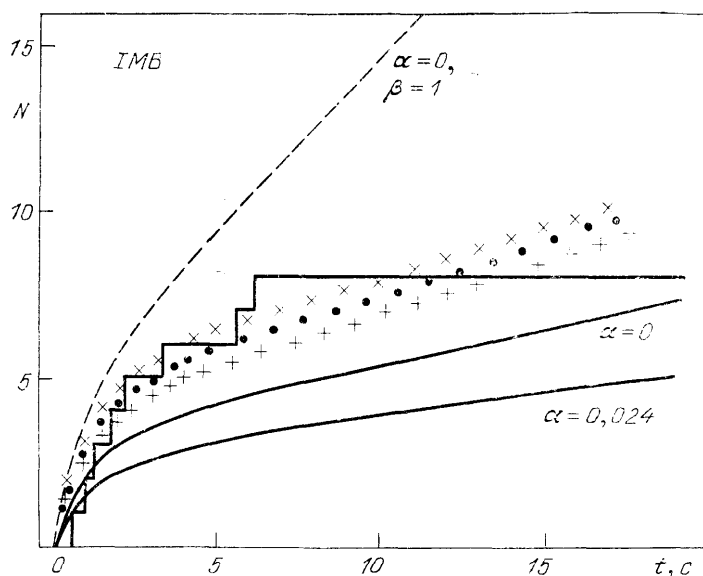


Рис. 25. То же, что и на рис. 24, но для установки ИМБ. Ступенчатая линия — по данным ⁶⁶

коллапса все вещество диссоциирует на свободные нуклоны. В действительности некоторая доля массы коллапсирующего ядра могла бы в начальные моменты времени $t \lesssim 3,5$ с (до образования гидростатически равновесной нейтронной звезды) оставаться в виде атомных ядер, значительно менее бета-активных по сравнению со свободными нуклонами. К увеличению $L_{\nu\bar{\nu}}$ может привести также возникновение нестационарной конвекции во внешних слоях коллапсирующего ядра звезды ²⁴⁶.

В связи со сказанным выше мы провели дополнительные расчеты с увеличенным $L_{\nu\bar{\nu}}$. Поскольку $L_{\nu\bar{\nu}} \sim R_0^2 T_0^4$, возрастания $L_{\nu\bar{\nu}}$ можно достигнуть за счет увеличения либо R_0 , либо T_0 , либо того и другого вместе. Точки, косые и прямые крестики на рис. 24, 25 соответствуют одному и тому же увеличению $L_{\nu\bar{\nu}}$ — в 1,5 раза (продолжительность нейтринного свечения соответственно сокращается в 1,5 раза и становится равной $t \approx 20$ с). При этом значки «X» соответствуют увеличению T_0 в $(1,5)^{1/4}$ раза (на 11 %) по сравнению с данными рис. 23 при неизменном R_0 , значки «+» — увеличению R_0 в $\sqrt[4]{1,5}$ раза (на 23 %) при неизменном T_0 . Увеличение T_0 и R_0 в $(1,5)^{1/8}$ и $(1,5)^{1/4}$ раз соответственно изображено точками. Во всех случаях $\alpha = 0,024$.

Эти вспомогательные варианты демонстрируют уже хорошее согласие с экспериментом. Для БСТ указанные модификации приводят к $N = 1,4$ при $t \approx 9$ с.

Для $\bar{\varepsilon}(t)$ имеем

$$\bar{\varepsilon}(t) = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon_e) \sigma(\varepsilon) \Phi(\varepsilon) d\varepsilon \left(\int_0^{\infty} f(\varepsilon_e) \sigma(\varepsilon) \Phi(\varepsilon) d\varepsilon \right)^{-1}. \quad (9.17)$$

Среднеквадратичное отклонение σ для $\bar{\varepsilon}(t)$ определяется стандартным образом: $\sigma^2 = \overline{\varepsilon^2} - \bar{\varepsilon}^2$, где $\overline{\varepsilon^2}$ находится из соотношения, аналогичного (9.17), с заменой множителя ε в интеграле в числителе на ε^2 .

Сравнение зависимостей $\bar{\varepsilon}(t)$ с данными установок КИ и ИМВ приведено на рис. 26 и 27. В целом можно констатировать достаточно хорошее согласие теории с экспериментом. В вариантах с повышенным $L_{\nu\bar{\nu}}$ зависимости

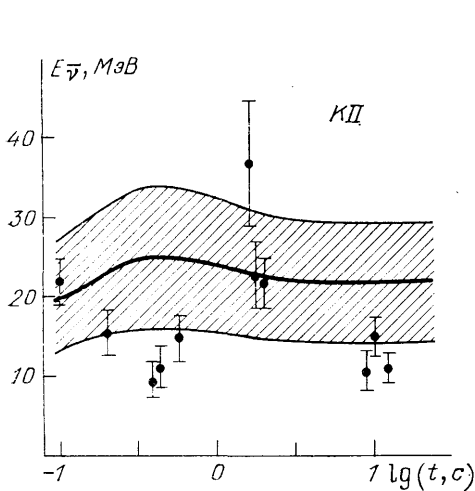


Рис. 26. Средняя энергия нейтринных событий $\bar{\varepsilon}(t)$ (вариант $\alpha = 0,024$) для установки КИ и энергии $\bar{\nu}_e$, зарегистрированные от гравитационного коллапса ядра ПСН 1987А⁶⁵ — точки с вертикальными пределами неопределенности.

Жирная кривая — $\bar{\varepsilon}(t)$, заштрихована область $\bar{\varepsilon} \pm \sigma$ при $\sigma^2 = \overline{\varepsilon^2} - \bar{\varepsilon}^2$

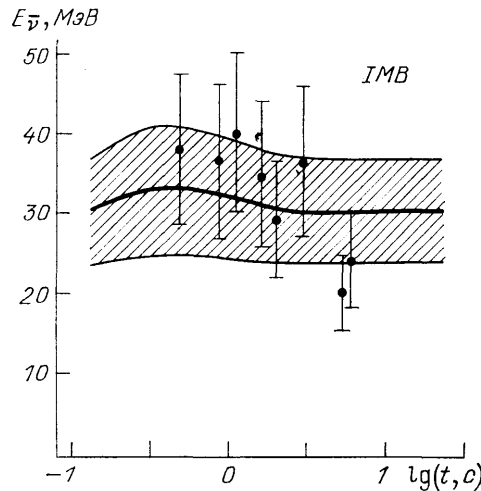


Рис. 27. То же, что и на рис. 26, но для установки ИМВ.

Зарегистрированные $\bar{\nu}_e$ -события и бары неопределенности — по данным⁶⁶

$\bar{\varepsilon}(t)$ несущественно отличаются от приведенных на рис. 26, 27. Несколько выпадают третье — шестое события в КИ. Завышенные теоретические значения $\bar{\varepsilon}$ для последних трех событий КИ и последних двух событий ИМВ, по-видимому, можно объяснить принятым в наших расчетах грубым приближением постоянства T_0 при $t_0 > 5,1$ с ($t > 6,3$ с). В действительности T_0 должно хотя и медленно, но уменьшаться в процессе охлаждения нейтронной звезды. Этот эффект при $t > 6,3$ с должен также привести к улучшению в согласии с экспериментом вариантов с увеличенным $L_{\nu\bar{\nu}}$, благодаря замедлению скорости роста кривых $N(t)$.

Недавно коллаборация ИМВ откалибровала заново данные своего эксперимента по наблюдению нейтринного излучения СН 1987А²⁸⁶. Принято новое значение эффективной массы рабочего вещества (H_2O) в этом эксперименте — 6800 т (вместо прежних 5000 т), что дает полное число свободных протонов $N_H = 4,52 \cdot 10^{32}$ в соотношении (9.15). При этом несколько снизилась эффективность регистрации f — соответствующая аппроксимационная формула получается из (9.13) заменой 1,31 на 1,05, 17,9 на 16,7 и 75,7 на 350,7. Однако новые значения произведения fN_H изменяются не более чем на 20 %.

Новые энергии, приписываемые нейтринным событиям, находятся в пределах приведенных ранее погрешностей. В связи с этим указанные модификации практически не влияют на выводы, основанные на старых данных.

С учетом возможных несущественных модификаций, связанных с неопределенностями теории, предсказанные в^{83, 84} интегральные характеристики нейтринного излучения при коллапсе железно-кислородного ядра звезды с массой $2M_{\odot}$ в нейтронную звезду достаточно хорошо соответствуют данным о нейтринном излучении SN 1987A на установках КИ и ИМВ. Среднее число событий на установке БСТ, предсказываемое этой же моделью коллапса, составляет 1,4 вместо зарегистрированных 5⁶⁷.

9.2.5. Другие модели гравитационного коллапса. Исследования гравитационного коллапса давно ведутся многими астрофизиками. Однако большинство расчетов ограничивается лишь первыми мгновениями коллапса — сотыми и десятими долями секунды. Детальные расчеты, продвинутое до времен $t \gtrsim 1$ с, немногочисленны. Наиболее серьезным исследованием такого рода нам представляется работа Брюна²⁴⁷, где расчеты доведены до $t \approx 2$ с, что уже достаточно для сравнения теории с начальным наиболее информативным участком нейтринного сигнала, зарегистрированного на установках КИ и ИМВ.

Эти модели были получены путем совместного численного решения уравнений гидродинамики в рамках общей теории относительности и уравнений многогруппового (по энергиям) переноса нейтрино²⁴⁸ с учетом как $\nu_e, \bar{\nu}_e$, так и $\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}, \nu_{\tau}, \bar{\nu}_{\tau}$. Брюн приходит к выводу, качественно согласующемуся с полученным выше (см. раздел 9.2.4): расчеты хорошо воспроизводят зависимость $N(t)$ одновременно для КИ и ИМВ. В количественном отношении, однако, имеется расхождение — в²⁴⁷ утверждается, что коллапс ядра звезды с массой $2M_{\odot}$ (наш случай) дает в 1,5–2 раза завышенные значения $N(t)$, тогда как наилучшее совпадение с данными КИ и ИМВ получается для ядра звезды с массой $1,35 M_{\odot}$. По-видимому, это расхождение вызвано одновременно нарушением принятого при интерпретации наших расчетов предположения о равномерном распределении потока энергии по всем видам нейтрино и несколько большими значениями радиуса нейтриносферы R_0 в модели²⁴⁷. На начальной стадии коллапса (при $t \lesssim 2$ с горячая нейтронная звезда еще не успевает сформироваться) излучение $\nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}, \nu_{\tau}, \bar{\nu}_{\tau}$, возможно, несколько подавлено по сравнению с $\nu_e, \bar{\nu}_e$, и поэтому $\delta > 1/3$ в (9.15). Причина различий в R_0 пока неясна.

Авторы работы²⁴⁵ также приходят к выводу о разумном согласии теоретических расчетов временного хода нейтринного излучения при гравитационном коллапсе с данными КИ и ИМВ.

9.2.6. Модельно-независимый анализ. В ряде работ приводится анализ данных нейтринных детекторов, не опирающийся на детальные расчеты гравитационного коллапса. Используются лишь самые общие теоретические выводы — концепция нейтриносферы и параметризованная форма спектра нейтрино типа (9.11) или (9.12). Тем самым решается, так называемая обратная задача — по средним энергиям и количеству событий в нейтринных детекторах за все время нейтринного излучения определяется полная энергия $\mathcal{E}_{\bar{\nu}_e}$, излученная в виде $\bar{\nu}_e$, температура T , а затем радиус нейтриносферы R_0 . Полученные таким образом T и R_0 имеют смысл неких средних по времени значений.

