

## Физика нейтронных звёзд

А.Ю. Потехин

*В обзоре рассмотрен ряд актуальных проблем физики нейтронных звёзд. Представлены основные сведения о нейтронных звёздах, кратко рассмотрены их наблюдательные проявления, строение ядра и оболочек, магнитные поля, тепловая эволюция, массы и радиусы, а также связь наблюдаемых характеристик с микрофизикой.*

PACS numbers: 26.60.-c, 97.60.Gb, 97.60.Jd

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201012b.1279

## Содержание

1. Введение (1279).
  2. Основные сведения о нейтронных звёздах (1281).
    - 2.1. Нейтронные звёзды как релятивистские объекты. 2.2. Строение нейтронной звезды и её главные загадки. 2.3. Рождение, жизнь и смерть нейтронной звезды. 2.4. Формирование представлений о нейтронных звёздах.
  3. Наблюдательные проявления нейтронных звёзд (1285).
    - 3.1. Остывающие нейтронные звёзды. 3.2. Пульсары. 3.3. Нейтронные звёзды в двойных системах.
  4. Ядро нейтронной звезды и вещество сверхъядерной плотности (1288).
    - 4.1. Внешнее ядро. 4.2. Внутреннее ядро и гипероны. 4.3. Фазовые превращения и деконфайнмент. 4.4. Связь с наблюдениями.
  5. Оболочки (1292).
    - 5.1. Внутренняя кора. 5.2. Мантия. 5.3. Внешняя кора и её плавление. 5.4. Океан. 5.5. Атмосфера.
  6. Магнитные поля (1294).
    - 6.1. Величина и эволюция магнитного поля. 6.2. Квантование Ландау. 6.3. Атомы и ионы в магнитных атмосферах. 6.4. Коэффициенты электронного переноса тепла и заряда.
  7. Остывание и тепловое излучение (1297).
    - 7.1. Стадии остывания. 7.2. Тепловая структура. 7.3. Кривые остывания. 7.4. Эффективные температуры. 7.5. Массы и радиусы.
  8. Заключение (1301).
- Список литературы (1301).

## 1. Введение

Нейтронные звёзды — самые компактные из известных звёзд — названы так потому, что их недра в значительной мере состоят из нейтронов. При типичной массе  $M \sim 1 - 2 M_{\odot}$ , где  $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$  г — масса Солнца, нейтронная

звезда обладает радиусом  $R \approx 10 - 14$  км. Массовая плотность  $\rho$  вещества в такой звезде составляет в среднем  $\sim 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>, примерно втрое превышая типичную плотность тяжёлого атомного ядра — нормальную ядерную плотность  $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$  г см<sup>-3</sup>. Плотность  $\rho$  в центре нейтронной звезды может на порядок превосходить  $\rho_0$ . Такое вещество невозможно создать в лаборатории, и его свойства и даже состав пока не выяснены. Существуют различные теоретические модели для описания такого вещества, и сделать выбор в пользу какой-либо из них в обозримом будущем можно только на основе изучения нейтронных звёзд, путём анализа и интерпретации их наблюдений при помощи теоретических моделей. Нейтронные звёзды обладают также рядом других уникальных свойств, о которых будет сказано ниже, и отличаются большим разнообразием наблюдательных проявлений, что позволяет использовать их для проверки теоретических моделей экстремальных состояний вещества [1]. И наоборот, прогресс теоретической физики на пути изучения вещества в экстремальных условиях является необходимой предпосылкой построения корректных моделей нейтронных звёзд и правильной интерпретации их наблюдений.

Нейтронные звёзды — не единственные объекты, в недрах которых вещество сжато до плотностей, недостижимых в лаборатории. Другие представители класса компактных звёзд — это белые карлики и гипотетические кварковые звёзды [2]. Если размер нейтронной звезды определяется, главным образом, балансом сил гравитации и давления вырожденных нейтронов, то в белых карликах гравитационному сжатию противостоит давление вырожденных электронов, а в кварковых или странных звёздах — давление материи, состоящей из кварков, не сгруппированных в адроны. По сравнению с белыми карликами, нейтронные звёзды намного компактнее. Белые карлики, известные как особый класс звёзд с 1910-х гг., при массе  $M \sim M_{\odot}$  имеют радиус  $R \sim 10^4$  км, сравнимый с радиусом Земли и примерно в тысячу раз больший, чем радиус нейтронной звезды [3]. Поэтому плотность вещества в их недрах не достигает и тысячной доли от  $\rho_0$ . Согласно теоретическим моделям, кварковые звёзды при  $M \sim M_{\odot}$  могут быть ещё компактнее, чем нейтронные. Однако, в отличие от нейтронных звёзд,

А.Ю. Потехин. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург, Российская Федерация  
Тел. (812) 292-71-80. Факс (812) 550-48-90  
E-mail: palex@astro.ioffe.ru

Статья поступила 2 августа 2010 г.

кварковые звёзды ещё не наблюдались, и сама возможность их существования твёрдо не установлена.

Виталий Лазаревич Гинзбург был одним из пионеров теоретического исследования нейтронных звёзд. Ещё до их радиоастрономического открытия, состоявшегося в 1967 г., он предсказал ряд их важных физических особенностей, а после открытия активно участвовал в теоретической интерпретации результатов наблюдений. Несколько его статей, посвящённых этой тематике, вышли в 1964 г. В его работах [4, 5] (вторая в соавторстве с Л.М. Озерным) было исследовано изменение магнитного поля звезды при её коллапсе (катастрофическом сжатии) и получена правильная по порядку величины оценка  $B \sim 10^{12}$  Гс для типичной магнитной индукции нейтронной звезды с массой  $M \sim M_{\odot}$ , образовавшейся в результате коллапса. Там же выведены выражения для поля магнитного диполя и поля, однородного на бесконечности, с учётом искривления пространства-времени вблизи сколлапсировавшей звезды согласно общей теории относительности — выражения, ныне широко применяющиеся при изучении магнитных нейтронных звёзд. В тех же работах были сделаны выводы о наличии у нейтронной звезды магнитосферы, в которой релятивистские заряженные частицы излучают электромагнитные волны в диапазоне от радио до рентгена, а также о влиянии магнитного давления и магнитогаидродинамической неустойчивости и о возможном отрыве токонесящей оболочки при коллапсе [5]. Последующее развитие теории и наблюдений подтвердило важность этих проблем для физики нейтронных звёзд. В заметке Гинзбурга и Киржница [6] на полутора страницах был сформулирован целый ряд важных выводов, впоследствии подтвердившихся: о сверхтекучести нейтронной жидкости в недрах нейтронной звезды (по-видимому, независимо от более раннего замечания Мигдала [7]), об образовании в ней вихревых нитей Фейнмана — Онзагера, о величине критической температуры сверхтекучести ( $T_c \lesssim 10^{10}$  К) и её зависимости от плотности ( $\rho \sim 10^{13} - 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>), о влиянии нейтронной сверхтекучести на теплоёмкость и, следовательно, на тепловую эволюцию нейтронной звезды. Эта тема была развита в обзоре [8], в котором, в частности, рассмотрена сверхтекучесть нейтронов и сверхпроводимость протонной примеси к нейтронной жидкости в ядре нейтронной звезды. В статье Гинзбурга и Сыроватского [9] были выдвинуты правильные предположения о магнитотормозном характере излучения источника рентгеновских лучей в Крабовидной туманности, впоследствии оказавшемся плерионом — пульсарной туманностью, окружающей нейтронную звезду, и о его происхождении в результате отрыва оболочки при коллапсе. В 1968 г., в связи с открытием *радиопульсаров* — космических источников периодических радиоимпульсов, В.Л. Гинзбург с соавторами активно участвовал в обсуждении их природы, вначале развивая модель осциллирующих белых карликов [10, 11], а затем модели вращающихся нейтронных звёзд с сильными магнитными полями [12–14], причём подробно обсуждались возможные механизмы генерации радиоизлучения пульсаров [15, 16]. Отдельные работы были посвящены роли пульсаров в генерации космических лучей [17] и оценке работы выхода ионов с поверхности пульсара в магнитосферу [18]. Наконец, в 1971 г. вышел развёрнутый обзор В.Л. Гинзбурга [19], посвящённый анализу оформившихся к тому времени основных теоретических представ-

лений о физике нейтронных звёзд и природе пульсаров и содержащий ряд важных оригинальных идей. В частности, в нём было отмечено, что типичные магнитные поля нейтронных звёзд должны составлять  $B \sim 10^{12}$  Гс, хотя возможны как более низкие значения  $B \sim 10^8$  Гс, так и более высокие, достигающие величин  $B \sim 10^{13} - 10^{15}$  Гс. Это предсказание полностью подтвердилось: распределение магнитных полей радиопульсаров имеет максимум вблизи  $B \sim 10^{12}$  Гс [20], миллисекундные пульсары, открытые в 1980-х гг., обладают магнитными полями  $B \sim 10^8 - 10^{10}$  Гс [21], а поля магнитаров, открытых в 1990-х гг., достигают  $B \sim 10^{14} - 10^{15}$  Гс [22]. Нельзя не отметить, что и многие другие работы В.Л. Гинзбурга нашли широкое применение в исследовании нейтронных звёзд. Помимо знаменитых работ по сверхтекучести и сверхпроводимости, это, прежде всего, его работы по распространению электромагнитных волн в магнитоактивной плазме, завершившиеся всеобъемлющей монографией [23].

Нейтронные звёзды и в настоящее время всё еще изучены недостаточно и таят в себе много загадок, несмотря на их чрезвычайно интенсивное исследование многими научными коллективами в течение последних четырёх десятилетий. В данном обзоре сделана попытка кратко осветить с позиций современной астрофизики основные особенности нейтронных звёзд, придающие этим космическим объектам уникальность. Конечно, учитывая, что нейтронным звёздам были посвящены многие тысячи работ, такой обзор не может претендовать на полноту. Скорее он является очерком, в какой-то мере отражающим личные предпочтения автора. Основы физики нейтронных звёзд можно освоить, например, пользуясь прекрасным учебным пособием Шапиро и Тьюколского [24], а желающие более подробно ознакомиться с современным состоянием какого-либо из разделов астрофизики нейтронных звёзд могут это сделать, обратившись к монографиям (например, [2, 25]) и специализированным обзорам (публиковавшимся в том числе и в *УФН*, например, [21, 26, 27]).

В разделе 2 проведён общий обзор основных физических особенностей нейтронных звёзд и связанных с ними физических и астрофизических проблем, и здесь же брошен взгляд на историю их исследования. В разделе 3 не менее сжато продемонстрирована "многоликость" нейтронных звёзд с точки зрения земного наблюдателя. Последующие разделы носят менее общий характер: в каждом из них освещается какая-либо одна из многих граней астрофизики нейтронных звёзд. Список этих тем не является исчерпывающим. Так, совсем не затрагивается физика магнитосферы пульсара и механизмы генерации в ней излучения, которым посвящена обширная литература (см., например, [14, 27–29]), почти не рассматриваются вопросы нуклонной сверхтекучести, которые были разобраны в обзоре [26], и лишь вскользь упоминаются механизмы нейтринного излучения, исчерпывающе описанные в обзорах Д.Г. Яковлева с соавторами [26, 30]. Список литературы по затронутым в настоящем обзоре вопросам также отнюдь не претендует на полноту и даже на представительность: привести сколько-нибудь представительный список было бы невозможно в рамках формата данной статьи, поэтому автор заранее приносит извинения тем исследователям, существенный вклад которых в изучение физики нейтронных звёзд оказался здесь не отражён. Более полная

(но далеко не исчерпывающая) библиография содержится в монографии [25].

## 2. Основные сведения о нейтронных звёздах

### 2.1. Нейтронные звёзды как релятивистские объекты

Для нейтронных звёзд, в отличие от обычных, большую роль играют эффекты общей теории относительности (ОТО) [31]. Структура невращающихся звёзд определяется релятивистским уравнением гидростатического равновесия сферически симметричного тела в ОТО — уравнением Толмена–Оппенгеймера–Волкова (ТОВ) [32, 33]. Оно даёт очень хорошее приближение и для вращающихся нейтронных звёзд, за исключением тех, которые имеют миллисекундные периоды вращения. Наименьший возможный период вращения составляет  $\sim 0,5$  мс, но наименьший из наблюдавшихся на сегодня периодов почти втрое больше, 1,396 мс [34], что соответствует "режиму медленного вращения", при котором эффекты вращения можно учесть по теории возмущений [25, гл. 6]. Поправки, вносимые магнитным полем, пренебрежимо малы для крупномасштабной структуры нейтронной звезды (по крайней мере, при  $B \lesssim 10^{16}$  Гс). Эффекты, вызываемые известными магнитными полями  $B < 10^{15}$  Гс, могут быть важны в оболочках, о чём пойдёт речь в разделе 6. Решение уравнения ТОВ для заданного уравнения состояния вещества нейтронной звезды даёт семейство моделей структуры звезды, параметром которого является плотность  $\rho_c$  в центре звезды. Условие устойчивости, требующее, чтобы  $M(\rho_c)$  была возрастающей функцией, выполняется в определённом интервале звёздных масс и радиусов; в зависимости от используемого уравнения состояния наибольшая масса звезды  $M_{\max}$ , допускаемая современной теорией, составляет приблизительно от 1,5 до  $2,5M_{\odot}$ , а наименьшая возможная масса нейтронной звезды  $M_{\min} \sim 0,1M_{\odot}$ . Для каждой звезды значимость эффектов ОТО определяется параметром компактности

$$x_g \equiv \frac{r_g}{R}, \quad (1)$$

где

$$r_g \equiv \frac{2GM}{c^2} \approx \frac{2,95M}{M_{\odot}} \text{ км}$$

— гравитационный радиус Шварцшильда,  $G$  — гравитационная постоянная,  $c$  — скорость света. Ускорение силы тяжести на поверхности звезды определяется равенством

$$g = \frac{GM}{R^2\sqrt{1-x_g}} \approx \frac{1,328 \times 10^{14}}{\sqrt{1-x_g}} \frac{M/M_{\odot}}{R_6^2} \text{ см с}^{-2}, \quad (2)$$

где  $R_6 \equiv R/(10^6 \text{ см})$ .

Канонической нейтронной звездой традиционно считается звезда с  $M = 1,4M_{\odot}$  и  $R = 10$  км ( $g = 2,425 \times 10^{14} \text{ см с}^{-2}$ ). Заметим, что сегодня наиболее детальные модели уравнений состояния, считающиеся наилучшими, предсказывают несколько меньшую компактность:  $R \approx 12$  км при  $M = 1,4M_{\odot}$  (см. раздел 4.4). Подставляя эти оценки в (1), видим, что для типичной нейтронной звезды эффекты ОТО составляют десятки процентов. Отсюда вытекают два взаимосвязанных следствия: во-первых, количественная теория нейтронных звёзд должна быть полностью релятивистской, а во-

вторых, наблюдения нейтронных звёзд открывают уникальные возможности для измерения эффектов ОТО и проверки её предсказаний.