В работе²⁴⁹ особое внимание уделяется первым двум событиям в КИ, которые указывают на направление импульса испускающей черенковское излучение частицы, близкое к направлению на БМО, — и поэтому интерпретируются как результат ν_e -рассеяния. Остальные события, обязанные реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, хорошо соответствуют представлению о тепловом

характере нейтринного излучения, примерно равномерно распределенного по всем видам ν и $\bar{\nu}$.

В работах²⁵⁰ сделана попытка временного анализа (в рамках обратной задачи) сигналов КИ и ИМВ. Получены, правда, довольно широкие, доверительные интервалы значений T и R_0 : $T = 1-5$ МэВ, $R_0 = 10-100$ км. Обсуждается сгусткообразная структура нейтринных сигналов. В работе²⁴⁴ также оцениваются T и дополнительно полная энергия $\mathcal{E}_{\nu\bar{\nu}}$, излученная всеми ν и $\bar{\nu}$ (принимается $\mathcal{E}_{\nu\bar{\nu}} = 6\mathcal{E}_{\nu e}$). Для КИ и ИМВ получается

$$\mathcal{E}_{\nu\bar{\nu}} = 2,9_{+0,4}^{-0,4} \cdot 10^{53} \text{ эрг}, \quad 1,5_{+1,5}^{-0,6} \cdot 10^{53} \text{ эрг}$$

соответственно, откуда на основе различных предположений об уравнении состояния ядерной материи делается вывод, что масса образовавшейся нейтронной звезды должна находиться в пределах $(1,0-1,7) M_{\odot}$.

Тщательный анализ зарегистрированных характеристик нейтринного излучения от СН 1987А в рамках обратной задачи выполнен в работе²⁴³. Авторы приходят к выводу, что только данные установки КИ согласуются с описанной выше «стандартной теорией» гравитационного коллапса. Ключевым моментом в анализе²⁴³ является определение наиболее правдоподобных в статистическом смысле значений усредненных по времени температур $T_{\text{инт}}$: $T_{\text{инт}} = 4$ МэВ (КИ) и $T_{\text{инт}} = 7$ МэВ (ИМВ) при параметризации нейтринного спектра вида (9.12) с $\alpha = 0,04$. Напомним, что для аппроксимации (9.12) температура T_1 несколько больше температуры нейтриносферы T : $T_1 = 1,12T$ при $\alpha = 0,024$ (см. раздел 9.2.1). Для установок LSD (Монблан) и БСТ (Баксан) получаются очень низкие значения $T_{\text{инт}}$: 2,8 и 3,2 МэВ при сильно завышенных (по сравнению с теоретическими) полных энерговыделениях — в ~ 10 и ~ 3 раза соответственно. Заметим, что если принять значение $T_1 = 4,8-5,2$ МэВ — несколько отличное от $T_{\text{инт}}$ для КИ и ИМВ — то согласно²⁴³ энерговыделения в КИ и ИМВ совпадут как между собой, так и со стандартной теорией: $\mathcal{E}_{\nu e} = (0,5-0,9) \cdot 10^{53}$ эрг. Из данных рис. 23 можно получить, что в нашем случае средняя по времени температура $\bar{T}_1 \approx 4,9$ МэВ. Тем самым изображенные на рис. 24—27 результаты попадают в интервал средних температур, для которых согласно анализу²⁴³ энерговыделения в установках КИ и ИМВ близки друг к другу и к теоретическим предсказаниям. Что касается различия $T_{\text{инт}}$ для КИ и ИМВ, то, ввиду статистических неопределенностей и детального учета временного хода характеристик нейтринного излучения в наших расчетах, это различие выглядит не столь критическим при сравнении рис. 26 и 27 — во всяком случае, по нашему мнению, недостаточным для того, чтобы отдавать явное предпочтение какой-либо из установок (ИМВ или КИ) в отношении их соответствия теоретическим предсказаниям. Это не относится к интерпретации данных установок БСТ и особенно LSD, которая с теоретической точки зрения остается проблематичной.

9.2.7. Т р у д н ы е п р о б л е м ы . Наиболее трудная проблема — интерпретация данных установки LSD под Монбланом^{64, 251}, которая работала на 4,7 часа раньше регистрации второго импульса нейтринного излучения на установках КИ, ИМВ и БСТ. Гидродинамическая теория вспышки СН 1987А однозначно указывает на то, что основная доля взрывного выделения энергии должна приходиться на момент, близкий к появлению сигналов в установках КИ, ИМВ и БСТ (см. раздел 5.2.1). Однако если реакция установки LSD действительно свидетельствует о каком-то «потрясении» звезды за несколько часов до конца ее долгой эволюции, то разумно оценить степень влияния этого потрясения на оболочку ПСН 1987А. Соответствующие расчеты показывают²⁵², что в этом случае выделение энергии в оболочке не должно превышать $\sim 5 \cdot 10^{49}$ эрг — величины, в 30—60 раз меньшей энергии

взрыва СН 1987А. В противном случае скорость разлета наружных слоев оболочки СН 1987А была бы значительно меньше наблюдаемой, потому что первая УВ успела бы выйти на поверхность ПСН 1987А, а для второй УВ от основного взрывного выделения энергии не осуществился бы кумуляционный автомоделный режим ускорения.

Непростым оказался вопрос об отсутствии статистически значимого отклика установки КИ в момент срабатывания установки LSD, зарегистрировавшей 5 событий за временной интервал ~ 7 с. Авторы эксперимента на LSD специально проанализировали эту проблему²⁵³ и пришли к выводу об отсутствии серьезного противоречия (в отличие от критического замечания па этот счет в работе⁶⁵).

Два разделенных несколькими часами импульса нейтринного излучения могли бы свидетельствовать о двухстадийном развитии гравитационного коллапса, что в качественном отношении не является неожиданным для теории. Здесь возможны различные сценарии: переход нейтронной звезды в состояние релятивистского коллапса в черную дыру вследствие увеличения ее массы при аккреции вещества, потеря гидростатического равновесия нейтронной звезды в результате возможных фазовых переходов в ядерной материи, коллапс первоначально быстро вращающейся массивной нейтронной звезды в черную дыру после потери момента вращения и др. (см. также п. 3.3.2). Однако из-за чрезвычайной сложности расчетов (особенно в отсутствие сферической симметрии) количественной теории двухстадийного коллапса фактически еще не существует.

О трудностях интерпретации характеристик нейтринного излучения, вытекающих из данных установок LSD и БСТ, см. также разделы 9.2.4,6. Возможно, что причину повышенного удельного числа нейтринных событий в сцинтилляционных детекторах БСТ и LSD по сравнению с водными черепковскими детекторами КИ и ИМВ следует искать на пути более тщательного изучения специфики взаимодействия жестких ν_μ и ν_τ с ядрами углерода и кислорода²⁶⁹.

Авторы работы²⁵⁴ пришли к выводу, что существенная часть событий, зарегистрированных в установках КИ и особенно ИМВ, показывает анизотропию, коррелирующую с направлением на БМО, которая не может быть объяснена чисто случайной имитацией. К аналогичному выводу пришла коллаборация ИМВ, проанализировавшая свои заново откалиброванные данные²⁸⁶. Если объяснять этот эффект на основе νe -рассеяния, то энергетика и спектральный состав (по энергиям и вкладу нейтрино разных видов) нейтринных сигналов уже не будут соответствовать стандартной теории гравитационного коллапса.

Интересен также вопрос о группировке событий на установках КИ, ИМВ и БСТ в отдельные сгустки^{244,255} (см. рис. 24—27 и раздел 3.3.2).

Загадочна с теоретической точки зрения (в количественном отношении) реакция детектора гравитационных волн²⁵⁶ в Риме в момент, близкий к событию в установке LSD.

Перечисленные выше трудности, возможно, отчасти связаны с малой статистической обеспеченностью нейтринных событий. Однако в целом они играют неопределимую роль в качестве стимулятора новых теоретических идей. В частности, *в настоящее время нельзя полностью исключить образование черной дыры, например, с массой $(10-20) M_\odot$, в одно- или двухстадийном процессе коллапса ядра ПСН 1987А.* Характерное время нейтринного сигнала ~ 10 с в установках КИ и ИМВ может быть объяснено в этом случае относительно продолжительным этапом аккреции постепенно вовлекаемых в коллапс наружных слоев ядра ПСН 1987А. Возможность образования черной дыры уже обсуждается в литературе (см., например,²⁵⁷).

9.2.8. Нейтринное излучение СН 1987А и свойства элементарных частиц. Нейтринный сигнал от СН 1987А позво-

лил получить интересную и существенную информацию в области физики элементарных частиц. Перечислим некоторые из работ в этом направлении.

9.2.8-1. *Масса электронных нейтрино.* Этому вопросу посвящено несколько десятков работ (см. обширную библиографию в ²⁵⁸). Если масса нейтрино m_ν отлична от 0, то нейтрино с большей энергией должно прийти раньше нейтрино с меньшей энергией. В результате немонотонный нейтринный сигнал будет постепенно расползаться по мере удаления от источника. Разность времен прихода $\Delta t_{m\nu}$ двух нейтрино, испущенных одновременно с энергиями ε_1 и ε_2 , дается формулой ($\varepsilon \gg m_\nu c^2$) ²⁶⁶

$$\Delta t_{m\nu} = \frac{D}{2c} (m_\nu c^2)^2 (\varepsilon_1^{-2} - \varepsilon_2^{-2}) = 2,6 m_\nu^2 (\varepsilon_1^{-2} - \varepsilon_2^{-2}) c, \quad (9.18)$$

здесь D — расстояние до источника, c — скорость света. Во второй записи (9.18) принято $D = 50$ кпк — расстояние до СН 1987А, m_ν выражено в эВ, а ε — в МэВ. Для того чтобы m_ν существенно не повлияло на временной ход интегральных характеристик нейтринного сигнала — в таком влиянии нет необходимости (см. раздел 9.2.4), — $\Delta t_{m\nu}$ должно быть меньше характерной продолжительности Δt_ν нейтринного сигнала, испущенного сколлапсировавшим ядром звезды.

Принимая характерные значения $\Delta t_\nu = 10-15$ с, $\varepsilon_1 = 10$ МэВ, $\varepsilon_2 = 20$ МэВ, из условия $\Delta t_{m\nu} < \Delta t_\nu$ получаем ограничение на массу электронных нейтрино $m_\nu < 23-28$ эВ. Это ограничение представляется нам наиболее надежным. Полученные в некоторых работах в несколько раз меньшие значения верхних пределов исходят из тех или иных предположений о деталях временной структуры испущенного при коллапсе нейтринного сигнала. По нашему мнению, малая статистическая обеспеченность данных нейтринных установок и, одновременно, пока еще недостаточно надежная теоретическая обоснованность тонкой структуры испускаемого при коллапсе нейтринного сигнала снижают достоверность таких заключений. Возможно, что в ближайшие годы теоретические расчеты гравитационного коллапса будут уточнены настолько, что позволят с хорошей уверенностью уменьшить верхний предел для m_ν на основе данных о нейтринном излучении СН 1987А.

9.2.8-2. *Нейтринные осцилляции.* В работе ²⁵⁹ получены новые ограничения на параметры нейтрино Δm^2 и $\sin^2 2\theta$ (Δm — разность масс базисных нейтрино, θ — угол смешивания). Делается вывод, что резонансные осцилляции в веществе Земли могли бы привести к усилению $\tilde{\nu}_e$ -потока для установок БСТ и LSD.