Частота фотонов у поверхности в локально инерциальной системе отсчёта (обозначим эту частоту  $\omega_0$ ) при удалении от звезды претерпевает гравитационное красное смещение до величины  $\omega_{\infty}$  в соответствии с формулой

$$z_g \equiv \frac{\omega_0}{\omega_{\infty}} - 1 = (1 - x_g)^{-1/2} - 1. \quad (3)$$

Поэтому спектр теплового излучения звезды с эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$ , измеренный удалённым наблюдателем, смещён в сторону больших длин волн и соответствует более низкой эффективной температуре  $T_{\text{eff}}^{\infty} = T_{\text{eff}} \sqrt{1 - x_g}$ .

Наряду с радиусом  $R$ , определяемым длиной экватора  $2\pi R$  в локально инерциальной системе отсчёта, часто вводят в рассмотрение *видимый радиус* для удалённого наблюдателя:  $R_{\infty} = R(1 + z_g)$ . В частности, для канонической модели нейтронной звезды получаем  $R_{\infty} = 13$  км, а для более реалистичной модели с той же массой  $R_{\infty} \sim 15$  км. Радиус нейтронной звезды  $R$  уменьшается с увеличением её массы, но рост  $z_g$  при уменьшении радиуса и увеличении массы приводит к тому, что зависимость  $R_{\infty}(M)$  имеет минимум. Можно показать, что видимый радиус звезды не может быть меньше, чем  $R_{\infty}^{\min} = 7,66(M/M_{\odot})$  км [25]. Полная видимая фотонная светимость  $L_{\gamma}^{\infty} \propto R_{\infty}^2 (T_{\text{eff}}^{\infty})^4$  связана со светимостью в системе отсчёта звезды соотношением  $L_{\gamma}^{\infty} = (1 - x_g)L_{\gamma}$ . Выражения для  $R_{\infty}$  и  $L_{\gamma}^{\infty}$  находятся в полном согласии с представлениями об искривлении световых лучей и замедлении времени вблизи массивного тела. Искривление лучей позволяет удалённому наблюдателю как бы заглянуть за горизонт нейтронной звезды. Так, для звезды с дипольным магнитным полем наблюдатель может, при достаточном угле наклона оси диполя к лучу зрения, видеть одновременно обе магнитных полярных шапки. Этот эффект действительно проявляется в наблюдениях пульсаров. Конечно, такие эффекты необходимо учитывать при сравнении теоретических моделей излучения нейтронных звёзд с наблюдениями.

Согласно ОТО, вращающаяся звезда, форма которой отличается от эллипсоида вращения, должна излучать гравитационные волны. Искажения формы могут быть вызваны колебаниями звезды или другими причинами. Высказывались предположения [35], что гравитационные волны, испускаемые быстро вращающимися нейтронными звёздами, можно зарегистрировать при помощи современных гравитационных антенн. Более реальные кандидаты для регистрации такими антеннами — гравитационные волны, возникающие при слиянии нейтронных звёзд [36, 37].

В то время как регистрация гравитационных волн земными антеннами остаётся неосуществлённой, можно утверждать, что гравитационные волны уже зарегистрированы благодаря наблюдениям "космических гравитационных антенн" — двойных нейтронных звёзд. Две звезды, обращающиеся вокруг общего центра масс, испускают гравитационные волны. Первый пульсар, вращающийся по орбите в паре с другой нейтронной звездой, был открыт Халсом и Тейлором в 1974 г. (Нобелевская премия 1993 г.) и в течение более 20 лет оставался единственным в своём роде. Сейчас уже известно не менее девяти подобных систем, самая замечательная из

которых — двойной пульсар J0737–3039 — пара, в которой обе нейтронные звезды наблюдаются как радиопульсары [21, 38].

Известные двойные системы нейтронных звёзд имеют компактные орбиты и небольшие периоды обращения по ним. Так, орбитальный период пульсара Халса–Тейлора менее 8 ч, а большая полуось орбиты составляет около двух миллионов километров, что почти на два порядка меньше расстояния от Земли до Солнца. Гравитационное излучение оказывается настолько сильным, что уносимая им энергия приводит к заметному уменьшению размера орбиты и орбитального периода. Измеренное уменьшение орбитального периода пульсара Халса–Тейлора оказалось в полном согласии с предсказанием ОТО (в пределах погрешности измерения, составляющей десятые доли процента).

Другой эффект ОТО — смещение периастра, или релятивистская прецессия орбиты, — на порядки превосходит вековое смещение перигелия Меркурия (точнее, те 7,5 % его смещения, составляющие  $0,43''$  в год, которые не объясняются влиянием других объектов Солнечной системы, но получили объяснение в ОТО). Так, для пульсара Халса–Тейлора релятивистское смещение периастра составляет  $4,22^\circ$  в год, а для двойного пульсара —  $16,9^\circ$  в год.

Третий измеренный эффект — геодезическая прецессия вращающегося тела при его движении по орбите, аналогичная спин-орбитальному взаимодействию в атомной физике. Измерение геодезической прецессии дало возможность реконструировать временную зависимость направления магнитной оси пульсара Халса–Тейлора. Оказалось, что около 2025 г. диаграмма направленности пульсара перестанет пересекать луч зрения земного наблюдателя, и пульсар на два века станет невидимым [39, 40]. Не исключено, что может стать видимой звезда-компаньон.

Двойной пульсар оказался ещё лучшей лабораторией для проверки эффектов ОТО, чем пульсар Халса–Тейлора. Во-первых, регистрация радиоимпульсов от обеих нейтронных звёзд в двойной системе позволяет по доплеровскому смещению напрямую измерять лучевые скорости, а по изменениям формы импульсов — геодезическую прецессию каждой из них. Во-вторых, луч зрения земного наблюдателя лежит почти в плоскости орбиты двойного пульсара (наклон к нормали  $\approx 89^\circ$ ), что впервые позволило надёжно измерить так называемые параметры задержки Шапиро — два параметра, характеризующие эффект запаздывания электромагнитной волны при её прохождении вблизи звезды<sup>1</sup>. В общей сложности для двойного пульсара удалось измерить пять из семи независимых пост-кеплеровских параметров, характеризующих эффекты ОТО. Любые два из них однозначно определяют массы обоих пульсаров  $M_A$  и  $M_B$ , а измерение остальных можно рассматривать как проверку ОТО. ОТО прошла этот тест с блеском: любые два из измеренных параметров дают одни и те же значения  $M_A = 1,337M_\odot$ ,  $M_B = 1,249M_\odot$  в пределах погрешностей, не превосходящих  $0,001M_\odot$  [38].

<sup>1</sup> Заметим, что близость плоскости орбиты к лучу зрения также позволила наблюдать модуляцию пульсирующего излучения одного пульсара при его прохождении через магнитосферу другого, что дало дополнительную информацию об их магнитных полях и магнитосферах.

В 2005 г. был открыт ещё один уникальный релятивистский объект — пульсар PSR J1903 + 0327 с периодом собственного вращения 2,15 мс, обращающийся с периодом 95 сут по сильно вытянутой наклонной орбите (с эксцентриситетом  $e = 0,44$  и наклоном  $78^\circ$ ) в паре со звездой главной последовательности — обычной звездой с массой  $M \approx M_\odot$ , отождествлённой в инфракрасном диапазоне [41]. Наблюдения на радиотелескопе обсерватории Аресибо позволили измерить три пост-кеплеровских параметра: оба параметра задержки Шапиро и прецессию орбиты. В предположении, что прецессия орбиты вызвана исключительно эффектами ОТО, для массы пульсара была получена оценка  $M = 1,67 \pm 0,01M_\odot$  [42]. Это самая большая из точно измеренных масс нейтронных звёзд. Правда, надо оговориться, что нельзя исключить влияния на прецессию орбиты нерелятивистских эффектов, например, приливов на звезде-компаньоне, вызванных тяготением пульсара. С учётом этой неопределённости получается более консервативная оценка  $M = 1,67 \pm 0,11M_\odot$  [42] (см. примечание при корректуре в конце статьи).

## 2.2. Строение нейтронной звезды и её главные загадки

В типичной нейтронной звезде можно выделить две основные качественно отличные области — ядро и оболочку. Ядро, в свою очередь, подразделяется на внешнее и внутреннее, а оболочка — на твёрдую кору и жидкий океан. Такое деление на четыре существенно различных области, хотя и без использования современной терминологии, было проведено уже в обзоре Гинзбурга 1971 г. [19] (рис. 1). Внешнее ядро нейтронной звезды обычно имеет толщину порядка нескольких километров и плотность вещества в диапазоне  $0,5\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$ . О веществе внешнего ядра, составляющем большую долю массы типичной нейтронной звезды, существуют чёткие качественные представления (см., например, [25, гл. 5 и 6]): оно представляет собой сверхтекучую нейтронную жидкость с примесью сверхпроводящей протонной компоненты (см. рис. 1), а также электронов и  $\mu^-$ -мезонов (мюонов), причём все составляющие сильно вырождены. Внутреннее ядро занимает центральную область с  $\rho \gtrsim 2\rho_0$ , радиус которой может доходить до нескольких километров.

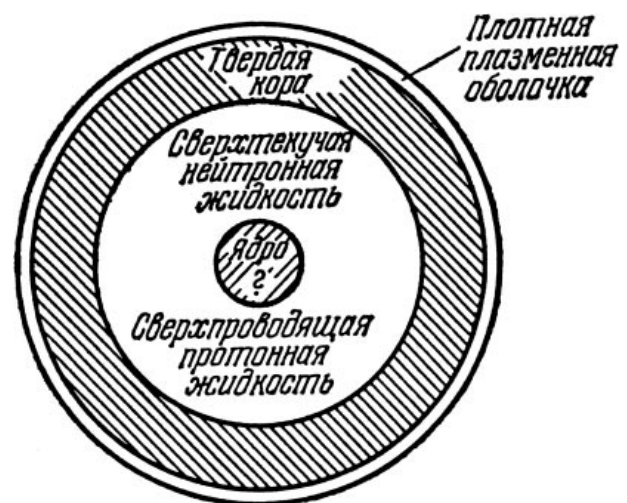


Рис. 1. Схематическое строение нейтронной звезды. Рисунок из статьи В.Л. Гинзбурга [19].

Оно присутствует в достаточно массивных нейтронных звёздах,  $M \gtrsim 1,4 - 1,5 M_{\odot}$  (в нейтронных звёздах меньшей массы плотность не достигает  $2\rho_0$ ). Состав и свойства вещества во внутреннем ядре нейтронной звезды неизвестны, так как результат их расчёта сильно зависит от используемого теоретического описания коллективных фундаментальных взаимодействий. Поэтому исследование нейтронных звёзд важно не только для астрофизики, но и для физики ядра и элементарных частиц. Известные теоретические модели допускают следующие гипотетические возможности:

- 1) гиперонизацию вещества — появление различных гиперонов (прежде всего  $\Lambda$ - и  $\Sigma^-$ -гиперонов);
- 2) пионную конденсацию — образование бозе-конденсата из коллективных возбуждений, имеющих свойства  $\pi$ -мезонов;
- 3) каонную конденсацию — образование аналогичного конденсата из  $K$ -мезонов;
- 4) деконфаймент — фазовый переход к кварковой материи.

Последние три варианта, в отличие от первого, возможны не для всех современных теоретических моделей вещества сверхъядерной плотности, поэтому их часто называют *экзотическими* [25, гл. 7].

Согласно современным представлениям, барионное вещество в ядре звезды является сверхтекучим. Сверхтекучесть уменьшает теплоёмкость вещества и скорость нейтринных реакций. Однако на определённой стадии остывания в тех областях звезды, в которых температура опускается ниже критической, возникновение сверхтекучести, напротив, приводит к дополнительному нейтринному излучению за счёт куперовского спаривания нуклонов. Обзор этих эффектов и их влияния на скорость остывания нейтронной звезды дан в [26].

В *оболочках* звезды вещество не столь необычно: там атомные ядра присутствуют отдельно. Тем не менее это вещество тоже находится в экстремальных с точки зрения земной физики условиях, как правило, недостижимых в лаборатории. Последнее обстоятельство делает такое вещество весьма интересным объектом исследования для физики плазмы [1]. Не менее важно и то, что адекватное теоретическое описание оболочек необходимо для правильной интерпретации характеристик исходящего от звезды электромагнитного излучения, а значит, и для изучения ядра нейтронной звезды посредством сравнения теоретических моделей с астрономическими наблюдениями.

### 2.3. Рождение, жизнь и смерть нейтронной звезды

Нейтронная звезда — один из возможных конечных продуктов эволюции звезды главной последовательности ("нормальной" звезды) [3]. Считается, что нейтронные звёзды рождаются при взрывах сверхновых звёзд II типа [43–47]. Такой взрыв случается, когда звезда-предшественник сверхновой израсходует всё своё ядерное "горючее": сначала водород, затем образовавшийся из него гелий, а потом и более тяжёлые химические элементы вплоть до кислорода и магния. Конечным продуктом последующих ядерных превращений становятся изотопы элементов группы железа, которые накапливаются в центре звезды. Только давление вырожденного электронного ферми-газа удерживает такое железоникелевое ядро звезды от схлопывания к своему центру под действием силы тяжести. Но уже через несколько

суток после выгорания кислорода железное ядро достигает массы, превышающей чандрасекаровский предел  $1,44 M_{\odot}$  — максимальную массу, гравитационному сжатию которой ещё способно противостоять давление вырожденных электронов. Тогда наступает *гравитационный коллапс* — катастрофическое обрушение ядра звезды. Выделение гигантской гравитационной энергии ( $\gtrsim 10^{53}$  эрг) при коллапсе приводит к возникновению ударной волны, которая сбрасывает внешние оболочки звезды-гиганта со скоростью, доходящей до 10 % от световой, тогда как внутренняя часть звезды продолжает сжиматься со скоростью того же порядка величины. При этом атомные ядра сливаются, по сути, в одно гигантское ядро. Если его масса превышает *предел Оппенгеймера–Волкова* — максимальную массу, которую способно удержать от гравитационного сжатия давление вырожденных нейтронов и других адронов (согласно современным теоретическим моделям,  $\approx 2 - 3 M_{\odot}$ ), то это сжатие ничем нельзя остановить, и в итоге образуется чёрная дыра. Считается, что коллапс с образованием чёрной дыры может приводить к вспышке *гиперновой* звезды, в сотни раз более яркой, чем сверхновая, которая может служить источником загадочных космических гамма-всплесков, приходящих из далёких галактик [48, 49]. Если же предел Оппенгеймера–Волкова не превзойдён, то рождается нейтронная звезда, удерживаемая от гравитационного сжатия давлением ядерной материи. При этом около 1 % выделившейся энергии переходит в кинетическую энергию разлетающихся оболочек, впоследствии формирующих туманность — *остаток сверхновой*, и лишь около 0,01 % ( $\sim 10^{49}$  эрг) — в электромагнитное излучение, способное, тем не менее, затмить свечение целой галактики и наблюдаемое как сверхновая.