9.2.8-3. *Масса и время жизни тяжелых нейтрино.* В работе ²⁶⁰ показано, что надежно установленная компактная структура ПСН 1987А ($R < 10^3$ см) позволяет получить новые сильные ограничения на времена жизни t_ν и массы m_ν τ -нейтрино и нейтрино четвертого поколения. Полностью закрывается ранее разрешенная область на плоскости (t_ν, m_ν) с центром $t_\nu = 10^3$ с и $m_\nu = 50$ МэВ. Этот вывод основывается на отсутствии ожидаемой характерной вспышки гамма-излучения, которая в случае распада тяжелых нейтрино должна была бы появиться в момент детектирования нейтринного излучения от СН 1987А. Заметим, что степень достоверности того обстоятельства, что искомая вспышка гамма-излучения не была в действительности пропущена в наблюдениях (речь идет о космических станциях «Солар Макс» и «Пайонир Венус Орбитер»), в данной работе не обсуждается.

9.2.8-4. *Электрический заряд нейтрино.* Отсутствие значительной временной дисперсии нейтринного сигнала от СН 1987А позволяет установить верхний предел на величину электрического заряда $\bar{\nu}_e$: $q_e < 10^{-17} e$,

основанный на учете искривления траекторий $\tilde{\nu}_e$ в межзвездных магнитных полях ²⁶¹.

9.2.8-5. *Магнитный момент нейтрино.* При наличии магнитного момента нейтрино может менять спиральность при кулоновских столкновениях и на магнитном поле звезды ²⁸⁷, или на межгалактическом поле. На основе этих идей появилось несколько работ, где получены, например, ограничения на магнитный момент нейтрино $\leq 10^{-12-14}$ магнетонов Бора ²⁸⁸. Отметим, что из-за ряда неопределенностей астрономического и физического характера ²⁸⁹⁻²⁹¹ эти оценки не очень надежны. По-видимому, самый надежный верхний предел на магнитный момент нейтрино, 10^{-11} магнетонов Бора, получен в работах ^{184,292} на основе расчетов остывания вырожденных звезд — белых карликов.

9.2.8-6. *Нейтрино высоких энергий.* Обработка данных установки КИ за первые 6 месяцев после вспышки СН 1987А дала ²⁶² верхний предел для потока нейтрино с энергиями больше 1,7 ГэВ: $1,2 \cdot 10^{-13}$ см⁻²с⁻¹ (90%-ный уровень достоверности).

9.2.8-7. *Поиски новых возможностей для выяснения свойств элементарных частиц* с использованием информации о нейтринном излучении СН 1987А продолжаются. В частности, получены ограничения на число поколений нейтрино ($n \leq 4$) ²⁶³, на параметры модели триплетного майорона ²⁶⁴ и на константу распада аксиона ($f_a \geq 4 \cdot 10^9$ ГэВ) ²⁶⁵.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор представляет собой попытку составить по возможности согласованную физическую картину вспышки СН 1987А на основе данных всеволновых наблюдений в течение прошедшего года с 23 февраля 1987 г. — начала вспышки. При составлении такой картины авторы старались использовать все основные достижения современной теории вспышек СН и теории звездной эволюции. Данные наблюдений и теории авторы стремились представить по возможности объективно и полно с учетом доступной им информации, чтобы обзор имел также справочный характер уникальной вспышки СН 1987А.

Прошедший год интенсивного изучения СН 1987А уже позволяет сделать ряд фундаментальных выводов. Прежде всего важно подчеркнуть, что местоположение СН 1987А, в частности расстояние до нее от Земли (~50 кпк), известно с большой точностью, поскольку не вызывает сомнений локализация вспышки в Большом Магеллановом Облаке. Это позволяет делать надежные измерения абсолютных значений потоков энергии во всех диапазонах электромагнитного излучения.

Далее, не вызывает сомнений отождествление ПСН 1987А с голубым сверхгигантом звездной системы Sk-69°202, со звездой 1 этой системы спектрального класса В3Iа. Характеристики этой звезды были известны достаточно хорошо, в том числе ее светимость, эффективная температура и радиус. Что касается массы, важнейшего параметра звезды с точки зрения теории, то ее величина (10—30) M_{\odot} вытекает из теории внутреннего строения звезд и из теории эволюции. Однако независимая информация о такой массе ПСН 1987А также следует из гидродинамической теории вспышек СН. Таким образом, основные параметры ПСН 1987А нам хорошо известны — беспрецедентный случай в исследовании СН звезд.

Главный вывод о свойствах ПСН 1987А состоит в утверждениях: 1) ПСН была компактной звездой с радиусом (30—60) R_{\odot} ; 2) ПСН была массивной звездой с массой (10—30) M_{\odot} ; 3) оболочка ПСН содержала большое количество водорода — по крайней мере, несколько M_{\odot} .

Принципиальное значение во вспышке СН 1987А имеет компактный характер ПСН 1987А. Компактными в теории вспышек СН принято называть ПСН с радиусом менее $\sim 10^2 R_{\odot}$. Такие ПСН среди СН типа II, к которым СН 1987А принадлежат благодаря обилию водорода, являются необычными. Теория вспышек СН предсказала весьма давно, что в случае компактной ПСН вспышка будет характеризоваться значительным снижением светимости СН в максимуме (более чем в 10 раз), мощным ультрафиолетовым импульсом в начале вспышки, чрезвычайно быстрым изменением эффективной температуры и спектра СН на фоне очень высоких скоростей наружных слоев оболочки.

Следует специально отметить, что при гидродинамическом моделировании вспышек СН и, в особенности, вспышки СН 1987А с компактной ПСН обязателен корректный учет процессов рекомбинации и ионизации вещества на всех этапах расчета вспышки. Особого внимания также требует учет комптоновского рассеяния фотонов, приводящего к отклонениям от закона Планка в начальные этапы вспышки.

В целом предсказанная картина замечательно подтвердилась в первые 50 дней вспышки СН 1987А, которая стала фактически первым детально изучаемым представителем всего, по-видимому, многочисленного подкласса компактных СН II типа.

Последующие наблюдения СН 1987А обнаружили несомненное действие дополнительного источника энерговыделения в оболочке СН. Уже около максимума ее блеска в конце мая 1987 г. ($\sim 10^{42}$ эрг/с), а особенно после максимума стало ясно, что помимо огромного начального практически мгновенного энерговыделения $(1-3) \cdot 10^{51}$ эрг в оболочке выделяется около 10^{49} эрг с характерным временем порядка 100 дней. Наблюдения светимости за ~ 200 дней позволили уверенно заключить, что дополнительным источником служит радиоактивный распад ^{56}Co , начальная масса которого (в виде его прародителя нуклида ^{56}Ni) в оболочке довольно точно оценена по оптическим наблюдениям в $0,078 M_{\odot}$. Вполне вероятно, что у других СНII также происходит подобное явление на «хвосте» кривой блеска, но практически оно плохо изучено из-за огромных расстояний от Земли.

Исследование радиоактивного источника энерговыделения непосредственно вывело к более общей фундаментальной проблеме вспышек СН — механизму взрыва звезды и сброса оболочки СН. Дальнейшие наблюдения СН 1987А и их теоретическая интерпретация приобретают в этой связи особое значение, поскольку могут дать уникальную информацию, необходимую для понимания физических условий в самых глубоких недрах СН, где сработал пока еще неизвестный механизм буквального разрыва звезды на две части — разлетающуюся оболочку СН и сколлапсировавший остаток в виде нейтронной звезды или черной дыры.

Решающую роль в подобных наблюдениях играют внеатмосферные наблюдения рентгеновского и гамма-излучения СН 1987А, проводимые, в частности, на советской космической станции «Мир». Эти наблюдения должны в конце концов обнаружить присутствие и прояснить свойства сколлапсировавшего остатка.

Не всякая вспышка СН начинается с коллапса в ее центральном ядре. Самые яркие СН типа I, по всей вероятности, не оставляют никаких сколлапсировавших объектов, будучи результатом термоядерного взрыва углеродно-кислородного ядра ПСН в виде белого карлика с массой, близкой к чандрасекаровскому пределу ($\sim 1,4 M_{\odot}$). Однако массивные ПСН, к которым принадлежит ПСН 1987А — масса ее оболочки превышает $10 M_{\odot}$, бесспорно начинают свою вспышку с коллапса центрального железного ядра, образованного на последних стадиях ядерной эволюции.

Коллапс ПСН 1987А подтвержден в наблюдениях импульса нейтринного излучения, зарегистрированного двумя или даже четырьмя подземными обсерваториями за несколько часов до обнаружения оптической вспышки.

ки. Несмотря на недостаточную статистическую обеспеченность измерений нейтринного сигнала от СН 1987А и ряд сложных физических проблем нейтринной физики, можно сделать фундаментальный вывод о свойствах нейтринного излучения.

Главный результат сопоставления теории нейтринного импульса от коллапсирующих железных ядер звезд с массой $(1,5-2) M_{\odot}$ с данными нейтринных детекторов состоит в демонстрации диффузионного механизма нейтринного излучения, который проявляется и в средней энергии зарегистрированных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ 20–30 МэВ, и во временном ходе нейтринного сигнала с характерным временем ~ 10 с. Сам диффузионный механизм обусловлен наступлением непрозрачности коллапсирующего ядра звезды для всех видов нейтрино. В результате нейтрино излучаются с поверхности нейтриносферы (аналог фотосферы у звезд) и несут именно ее физические характеристики. К сожалению, предсказываемое теоретическими расчетами характерное собственное время нейтринного импульса столь велико, что из измерений нейтринных сигналов от СН 1987А не получается более жестких ограничений на массу покоя нейтрино, чем известные из лабораторных экспериментов. Дальнейшее изучение нейтринного излучения СН 1987А с помощью осуществления новых теоретических расчетов коллапса, наверное, поможет уточнить эти ограничения и получить другие интересные выводы о природе коллапсирующих звездных остатков СН.

В заключение авторы хотели бы выполнить свой приятный долг и поблагодарить многих коллег, советских и зарубежных, оказавших помощь в написании данного обзора по еще «свежим» следам великого события в астрономии — вспышки СН 1987А.

Прежде всего мы считаем своим долгом напомнить о большой роли в развитии теоретической астрофизики вообще и теории сверхновых в частности безвременно ушедших выдающихся астрофизиков Д. А. Франк-Каменецкого, И. С. Шкловского и Я. Б. Зельдовича, контакты с которыми были для нас чрезвычайно плодотворными.

За предоставление ценной информации искренне благодарим: Вирджинию Тримбл (V. Trimble), которая в ответ на нашу просьбу оформила для нас годовую подписку на циркуляры МАС, Фосбюри (R.A.E. Fosbury), Гонзалеса (R. Gonzales), Хэмуи (M. Hamuy), Мензиеса (J. W. Menzies), Кэтчпола (B.M. Catchpole), Шварца (H.E. Schwarz), Фиста (M.W. Feast), Монети (A. Moneti), Кояму (K. Kooyata), Е. Н. Алексеева, Л. Н. Алексею, Р. Н. Басилову, А. А. Боярчука, Р. Е. Гершберга, Ю. Н. Гнедина, Ю. И. Ефремова, В. Г. Курта, А. А. Поманского, С. П. Рюмина, О. Г. Ряжскую, В. Г. Рясного, Р. А. Сюняева, М. С. Фролова, Э. В. Эргму.

За обсуждения многих сложных вопросов теории и наблюдений и большую помощь при написании обзора выражаем сердечную благодарность своим ближайшим коллегам: С. И. Блинникову, Э. К. Грасбергу, Ю. И. Морозову, В. П. Утробину, И. Ю. Литвиновой, Г. В. Домогацкому, Н. Н. Чугаю, О. С. Бартунову, И. А. Климишину.

Весьма ценными были обсуждения различных проблем с Г. Т. Зацепиным, Р. А. Сюняевым, В. С. Березинским, В. Н. Ораевским, В. Б. Семикозом, а также Л. Н. Алексеевой, О. Г. Ряжской, В. Г. Рясным, А. В. Тутуковым.

За постоянный интерес к нашей работе благодарим С. С. Герштейна, И. И. Гуревича, Л. Б. Окуня, Б. М. Понтекорво, И. В. Чувило, А. Е. Чудакова, В. Г. Шевченко, а также Ю. Г. Абова, Ю. В. Гапонова, Я. А. Смородинского и многих других.

За предложение написать этот обзор и полезные критические и стимулирующие замечания авторы благодарят Л. Б. Окуня.

Трудная техническая работа по оформлению обзора была выполнена Н. А. Вулих, которой авторы сердечно благодарны.

ПРИЛОЖЕНИЯ

1) Словарь некоторых терминов и сокращений *)

Абсолютная болометрическая звездная величина $M_b = m_b - 5 \lg (D/10 \text{ пк})$. Для Солнца $D = 1 \text{ а.е.}$ и $M_b = + 4^m,75$. Если излучение звезды изотропно, то M_b однозначно связана со светимостью L : $M_b = 4^m,75 - 2,5 \lg (L/L_\odot)$. Светимость звезды с $M_b = 0$ составляет $L = 3,07 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}$ (о m_b см. ниже).

Абсолютная звездная величина M — звездная величина, которую имеет звезда, помещенная на стандартное расстояние 10 пк. Плотность потока обратно пропорциональна квадрату расстояния D , поэтому $M = m - 5 \lg (D/10 \text{ пк})$. Величина $5 \lg (D/10 \text{ пк})$ называется модулем расстояния, который для БМО при $D = 50 \text{ кпк}$ равен $18^m,5$ (о m см. ниже).

БМО — Большое Магелланово Облако — вместе с Малым Магеллановым Облаком (ММО) образует двойную систему неправильных галактик — ближайших спутников нашей Галактики. Магеллановы Облака впервые описаны А. Пигафеттой — участником кругосветного плавания Магеллана. Масса БМО $\sim 1,4 \cdot 10^{10} M_\odot$, \sim в 20 раз меньше массы Галактики. В БМО обнаружено около 30 газообразных остатков вспышек СН — источников рентгеновского и радиоизлучения и несколько пульсаров. Обнаружено также около 200 источников рентгеновского излучения, к которым принадлежат LMCX-1, расположенный вблизи СН 1987А, и LMCX-3 — кандидат в черные дыры. Ранее вспышки СН в БМО и ММО непосредственно не наблюдались.

Болометрическая звездная величина m_b — звездная величина, отнесенная ко всему электромагнитному спектру. Для Солнца $m_b = - 26^m,83$. Звезда с $m_b = 0$ создает вне земной атмосферы поток $2,56 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Болометрическая поправка ВС (Bolometric Correction) — разность между болометрической звездной величиной и звездной величиной m_V в спектральной полосе V : $m_b = m_V + \text{BC}$. Для каждого класса светимости ВС — однозначная, обычно задаваемая в виде таблиц функция спектрального класса. Для Солнца $\text{BC} = - 0^m,08$.

Вольфа — Райе (В.— Р.) звезды — горячие массивные звезды, открытые в 1867 г. французскими учеными Ш. Вольфом и Ж. Райе. Температуры их поверхности достигают 10^5 К . Число звезд В.— Р. в Галактике $\sim 10^3$. В БМО обнаружено ~ 100 звезд В.— Р. Спектры звезд В.— Р. указывают на интенсивное истечение вещества $\sim (10^{-4} - 10^{-6}) M_\odot/\text{год}$. Вероятные кандидаты в ПСН.

Герцшпрунга — Рассела (Г.— Р.) диаграмма изображает положение звезд на плоскости абсолютная звездная величина (вертикальная ось) — спектральный класс (горизонтальная ось). Имеет несколько модификаций. При сравнении теоретических моделей звезд с наблюдениями часто используется диаграмма Г.— Р. с $\lg (L/L_\odot)$ и $\lg T_{\text{eff}}$ (отложенном в обратном направлении) в качестве вертикальной и горизонтальной осей (см. рис. 7).

Главная последовательность (г. п.) — последовательность звезд в виде полосы на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. Подавляющую часть времени жизни звезды проводят, находясь в пределах г. п., где они черпают энергию из термоядерных реакций превращения водорода в гелий. Г. п. — наиболее густо «заселенная» последовательность на диаграмме Герцшпрунга — Рассела.

Гравитационный коллапс (г. к.) (или просто *коллапс*) — процесс гидродинамического сжатия ядра звезды при переходе его в состояние нейтронной звезды или черной дыры. В случае образования черной дыры часто упо-

*) Для систематического чтения рекомендуем «Курс общей астрономии» (Бакулин П. И., Кононович Э. В., Мороз В. И.; М.: Наука, 1983, 5-е изд.) и Маленькую энциклопедию «Физика космоса» (М.: Сов. энциклопедия, 1986).

требуется термин «релятивистский г. к.», подчеркивающий первостепенную роль эффектов общей теории относительности.

Звездная величина (з. в.) m — логарифмическая мера потока энергии излучения звезды F в каком-либо участке электромагнитного спектра (спектральной полосе, или, как говорят еще, цвете): $m = -2,5 \lg F + C$, где C — нормировочная постоянная, разная для различных участков спектра. Отношению потоков двух звезд $F_2/F_1 = 100$ (в одной и той же спектральной полосе) соответствует разность звездных величин $m_2 - m_1 = -5$. Определенный набор спектральных полос составляет конкретную фотометрическую многоцветную систему. Каждая спектральная полоса в данной системе характеризуется эффективными длиной волны λ_0 , спектральной шириной пропускания $\Delta\lambda$ и определенной постоянной C , причем $F = F_{\lambda_0} \Delta\lambda$ (F_{λ_0} — эффективная спектральная плотность потока на волне λ_0). Поэтому m может быть выражена и через $\lg F_{\lambda_0}$, как в соотношении (4.1). Наиболее часто используется широкополосная ($\Delta\lambda > 300 \text{ \AA}$) система X. Джонсона, которая охватывает область спектра от ультрафиолета до далекого инфракрасного диапазона. З. в. в этой системе обозначаются просто как U (Ultraviolet), B (Blue), V (Visual), R (Red), I (Infrared), а для еще больших длин волн как J, H, K, L, M, N, Q. Подробнее см. раздел 4.2 и¹¹².

Избыток показателя цвета (и. п. ц) E (B — V). При прохождении сквозь межзвездную среду излучение звезды испытывает частичное поглощение, которое тем сильнее, чем короче длина волны. На фоне общего ослабления потока энергии излучения это приводит к относительному избытку излучения в длинноволновой части спектра, т. е. к покраснению. В результате *показатель цвета* (B — V) вблизи Земли оказывается больше, чем вблизи звезды $(B - V)_0$: $(B - V) = (B - V)_0 + E$ (B — V). Для и. п. ц., накопившегося на пути SN 1987A — Земля, наиболее часто принимают E (B — V) = 0^m,2, хотя встречаются и крайние оценки 0^m,1 и 0^m,3.

Класс светимости см. *Спектральный класс*.

Комптоновская радиационная газодинамика (к.р.г.). Описывает газодинамические процессы в условиях, когда длина свободного пробега фотонов относительно комптоновского рассеяния оказывается значительно меньше длины пробега относительно поглощения (фотоэффект, тормозные процессы) и одновременно мала по сравнению с размером, на котором заметно меняются физические условия (температура, плотность).

Международный Астрономический Союз (MAG) — International Astronomical Union (IAU) — основан в 1919 г. Бюро сообщений МАС издает краткие циркуляры (Circulars IAU), содержащие оперативную информацию о проводимых всеволновых наблюдениях космических объектов. Циркуляры МАС получают библиотеки крупных обсерваторий СССР, а также ряда научно-исследовательских институтов — в Москве: ГАИШ им. К. П. Штернберга, Астросовет АН СССР, ИКИ АН СССР.

Чейтриносфера — эффективная поверхность, с которой нейтринное излучение покидает непрозрачное для нейтрино ядро звезды.

Объективная призма — призма, которая ставится перед объективом телескопа. Является простейшим астрономическим спектральным прибором. В результате изображения всех звезд в поле зрения растягиваются в узкие полосы спектра. Недостаток этого метода в том, что спектры близких звезд могут накладываться друг на друга.

Показатель цвета (п. ц.) — разность звездных величин одной и той же звезды в двух различных спектральных полосах (цветах). Например, (B — V), (U — B), (V — R), (R — I), как на рис. 11. П. ц. пропорционален логарифму отношения потоков энергии в двух различных спектральных полосах и при отсутствии межзвездного поглощения не зависит в отличие от звездной величины от расстояния до звезды. П. ц. — простейшая величина,

характеризующая распределение энергии в спектре звезды; используется для оценки характерной (цветовой) температуры излучения звезды.

ПСН — *предсверхновая* — звезда в состоянии непосредственно перед вспышкой СН.

СН — *сверхновая звезда*. Термин введен в 1934 г. В. Бааде (Германия) и Ф. Цвикки (Швейцария) в их совместной работе, в которой впервые была дана оценка полной энергии вспышки СН и высказана догадка о том, что вспышки СН могут сопровождаться образованием нейтронных звезд — еще один введенный ими новый термин в этой же работе, опубликованной менее чем через 2 года после открытия Д. Чэдвигом нейтрона.

СН I — *сверхновая звезда типа I*. Главная особенность — отсутствие в спектре линий водорода.

СН II — *сверхновая звезда типа II*. Главная особенность — наличие линий водорода в спектре.

Спектральный класс: (с. к.) по особенностям спектров звезды разбиваются на 7 основных спектральных классов: О, В, А, F, G, К, М, последовательность которых легко запоминается с помощью фразы «Oh Be A Fine Girl Kiss Me!». С. к. *отражают изменения степеней ионизации различных химических элементов звездного вещества*, которые главным образом зависят от температуры. К с. к. О принадлежат самые горячие звезды, а к М — наиболее холодные. Тонкие различия в спектрах учитываются разбиением каждого с. к. на 10 подклассов, кроме с. к. О, который разбит на меньшее число подклассов. Подклассы обозначаются цифрами от 0 до 9 в порядке понижения температуры.

Степень ионизации вещества зависит также и от плотности, которая тем меньше, чем выше светимость звезды. Поэтому при разной светимости одному и тому же с. к. отвечают разные температуры. В связи с этим в классификацию звезд введена дополнительная характеристика — *класс светимости*. Звезды различных классов светимости располагаются на *Герцшпрунга — Рассела диаграмме* в виде определенных последовательностей. Введены следующие классы светимости: I — *сверхгиганты* (имеет еще более детальное подразделение на IaO, Ia, Iab, Ib — в порядке уменьшения светимости при фиксированном с. к.), II — *яркие гиганты*, III — *гиганты*, IV — *субгиганты*, V — *звезды главной последовательности* (карлики), VI — *субкарлики*, VII — *белые карлики*.

ПСН 1987А — звезда Sk1 — была звездой с. к. В3Ia, т. е. голубым сверхгигантом высокой светимости. С. к. Солнца — G2V — желтый карлик главной последовательности.