Не всякая звезда может завершить свою эволюцию как сверхновая (и тем более как гиперновая): такая участь суждена лишь достаточно массивным звёздам, с  $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ . Менее массивная звезда в конце своего жизненного пути, пройдя через стадию гиганта, постепенно сбрасывает свои внешние оболочки, а оставшаяся центральная часть, сжимаясь, превращается в белый карлик.

Нейтронная звезда рождается с температурой выше  $10^{10} - 10^{11}$  К и затем остывает — сначала быстро, а потом всё медленнее, освобождая энергию посредством нейтринного излучения из своих недр и электромагнитного излучения с поверхности. Но эволюция нейтронной звезды не ограничивается одним лишь остыванием. Многие нейтронные звёзды обладают сильными магнитными полями, которые тоже эволюционируют, меняя свою конфигурацию и напряжённость. Вращающаяся нейтронная звезда с сильным магнитным полем окружена протяжённой плазменной магнитосферой, возникающей в результате вырывания заряженных частиц с поверхности наведённым при вращении электрическим полем, термоэмиссии, а также рождения электрон-позитронных пар при столкновениях заряженных частиц магнитосферы друг с другом и с фотонами. Если вращение звезды достаточно быстрое, то в магнитосфере происходят процессы коллективного ускорения частиц в тех областях, где плотность плазмы недостаточна для экранирования сильного электрического поля, наведённого вращением. При таких процессах генерируется когерентное направленное радиоизлучение, благодаря которому нейтронная звезда может наблюдаться как

радиопульсар, если при её вращении диаграмма направленности радиоизлучения пересекает луч зрения наблюдателя. При этом вращательная энергия постепенно расходуется. Рождённые в магнитосфере частицы, знак заряда которых таков, что наведённое электрическое поле заставляет их двигаться в направлении к звезде, скользят с ускорением вдоль магнитных силовых линий, сталкиваются с поверхностью звезды вблизи её магнитных полюсов и нагревают эти области. Аналогичный процесс нагрева магнитных полюсов происходит при *аккреции* — перетекании вещества на звезду, например, при прохождении звезды сквозь плотные межзвёздные облака или при истечении вещества со звезды-компаньона в двойной системе. Нагретые магнитные полярные шапки испускают более интенсивные рентгеновские лучи, чем остальная поверхность, поэтому при вращении такая нейтронная звезда наблюдается как *рентгеновский пульсар*. Пульсирующее рентгеновское излучение наблюдается также в тех случаях, когда на поверхности вращающейся нейтронной звезды происходят термоядерные взрывы аккрецировавшего вещества (см., например, обзор [50]).

При остывании, изменении магнитного поля и замедлении вращения могут происходить *звездотрясения*, связанные либо с изменением формы звёздной коры, либо с фазовыми превращениями в ядре звезды, либо со взаимодействием между нормальной и сверхтекучей компонентами вещества ядра и коры [51–56]. При звездотрясениях выделяется тепловая энергия и резко изменяется характер вращения. Тепловая энергия выделяется также в результате диссипации магнитного поля и за счёт квазиравновесных химических реакций, происходящих при изменении скорости вращения [57]. Кроме того, вещество, перетекающее на звезду при аккреции, претерпевает ядерные превращения на поверхности и за счёт своего веса вызывает дополнительные превращения в глубине оболочки, при которых меняется ядерный состав и выделяется энергия [58–60]. Таким образом, нейтронные звёзды могут не только остывать, но и подогреваться изнутри.

В конце концов одиночная нейтронная звезда растрачивает свою тепловую и магнитную энергию и потухнет. Значительно большее разнообразие жизненных путей открывается перед нейтронной звездой, если она входит в состав двойной системы. При определённых условиях, в частности, при переполнении веществом звезды-компаньона её полости Роша, т.е. той области, в которой вещество гравитационно связано с данным компаньоном, может происходить аккреция вещества с компаньона на нейтронную звезду, достаточно мощная для того, чтобы за счёт выделяющейся гравитационной и термоядерной энергии сделать звезду ярким источником рентгеновских лучей. При этом перетекающее вещество образует *аккреционный диск* вокруг нейтронной звезды, который тоже светит в рентгене, причём это свечение может меняться со временем, например, вследствие прецессии диска или изменения темпа аккреции. Характер аккреции сильно зависит от намагниченности и периода вращения нейтронной звезды [61]. Если масса перетёкшего вещества превысит предельную, то произойдёт коллапс нейтронной звезды в чёрную дыру.

Если компаньон нейтронной звезды — компактная звезда, то радиус их взаимной орбиты может стать достаточно малым для того, чтобы гравитационные волны,

излучаемые такой системой, ощутимо влияли на её эволюцию. За счёт гравитационного излучения радиус орбиты компактной двойной системы будет уменьшаться, пока не произойдёт слияние двух компаньонов, в результате которого возможно образование чёрной дыры с кратковременным выделением огромной гравитационной энергии, сравнимой с энергией покоя звезды  $Mc^2 \sim 10^{54}$  эрг, в форме электромагнитного, нейтринного и гравитационного излучения (с пульсаром Халса — Тейлора это случится примерно через 300 млн лет, а с двойным пульсаром — через 85 млн лет).

Можно сказать, что три главные движущие силы эволюции нейтронной звезды, от которых зависят её наблюдательные проявления, — это *вращение, аккреция и магнитное поле*.

#### 2.4. Формирование представлений о нейтронных звёздах

Нейтронные звёзды были теоретически предсказаны как вероятный результат взрывов сверхновых звёзд Вальтером Бааде и Фрицем Цвикки [62] меньше, чем через два года после открытия нейтрона [63]. Они же выдвинули гипотезу, ныне общепринятую, что сверхновые являются важным источником галактических космических лучей, а также предложили и сам термин "сверхновая", чтобы отличать эти необычайно яркие объекты, возникающие при гравитационном коллапсе с образованием нейтронной звезды, от более многочисленных новых звёзд, которые, как теперь известно, возникают из-за термоядерного горения аккрецировавшего вещества на поверхности белых карликов. Распространённая версия об устном предсказании нейтронных звёзд Л.Д. Ландау в 1932 г. [24], основанная на воспоминаниях Л. Розенфельда [64], неточна: встреча Ландау с Н. Бором и Л. Розенфельдом произошла в 1931 г., ещё до открытия нейтрона. Тем не менее можно сказать, что уже тогда Ландау предвидел существование нейтронных звёзд, выдвинув гипотезу, что в недрах звёзд, масса которых превышает  $1,5M_{\odot}$ , имеется область, в которой "плотность вещества настолько велика, что атомные ядра соприкасаются, образуя одно гигантское ядро" [65].

Ни одна нейтронная звезда не была обнаружена в наблюдениях в течение первых 43 лет после предсказания. Теория, однако, не стояла на месте. В 1938 г. Цвикки [66] оценил максимальную энергию связи нейтронной звезды и гравитационное красное смещение фотонов, испущенных с её поверхности, а несколько месяцев спустя Толмен [32] и Оппенгеймер с Волковым [33] вывели уже упоминавшееся уравнение ТОВ, причём последние авторы выполнили оценку предельной массы нейтронной звезды  $M_{\max}$ , оказавшуюся, правда, в несколько раз заниженной из-за пренебрежения межбарийными взаимодействиями. Уравнения состояния ядерной материи стали интенсивно изучаться в 1950-е гг., и на этой основе Кэмерон [67] в 1959 г. получил первую реалистичную оценку  $M_{\max} \approx 2M_{\odot}$ . Он же первым указал на то, что в ядре нейтронной звезды могут присутствовать гипероны. Отметим, что в том же году А.Б. Мигдал [7], развивая идею Оге Бора, Мотгельсона и Пайнса о сверхтекучести в атомных ядрах [68], указал на возможную сверхтекучесть вещества нейтронной звезды. В 1960 г. В.А. Амбарцумян и Г.С. Саакян [69] построили уравнение состояния сверхплотного вещества, включив в рассмотрение электроны, мюоны и все известные в то

время адроны, и отметили, что ядро нейтронной звезды делится на внешнее, состоящее из нуклонов, и внутреннее, в котором присутствуют гипероны. Годом позже Я.Б. Зельдович [70] вывел предельно жёсткое уравнение состояния нейтронной звезды, при котором скорость звука стремится к скорости света с ростом плотности. Наконец, в 1960-х гг. были проведены первые расчёты нейтринного излучения из недр нейтронной звезды [71, 72] и её остывания [72–76], а также было предсказано наличие сильного магнитного поля [4, 5] и рассчитано замедление вращения намагниченной нейтронной звезды за счёт магнитодипольного излучения [77].

Уже первые простейшие модели остывания нейтронных звёзд показали, что поверхность типичной нейтронной звезды может иметь температуру в сотни тысяч и миллионы градусов, а значит, она должна испускать тепловое излучение, в основном, в виде мягких рентгеновских лучей, не пропускаемых земной атмосферой. С развитием космонавтики и зарождением рентгеновской астрономии в начале 1960-х гг. [78] были связаны надежды обнаружить такое излучение в космосе, однако фактически тепловые рентгеновские компоненты в спектрах нейтронных звёзд стали уверенно регистрироваться лишь тремя десятилетиями позже, после запуска спутника ROSAT с рентгеновским телескопом, способным давать изображения с разрешением в несколько угловых секунд [79].

Высказывались и другие предложения по обнаружению нейтронных звёзд. Зельдович и Гусейнов [80] предложили искать нейтронные звёзды в двойных системах с оптическими звёздами по доплеровским смещениям оптических спектральных линий, а Кардашёв [81] и Пачини [77] высказали верную гипотезу о том, что энергия вращения нейтронной звезды посредством магнитного поля передаётся окружающей её туманности, образовавшейся в результате коллапса при рождении нейтронной звезды, и предложили Крабовидную туманность в качестве возможного кандидата. Однако неожиданно нейтронные звёзды обнаружили себя как радиопульсары.

Как известно, первый пульсар был открыт в 1967 г. кембриджскими радиоастрономами [82] (впоследствии радиоимпульсы пульсаров были найдены в архивных данных кембриджской группы, восходящих к 1962–1965 гг. [83]), за что руководителю кембриджской группы Энтони Хьюишу была присуждена Нобелевская премия по физике за 1974 г. Правильное объяснение этих наблюдений вскоре после их опубликования дал Томас Голд в статье "Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources" [84]. Менее широко известно, что ещё до открытия пульсаров И.С. Шкловский [85] на основе анализа рентгеновских и оптических наблюдений первого рентгеновского источника, открытого за пределами Солнечной системы (Скорпион X-1 [78]), заключил, что его излучение порождается аккрецией на нейтронную звезду вещества со звезды-компаньона. К сожалению, тогда этот вывод, впоследствии подтвердившийся [86], был воспринят скептически [87].

После открытия пульсаров теория и наблюдения нейтронных звёзд стали развиваться бурными темпами: ежегодно появляется более тысячи посвящённых им публикаций, а раз в несколько лет происходит открытие нового класса астрономических объектов, содержащих нейтронные звёзды. Так, в 1971 г. были открыты рент-

геновские пульсары, в 1975 г. — барстеры, т.е. источники рентгеновских всплесков, в 1979 г. — источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (получившие общепотребительное краткое название SGR, от англ. soft gamma repeater), в 1982 г. — миллисекундные пульсары, в 1996 г. — радиотихие нейтронные звёзды, в 1998 г. — аномальные рентгеновские пульсары (AXP, от anomalous X-ray pulsar), в 2006 г. — быстрые радиотранзиенты (RRAT, rapid [rotating] radio transients). Понятно, что осветить это развитие в рамках настоящего обзора было бы невозможно. Вместо этого мы попытаемся обрисовать современное состояние некоторых существенных разделов теории, но сначала рассмотрим, как нейтронные звёзды проявляются в наблюдениях.

### 3. Наблюдательные проявления нейтронных звёзд

Нейтронные звёзды наблюдаются во всех диапазонах электромагнитного спектра. Большинство из них (на 2010 г. около 1900 [20]), как и 40 лет назад, наблюдаются как радиопульсары. Полторы сотни известных нейтронных звёзд входят в состав двойных систем с аккрецией и проявляют себя главным образом рентгеновским излучением аккреционного диска, а также вспышками, возникающими вследствие взрывного термоядерного горения аккрецированного вещества во внешних слоях звезды. Некоторые из таких систем образуют рентгеновские транзиенты, у которых периоды активной аккреции (обычно в течение дней или недель) перемежаются с более длительными (обычно в несколько месяцев, а иногда лет) "периодами спокойствия", когда регистрируется рентгеновское излучение нагретой поверхности звезды. Зарегистрировано и рентгеновское излучение более сотни изолированных нейтронных звёзд.

#### 3.1. Остывающие нейтронные звёзды

Значительная доля излучения изолированных нейтронных звёзд и рентгеновских транзиентов в спокойном состоянии, по-видимому, приходит с поверхности звезды. Для интерпретации такого излучения крайне важны свойства оболочек, участвующих в формировании спектра. И наоборот, сравнивая теоретические предсказания с наблюдениями такого излучения, можно определить свойства оболочек и заодно проверить теоретические модели плотной замагниченной плазмы. В свою очередь, по свойствам оболочек можно сделать определённые выводы о параметрах звезды в целом и, как следствие, получить наблюдательные ограничения на модели сверхплотного вещества.

Для каждой теоретической модели нейтронной звезды можно построить *кривую остывания* — зависимость полной тепловой фотонной светимости в системе отсчёта удалённого наблюдателя  $L_{\infty}$  от времени  $t$ , прошедшего с момента рождения звезды (см. обзор [88] и ссылки в нём).

На фоне излучения, вызванного другими причинами, нежели нагрев поверхности звезды, — например, процессами в магнитосфере пульсара, пульсарной туманности, аккреционном диске и т.д. — лишь у немногих нейтронных звёзд удаётся в спектре выделить тепловую компоненту, связанную с остыванием. К счастью, есть исключения [89]. К ним относятся сравнительно молодые ( $t \lesssim 10^5$  лет) пульсары J1119–6127, B1706–44 и Вела,

спектры которых чётко разделяются на тепловую и нетепловую компоненты, а также пульсары среднего возраста ( $t \sim 10^6$  лет) B0656 + 14, B1055 – 52 и Геминга. Спектры последних трёх объектов, получивших название "три мушкетёра" [79, 89], хорошо описываются трёхкомпонентной моделью: степенным спектром магнитосферного происхождения, тепловым спектром нагретых полярных шапок и тепловым спектром остальной поверхности. Ещё более важным стало открытие радиотихих нейтронных звёзд [90], спектр которых, по-видимому, имеет чисто тепловое происхождение. К ним относятся центральные компактные объекты в остатках сверхновых (CCO, central compact object) [91] и изолированные "тусклые" рентгеновские нейтронные звёзды (XDINS, X-ray dim isolated neutron star) [92]. Наблюдения указывают на то, что CCO, вероятно, имеют магнитные поля  $B \sim 10^{10} - 10^{11}$  Гс (несколько слабее, чем у большинства нормальных пульсаров, но более сильные, чем у миллисекундных пульсаров) [93], а XDINS — поля  $B \gtrsim 10^{13}$  Гс (немного сильнее обычного) [22]. В течение последних 10 лет известно ровно семь XDINS, и астрофизики называют их "великолепной семёркой" [89, 92, 94]. Кстати, подтверждённых CCO сейчас тоже семь, но ещё три объекта являются кандидатами на включение в этот список [93]. В спектрах не менее пяти радиотихих нейтронных звёзд наблюдаются широкие линии поглощения, попытки теоретического объяснения которых пока не увенчались успехом. Так, ряд авторов выдвигали гипотезу о том, что эти линии объясняются ионными циклотронными гармониками в сильном магнитном поле, однако строгие квантовомеханические расчёты [95, 96] доказали, что в атмосферах нейтронных звёзд такие гармоники слишком слабы, чтобы их можно было наблюдать.

Помимо процессов остывания, в нейтронной звезде действуют также процессы нагрева различной природы. В ряде случаев они способны конкурировать с теплом, поставляемым на поверхность звезды из её ядра, и должны учитываться. К таким случаям относятся:

— старые нейтронные звёзды ( $t \gtrsim 10^6$  лет), для которых кривые остывания без учёта подогрева уходят в область низких температур  $T_{\text{eff}} \lesssim 10^5$  К;

— магнитары — сравнительно молодые ( $t \lesssim 10^4$  лет) нейтронные звёзды со сверхсильными ( $B \gtrsim 10^{14}$  Гс) магнитными полями, проявляющие себя в наблюдениях как аномальные рентгеновские пульсары (AXP) и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR) [22, 94]. Высокая рентгеновская светимость магнитаров не объясняется "стандартной кривой остывания" [88], но может, согласно предположению Томпсона [97], подкреплённому недавними работами [98 – 100], обеспечиваться подогревом за счёт диссипации сверхсильного магнитного поля.

Об остывании нейтронных звёзд ещё пойдёт речь в разделе 7. Здесь для нас важно лишь подчеркнуть, что в результате процессов остывания, нагревания и теплопереноса поверхность нейтронной звезды становится источником теплового излучения со спектральным максимумом в области мягкого рентгена.

### 3.2. Пульсары

Пульсирующее излучение, связанное с собственным вращением нейтронных звёзд, содержит важную дополнительную информацию [24, 28, 101]. Так, одновремен-

ное измерение радиоизлучения на нескольких частотах позволяет по сдвигу фаз определить меру дисперсии, по которой приблизительно оценивается расстояние до пульсара. Измерение амплитуды пульсаций тепловой компоненты спектра позволяет получить представление о степени неоднородности распределения температуры по поверхности. У изолированных (не аккрецирующих) пульсаров измерение периода пульсаций  $P$  и его производной по времени  $\dot{P}$  позволяет оценить величину магнитного поля (точнее, его дипольной составляющей) и возраста звезды:

$$B \sim 10^{19,5} \sqrt{\frac{\dot{P}P}{1\text{c}}} \text{ Гс}, \quad t \sim t_{\text{PSR}} \equiv \frac{0,5P}{\dot{P}}, \quad (4)$$

где  $t_{\text{PSR}}$  — так называемый *характеристический возраст* пульсара. Для аккрецирующих пульсаров такая оценка не имеет смысла, потому что период их вращения может определяться взаимодействием магнитного поля с аккреционным диском. В частности, вращение может ускоряться за счёт передачи углового момента с падающей материи на пульсар, и тогда  $\dot{P} < 0$ .

Заметим, что возраст нейтронной звезды также можно оценить по возрасту остатка сверхновой, в котором эта звезда находится. Как правило, возраст остатка сверхновой определяется с погрешностью  $\sim 10\%$  по скоростям разлёта оболочек. Конечно, для этого сам остаток должен быть наблюдаемым, что происходит далеко не всегда (как правило, только при  $t \lesssim 10^4$  лет). В тех случаях, когда известны как характеристический возраст, так и возраст остатка, они согласуются друг с другом по порядку величины, но численное отличие иногда доходит до 2–3 раз, т.е. ни один из способов оценки возраста не является абсолютно надёжным. Исключение составляют пять сверхновых, даты вспышек которых известны по историческим хроникам [102].

Одновременное измерение магнитного поля и возраста даёт возможность поставить ограничения на скорость распада магнитного поля звезды. Соответствующие теоретические оценки сильно разнятся в зависимости от предположений о конфигурации поля в толще коры или в ядре (в зависимости от модели или от гипотезы о природе поля) и от закладываемой в модель электропроводности, которая, в свою очередь, сильно зависит от малоизвестного химического состава оболочек, а также от микроскопической структуры коры и от содержания в ней примесей и дефектов кристаллической решётки.

Наряду с радиоизлучением, рентгеновское излучение пульсаров также несёт важную информацию. В целом рентгеновский спектр пульсаров содержит как тепловую, так и нетепловую составляющие. Последняя может породиться в магнитосфере пульсара, например, синхротронным излучением или обратным комптоновским рассеянием заряженных частиц, ускоренных до релятивистских энергий магнитосферными электромагнитными полями. Эта составляющая обычно описывается степенным спектром. Но в спектрах ряда пульсаров удаётся выделить и тепловую компоненту. Иногда она, в свою очередь, разделяется на "жёсткую" и "мягкую" составляющие. Первая из них предположительно соответствует излучению *полярных шапок* пульсара, нагретых до нескольких миллионов градусов. Это те области, в которых магнитное поле не сильно отклоняется от



нормали к поверхности. В модели дипольного поля их радиус оценивается как

$$R_{\text{cap}} \approx \left( \frac{2\pi R^3}{cP} \right)^{1/2} \approx 0,145 R_6^{3/2} \left( \frac{P}{1 \text{ с}} \right)^{-1/2} \text{ км.} \quad (5)$$

Мягкая составляющая соответствует излучению остальной, менее горячей поверхности, которое может порождаться теплом, приходящим из ядра звезды или из её внутренней коры.

**3.2.1. Нормальные пульсары.** Нормальными считаются изолированные радиопульсары с периодами от нескольких десятков миллисекунд до нескольких секунд. Их характерное магнитное поле, определённое по формуле (4), составляет от нескольких гигагаусс до  $10^{14}$  Гс с типичными значениями  $B \sim 10^{11} - 10^{13}$  Гс, а характеристический возраст — от нескольких веков до  $10^{10}$  лет с типичными значениями  $t_{\text{PSR}} \sim 10^5 - 10^8$  лет [20]. У некоторых из них измерен рентгеновский спектр теплового излучения, и, таким образом, к их изучению применимы методы теории остывания. При этом, в отличие от случая нейтронных звёзд без пульсаций, оценки  $t_{\text{PSR}}$  и  $B$  делают более определённым класс моделей тепловой структуры и, следовательно, сужают разброс возможных кривых остывания.

**3.2.2. Миллисекундные пульсары.** Миллисекундные пульсары имеют поле  $B \sim 10^8 - 10^{10}$  Гс и возраст от десятков миллионов до сотен миллиардов лет с типичными значениями  $t_{\text{PSR}} \sim 10^9 - 10^{10}$  лет (за исключением PSR J0537-6910 с аномально высоким значением  $\dot{P}$ ) [20]. Сравнительно слабое магнитное поле и короткий период миллисекундных пульсаров, по-видимому, объясняются тем, что они в процессе своей эволюции испытали стадию аккреции, при которой поле уменьшилось, а угловой момент увеличился из-за взаимодействия аккрецирующего вещества с магнитным полем нейтронной звезды [21, 61]. У некоторых изолированных миллисекундных пульсаров, видимых в рентгеновском диапазоне, из спектра удаётся выделить тепловую составляющую, обусловленную излучением горячих полярных шапок [103]. Для миллисекундных пульсаров формулу (5) удобно записать в виде  $R_{\text{cap}} \approx R_6^{3/2} (P/21 \text{ мс})^{-1/2}$  км откуда видно, что горячая область может покрывать значительную долю поверхности миллисекундного пульсара.

**3.2.3. Аномальные рентгеновские пульсары (АХР).** Среди нейтронных звёзд есть немало таких, которые проявляют себя пульсирующим излучением в рентгеновской части спектра — рентгеновские пульсары. Некоторые из них входят в состав двойных звёздных систем. Очевидно, что рентгеновскими пульсарами являются и те радиопульсары, у которых наблюдается тепловое излучение от горячих полярных шапок.

В отличие от этих "нормальных" рентгеновских пульсаров, АХР обладают необычно долгим периодом  $P \approx 6 - 12$  с и высокой рентгеновской светимостью  $\sim 10^{33} - 10^{35}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , являясь при этом изолированными [22, 104]. Их магнитные поля и характеристические возрасты, оцененные по формуле (4), указывают на то, что эти объекты, возможно, являются магнитарами. Выдвигалось и альтернативное объяснение свойств

АХР, основанное на предположении, что они являются нейтронными звёздами с "нормальными" магнитными полями  $B \sim 10^{12}$  Гс, медленно аккрецирующими вещество из сопутствующего диска, оставшегося после взрыва сверхновой [105]. Таким образом, природа этих объектов ещё не до конца ясна.

### 3.3. Нейтронные звёзды в двойных системах

Нейтронные звёзды наблюдаются в двойных системах с другими нейтронными звёздами, с белыми карликами и с обычными (невырожденными) звёздами. Пока неизвестны двойные системы, в которых компаньоном нейтронной звезды была бы чёрная дыра. Измерение параметров орбиты двойной системы позволяет получить дополнительную информацию о параметрах нейтронной звезды — в частности, оценить её массу.

Если вещество перетекает на нейтронную звезду, то выделяющаяся при этом энергия делает такую систему подчас весьма ярким источником рентгеновских лучей. Сильно различающиеся подклассы таких систем — это маломассивные рентгеновские двойные системы, в которых компаньон — звезда-карлик (белый или красный) с массой  $\lesssim 2M_{\odot}$ , и сравнительно короткоживущие массивные двойные, в которых масса звезды-компаньона в несколько раз, а то и в десятки раз превышает  $M_{\odot}$ , а аккреция вещества на нейтронную звезду происходит весьма бурно.

Рентгеновские двойные могут быть источниками регулярного (периодического) и нерегулярного излучения и подразделяются на постоянные и непостоянные (*транзиентные*) источники. В числе рентгеновских двойных есть рентгеновские пульсары, у которых излучение модулировано вращением нейтронной звезды, барстеры — нейтронные звёзды, на поверхности которых время от времени происходит взрывное термоядерное горение выпавшего вещества, источники квазипериодических осцилляций и др.

Квазипериодические осцилляции, обнаруженные в 1985 г. [106], наблюдаются в рентгеновских двойных системах, содержащих компактные объекты: нейтронные звёзды (как правило, в составе маломассивных рентгеновских двойных систем), белые карлики и чёрные дыры. Выдвигались различные гипотезы о природе таких осцилляций (см. [107–109]). По-видимому, осцилляции возникают в диске аккрецирующего вещества. Согласно выдвигавшимся гипотезам, они могут определяться кеплеровской частотой наименьшей стабильной орбиты, допускаемой ОТО, или неким резонансом в самом диске, или комбинацией этих частот с частотой вращения компактного объекта. Если подтвердится одна из этих гипотез, то квазипериодические осцилляции в маломассивных рентгеновских двойных системах могут стать инструментом для определения параметров нейтронных звёзд.

При вспышках I типа в барстерах рентгеновская светимость может достигать *эддингтоновского предела*  $L_{\text{Edd}} \approx 1,3 \times 10^{38} (M/M_{\odot})$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , при котором сила давления излучения на плазму, обусловленная томсоновским рассеянием, превышает силу тяжести. Такие вспышки особенно интересны тем, что моделирование их спектра и интенсивности позволяет оценить параметры нейтронной звезды [110, 111].

В спектрах некоторых мягких рентгеновских транзиентов в "спокойные" периоды видна тепловая состав-

ляющая излучения нейтронной звезды, входящей в состав системы. В таких случаях появляется возможность сравнить, как и для изолированных нейтронных звёзд, кривые остывания с наблюдениями. Различие состоит в том, что при этом необходимо учитывать энерговыделение за счёт аккреции. С одной стороны, это добавляет степень неопределённости в модель, но с другой — позволяет проверить теоретические представления об аккреции на нейтронную звезду и термоядерных превращениях вещества в её оболочках.

Особый интерес представляют *квазистоянные транзиенты*, т.е. те, у которых периоды активности и спокойствия составляют несколько лет и более. Согласно модели [112], в спокойные периоды тепловое излучение обусловлено остыванием коры после глубокого прогрева при аккреции. На такое остывание не влияют детали строения и состава ядра звезды, поэтому его анализ позволяет получить непосредственную информацию о физике оболочек. Известно три таких источника: KS 1731–260, MXB 1659–29 и AX J1754.2–2754 [113]. В течение длительного периода активности кора нейтронной звезды успевает заметно нагреться, а в последующий период "спокойствия" она релаксирует к квазиравновесному состоянию, так что в эволюции теплового спектра заключена информация о свойствах коры. Поэтому анализ тепловой светимости такого объекта и её зависимости от времени позволяет сделать выводы о теплоёмкости и теплопроводности коры, а также о квазиравновесном распределении тепла в коре в период активности, предшествовавший релаксации, и о равновесной светимости в спокойном состоянии. Из этих данных, в свою очередь, можно извлечь информацию о параметрах звезды в целом [114].