Тарантул (Т) — звездная сверхассоциация — центр активного звездообразования в БМО. В ее центральной части находится скопление молодых горячих массивных звезд с общей массой (10^4 — 10^5) M_{\odot} , погруженное в гигантское облако (с поперечником ~ 250 пк) ионизованного водорода (НИ) с массой $\sim 10^3 M_{\odot}$ (см. рис. 1). Скопление звезд видно на снимках с узкополосными фильтрами, пропускающими излучение в тех частях спектра, где свечение газового облака сильно ослаблено. В астрономической литературе Т фигурирует также под названиями 30 Золотой Рыбы (30 Dor) и NGC 2070. Исторически термин Т относится к самой эмиссионной туманности (см. рис. 1), тогда как 30 Dor распространяется на всю сверхассоциацию.

УВ — ударная волна.

Фотосфера — эффективная поверхность, с которой электромагнитное излучение покидает звезду без существенных изменений непрерывного спектра.

Шмидта телескоп — изобретенный эстонским оптиком Б. Шмидтом (1879—1935) зеркально-линзовый телескоп. Характеризуется большой светосилой и широким полем зрения. Позволяет фотографировать большие участки звездного неба с короткой экспозицией. Особенно полезен при составлении звездных атласов и статистических исследованиях характеристик звезд.

A_v — поправка за счет межзвездного поглощения к звездной величине в спектральной полосе V: $V_0 = V - A_v$; V_0 — исправленное значение. A_v связано с $E(B - V)$ простым соотношением $A_v \approx 3E(B - V)$. При принимаемом для SN 1987A значении $E(B - V) = 0^m.2$ суммарное межзвездное поглощение в БМО, в нашей Галактике и на пути между ними уменьшает поток энергии от SN 1987A в полосе V на $0^m.6$ — в $\sim 1,7$ раза.

L — светимость звезды, равная количеству энергии, излучаемой звездой в единицу времени во всем интервале длин волн электромагнитного излучения.

$L_{\nu\nu}$ — нейтринная светимость звезды, равная количеству энергии, теряемому звездой в единицу времени при испускании нейтрино и антинейтрино всех видов.

R_ϕ — радиус фотосферы.

Sk — система близких, по-видимому, физически связанных, звезд (по крайней мере трех) в БМО, обозначенная в каталоге Н. Сандулика⁶ под номером —69°202 (звезда №202 со склонением, близким к $\delta = -69^\circ$).

$Sk1$ — звезда 1 системы Sk — наиболее вероятный кандидат в ПСН 1987A.

$Sk2$, $Sk3$ — звезды 2 и 3 системы Sk , наблюдавшиеся до и наблюдаемые после вспышки SN 1987A.

T_{eff} — эффективная температура (температура фотосферы) — температура черного тела с радиусом, равным радиусу фотосферы R_ϕ , полная мощность излучения которого равна светимости звезды L : $L = 4\pi R_\phi^2 \sigma T_{eff}^4$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана).

UT — Universal Time — Всемирное (Гринвическое) время.

2) Некоторые космические станции, поставляющие информацию о SN 1987A

«Астрой» — астрофизическая орбитальная станция (СССР). Орбита с апогеем 200 000 км, поэтому 90% времени станция находится вне радиационных поясов Земли. Запущена в марте 1983 г. В состав научной аппаратуры входят: ультрафиолетовый телескоп с диаметром главного зеркала 80 см (рабочий спектральный диапазон 1500—3500 Å) и комплекс рентгеновской аппаратуры (рабочий диапазон 2—25 кэВ).

«Гинга» — «Ginga» — рентгеновский спутник (Япония). В переводе с японского «Гинга» означает «Галактика». Средняя высота орбиты 590 км. Запущен в феврале 1987 г. Рабочий диапазон основного рентгеновского телескопа 1,5—30 кэВ.

Модуль «Квант» состыкован со станцией «Мир» в начале апреля 1987 г. В его состав входит международная орбитальная обсерватория «Рентген», оснащенная несколькими рентгеновскими и гамма-телескопами. Жесткое рентгеновское излучение SN 1987A было обнаружено 10 августа 1987 г. с помощью прибора ГЕКСЕ (HEXE) в диапазоне 20—100 кэВ. Затем с помощью прибора «Пульсар X-I» наблюдения были распространены на еще более жесткий диапазон 50—1300 кэВ. С 20 октября 1988 г. в классическом рентгеновском диапазоне (3—30 кэВ) работает исправленный космонавтами прибор ТТМ (телескоп с теневой маской).

«Солар Макс» — Solar Maximum Mission (SMM) — специальный спутник для изучения Солнца. Запущен в феврале 1980 г. в год максимума солнечной активности. В 1984 г. был отремонтирован 5-м экипажем «Челленджера». В числе многоцелевой научной аппаратуры имеются несколько рентгеновских телескопов и гамма-спектрометр.

IUE — International Ultraviolet Explorer — международный ультрафиолетовый орбитальный телескоп с диаметром главного зеркала 45 см. Рабочий спектральный диапазон 1150—3200 Å. Запущен в январе 1978 г. на геостационарную орбиту.

3) Нейтринные детекторы, зарегистрировавшие сигнал от СН 1987А *)

БСТ — Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп. Установлен на глубине 850 м водного эквивалента на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ СССР в специально проложенной штольне в горах Приэльбрусья. Масса сцинтиллятора 200 т, молекулярный состав $C_n H_{2n+2}$ ($\bar{n} \approx 9$)²⁵⁵.

LSD (Liquid Scintillation Detector) — Жидкостный сцинтилляционный детектор. Установлен в транспортном туннеле под Монбланом на Советско-Итальянской подземной нейтринной обсерватории на глубине 5200 м водного эквивалента. Масса сцинтиллятора 90 т, молекулярный состав $C_n H_{2n+2}$ ($\bar{n} \approx 10$)²⁵³.

КП (KAMIOKANDE II — KAMIOKA Nucleon Decay Experiment, модификация II) — черенковский водный детектор. Установлен в руднике Kamioka (Япония) на глубине 2700 м водного эквивалента. Рабочее вещество — очищенная вода (H₂O) с массой 2140 т⁶⁵.

IMB — Irvin-Michigan-Brookhaven — черепковский водный детектор. Установлен в соляной шахте под озером Эри близ Кливленда (США) на глубине 1570 м водного эквивалента. Рабочее вещество — очищенная вода (H₂O) с массой 5000 т⁶⁶ (согласно новой калибровке²⁸⁶ эта масса составляет 6800 т). В последнее время в научной литературе этот детектор фигурирует под аббревиатурой IMBIII (или IMB3) — третья модификация.

4) Некоторые астрономические величины

а. е. — астрономическая единица — мера расстояния космических объектов, равная большой полуоси эллиптической орбиты Земли. Обычно применяется для объектов Солнечной системы. 1 а. е. = $1,496 \cdot 10^8$ км = 500 световых секунд.

пк (парсек) — мера расстояния космических объектов, равная расстоянию, с которого большая полуось орбиты Земли (отрезок длиной 1 а. е.) видна под углом 1". Применяется для межзвездных расстояний. 1 ПК = 206265 а. е. = $3,0857 \cdot 10^{13}$ км = 3,26 св. лет.

кпк (килопарсек) = 1000 ПК. Расстояние от Солнца до центра Галактики ~ 10 кпк.

Мпк (мегапарсек) = 10^6 ПК. Расстояние до скопления галактик в созвездии Девы, на которые приходится значительная доля полного числа регистрируемых вспышек СН, составляет ~ 12 Мпк.

ян — внесистемная единица спектральной плотности потока энергии 1 ян = 10^{-30} Вт · см⁻² Гц⁻¹, 1 мян = 10^{-3} ян.

L_{\odot} — светимость Солнца = $3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

M_{\odot} — Масса Солнца = $1,991 \cdot 10^{33}$ г.

R_{\odot} — радиус Солнца = $6,96 \cdot 10^{10}$ см.

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vaucouleurs G., de//Sky and Telescope. 1985. V. 70. P. 115.
2. Wolf R. M.//Messenger ESO. 1987. No. 47. P. 26.
3. Kunke I. W., Madore B., Bateson F. M., Moreno B., Walker S., McNaught R. H., Garrad G., Warner B., Menzies J.//Circ. IAU. 1987. No. 4316.— February 24.

*) Помимо научной программы регистрации редких событий — нейтринного излучения от гравитационных коллапсов, с помощью этих детекторов осуществляется также ряд других программ по изучению высокоэнергетических космических лучей и свойств элементарных частиц (распад протона и др.).

4. McNaught R. H.//Ibidem. No. 4389.— May 13.
5. McNaught R. H.//Ibidem. No. 4340.— March 11.
6. Sanduleak N.//Contr. CTIO (Cerro Tololo Interamer. Obs.). 1969. No. 89.
7. Castagnoli C.//Circ. IAU. 1987. No. 4323.— February 28; No. 4332.— March 6.
8. Svoboda R.//Ibidem. No. 4340.— March 11.
9. Koshiba M.//Ibidem. No. 4338.— March 10.
10. Makino F.//Ibidem. No. 4336.— March 9.

11. Giovannelli F., Kurt V. G., Sheffer E. K.//Ibidem. No.4367.— April 15.
12. Bunton J. D., Turtle A. J., Jauncey D. L.//Ibidem. No. 4321.— February 27.
13. Shara M., McLean B., Sanduleak N., Lasker B. M.//Ibidem. No. 4318.— February 25.
14. West R. M.//Ibidem. No. 4319.— February 26.
15. Walborn N. R., Lasker B. M., McLean B., Laidler V. G.//Ibidem. No. 4321.— February 27.
16. Chu Y.-H.//Ibidem. 1987. No. 4322.— February 28.
17. Rousseau J. et al.//Astron. and Astrophys. Suppl. 1978. V. 31. P. 243.
18. Walborn N. R., Lasker B. M., Laidler V. G., Chu Y.-H.//Astrophys. J. Lett. 1987. V. 321. P. L41.
19. West R. M., Lauberts A., Jørgensen H. E., Schuster H.-E.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. L1.
20. Girard T., van Altena W.//Circ. IAU. 1987. No. 4378.— April 19.

21. Patterson R. J., Ianna A.//Ibidem. No. 4397.— May 25.
22. White G. L., Malin D. F.//Ibidem. No. 4327.— March 2.
23. Ефремов Ю. Н., Евстигнеева Н. М., Шокин Ю. А.//Астрон. цирку. 1987. № 1483.
24. Sonneborn G., Altner B., Kirshner R. P.//Astrophys. J. Lett. 1987. V. 323. P. L35.
25. Van den Bergh S.//Nature. 1987. V. 328. P. 768.
26. Gonzalez R., Wamsteker W., Gilmozzi R., Walborn N., Lauberts A. Report at the ESO Workshop on Supernova. 1987A.— Garching-bei-München, FRG, July 6—8, 1987.
27. Blanco V. M.//Ibidem.
28. Ефремов Ю. Н.//Природа. 1987. № 6. С. 104.
29. Масевич А. Г., Тутуков А. В.//Итоги науки и техники. Сер. «Исследования космического пространства».— М.: ВИНТИ АН СССР, 1981.— Т. 17. С. 3.
30. Hazen M. L.//Circ. IAU. 1987. No. 4367.— April 15.