Оценки масс нейтронных звёзд по измерениям кеплеровских параметров двойных рентгеновских систем пока не очень надёжны из-за теоретических неопределённостей, в частности, связанных с передачей углового момента через аккрецию. Самые точные оценки получены для систем из двух нейтронных звёзд. Помимо отсутствия аккреции, это связано также и с тем, что для таких систем оказываются весьма заметными эффекты ОТО, измерение которых позволяет определить полный набор орбитальных параметров. Достаточно точные оценки масс (с погрешностью  $< 0,2M_{\odot}$ ) получены также для нескольких двойных систем, в которых компаньоном служит белый карлик, и для упоминавшегося в разделе 2.1 случая, в котором компаньоном является звезда главной последовательности. Эти оценки лежат в интервале  $1,1M_{\odot} < M < 2M_{\odot}$ .

#### 4. Ядро нейтронной звезды и вещество сверхъядерной плотности

В данном разделе мы сосредоточимся на уравнении состояния ядра нейтронной звезды, не углубляясь в детали микроскопической теории и не рассматривая нестационарные процессы. Отметим, что энергии Ферми всех частиц, играющих роль в определении уравнения состояния ядра, на много порядков превышают кинетическую тепловую энергию, поэтому хорошим приближением становится уравнение состояния холодной ядерной материи, в котором зависимость давления от плотности и температуры  $P(\rho, T)$  заменяется однопараметрической зависимостью  $P(\rho)$  при  $T \rightarrow 0$ .

##### 4.1. Внешнее ядро

Во внешнем ядре нейтронной звезды нуклоны образуют сильно взаимодействующую ферми-жидкость, тогда как лептоны представляют собой почти идеальный ферми-газ. Поэтому плотность энергии  $\mathcal{E}$  можно представить в виде трёх слагаемых:

$$\mathcal{E}(n_n, n_p, n_e, n_{\mu}) = \mathcal{E}_N(n_n, n_p) + \mathcal{E}_e(n_e) + \mathcal{E}_{\mu}(n_{\mu}), \quad (6)$$

где  $n_e, n_{\mu}, n_n$  и  $n_p$  — концентрации электронов,  $\mu^-$ -мезонов, нейтронов и протонов, соответственно. Уравнение состояния и концентрации частиц определяются минимумом плотности энергии при фиксированной объёмной плотности барионов  $n_b = n_n + n_p$  и при условии электро-нейтральности  $n_e + n_{\mu} = n_p$ . Следовательно, должны выполняться соотношения  $\mu_n = \mu_p + \mu_e$  и  $\mu_{\mu} = \mu_e$  для химических потенциалов  $\mu_j$  частиц  $j = n, p, e, \mu^-$ , выражающие условия равновесия по отношению к реакциям электронного и мюонного бета-распада и бета-захвата:  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ ,  $p + e \rightarrow n + \nu_e$ ,  $n \rightarrow p + \mu + \bar{\nu}_{\mu}$  и  $p + \mu \rightarrow n + \nu_{\mu}$ , где  $\nu_{e, \mu}$  и  $\bar{\nu}_{e, \mu}$  — электронные и мюонные нейтрино и антинейтрино. Вещество нейтронной звезды (в отличие от *протонейтронной звезды* — сколлапсировавшего ядра в первые минуты после взрыва сверхновой) прозрачно для нейтринного излучения, поэтому химические потенциалы нейтрино и антинейтрино равны нулю. Электроны при рассматриваемых плотностях являются ультрарелятивистскими, поэтому  $\mu_e \approx cp_{Fe} \approx 122,1 (n_e/0,05n_0)^{1/3}$  МэВ, где  $p_{Fe}$  — электронный импульс Ферми, а  $n_0 = 0,16 \text{ фм}^{-3}$  — нормальная ядерная объёмная плотность, соответствующая нормальной массовой плотности  $\rho_0$ . Мюоны же в общем случае — умеренно релятивистские, поэтому для них следует пользоваться общим выражением  $\mu_{\mu} = m_{\mu}c^2 [1 + (p_{F\mu})^2 / (m_{\mu}c)^2]^{1/2}$ . Когда равновесие найдено, давление определяется по формуле  $P = n_b^2 d(\mathcal{E}/n_b) / dn_b$ .

Итак, построение уравнения состояния для внешнего ядра нейтронной звезды сводится к отысканию функции  $\mathcal{E}_N(n_n, n_p)$ . Предпринимались многочисленные подходы к решению этой задачи с применением разнообразных методов теоретической физики: теории Бракнера–Бете–Голдстоуна, метода функций Грина, вариационных методов, релятивистской теории среднего поля, метода функционала плотности [25, §5.9]. Наиболее успешной сегодня считается модель Акмаля–Пандхарипанде–Рэвенхолла (APR), существующая в нескольких вариантах [115]. Модель APR основана на применении вариационного принципа квантовой механики, при котором ищется минимум энергии, вычисленной для пробной волновой функции. Пробная функция строится на основе применения линейной комбинации операторов, описывающих допустимые преобразования симметрии в координатном, спиновом и изоспиновом пространствах, к слэтеровскому детерминанту, составленному из волновых функций свободных нуклонов. Разные версии APR различаются эффективными потенциалами межнуклонного взаимодействия, использованными для вычисления средней энергии. Используемые потенциалы, взятые авторами из предшествующих работ, учитывают современную теорию ядра, а их параметры оптимизированы таким образом, чтобы наиболее точно воспроизводить имеющиеся результаты экспериментов в ядерной физике. Стоит отметить роль эффективного трёхчастичного межнуклонного потенциала, добавление которого к двухчастичному обеспечивает наилучшее согласие теории и эксперимента.

При построении другого известного уравнения состояния, SLy [116], использован эффективный функционал плотности энергии ядерной материи. Расчёты на его основе менее детальны, чем в модели APR, но зато проще в использовании. Уравнение состояния SLy построено по той же схеме, что и широко известное уравнение состояния FPS [117], бывшее в 1990-е гг., пожалуй, самым популярным уравнением состояния для расчётов астрофизических свойств нейтронных звёзд. Основное отличие SLy от FPS состоит в уточнении параметров эффективного функционала плотности энергии с учётом современных экспериментальных данных. Существенным преимуществом моделей FPS и SLy перед большинством других является их применимость не только к ядру, но и к коре нейтронной звезды, что позволяет самосогласованным образом определить положение границы между корой и ядром на шкале плотностей [118].

Заметим кстати, что для уравнения состояния APR имеется удобная параметризация [119], а для уравнения состояния SLy даже построены явные подгоночные выражения [120] для зависимости давления от плотности и от так называемой псевдоэнтальпии, являющейся удобным параметром при расчётах свойств быстро вращающихся нейтронных звёзд [121].

На рисунке 2 показаны зависимости  $P(\rho)$  для моделей FPS, SLy и APR. Сравнив FPS и SLy, можно заметить, что более точный учёт современных экспериментальных данных сделал зависимость  $P(\rho)$  круче — иными словами, уравнение состояния стало более жёстким. Жирные точки соответствуют плотности в центре нейтронной звезды с  $M = M_{\max}$  для каждого уравнения состояния, а значит, участки кривых справа от этих точек не могут реализоваться в стационарной звезде.

Общим недостатком рассмотренных моделей является то, что при описании адронов используется теория, не являющаяся лоренц-инвариантной. Такое описание заведомо становится неточным в центральной части ядра,

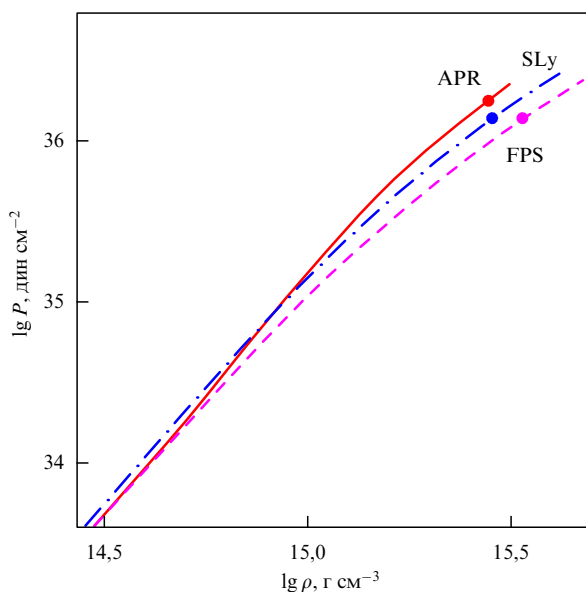


Рис. 2. Уравнения состояния FPS, SLy и APR для ядра нейтронной звезды. Жирные точки на кривых соответствуют максимально возможной плотности в стационарной звезде.

где скорости нуклонов на поверхности Ферми могут составить заметную долю от скорости света. Этим же недостатком страдают и все остальные подходы, упомянутые выше, за исключением релятивистской теории среднего поля. Эта теория, зародившаяся в 1950-х гг., была особенно популярной в 1970-х [122]. Она имеет ряд привлекательных особенностей. Например, её лоренц-инвариантность гарантирует выполнение условия, чтобы скорость звука в среде не превышала скорость света, которое может нарушаться в некоторых других моделях. Однако в основе этой теории лежит предположение о пространственной однородности источников мезонного поля, которое, как легко показать, выполняется лишь при условии  $n_b \gg 100 n_0$  [25]. Плотность вещества, необходимая для выполнения данного условия, намного превышает плотность в центре нейтронной звезды. Поэтому современные расчёты уравнения состояния в ядрах нейтронных звёзд, считающиеся реалистичными, основаны на моделях ядерных взаимодействий, не являющихся лоренц-инвариантными, но, тем не менее, применимых в большей части ядра нейтронной звезды.

Наряду с зависимостью  $P(\rho)$ , важно знать взаимные концентрации различных частиц. В частности, большое значение имеет зависимость доли протонов  $x_p$  в веществе от плотности  $\rho$ . Дело в том, что основным механизмом нейтринных потерь энергии во внешнем ядре нейтронной звезды являются так называемые модифицированные урка-процессы<sup>2</sup> (сокращённо *мурка*-процессы, согласно К.П. Левенфиш), состоящие из последовательности реакций  $n + N \rightarrow p + N + e + \bar{\nu}_e$  и  $p + N + e \rightarrow n + N + \nu_e$ , где  $N = n$  или  $N = p$  — нуклон-посредник ("активный наблюдатель", как назвали его Чью и Солпитер [72]). Участие нуклона-посредника и отличает мурка-процессы от обычных процессов бета-распада и бета-захвата, называемых прямыми урка-процессами. Если  $x_p \lesssim x_c$ , где значение  $x_c$  меняется от 0,111 до 0,148 в зависимости от концентрации мюонов, то без участия нуклона-посредника в урка-процессе не могут быть одновременно выполнены законы сохранения энергии и импульса, если учесть, что импульсы участвующих в процессе сильно вырожденных нейтронов  $n$ , протонов  $p$  и электронов  $e$  лежат вблизи своих поверхностей Ферми [125]. Если  $x_p > x_c$ , то включаются прямые урка-процессы, которые гораздо мощнее модифицированных. Поэтому, если в какой-либо области нейтронной звезды  $x_p$  превышает  $x_c$ , то звезда испытывает *ускоренное остывание*.

В разных версиях модели APR доля  $x_p$  немонотонно возрастает от  $\approx 0,01 - 0,02$  при  $n_b = n_0$  до  $x_p \approx 0,16 - 0,18$  при  $n_b > 1,2 \text{ фм}^{-3}$ . Значит, если справедлива модель APR, то плотность в центре достаточно массивных ( $M \gtrsim 1,8 M_\odot$ ) нейтронных звёзд достигает таких значений, при которых открываются прямые урка-процессы и

<sup>2</sup> Термин "урка-процесс" был введён Г.А. Гамовым и М. Шёнбергом [123]. Гамов вспоминал [124]: "Мы назвали его урка-процессом, отчасти чтобы отметить казино, в котором мы впервые встретились, и отчасти потому, что урка-процесс приводит к быстрой откатке тепловой энергии изнутри звезды, подобно быстрому исчезновению денег из карманов игроков в Казино да Урка. Посылая нашу статью об урка-процессе для публикации в Physical Review, я опасался, что издатели могут поинтересоваться, почему мы назвали процесс "урка". После долгих размышлений я решил сказать, что это сокращение от unrecordable cooling agent (недетектируемый охлаждающий агент), но они ничего не спросили".

звезда остывает быстрее. С другой стороны, в модели SLy прямые урка-процессы невозможны (для стабильных звёзд).

#### 4.2. Внутреннее ядро и гипероны

Сильное гравитационное сжатие в недрах нейтронной звезды может спровоцировать превращение нуклонов в гипероны, если такое превращение понизит плотность энергии при заданном значении  $n_b$ . Процесс происходит при посредстве слабого взаимодействия с изменением странности (кваркового аромата). Согласно современным теоретическим моделям, превращение может стать возможным при  $\rho \gtrsim 2\rho_0$ .

Расчёт уравнения состояния вещества, в котором присутствуют гипероны, производится аналогично рассмотренному в разделе 4.1 случаю пре-материи, но теперь к уравнениям для химических потенциалов добавляются новые уравнения, выражающие условия равновесия по отношению к слабым взаимодействиям. Легчайшие барионы образуют октет из двух нуклонов ( $p$  и  $n$  с нулевой странностью  $S = 0$ ), четырёх гиперонов с  $S = -1$  ( $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$  и  $\Sigma^+$ ) и двух гиперонов с  $S = -2$  ( $\Xi^0$  и  $\Xi^-$ ). Здесь они перечислены в порядке возрастания массы. При нормальных условиях гипероны распадаются за доли наносекунды. Но в веществе, состоящем из вырожденных нейтронов,  $\mu_n$  возрастает с увеличением плотности. Когда  $\mu_n$  достигает минимального химического потенциала какого-либо гиперона, определяемого его массой, то данный гиперон становится стабильным, так как реакция распада перестаёт быть термодинамически выгодной.

Здесь требуется уточнение. Несмотря на то, что  $\Lambda^0$  — самый лёгкий из всех гиперонов, первым с ростом плотности стабилизируется  $\Sigma^-$ . Это происходит потому, что реакция распада  $\Sigma^-$ -гиперона включает образование электрона, что соответствует условию равновесия  $\mu_{\Sigma^-} = \mu_n + \mu_e$ . Поскольку электроны, как и нейтроны, являются сильно вырожденными, их химический потенциал  $\mu_e$  равен их энергии Ферми, при добавлении которой к  $\mu_n$  условие равновесия оказывается выполнимым при меньшей плотности (первым на это обстоятельство указал в 1960 г. Эдвин Солпитер [126]). Аналогично, необходимость вычитания  $\mu_e$  из  $\mu_n$  может сделать невыгодным образование  $\Sigma^+$ -гиперонов. Однако с ростом плотности электроны могут постепенно замещаться  $\Sigma^-$ -гиперонами, что сопровождается уменьшением  $\mu_e$ , поэтому многие теоретические модели всё же предсказывают появление  $\Sigma^+$ -гиперонов при достаточно высокой плотности  $n_b \gtrsim 5 n_0$ . В общем случае с ростом плотности электроны и мюоны постепенно замещаются отрицательно заряженными гиперонами. В тех моделях, которые предсказывают высокую концентрацию гиперонов, при  $n_b \gtrsim 1 \text{ фм}^{-3}$  лептоны совсем пропадают и образуются так называемый "барионный суп" с высокой средней странностью на барион, доходящей до  $-1$  в центральных областях звёзд максимальной массы.

В современной теории отсутствует строгое описание взаимодействий нуклонов с гиперонами и гиперонов между собой. Эта неопределённость добавляется к неопределённости, обусловленной выбором способа описания многочастичных взаимодействий, что является причиной большого разнообразия модельных уравнений состояния для внутреннего ядра нейтронной звезды. В качестве примера на рис. 3 показаны три из уравнений состояния, предложенных в [127]. Сплошная кривая

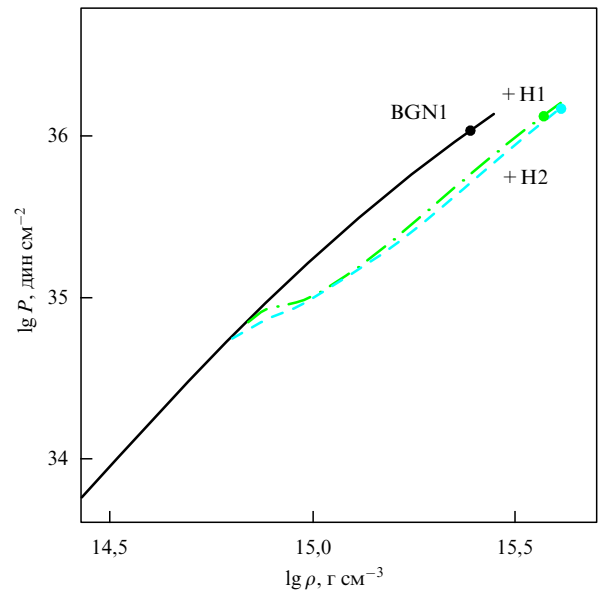


Рис. 3. Уравнения состояния для ядра нейтронной звезды согласно вариантам модели [127] без гиперонов (BGN1) и с гиперонами (BGN1H1 и BGN1H2). Жирные точки на кривых соответствуют максимально возможной плотности в стационарной звезде. Используются данные и обозначения из [25].

соответствует так называемой минимальной модели, в которой гипероны не учитываются. Штриховая и штрихпунктирные кривые отвечают двум моделям с гиперонами. При превышении плотности над порогом появления новых частиц уравнение состояния заметно смягчается, что совершенно естественно при замене части сильно вырожденных высокоэнергичных нейтронов тяжёлыми медленными гиперонами. Величина эффекта, однако, зависит от деталей гиперон-нуклонных и гиперон-гиперонных взаимодействий.

#### 4.3. Фазовые превращения и деконфайнмент

С ростом плотности  $\rho$  выше ядерной  $\rho_0$  вещество может претерпевать фазовые переходы к качественно иным состояниям, экзотическим по меркам земной ядерной физики, существование которых зависит от конкретных особенностей сильных взаимодействий и кварковой структуры барионов.

**4.3.1. Мезонная конденсация.** С середины 1960-х гг. было известно [71], что в ядре нейтронной звезды должны присутствовать  $\pi$ -мезоны (пионы) — самые лёгкие из мезонов. Бозе-конденсации пионов в ядерной материи обычно препятствует сильное пион-нуклонное отталкивание. Но в работах [128–131] было показано, что в сверхплотной среде могут возникать коллективные возбуждения — квазичастицы, имеющие свойства пионов, которые могут конденсироваться с потерей трансляционной инвариантности. Дальнейшие исследования выявили возможность образования различных фаз пионного конденсата, а также большое значение корреляций между нуклонами для самого его существования. Выяснилось, что короткодействующие корреляции и формирование упорядоченных структур в плотной материи затрудняют пионную конденсацию [132].

Каоны (K-мезоны) — легчайшие странные мезоны. В ядре нейтронной звезды они образуются в результате

процессов  $e + N \rightarrow K^- + N + \nu_e$ ,  $n + N \rightarrow p + K^- + N$ , где  $N$  — нуклон, участие которого обеспечивает сохранение импульса в вырожденном веществе наряду с сохранением энергии. Возможность бозе-конденсации каонов при  $\rho \gtrsim 3\rho_0$  была понята в 1980-х гг. [133] и затем изучалась многими авторами (см. обзор [134]). Аналогично случаю пионной конденсации, в нейтронной звезде мы имеем дело с  $K^-$ -подобными квазичастицами. Они имеют меньшую массу, чем изолированный  $K$ -мезон, что и делает возможной их бозе-конденсацию. Метод теоретического описания каонного конденсата с учётом эффектов сильного взаимодействия в барионной материи был развит Коломейцевым и Воскресенским [135]. Формирование каонного конденсата зависит от присутствия гиперонов и сильно влияет на свойства нуклонной составляющей вещества. Как и в случае пионного конденсата, при конденсации каонов происходит потеря трансляционной инвариантности. В зависимости от силы притяжения между каонами и нуклонами, образование конденсата может осуществляться посредством фазового перехода первого или второго рода [136]. Как пионная, так и каонная конденсация делают уравнение состояния намного более мягким.

**4.3.2. Деконфайнмент кварков.** Поскольку адроны состоят из кварков, фундаментальное описание плотной материи должно учитывать кварковые степени свободы. При низкой плотности кварки не могут наблюдаться в свободном состоянии в силу их удержания — конфайнмента, обусловленного увеличением силы связи при низких энергиях [137]. Но с ростом плотности, а значит, и характерных энергий частиц, барионы сливаются с образованием кварковой материи. Иваненко и Курдгелайдзе [138] в 1965 г. предположили, что нейтронные звёзды имеют кварковые ядра. После появления квантовой хромодинамики проводились расчёты свойств кварковой материи по теории возмущений, для которой начальным приближением служила модель невзаимодействующих кварков [139, 140]. Однако область применимости такой теории ограничена энергиями  $\gg 1$  ГэВ, а в нейтронных звёздах химический потенциал частиц не достигает столь высоких значений. Строились и другие модели кварковой материи, а также рассматривалась её сверхтекучесть, возникающая при образовании куперовских пар кварков (см., например, ссылки в [25, § 7.5]). С использованием предложенных моделей кваркового вещества проводились исследования кварковых звёзд и гибридных звёзд — нейтронных звёзд с кварковыми ядрами [2]. Так, в работе [141] предсказана серия фазовых переходов в недрах гибридной звезды с последовательным деконфайнментом кварковых ароматов при  $n_b \sim 0,25, 0,5 - 0,8$  и  $1,1 - 1,8$  фм $^{-3}$ .

Все модели фазовых переходов в ядрах нейтронных звёзд, представленные в литературе, имеют ряд серьёзных недостатков. Как правило, кварковая и барионная фазы трактуются на основе разных физических моделей и потому не могут самосогласованно описать фазовый переход. Вычисления по теории возмущений нереалистичны при тех сравнительно низких плотностях, при которых они предсказывают фазовый переход. Поэтому вывод о наличии кваркового звёздного ядра нельзя доказать теоретически. Однако можно надеяться, что такой вывод удастся сделать на основе анализа наблюдений компактных звёзд.

**4.3.3. Смешанные фазы.** Фазовые переходы первого рода могут реализоваться при посредстве состояния, в котором одна фаза сосуществует с другой в виде капель. Такие фазовые переходы, называемые неконгруэнтными [142], стали рассматриваться применительно к компактным звёздам начиная с 1990-х гг. [143]. Сосуществование двух фаз в ядре нейтронной звезды возможно благодаря отказу от неявного предположения об электронейтральности каждой из фаз в отдельности. В смешанной фазе электрический заряд одной компоненты в среднем компенсирует заряд другой, а структура вещества определяется балансом поверхностного натяжения на границах капель, плотности энергии барионной материи, кинетической энергии составляющих частиц и электростатической энергии. Смешанные состояния возможны как при мезонной конденсации, так и при диссоциации барионов на кварки.

**4.3.4. Кристаллическое ядро.** Ранние модели ядер нейтронных звёзд предполагали, что сильное короткодействующее отталкивание между нейтронами приводит к образованию твёрдого внутреннего ядра нейтронной звезды [144], что было отражено и в обзоре Гинзбурга [19]. В более поздних работах было учтено, что нуклон-нуклонное взаимодействие происходит путём обмена векторными мезонами, что приводит к эффективному потенциалу взаимодействия в форме Юкавы. С появлением всё более точных расчётов к концу 1970-х гг. стало ясно, что реалистичные эффективные потенциалы нейтрон-нейтронного отталкивания не приводят к кристаллизации [145].

Альтернативная возможность кристаллизации возникает за счёт тензорной компоненты межнуклонного притяжения на средних дистанциях [146]. Такацука и Тамагаки [147] показали, что тензорное взаимодействие может приводить к структурам, в которых нейтроны локализованы в плоскости с противоположно направленными спинами, причём в каждой из плоскостей спины протонов и нейтронов противоположно направлены (так называемые ALS-структуры, от *alternating spin*). Если выигрыш в энергии связи при образовании ALS-структуры превышает потери кинетической энергии частиц, то такая структура может стать термодинамически выгодной, и произойдёт фазовый переход в это состояние.

Более того, при достаточно низком содержании протонов в барионной материи,  $x_p \lesssim 0,05$ , может произойти их локализация, сопровождаемая модуляцией плотности нейтронов [148]. Смешанные фазы также при определённых условиях могут быть упорядочены в периодические структуры (см. монографию [2] и ссылки в ней).

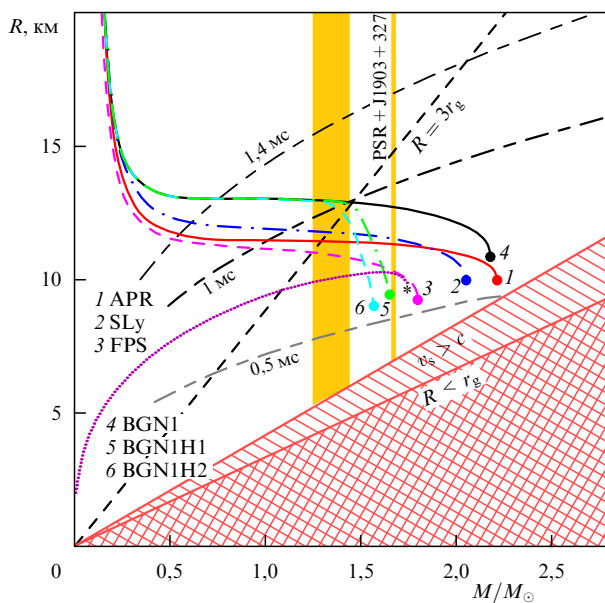
Таким образом, имеется множество гипотез о составе и строении ядра нейтронной звезды в зависимости от деталей микроскопических взаимодействий и теоретической модели их описания. Рассмотрим, как они влияют на параметры нейтронных звёзд.

#### 4.4. Связь с наблюдениями

Проявления свойств ядра нейтронной звезды можно условно разделить на динамические и квазистатические. Динамические проявления вызваны сравнительно быстро протекающими процессами в нейтронной звезде. Так, например, фазовый переход во внутреннем ядре нейтронной звезды может произойти не только при её рождении, но и в процессе эволюции: при остывании (с

понижением температуры ниже критической) и замедлении вращения (с ростом давления в центре за счёт уменьшения центробежных сил). Такой фазовый переход приведёт к звездотрясению с выделением тепловой энергии, всплеском нейтринного излучения, возбуждением колебаний коры и резким изменением скорости вращения из-за изменения момента инерции [54]. При благоприятных условиях все эти эффекты можно было бы зарегистрировать и измерить. В частности, предлагалось объяснение иногда наблюдающихся сбоев периодов пульсаров (глитчей) подобными фазовыми переходами [149]. К звездотрясениям и сбоям периодов приводит также время от времени происходящая подстройка скорости вращения коры к скорости вращения сверхтекучей компоненты нуклонной жидкости [19, 52, 55].

К квазистатическим проявлениям мы отнесём влияние физических свойств сверхплотного вещества и структуры ядра звезды на её теоретический радиус и скорость остывания. Влияние на остывание, а следовательно, на эффективную температуру поверхности связано с тем, что разным моделям ядра соответствуют разные механизмы и скорости нейтринных потерь [26, 30]. Влияние же этих свойств на зависимость радиуса  $R$  от массы звезды  $M$  осуществляется посредством функции  $P(\rho)$  согласно уравнению ТОВ. На рисунке 4 в качестве примера показаны зависимости  $R(M)$  для шести уравнений состояния



**Рис. 4.** Зависимость радиуса компактной звезды от её массы. Кривые под номерами 1–6 отвечают уравнениям состояния нейтронных звёзд, показанным на рис. 2 и 3. Точечная кривая соответствует одному из возможных уравнений состояния кварковой звезды. Заштрихованная треугольная область запрещена принципом причинности (см. текст). Перекрёстно заштрихованная треугольная область лежит под горизонтом событий. Три дуги из коротких и длинных штрихов показывают дополнительные ограничения, для вращающихся нейтронных звёзд: при указанных периодах вращения (1,4, 1 и 0,5 мс) разрешённой является область ниже соответствующей дуги. Прямая  $R = 3r_g$  соответствует наименьшему радиусу стабильности круговой орбиты пробной частицы вокруг нейтронной звезды данной массы. Широкая вертикальная полоса охватывает массы двойных нейтронных звёзд, измеренные с погрешностью не хуже  $0,1M_\odot$  на уровне  $2\sigma$  [25], а узкая вертикальная полоска соответствует массе миллисекундного пульсара PSR J1903 + 0327 [42] (см. примечание при корректуре в конце статьи).

нейтронных звёзд, представленных на рис. 2 и 3, и одного уравнения кварковой (странной) звезды (использованы данные [25]). Из рисунка видно, что кварковые звёзды должны иметь меньшие массы и радиусы, чем типичные нейтронные звёзды. Жирные точки на концах кривых соответствуют максимальной массе стационарной звезды для каждого из уравнений состояния. Если обнаружится нейтронная звезда с большей массой, то данное уравнение состояния можно отвергнуть.

Кроме уравнения состояния, имеются общие теоретические ограничения на возможные значения масс и радиусов. Очевидно, что радиус  $R$  любой звезды не должен быть меньше  $r_g$  — в противном случае мы имеем дело с чёрной дырой. Более того, можно показать [25], что условие  $v_s < c$ , где  $v_s$  — скорость звука в локальной системе отсчёта, а  $c$  — скорость света в вакууме, налагаемое специальной теорией относительности и принципом причинности, требует выполнения соотношения  $R > 1,412r_g$ , что исключает попадание точки  $(M, R)$  внутрь заштрихованного треугольника на рис. 4.