31. Kirshner R. P., Sonneborn G., Grenshaw D. M., Nassiopoulos G. E.//Astrophys. J. 1987. V. 320. P. 602.
32. Gry C., Cassatella A., Wamsteker W., Sanz L., Panagia N.//Circ. IAU. 1987. No. 4327.— March 2.
33. Sonneborn G., Kirshner R. P.//Ibidem. No. 4333.— March 7.
34. Sonneborn G., Kirshner R. P.//Ibidem. No. 4366.— April 14.
35. Gilmozzi R., Cassatella A., Clavel J., Fransson C., Gonzales R., Gry C., Panagia N., Talavera A., Wamsteker W.//Nature. 1987. V. 328. P. 318.
36. Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Зверева А. М., Петров П. П., Северный А. Б., Теребиж А. В., Хуа Ч. Т., Шейхет А. И.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 739.
37. Патсуу М., Suntzeff N. B., Gonzalez R., Martin G.//Astron. J. 1988. V. 95. P. 63.
38. Menzies J. W., Catchpole R. M., Vuuren van G., Laney C. D. et al.//Mon. Not. RAS. 1987. V. 227. P. 39P.
Catchpole R. M., Menzies J. W., Monk A. S. et al.//Ibidem. V. 229. P. 15P.
39. Де Ягер К. Звезды наибольшей светимости.— М.: Мир, 1984.
40. Fitzpatrick E. L.//Astrophys. J. 1987. V. 312. P. 596.

41. Грасберг Э. К., Надёжин Д. К.//Астрон. ж. 1969. Т. 46. С. 745.
42. Grassberg E. K., Imshennik V. S., Nadyozhin D. K.//Astrophys. and Space Sci. 1971. V. 10. P. 28.
43. Litvinova I. Yu., Nadyozhin D. K.//Ibidem. 1983. V. 89. P. 89.
Литвинова И. Ю., Надёжин Д. К.//Письма Астрон. ж. 1985. Т. 11. С. 351.
44. Имшенник В. С., Надёжин Д. К.//Астрон. ж. 1964. Т. 41. С. 829.
45. Minkowski R.//Publ. Astron. Soc. Pacific. 1941. V. 53. P. 224.
46. Шкловский И. С.//Письма Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 723.

47. Шкловский И. С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть.— 3-е изд.— М.: Наука, 1985.
48. Conti P. S., McCray R.//Science. 1980. V. 208. P. 9.
Kwok S.//J. RAS. Can. 1980. V. 74. P. 216.
49. Paczynski B.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1971. V. 9. P. 183.
Юнгельсон Л. Р., Масевич А. Г.//Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия».— М.: ВИНТИ АН СССР, 1982.— Т. 21. С. 27.
50. Тассуль Ж.-Л. Теория вращающихся звезд.— М.: Мир, 1982.
51. а) Weaver T. A., Zimmerman G. B., Woosley S. E.//Astrophys. J. 1978. V. 225. P. 1021.
б) Усли С. Е., Уивер Т. А. Ядерная астрофизика.— М.: Мир, 1986.
52. Варшавский В. И.//Науч. информации Астрон. совета АН СССР, 1974. Т. 33. С. 72.
53. Старицин Е. И., Тутуков А. В.//Астрон. ж. 1989. Т. 66. № 3.
54. Варшавский В. И., Тутуков А. В.//Науч. информации Астрон. совета АН СССР. 1973. Т. 26. С. 35.
55. Brunish W. M., Truran J. W.//Astrophys. J. Suppl. 1982. V. 49. P. 447.
56. Truran J. W., Weiss A. Preprint of Max-Planck Institute, Physics and Astrophysics. No. 303.— München, 1987; Lect. Not. Phys. 1987. V. 287. P. 293.
57. Kirrenhahn R., Weigert A., Hofmeister E.//Meth. Comput. Phys. 1967. V. 7. P. 129.
58. Woosley S. E., Pinto P. A., Ensmann L.//Astrophys. J. 1988. V. 324. P. 466.
59. Maeder A.//Astron. and Astrophys. 1981. V. 102. P. 401.
60. Chiosi C.//The HR Diagram: IAU Symp. No. 80.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1978.
61. Benvenuto D.//Proc. of the 4th Workshop on Nuclear Astrophysics. 1988 (in press).
62. Humphreys R. M., Davidson K.//Astrophys. J. 1979. V. 232. P. 409.
63. Humphreys R. M.//Ibidem. 1983. V. 265. P. 176.
64. Дадькин В. Л., Зацепин Г. Т., Корчагин В. Б., Мальгин А. С., Рязская О. Г., Рясный В. Г. и др.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 464.
65. Hirata K., Kajita T., Koshiya M. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1490.
66. Bionta R. M., Blewitt G., Bratton C. B. et al.//Ibidem. P. 1494.
67. Алексеев Е. Н., Алексеева Л. Н., Волченко В. И., Кривошеина И. В.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 461.
68. Фаулер У. А., Хойл Ф. Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и сверхновых.— М.: Мир, 1967.
69. Блишников С. И., Лозинская Т. А., Чугай Н. Н.//Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия».— М.: ВИНТИ АН СССР, 1987.— Т. 32. С. 142.
70. Schramm D. N., Wilson J. R.//Astrophys. J. 1982. V. 260. P. 868.
Dag A. Preprint of IAS.— Princeton, USA, 1987.
71. Бисноватый-Коган Г. С.//Астрон. ж. 1970. Т. 47. С. 813.
Арделян Н. В., Бисноватый-Коган Г. С., Попов Ю. П.//Астрон. ж. 1979. Т. 56. С. 1244.
Арделян Н. В. и др.//Ibidem. 1987. Т. 64. С. 495, 761.
72. Имшенник В. С., Надежин Д. К.//Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия».— М.: ВИНТИ АН СССР, 1982.— Т. 21. С. 63.
73. Trimble V.//Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 877; 1982. V. 54. P. 1183; 1983. V. 55. P. 511.
74. Woosley S. E., Weaver T. A.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1986. V. 24. P. 205.
75. Франк-Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд.— М.: Физматгиз, 1959.
76. Hoyle F.//Mon. Not. RAS. 1946. V. 106. P. 343.
77. Barkat Z., Buchler J.-R., Wheeler J. C.//Astrophys. Lett. 1970. V. 6. P. 117; 1971. V. 8. P. 21.
78. Barkat Z., Sack N., Rakavy G.//Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 379.
79. Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Надежин Д. К. Препринт ИПМ АН СССР.— Москва, 1967; Науч. информации Астрон. совета АН СССР. 1969. Т. 13. С. 3.
80. Colgate S. A., White R. H.//Astrophys. J. 1966. V. 143. P. 626.
81. Arnett W. D.//Can. J. Phys. 1966. V. 44. P. 2553; 1967. V. 45. P. 1621.
Schwartz R. A.//Ann. of Phys. 1967. V. 43. P. 42.

82. Имшенник В. С., Надежин Д. К.//ЖЭТФ. 1972. Т. 68. С. 1548.
83. Nadyozhin D. K.//Astrophys. and Space Sci. 1977. V. 49. P. 399; V. 51, P. 283.
84. Nadyozhin D. K.//Ibidem. 1978. V. 53. P. 131.
85. Colgate S. A., Grasberger W. H., White R. H.//Astron. J. 1961. V. 66. P. 280.
86. Barkat Z., Wheeler J. C., Buchler J.-R.//Astrophys. and Space Sci. 1974. V. 29. P. 267.
Bruenn S. W.//Ann. New York Acad. Sci. 1975. V. 262. P. 80.
Mazurek T. J., Cooperstein J., Kahana S.//Supernovae: Survey of Current Research/Eds M. J. Rees, R. J. Stoneham. Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1982. — P. 71.
Burrows A., Mazurek T. J.//Astrophys. J. 1982. V. 259. P. 330.
Arnett W. D.//Astrophys. J. Lett. 1982. V. 263. P. L55.
87. Имшенник В. С., Надежин Д. К.//Письма Астрон. ж. 1977. Т. 3. С. 353.
Müller E., Rózycka M., Hillebrandt W.//Astron. and Astrophys. 1980. V. 81. P. 288.
88. Бете Г. А.//Ядерная астрофизика.— М.: Мир, 1986.— С. 418.
89. Livio M., Buchler J.-R., Colgate S. A.//Astrophys. J. Lett. 1980. V. 238. P. L139.
Lattimer J. M., Mazurek T. J.//Astrophys. J. 1981. V. 246. P. 955.
90. Kimble R., Greiges M.//Circ. IAU. 1987. No. 4317.— February 25.
Phillips M.//Ibidem. No. 4318.— February 25.
Dachs J.//Ibidem. No. 4320.— February 26.
Meurer G.//Ibidem. No. 4321.— February 27.
Fosbury R. A. E.//Messenger ESO. 1987. No. 47. P. 32.
Danziger I. J., Fosbury R. A. E.//Circ. IAU. 1987. No. 4326.— March 1.
91. Gry C., Cassatella A., Wamsteker W., Sanz L.//Ibidem. No. 4324.— February 28.
92. Fosbury R. A. E., Danziger I. J., Lucy L. B., Gouiffes C., Cristiani S.//Proc. of ESO Workshop on Supernova 1987A.— Garching-bei-München, FRG, 1987.
93. Danziger I. J., Fosbury R. A. E., Alloin D., Cristiani S., Dachs J., Gouiffes C., Jarvis B., Sahu K. C.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. L13.
94. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1947; Курс теоретической астрофизики.— М.: Наука, 1985.
95. Bouchet P., Stanga R., LeBertre T., Erphtein N., Hamann W. R., Lorenzetti D.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. L9.
Larson H. P., Drapatz S., Mumma M. J., Weaver H. A.//Circ. IAU. 1987. No. 4370.— April. 22.
Bouchet P., Stanga R., Moneti A. et al.//⁹².
96. Ryan S.//Circ. IAU. 1987. No. 4331.— March 5.
97. Wamsteker W., Gilmozzi R., Cassatella A., Panagia N.//Ibidem. No. 4410.— June 15.
Kirshner R. P., Sonneborn G., Cassatella A., Gilmozzi R., Wamsteker W., Panagia N.//Ibidem. No. 4435.— August. 14.
98. Lucy L. B.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 182. P. L31.
99. Branch D.//⁹².
100. Мустель Э. Р.//Астрон. цирку. 1972. № 674; Highlights Astron. 1974. P. 545
101. Чугай Н. Н.//Астрон. цирку. 1987. № 1494.
102. Vidal-Madjar A., Andreani P., Cristiani S., Ferlet R., Lanz T., Vladilo G.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. L17.
Andreani P., Vidal-Madjar A.//Nature. 1988. V. 333. P. 432.
Andreani P., Ferlet R., Vidal-Madjar A.//Nature. 1987. V. 326. P. 770.
103. Cropper M., Bailey J. A., Peacock T. I., Wickramasinghe D. T.//Circ. IAU. 1987. No. 4319.— February 26.
Walsh J. R., Boyley J. A.//Ibidem. No. 4328.— March 3.
Barrett P.//Ibidem. No. 4337.— March 9.
Schwarz H. E., Mundt R.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. L4.
104. Видмаченко А. П., Гнедич Ю. Н., Ларпонов В. М., Ларпонова Л. В.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 387.
Jeffery D. J.//Nature. 1987. V. 329. P. 419.
105. Schwarz H. E.//⁹².
106. Fabian A. C., Rees M. J., van den Heuvel E. P. J., van Paradijs J.//Nature. 1987. V. 328. P. 323.
107. Naumov V., Vidmachenko A., Zalles R.//Circ. IAU. 1987. No. 4347.— March 18.