Дополнительное ограничение требуется, чтобы для вращающейся звезды гравитация пересиливала центробежное ускорение. Понятно, что для этого радиус не должен быть слишком велик. На рисунке 4 наибольшие значения радиуса в зависимости от  $M$  при заданном периоде вращения  $P$  показаны перемежающимися короткими и длинными штрихами для значений  $P = 1$  мс, 1,4 мс и 0,5 мс. Видно, что наименьший из наблюдаемых периодов  $P = 1,4$  мс не налагает сколько-нибудь серьёзных ограничений на  $R$ . Видно также, что пульсарный период 0,5 мс несовместим ни с одним из известных теоретических уравнений состояния плотной материи (в 1989 г. сообщалось об обнаружении такого периода в излучении остатка сверхновой 1987А [150], но оно оказалось технической ошибкой [151]).

Широкой вертикальной полосой на рис. 4 изображён диапазон точно измеренных масс нейтронных звёзд в двойных системах типа "пульсар + другая нейтронная звезда". Узкая полоска правее соответствует оценке массы PSR J1903 + 327, о которой шла речь в разделе 2.1. Если она подтвердится, то отбор среди теоретических моделей станет жёстче. Например, как видно из рисунка, существование звезды с такой массой свидетельствует об отсутствии гиперонов в модели [127].

Если бы  $R$  и  $M$  были известны с высокой точностью для какой-либо компактной звезды, то это, вероятно, позволило бы выбрать какое-то одно из уравнений состояния как наиболее реалистичное. К сожалению, в настоящее время точность определения радиусов нейтронных звёзд оставляет желать лучшего. Уточнение значений масс и особенно радиусов нейтронных звёзд требует надёжного теоретического описания оболочек, влияющих на температуру поверхности звезды и на формирование спектра выходящего излучения. Мы вернёмся к этому вопросу в разделе 7.5.

## 5. Оболочки

Оболочки нейтронной звезды делятся на твёрдую кору, в которой атомные ядра составляют кристалл, и океан, представляющий собой кулоновскую жидкость. Кора подразделяется на внутреннюю, в которой ядра погружены в море свободных нейтронов и электронов, и внешнюю, где свободных нейтронов нет. На границе

оболочки с вакуумом может находиться газообразная плазменная атмосфера, а на границе коры с ядром — жидкокристаллическая мантия.

### 5.1. Внутренняя кора

Внутренняя кора обычно имеет толщину  $\sim 1-2$  км. Её плотность растёт от значения  $\rho_{\text{drip}} \approx (4-6) \times 10^{11}$  г см $^{-3}$ , при котором нейтроны начинают "просачиваться" из ядер, до величины  $\sim 0,5\rho_0$ , при которой атомные ядра сливаются в однородную массу. Во внутренней коре ядерное химическое равновесие по отношению к реакциям бета-захвата и бета-распада приводит к составу вещества, не встречающемуся в лабораторных условиях: это тяжёлые ядра с большим избытком нейтронов, погружённые в жидкость, состоящую из нейтронов и электронов. Физика такого вещества хорошо освещена в обзоре [152]. Нейтроны в значительной части внутренней коры сверхтекучи: теоретические оценки показывают, что соответствующая критическая температура сверхтекучести, изменяясь с плотностью, доходит до нескольких миллиардов градусов, что примерно на порядок выше, чем типичная кинетическая температура вещества во внутренней коре нейтронной звезды.

Давление во внутренней коре нейтронной звезды создаётся в основном вырожденными нейтронами. В то же время сверхтекучесть может приводить к подавлению их теплоёмкости, и, как результат, к тому, что вклад атомных ядер в теплоёмкость внутренней коры становится определяющим. Ядра образуют кристаллическую решётку, поддерживаемую в основном силами кулоновского взаимодействия — кулоновский (или вигнеровский) кристалл. Поэтому адекватное описание их вклада можно получить путём рассмотрения газа коллективных колебательных возбуждений — фононов. Электроны, являясь релятивистскими и чрезвычайно вырожденными, не дают существенного вклада в теплоёмкость внутренней коры при не слишком низких температурах. Однако их вклад может стать определяющим, когда температура кулоновского кристалла падает намного ниже дебаевской температуры, что приводит к "вымораживанию" фононных возбуждений [25, § 2.4.6].

Электропроводность во внутренней коре нейтронной звезды обеспечивается в основном электронами. При этом существенным является как рассеяние электронов на фононах ионной кристаллической решётки, доминирующее при сравнительно высокой температуре, так и рассеяние на дефектах кристаллической решётки и примесях, дающее остаточное сопротивление при низких температурах. Ионы (атомные ядра) не дают ощутимого вклада в электропроводность, будучи вмонтированными в кулоновскую кристаллическую решётку. В то же время теплопроводность обеспечивается как электронами (при этом основные механизмы рассеяния те же, что и для электропроводности, но вдобавок к ним могут иметь значение электрон-электронные столкновения), так и фононами и нейтронами. При наличии дефектов и примесей решётки, затрудняющих электронный теплоперенос, фононы могут стать основными агентами передачи тепла [153]. Важными переносчиками тепла во внутренней коре могут быть и нейтроны, особенно сверхтекучие [154].

### 5.2. Мантия

Между дном внутренней коры и ядром нейтронной звезды может находиться слой с экзотическими атом-

ными ядрами, названный в [155] мантией. В модели жидкой капли при низкой плотности энергетически выгодна сферическая форма атомного ядра, минимизирующая поверхностную энергию, но с повышением плотности вклад кулоновских сил может изменить ситуацию. Мантия, если она существует, состоит из нескольких слоёв, содержащих такие фазы вещества, в которых атомные ядра близки по своей форме не к сфере, а к цилиндру (так называемая фаза "спагетти"), к плоскопараллельному слою (фаза "лазанья"), а также "инверсные" фазы, состоящие из ядерного вещества с вкрапленными в него нейтронными цилиндрами ("трубчатая" фаза) и шарами (фаза "швейцарский сыр") [152]. Для коллапсирующих ядер сверхновых такая возможность была впервые замечена в работе [156], а для нейтронных звёзд в [157]. В то время как шарообразные ядра образуют трехмерную кристаллическую решётку, мантия имеет свойства жидкого кристалла [155]. В мантии могут оказаться разрешёнными прямые урка-процессы нейтринного излучения, невозможные в других оболочках нейтронной звезды и обладающие высокой интенсивностью [158], что может ускорить остывание нейтронной звезды.

Наличие мантии предсказывается не всеми современными уравнениями состояния ядерной материи: для некоторых моделей такое состояние вещества оказывается энергетически невыгодным. В модели FPS мантия присутствует, а в аналогичной, но более современной модели SLy она не возникает.

### 5.3. Внешняя кора и её плавление

Внешние оболочки нейтронных звёзд имеют толщину несколько сотен метров и состоят из электрон-ионной плазмы, причём почти везде (за исключением, возможно, наружного слоя толщиной в несколько метров, где плотность не превышает  $10^6$  г см $^{-3}$ ) ионизация является полной, т.е. ионы представляют собой атомные ядра, а свободные электроны сильно вырождены. При этом полное давление определяется, главным образом, давлением вырожденных электронов. При  $\rho \gtrsim 10^6$  г см $^{-3}$  электроны становятся релятивистскими (их импульс Ферми  $p_F$  становится сравнимым с  $m_e c$ , где  $m_e$  — масса электрона), а при  $\rho \gg 10^6$  г см $^{-3}$  — ультрарелятивистскими ( $p_F \gg m_e c$ ). При таких плотностях ионы образуют кулоновскую жидкость (т.е. жидкость, свойства которой регулируются в основном кулоновским взаимодействием между ионами) или кулоновский кристалл.

В глубоких слоях внешних оболочек электронная энергия Ферми возрастает настолько, что ядра обогащаются нейтронами за счёт бета-захватов. Наконец, при  $\rho = \rho_{\text{drip}}$ , где появляются свободные нейтроны, проходит граница между внешней и внутренней корой нейтронной звезды.

Наружная граница внешней коры обычно располагается в точке кристаллизации кулоновской жидкости, из которой состоит океан нейтронной звезды. Положение этой точки определяется зависимостью температуры плавления кулоновского кристалла от плотности. В так называемой модели однокомпонентной кулоновской плазмы, пренебрегающей взаимодействием электронов с ионами и трактующей ионы как классические точечные частицы, кристаллизация кулоновского кристалла определяется равенством  $\Gamma = 175$ , а при более реалистичном подходе  $\Gamma \sim 100-200$  [159]. Здесь  $\Gamma = (Ze)^2 / (ak_B T)$  —

параметр кулоновской связи, характеризующий отношение потенциальной кулоновской энергии ионов к их кинетической энергии,  $a = (4\pi n_i/3)^{-1/3}$  — радиус ионной сферы,  $n_i$  — объёмная концентрация ионов,  $k_B$  — постоянная Больцмана. В зависимости от *тепловой структуры* звезды (т.е. от изменения температуры с глубиной, в свою очередь зависящего от возраста и предыстории нейтронной звезды), точка плавления для типичной оболочки нейтронной звезды находится при плотности  $\rho_m \sim 10^6 - 10^9$  г см<sup>-3</sup>. Однако при наличии сверхсильного магнитного поля достаточно холодная нейтронная звезда может потерять атмосферу и океан, и в таком случае внешняя граница коры совпадает с поверхностью звезды (см. обзор [160] и ссылки в нём).

#### 5.4. Океан

Дно океана нейтронной звезды располагается в точке плавления, имеющей плотность  $\rho_m$ , а поверхность океана довольно условна, так как в типичной нейтронной звезде океан переходит в атмосферу плавно, без границы раздела фаз. Исключение, как и в случае твёрдой коры, представляют нейтронные звёзды с достаточно сильным магнитным полем, которое может привести к отсутствию оптически толстой атмосферы и её замещению жидкой границей. В большей части океана вещество состоит из атомных ядер в окружении вырожденных электронов. В приповерхностных слоях океана, однако, ядра с достаточно большим зарядом могут связывать часть электронов. Поэтому в общем случае мы будем говорить об *ионах* в окружении электронов, подразумевая под ионами как полностью, так и частично ионизованные атомы.

Вещество океана представляет собой кулоновскую жидкость. В значительной части океана кулоновская жидкость является *сильно связанной*, т.е.  $\Gamma \gg 1$ . Одной из важнейших проблем в теоретическом исследовании такого вещества становится адекватный учёт влияния микроскопических корреляций положений ионов на изучаемые макроскопические физические характеристики вещества: уравнение состояния [159] и кинетические коэффициенты [161].

#### 5.5. Атмосфера

Атмосфера звезды — это слой плазмы, в котором формируется спектр теплового электромагнитного излучения. Спектр содержит ценную информацию об эффективной температуре поверхности, гравитационном ускорении, химическом составе, силе и геометрии магнитного поля, а также о массе и радиусе звезды. Геометрическая толщина атмосферы варьируется от нескольких миллиметров в относительно холодных нейтронных звёздах (с эффективной температурой поверхности  $T_{\text{эфф}} \sim 10^{5.5}$  К) до десятков сантиметров в сравнительно горячих звёздах ( $T_{\text{эфф}} \sim 10^{6.5}$  К). В большинстве случаев плотность в атмосфере нарастает с глубиной постепенно, без скачка, однако, как мы отметили выше, звёзды с очень низкой эффективной температурой или со сверхсильным магнитным полем могут иметь твёрдую или жидкую конденсированную поверхность.

Наиболее глубокие слои атмосферы (её "дно", определяемое как слой, в котором оптическая толщина для большинства исходящих лучей достигает единицы) могут иметь плотность  $\rho$  от  $\sim 10^{-4}$  до  $\sim 10^6$  г см<sup>-3</sup>, в зависимости от магнитного поля  $B$ , температуры  $T$ ,

ускорения свободного падения  $g$  и химического состава поверхности. Присутствие в атмосфере атомов, молекул и ионов, имеющих связанные состояния, существенно изменяет коэффициенты поглощения электромагнитного излучения, а значит, влияет на наблюдаемый спектр.

Несмотря на то, что атмосферы нейтронных звёзд изучались многими исследователями на протяжении десятков лет, эти работы (особенно исследования с учётом сильного магнитного поля и неполной ионизации) далеки от завершения. Для магнитных полей  $B \sim 10^{12} - 10^{14}$  Гс эта задача практически полностью решена только для водородных атмосфер при  $T_{\text{эфф}} \gtrsim 10^{5.5}$  К [162, 163]. Ограничение снизу на  $T_{\text{эфф}}$  связано с требованием малости вклада молекул по сравнению с атомами, так как квантовомеханические свойства молекул в сильном магнитном поле плохо изучены. При  $B \sim 10^{12} - 10^{13}$  Гс и  $10^{5.5}$  К  $\lesssim T_{\text{эфф}} \lesssim 10^6$  К разработаны также модели частично ионизованных атмосфер, состоящих из углерода, кислорода или азота [164]. Здесь ограничение на  $T_{\text{эфф}}$  сверху обусловлено приближённой трактовкой эффектов движения ионов поперёк магнитного поля, справедливой при небольших тепловых скоростях (см. раздел 6.3).

## 6. Магнитные поля

### 6.1. Величина и эволюция магнитного поля

Как мы отмечали во введении, большинство известных сегодня нейтронных звёзд обладают магнитными полями, недостижимыми в лаборатории, с типичными значениями на поверхности  $B \sim 10^8 - 10^{15}$  Гс в зависимости от типа звезды. Напряжённость поля внутри звезды может быть ещё выше. Так, для объяснения энергетики АХР и SGR привлекаются магнитные поля, достигающие в ядре нейтронной звезды при её рождении значений  $B \sim 10^{16} - 10^{17}$  Гс (см. работу [165] и ссылки в ней). Теоретический верхний предел, полученный численно [121], согласуется с оценкой, основанной на теореме вириала [166, 167]:  $\max(B) \sim 10^{18} - 10^{19}$  Гс.

Предлагались различные теоретические модели генерации поля с участием дифференциального вращения, конвекции, магнито-вращательной неустойчивости и термомангнитных эффектов либо при взрыве и коллапсе сверхновой, либо в молодых нейтронных звёздах (см., например, обзор [168]). В частности, согласно «модели  $\alpha - \Omega$ -динамо» [169, 170], ядро нейтронной звезды, рождённой с достаточно коротким (миллисекундным) периодом вращения, приобретает за счёт своего дифференциального вращения тороидальное магнитное поле до  $B \sim 10^{16}$  Гс, а при начальных периодах вращения  $\gtrsim 30$  мс магнитное поле пульсара создаётся за счёт конвекции. Однако каждая из предлагавшихся моделей сталкивается с определёнными трудностями при сопоставлении со всей совокупностью данных о нейтронных звёздах.