108. Cristian S., Babel J., Barwig H., Clausen J. V. et al.//Astron. and Astrophys. 1987. V. 177. P. L5.
109. Helt B. E., Vazs L. P. R., Jørgensen H. E.//Messenger ESO. 1987. No. 47. P. 28.
110. Monderen P., Schwarz H. E., Steeman F.//Ibidem. P. 27.
Pel J. W., Schwarz H. E., Lub J., Heynderickx D. et al.//⁹².
111. Babel J., Heynderickx D.//Messenger ESO. 1987. No. 47. P. 28.
112. а) Лютый В. М.//Физика космоса: Маленькая энциклопедия.— М.: Сов. энциклопедия, 1986.— С. 130.
б) Аллен К. У. Астрофизические величины.— М.: Мир, 1977. С. 28.
113. Catchpole R. M., Whitelock P. A., Feast M. W., Menzies J. W. et al.//Mon. Not. RAS. 1988. V. 231. P. 75P.
114. Bouchet P., Gutierrez F.//Messenger ESO. 1986. No. 45. P. 32.
115. Chalabaev A., Perrier C., Mariotti J. M.//Circ. IAU. 1987. No. 4481.— November 2.
Perrier C.//Ibidem. No. 4417.— July 9.
Perrier C., Chalabaev A. A., Mariotti J. M., Bouchet P.//⁹². Provence No. 26.— 1987.
116. McGregor P. J., Hyland A. R.//Circ. IAU. 1987. No. 4468. October 12.
117. Oliva E., Moorwood A. F. M., Danziger I. J.//Ibidem. No. 4484.— November 5.
118. Cohen M., Moseley H., Glassum W., Loewenstein R., Silverberg R., Dwek E., Graham J.//Ibidem. No. 4500.— November 25.
119. Климишин И. А. Ударные волны в оболочках звезд.— М.: Наука, 1984.
120. Имшенник В. С., Морозов Ю. И. Радиационная релятивистская газодинамика высокотемпературных явлений.— М.: Атомиздат, 1981.
121. Надёжин Д. К., Франк-Каменецкий Д. А.//Вопросы космогонии.— М.: Наука, 1964.— Т. 10. С. 154.
122. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии.— М.: ИЛ, 1950.
123. И. С. Шкловский и современная астрофизика.— М.: Знание, 1986.— (Сер. «Космонавтика, астрономия»).
124. Грасберг Э. К., Имшенник В. С., Надёжин Д. К., Утробин В. П.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 547.
125. Arnett W. D.//⁹².
126. Shigeoyama T., Nomoto K., Hashimoto M., Sugimoto D.//Nature. 1987. V. 328. P. 320.
127. Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.— М.: ИЛ, 1961.
128. Имшенник В. С., Морозов Ю. И.//ПМТФ. 1964. № 2. С. 8.
129. Гандельман Г. М., Франк-Каменецкий Д. А.//ДАН СССР. 1956. Т. 107. С. 811.
130. Sakurai A.//Commun. Pure and Appl. Math. 1960. V. 13. P. 553.
131. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
132. Грасберг Э. К.//Астрон. ж. 1981. Т. 58. С. 155.
133. Морозов Ю. И.//ПМТФ. 1966. № 4. С. 42.
134. Bisnovatyi-Kogan G. S., Imshennik V. S., Nadyozhin D. K., Cheshetkin V. M.//Astrophys. and Space Sci. 1975. V. 35. P. 23.
135. Имшенник В. С. Препринт ИИМ АН СССР № 86.— Москва, 1976.
136. Илларионов А. Ф., Сюняев Р. А.//Астрон. ж. 1974. Т. 51. С. 698.
Зельдович Я. Б., Илларионов А. Ф.//ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 1294.
Weaver T. A., Charline G. F.//Astrophys. J. Lett. 1974. V. 192. P. L57.
137. Имшенник В. С., Утробин В. П.//Письма Астрон. ж. 1977. Т. 3. С. 68.
138. Надёжин Д. К., Франк-Каменецкий Д. А.//Астрон. ж. 1964. Т. 41. С. 842.
139. Wheeler J. C., Harkness R. P., Barkat Z. Preprint of McDonald Observatory.— Austin, Texas, 1987.— Submitted to IAU Colloquium. No. 108.//Proc. of the Fourth G. Mason Fall Workshop on Supernova 1987A./Ed. M. Kafatos.— Cambridge, 1988.
140. Williams R. E.//Astrophys. J. Lett. 1987. V. 320. P. L417; IAU Colloquium No. 108. Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution. 1987 (in press).
Phillips M. M.//Proc. of the Fourth G. Mason Fall Workshop on Supernova 1987A./Ed. M. Kafatos.— Cambridge, 1988.
141. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С., Райзер Ю. П.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1278, 1447.
142. Грасберг Э. К., Надёжин Д. К.//Astrophys. and Space Sci. 1976. V. 44. P. 429.

143. Junde H., Dailing H., Chunmei Z. et al.//Nucl. Data Sheets. 1987. V. 51. P. 67.
144. Branch D.//Astrophys. J. Lett. 1987. V. 320. P. L123.
145. Соболев В. В.//Астрофизика. 1972. Т. 8. С. 197; 1974. Т. 10. С. 185.
146. Колесов А. К., Соболев В. В.//Астрон. ж. 1982. Т. 59. С. 417.
147. Соболев В. В.//Астрофизика. 1979. Т. 15. С. 401.
148. Klein R. I., Chevalier R. A.//Astrophys. J. Lett. 1978. V. 223. P. L169.
149. Colgate S. A.//Astrophys. J. 1972. V. 174. P. 377.
150. Гершберг Р. Е.//Изв. Кр. АО. 1963. Т. 30. С. 90.
151. Токовинин А. А., Шеглов П. В.//УФН. 1979. Т. 129. С. 645.
Токовинин А. А.//^{112d}.— С. 641.
152. Matcher S. J., Meikle W. P. S., Morgan B. L.//Circ. IAU. 1987. No. 4391.— May 14; No. 4394.— May 15; No. 4413.— July 1; No. 4414.— July 3.
153. Karovska M., Nisenson P., Noyes R., Papaliolios C.//Ibidem. No. 4382.— May 4.
Nisenson P., Papaliolios C., Karovska M., Noyes R.//Astrophys. J. Lett. 1987. V. 320. P. L15.
154. Karovska M., Nisenson P., Papaliolios C.//Circ. IAU. 1987. No. 4440.— August 21.
155. Hillebrandt W., Höflich P., Schmidt H. U., Truran J. W.//Astron. and Astrophys. 1917. V. 186. P. L9.
156. Nomoto K., Shigeuama T., Hashimoto M.//⁹².
157. Woosley S. E., Pinto P. A., Martin P. J., Weaver T. A.//Astrophys. J. 1987. V. 318. P. 664.
158. Hillebrandt W., Höflich P., Truran J. W., Weiss A.//Nature. 1987. V. 327. P. 597.
159. Грасберг Э. К., Надежин Д. К.//Астрон. ж. 1986. Т. 63. С. 1137.
160. Feast M. W. Preprint SAAO.— 1987.
161. Псковский Ю. П.//Астрон. ж. 1977. Т. 54. С. 1188.
162. Cassatella A., Wamsteker W., Sanz L., Gry C.//Circ. IAU. 1987. No. 4330.— March 4.
163. Pastoriza M. G., Storchi-Bergmann T.//Ibidem. No. 4334.— March 7.
164. Matthews J., Suntzeff N.//Ibidem. No. 4336.— March 9.
165. Chalabaev A. A., Cristiani S.//Preprint of Obs. Haute Provence No. 25.— 1987.
166. Madore B., Shelton I.//Circ. IAU. 1987. No. 4330.— March 4.
167. Шкловский И. С. Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы.— М.: Наука, 1976.
168. Chechetkin V. M., Gershtein S. S., Imshennik V. S., Ivanova L. N., Khlorov M. Yu.//Astrophys. and Space Sci. 1980. V. 67. P. 61.
169. Richards D. W., Comella J. M.//Nature. 1969. V. 222. P. 551.
170. Arnett W. D.//Supernovae: Survey of Current Research/Ed. M. J. Rees, R. J. Stoneham.— Dordrecht, Holland: D. Reidel 1982.— P. 221.
171. Brinkmann W.//Circular IAU. 1987. No. 4332.— March 6.
172. Chupp E. L., Vestrand W. T., Ghosh A., Matz S. M., Leising M., Share G. H.//Ibidem. No. 4365.— April 13.
173. Matz S. M., Share G. H., Chupp E. L.//Ibidem. No. 4419.— July 14.
174. Ubertini P., Bazzano A., LaPadula C. et al.//Ibidem. No. 4387.— May 8.
175. Sood R. K., Thomas J., Waldron L. et al.//Ibidem. No. 4405.— June 12.
176. Cook W., Palmer D., Prince T., Schindler S., Stone E.//Ibidem. No. 4400.— June 2.
177. Басилова Р. Н., Блох Г. М., Панков В. М. и др.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 594.
178. Briel U. G., Pfeffermann E., Aschenbach B., Brauniger H., Trümper J.//Circ. IAU. 1987. No. 4452.— September 22.
179. Sandie W., Nakano G., Chase L. et al.//Ibidem. No. 4463.— October 3.
180. Сюняев Р., Канниовский А., Ефремов В. и др.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 1027.
Sunyaev R. et al.//Nature. 1987. V. 330. P. 227.
181. Makino F.//Circ. IAU. 1987. No. 4447.— September 8.
182. Dotani T., Hayashida K., Inoue H. et al.//Nature. 1987. V. 330. P. 230.
183. Гребенев С. А., Сюняев Р. А.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 945.
184. Blinnikov S. I., Imshennik V. S., Nadyozhin D. K.//Sov. Sci. Rev. Ser. E: Astrophys. and Space Phys. 1987. V. 6. P. 266.

185. Бартунов О. С., Блинные С. И., Левахина Л. В., Надёжин Д. К.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 744.
186. Гребенев С. А., Сюняев Р. А.//Ibidem. С. 1042.
187. Клейтон Д. Д.//⁵¹⁶.— С. 381.
188. Chan K. W., Lingenfelter R. E.//Astrophys. J. Lett. 1987. V. 318. P. L57.
189. Lederer C. M., Shirley V. S. Table of Isotopes. New York: Wiley-Interscience. 1978.— P. 160.
190. Itoh M., Kumagai S., Shigeuama T. et al.//Nature. 1987. V. 330. P. 233.
191. Masai K., Hayakawa S., Itoh H., Nomoto K.//Ibidem. P. 235.
192. Masai K., Hayakawa S., Itoh H., Nomoto K., Shigeuama T.//Proc. of IAU Colloquium No. 108.— Tokyo, 1987 (in press).
193. Matz S. M., Share G. H., Leising M. D., Chupp E. L., Vestrand W. T.//Circ. IAU. 1987. No. 4510.— December 11.
Matz et al.//Nature. 1988. V. 331. P. 416.
194. Nomoto K., Tsuruta S.//Proc. of the Fourth G. Mason Fall Workshop on Supernova 1987A/Ed. M. Kafatos.— Cambridge, 1988.
195. Domogatsky G. V., Nadyozhin D. K.//Mon. Not. RAS. 1977. V. 178. P. 35P.
Домогацкий Г. В., Надёжин Д. К.//Астрон. ж. 1978. Т. 55. С. 516; Astrophys. and Space Sci. 1980. V. 70. P. 55; Письма Астрон. ж. 1980. Т. 6. С. 232.
Domogatsky G. V., Gramzhan R. A., Nadyozhin D. K.//Proc. of Neutrino-77.— Moscow, Nauka, 1978.— V. 1. P. 115.
Домогацкий Г. В., Имшенник С. В.//Письма Астрон. ж. 1982. Т. 8. С. 351.
196. Domogatsky G. V., Gramzhan R. A., Nadyozhin D. K.//Astrophys. and Space Sci. 1978. V. 58. P. 273.
197. Березинский В. С., Гинзбург В. Л.//Письма Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 931; Nature. 1987. V. 329. P. 807.
198. Turtle A. J., Campbell-Wilson D., Bunton J. D., et al.//Nature. 1987. V. 327. P. 38.
199. Norris R. P., Wark R., Taaffe L. et al.//Circ. IAU. 1987. No. 4432.— August 13.
200. Storey M. C., Carrad G., Cooke D. J. et al.//Ibidem.
201. Kaufmann P.//Ibidem. No. 4438.— August 18.
202. Chevalier R. A., Fransson C.//Nature. 1987. V. 328. P. 44.
203. Storey M. C., Manchester R. N.//Ibidem. V. 329. P. 421.
204. Федоренко В. Н. Препринт ЛФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР № 1195.— Ленинград, 1988.
205. Бисноватый-Коган Г. С., Илларионов А. Ф., Слыш В. И. Препринт ИКИ АН СССР № 1404.— Москва, 1987.
Bisnovaty-Kogan G. S.//⁹².
206. Имшенник В. С., Надёжин Д. К.//Астрон. ж. 1965. Т. 42. С. 1154.
207. Надёжин Д. К.//Ibidem. 1968. Т. 45. С. 1166.
208. Gamov G., Schoenberg M.//Phys. Rev. 1940. V. 58. P. 1117.
209. Пинаев В. С.//ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 548.
210. Tsuruta S., Cameron A. G. W.//Can. J. Phys. 1965. V. 43. P. 2056.
211. Имшенник В. С., Надёжин Д. К., Пинаев В. С.//Астрон. ж. 1966. Т. 43. С. 1215; 1967. Т. 44. С. 768.
212. Надёжин Д. К., Чечёткин В. М.//Астрон. ж. 1969. Т. 46. С. 270.
213. Имшенник В. С., Чечёткин В. М.//Ibidem. 1970. Т. 47. С. 929.
214. Barkat Z., Buchler J.-R., Wheeler J. C.//Astrophys. Lett. 1971. V. 8. P. 21.
215. Баско М. М., Имшенник В. С.//Астрон. ж. 1975. Т. 52. С. 469.
216. Иванова Л. Н., Имшенник В. С., Чечёткин В. М.//Ibidem. 1977. Т. 54. С. 354.
217. Блинные С. И., Рудзский М. А.//Письма Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 363.
218. Chiu H.-Y., Salpeter E. E.//Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. P. 413.
219. Копысов Ю. С., Кузьмин В. А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1790.
220. Домогацкий Г. В.//Науч. информации Астрон. Совета АН СССР. 1969. Т. 13. С. 94; Препринт ИЯИ АН СССР № 96.— Москва, 1973.
221. Imshennik V. S., Nadyozhin D. K.//Astrophys. and Space Sci. 1979. V. 62. P. 309.
222. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1976. С. 397.

223. Freedman J. Z.//Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 9. P. 1389.
 224. Конеллиович В. Б., Франкфурт Л. Л.//Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 236.
 225. Schinder P. J., Shapiro S. L.//Astrophys. J. 1979. V. 233. P. 961.
 226. Bernabeu J.//Astron. and Astrophys. 1976. V. 47. P. 375.
 227. Tubbs D. L.//Astrophys. J. 1979. V. 231. P. 846.
 228. Kolb E. W., Mazurek T. J.//Ibidem. 1979. V. 234. P. 1085.
 229. Впдъмаченко А. П., Мороженко А. В., Наумов В. А., Гнеднн Ю. Н.//Астрон. цнрк. 1987. № 1499.
 230. Siskens Th. J., Van den Horn L. J.//Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 76. P. 374.
 231. Bruenn S. W., Ballester J. L.//Astrophys. and Space Sci. 1981. V. 78. P. 247.
 232. Van den Horn L. J., van Weert C. G.//Astrophys. J. Lett. 1981. V. 251. P. L97; Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 101. P. 447; Ser. A. 1981. V. 83. P. 88; Astron. and Astrophys. 1984. V. 136. P. 74.
 233. Wilson J. R., Couch R., Cochran S., Le Blanc J., Barkat Z.//Ann. New York Acad. Sci. 1975. V. 262. P. 54.
 234. Bowers R., Wilson J. R.//Astrophys. J. 1982. V. 263. P. 366.
 235. Domogatsky G. V., Zatserep G. T.//Proc. of 9th Intern. Conference on Cosmic Rays.— London, 1965.— V. 2. P. 1030; Proc. of Intern. Seminar on Neutrino Physics and Astrophysics.— Moscow, 1968.— V. 2. P. 198; Sci. Rep. CERN. 1969. No. 28. P. 161.
 236. Domogatsky G. V., Imshennik V. S., Nadyozhin D. K.//Proc. of Neutrino-77.— Moscow, 1978.— V. 1. P. 85.
 237. Burrows A.//Astrophys. J. 1984. V. 283. P. 848.
 238. Алексеева Л. Н.//Частицы и космология.— М.: ИЯИ АН СССР, 1984. Ч. 1. С. 58.
 239. Зацепин Г. Т., Ряжская О. Г.//УФН. 1985. Т. 146. С. 713.
 240. Надёжин Д. К., Отрощенко И. В.//Астрон. ж. 1980. Т. 57. С. 78.
 241. Schinder P. J., Shapiro S. L.//Astrophys. J. 1982. V. 259. P. 311; Astrophys. J. Suppl. 1982. V. 50. P. 23.
 242. Schinder P. J., Shapiro S. L.//Astrophys. J. 1983. V. 273. P. 330.
 243. Чудаков А. Е., Еленский Я. С., Михеев С. П.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 297.
 244. Sato K., Suzuki H.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 196. P. 267.
 245. Burrows A., Lattimer J. M. Preprints of Steward Obs. Nos 724, 725.— Arisona, USA, 1987; Astrophys. J. Lett. 1987. V. 318. P. L63.
 246. Burrows A.//Preprint of Steward Obs. No. 723.— Arisona, USA, 1987; Astrophys. J. Lett. 1987. V. 318. P. L57.
 247. Bruenn S. W.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 938.
 248. Bruenn S. W.//Astrophys. J. Suppl. 1985. V. 58. P. 771.
 249. Arafune J., Fukugita M.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 367.
 250. Sato K., Suzuki H.//Ibidem. V. 58. P. 2722.
 Suzuki H., Sato K.//Publ. Astron. Soc. Japan. 1987. V. 39. P. 521.
 251. Aglietta M. et al.//Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1315.
 252. Грасберг Э. К., Надёжин Д. К.//Физика нейтронных звезд. Образование, строение и эволюция — Ленинград, ЛФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1988. С. 84.
 253. Aglietta M. et al.//Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1321.
 Дадькин В. Л., Зацепин Г. Т., Корчагин В. Б. и др.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 107.
 254. Ряжская О. Г., Рясний В. Г.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 236.
 255. Алексеев Е. Н., Алексеева Л. Н., Волченко В. И., Кривошеина И. В.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 99.
 256. Amaldi E. et al.//Europhys. Lett. 1987. V. 3. P. 1325.
 257. Nussinov S., Goldman I., Alexander G., Aharonov Y.//Nature. 1987. V. 329. P. 134.
 258. Abbott L. F., De Rujula A., Walker T. R. Preprint CERN-TH.4799/87, BUHER 87-24.— Geneva, July 1987.
 259. Михеев С. П., Смирнов А. Ю.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 11.
 260. Takahara M., Sato K.//Mod. Phys. Lett. Ser. A. 1987. V. 2. P. 293.
 261. Barbiellini G., Cocconi G.//Nature. 1987. V. 329. P. 21.
 262. Oyama Y., Hirata K., Kajita T. et al.//Phys. Rev. a Lett. 1987. V. 59. P. 2604.
 263. Schaefer R., Declais Y., Jullian S.//Nature. 1987. V. 330. P. 142.

264. Коноплич Р. В., Хлопов М. Ю. Препринт ИИМ АН СССР № 178.— Москва, 1987.
265. Ellis J., Oliva K.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 193. P. 525.
266. Зацепин Г. Т.//Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 333.
267. Arnett W. D., Fu A. Preprint. 1988.
268. Michel F. C., Kennel C. F., Fowler W. A.//Science. 1987. V. 238. P. 938.
269. Naughton W. C.//Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. Ser. A. 1988. V. A264. P. 37.
270. Климишин И. А., Гнатык Б. И.//Астрофизика. 1981. Т. 17. С. 547.
271. Blades J. C., Wheatley J. M., Panagia N. et al. Preprint of Space Tel. Sci. Institute No. 262.— April 1988; Astrophys. J. (in press).
272. Gouiffes Chr. Rosa M., Melnick J. et al. Preprint of ESO. No. 591.— May 1988.
273. Fransson C., Cassatella A., Gilmozzi R. et al. Preprint of Center for Astrophysics No. 2638.— Massachusetts, March 1988; Astrophys. J. (in press).
274. Matz S. M. et al.//Circ. IAU. 1988. No. 4568.— March 22.
275. Sandie W. et al.//Ibidem. No. 4256.— January 11, 1988.
276. Cook W. R. et al.//Ibidem. No. 4257.— January 12.
277. Rester A. C. et al.//Ibidem. No. 4535.— January 25, 1988.
278. Mahoney W. A. et al., Cook W. R. et al.//Ibidem. No. 4584.— April 23, 1988.
279. Barthelmy S. et al.//Ibidem. No. 4593.— May 11, 1988.
280. Ubertini P. et al.//Ibidem. No. 4590.— May 5, 1988.
281. Makino F.//Ibidem. No. 4530.— January 16, 1988.
282. Makino F.//Ibidem. No. 4532.— January 19, 1988.
283. Сюняев Р. А. и др.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 579.
284. Bartel N., Jauncey D. L., Kembell A. et al. Preprint of Center for Astrophysics No. 2641.— Massachusetts, March 1988;//Proc. of the Fourth G. Mason Fall Workshop on Supernova 1987A/Ed. N. Kafatos.— Cambridge: 1988.
285. Reynolds J. E., Jauncey D. L., Preston R. A. et al.//⁹². P. 615.
286. Lo Sacco J. M. et al. Talk at the Topical Workshop «Supernova 1987A: One Year Later». La Thuile, Italy, February 1988.
287. Волошин М. Б., Висоцкий М. И., Окунь Л. Б.//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 754.
288. Nussinov S., Raphaeli Y.//Phys. Rev. Ser. D. 1987. V. 36. P. 2278.
289. Волошин М. Б. Препринт ИТЭФ № 45.— Москва, 1988.
290. Блинные С. И., Окунь Л. Б. Препринт ИТЭФ № 123.— Москва, 1988; Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14, № 10.
291. Barbieri R., Moharatra R. N., Yanagida T. Preprint of UM-PP No. 88-232.— 1988.
292. Блинные С. И. Препринт ИТЭФ № 19.— Москва, 1988.
293. Dorita M. A., Dawe J. A., Achilleos N. et al. Preprint of Mt. Stromlo and Siding Spring Observatory.— Australia, 1987.
294. Dwek E.//Astrophys. J. 1988. V. 329. P. 814.
295. Сюняев Р. А., Гильфанов М. Р., Чуразов Е. М. и др.//Письма Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 591.