Электрические токи, поддерживающие магнитное поле звезды, могут протекать либо во внутренней коре, либо в ядре звезды, т.е. там, где электропроводность достаточно высока, чтобы поле не распалось в течение времени, сопоставимого с возрастом известных пульсаров. Ещё в 1969 г. было показано [171], что характерное время омического распада магнитного поля в ядре



нейтронной звезды может превосходить возраст Вселенной. Если магнитное поле имеет источник в ядре звезды, то сверхпроводимость протонов в ядре должна привести к тому, что это поле существует в виде квантованных магнитных трубок — вихрей Абрикосова, имеющих микроскопические поперечные размеры.

В процессе эволюции нейтронной звезды её магнитное поле меняется. Эти изменения зависят от многих факторов и взаимосвязанных физических процессов (см., например, статью [172] и ссылки в ней). Происходит омический распад поля, изменение его конфигурации вследствие холловского дрейфа, возможны пересоединения магнитных силовых линий при звездотрясениях. Термоэлектрические эффекты, а также зависимость компонент тензоров теплопроводности, электропроводности и термоэлектрических коэффициентов плазмы от температуры и магнитного поля приводят к взаимозависимости магнитной и тепловой эволюции [98, 99]. Аккреция также может сильно влиять на магнитное поле вблизи поверхности [21, 172].

Если магнитное поле имеет своим источником вихри Абрикосова, то его эволюция во многом определяется их взаимодействием с другими составляющими ядра, в частности, с вихрями Фейнмана–Онзагера в нейтронной сверхтекучей жидкости [6, 171], а также условиями на границе ядра, т.е. взаимодействием этих вихрей с веществом коры [55].

## 6.2. Квантование Ландау

Движение свободных электронов в направлении, перпендикулярном полю, квантовано по орбиталам Ландау [173]. Их характерный поперечный масштаб — это *магнитная длина*  $a_m = (\hbar c/eB)^{1/2}$ , а расстояние между уровнями в нерелятивистской теории — циклотронная энергия  $\hbar\omega_c = 11,577 B_{12}$  кэВ, где  $\omega_c = eB/m_e c$  — электронная циклотронная частота (здесь введено обозначение  $B_{12} = B/(10^{12} \text{ Гс})$ ). Безразмерные параметры, характеризующие магнитное поле, — это магнитная индукция в релятивистских единицах  $b$  и в атомных единицах  $\gamma$ :

$$b = \frac{\hbar\omega_c}{m_e c^2} = \frac{B_{12}}{44,14}, \quad (7)$$

$$\gamma = \left(\frac{a_B}{a_m}\right)^2 = \frac{\hbar\omega_c}{2Ry} = \frac{\hbar^3 B}{m_e^2 c e^3} = 425,44 B_{12}, \quad (8)$$

где  $a_B$  — боровский радиус. Мы называем магнитное поле сильным, если  $\gamma \gg 1$ , и сверхсильным, если  $b \gg 1$ . В релятивистской теории энергии уровней Ландау равны  $E_N = m_e c^2 (\sqrt{1 + 2bN} - 1)$ , где  $N = 0, 1, 2, \dots$

В сверхсильном поле становятся важны специфические эффекты квантовой электродинамики, такие как поляризация электрон-позитронного вакуума в поле электромагнитной волны. В результате вакуум приобретает свойства двулучепреломляющей среды, что при  $b \geq 1$  существенно влияет на спектр излучения, формирующегося в атмосфере нейтронной звезды [174, 175].

Для ионов с зарядом  $Ze$  и массой  $m_i = Am_u$ , где  $m_u = 1,66 \times 10^{-24}$  г — атомная единица массы, циклотронная частота равна  $\omega_{ci} = |Ze|B/m_i c$ , циклотронная энергия  $\hbar\omega_{ci} = 6,35 (Z/A) B_{12}$  эВ, а параметр, характеризующий роль релятивистских эффектов,  $b_i = \hbar\omega_{ci}/m_i c^2 = 0,68 \times 10^{-8} (Z/A^2) B_{12}$ . Малость  $b_i$  позволяет игнорировать релятивистские эффекты для ионов в атмосферах нейтронных звёзд.

Движение электронов по круговой орбите в магнитном поле в классической теории приводит к циклотронному излучению на частоте  $\omega_c$  и формированию циклотронной линии в магнитной атмосфере. В квантовой теории циклотронная линия соответствует переходам между соседними уровнями Ландау. Переходы между уровнями Ландау, которые не являются соседними, приводят к формированию *циклотронных гармоник* с энергиями  $E_N$ . Открытие в 1978 г. первой циклотронной линии с энергией 58 кэВ в спектре рентгеновского пульсара в двойной системе Геркулес X-1 [176] послужило блестящим подтверждением теоретических предположений о магнитных полях нейтронных звёзд. Сейчас известен целый ряд подобных систем с циклотронными линиями. В спектрах нескольких рентгеновских пульсаров в двойных системах найдены циклотронные гармоники с  $N \geq 1$  (см. [177, 178]); сообщалось о наблюдениях до четырёх гармоник [179].

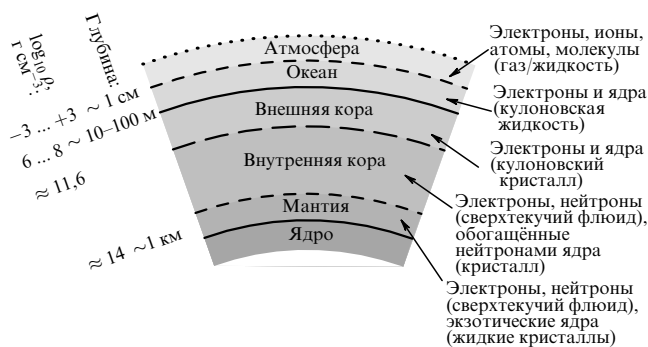
В спектрах изолированных нейтронных звёзд тоже могут присутствовать циклотронные линии. Электронные циклотронные линии могут наблюдаться в диапазоне теплового спектра 0,1–1 кэВ при  $B \sim 10^{10} - 10^{11}$  Гс, а ионные циклотронные линии — при  $B \sim 10^{13} - 10^{14}$  Гс. Существует предположение, что линии поглощения в спектре ССО 1E 1207.4–5209 объясняются циклотронным механизмом [180, 181]. Надо заметить, что ионные циклотронные гармоники, в отличие от электронных, слишком слабы, чтобы их можно было наблюдать [96].

Влияние квантования Ландау на свойства плазмы значимо тогда, когда циклотронная энергия не слишком мала по сравнению как с тепловой энергией  $k_B T$ , так и с энергией Ферми  $\epsilon_F$ . Если  $\hbar\omega_c$  заметно превосходит обе эти энергии, то в термодинамическом равновесии большинство электронов находятся на основном уровне Ландау. В этом случае поле называют *сильно квантующим*. Если же, напротив,  $k_B T$  или  $\epsilon_F$  намного больше разностей энергий между соседними уровнями Ландау, то поле неквантующее. Условие малости тепловой энергии по сравнению с циклотронной для электронов можно записать в виде  $\hbar\omega_c/k_B T \approx 134 B_{12}/T_6 \gg 1$ , а для ионов  $\hbar\omega_{ci}/k_B T \approx 0,0737 (A/Z) B_{12}/T_6 \gg 1$ . Второе условие — заметная величина  $\hbar\omega_c$  по сравнению с  $\epsilon_F$  — налагает ограничение на плотность. Вырожденные электроны находятся на основном уровне Ландау, если их концентрация  $n_e$  меньше, чем  $n_B \equiv (\pi^2 \sqrt{2} a_m^3)^{-1}$ . Следовательно, поле будет сильно квантующим при  $\rho < \rho_B$ , где

$$\rho_B = \frac{m_i n_B}{Z} \approx 7 \times 10^3 \left(\frac{A}{Z}\right) B_{12}^{3/2} \text{ г см}^{-3}. \quad (9)$$

При  $\rho > \rho_B$  поле слабо квантующее, а при  $\rho \gg \rho_B$  его можно трактовать как неквантующее. Оценки, аналогичные (9), легко получить и для других фермионов [25, §5.17].

Заметим, что неквантующее магнитное поле не влияет на уравнение состояния (теорема Бора–ван Лёвен). Из рисунка 5 с учётом соотношения (9) мы видим, что магнитные поля, которыми обладают нейтронные звёзды, являются сильно квантующими в атмосфере и могут быть квантующими в океане и внешней коре, но что даже при предельных величинах  $B \sim 10^{18}$  Гс магнитное поле не влияет на уравнение состояния звёздного ядра. Эти выводы сделаны на основе простых оценок, но они подтверждаются расчётами уравнения



**Рис. 5.** Схематическая структура оболочек нейтронной звезды. Снизу вверх: ядро, мантия, внутренняя кора, внешняя кора, океан, атмосфера. Справа указан состав этих слоёв, слева — характерные значения логарифма плотности и глубины от поверхности.

состояния ядерной материи в сверхсильных магнитных полях [182].

### 6.3. Атомы и ионы в магнитных атмосферах

В атмосфере нейтронной звезды могут присутствовать атомы, молекулы, а также атомарные и молекулярные ионы, имеющие связанные состояния. Сильные магнитные поля радикально влияют на их квантовомеханические свойства (см. обзор [160, 183, 184]). Вскоре после открытия пульсаров было замечено [185], что при одной и той же температуре атомы должны быть намного многочисленнее в атмосфере нейтронной звезды при  $\gamma \gg 1$ , чем при  $\gamma \lesssim 1$ , потому что в сильном магнитном поле энергии связи их основного состояния и определённого класса возбуждённых состояний (так называемых тесно связанных состояний) намного возрастают, а квантовомеханические размеры уменьшаются. Во всех состояниях электронное облако приобретает форму вытянутого эллипсоида вращения с характерной малой полуосью  $\sim a_m = a_B / \sqrt{\gamma}$  и большой полуосью  $l \sim a_B / \ln \gamma \gg a_m$ . Например, энергию связи основного состояния атома водорода при  $B \sim 10^{11} - 10^{14}$  Гс можно грубо оценить как  $E \sim 200 (\ln B_{12})^2$  эВ (аккуратные подгоночные формулы для энергий и других характеристик атома водорода в магнитном поле даны в [186]).

Свойства молекул и даже само существование определённых их типов в сильных магнитных полях обсуждались в течение почти 40 лет и до сих пор остаются недостаточно изученными. Лучшее изучено двухатомные молекулы в том случае, когда направление их оси совпадает с направлением магнитного поля. Также по понятным причинам лучше всего изучена молекула  $H_2$ . В частности, в обзоре [160] даны приближённые формулы для её энергии связи при  $\gamma \gtrsim 10^3$ , растущей примерно в том же темпе  $\propto (\ln \gamma)^2$ , что и энергия связи атома H. Интересно, однако, что, согласно численным результатам, приведённым в статье [187], эта молекула нестабильна в умеренно сильном магнитном поле (в интервале  $0,18 < \gamma < 12,3$ ).

Довольно хорошо изучен ион  $H_2^+$ , которому были посвящены несколько детальных исследований (например, [188]); рассматривались также  $HeH^{++}$  и  $H_3^{++}$  и другие экзотические молекулярные ионы, становящиеся стабильными в сильных магнитных полях [189].

Сильное магнитное поле может стабилизировать полимерные цепочки молекул, вытянутые вдоль магнит-

ных силовых линий. Эти цепочки затем могут притягиваться друг к другу за счёт диполь-дипольного взаимодействия и образовывать конденсированную среду. Такое предположение впервые выдвинул М. Рудерман в 1971 г. [185]. Исследования, проведённые в 1980-х – 2000-х гг., показали, что в полях  $B \sim 10^{12} - 10^{13}$  Гс цепочки формируются не из любых химических элементов, а только из атомов от H до C, а их полимеризация в конденсированную фазу происходит либо в сверхсильном поле, либо при сравнительно низкой температуре, причём энергия сублимации такого конденсата значительно ниже, чем предполагал Рудерман (см. статью [190] и ссылки в ней).

Подавляющая часть исследований атомов и молекул в сильных магнитных полях предполагала, что они покоятся в магнитном поле. Более того, почти во всех таких работах при изучении свойств электронных оболочек атомное ядро полагалось бесконечно массивным (фиксированным в пространстве). Для магнитных атмосфер такое приближение является весьма серьёзным упрощением. При астрофизическом моделировании необходимо учитывать конечную температуру, а значит и тепловое движение. Между тем, движение атома поперёк магнитных силовых линий нарушает осевую симметрию квантовомеханической системы. При  $\gamma \gg 1$  специфические эффекты, связанные с коллективным движением системы заряженных частиц, становятся особенно важными. В частности, могут заселиться *децентрированные состояния*, в которых электрон локализован главным образом в "магнитной яме" в стороне от кулоновского центра. Для атома водорода эти экзотические состояния были предсказаны в статье [191], и там же, а затем в статье [192], выполнены первые исследования их энергетического спектра.

Даже при низких температурах, когда тепловым движением атомов в первом приближении можно пренебречь, конечную массу атомного ядра необходимо учитывать, если поле является достаточно сильным. Дело в том, что вследствие квантования Ландау ядро испытывает колебания в магнитном поле, даже если обобщённый импульс [183], описывающий движение центра масс атома поперёк магнитного поля, равен нулю. Разным квантовым числам атома отвечают разные энергии колебаний, кратные циклотронной энергии атомного ядра. В сверхсильном поле циклотронная энергия ядра становится сравнимой с энергиями электронных оболочек, а значит, её нельзя пренебрегать.

Полный расчёт энергетического спектра атома водорода с учётом эффектов движения поперёк сильного магнитного поля был выполнен в [193, 194], а расчёты вероятностей радиационных переходов различных типов и коэффициентов поглощения в атмосферах нейтронных звёзд — в серии работ, завершившихся статьёй [95]. На этой основе в [162] была разработана модель водородной атмосферы нейтронной звезды с сильным магнитным полем, а в [163] создана база данных для астрофизических расчётов по этой модели.

Квантовомеханические эффекты движения ионов  $He^+$  рассматривались в статьях [195, 196]. Принципиальное отличие от случая нейтрального атома состоит в том, что значения обобщённого импульса иона квантованы [183]. Для многоэлектронных атомов, молекул и ионов эффекты движения поперёк магнитного поля остаются до сих пор почти неизученными. Однако при малой

величине обобщённого импульса применима теория возмущений [197, 198], которая может оказаться достаточной для моделирования сравнительно холодных атмосфер нейтронных звёзд [164].

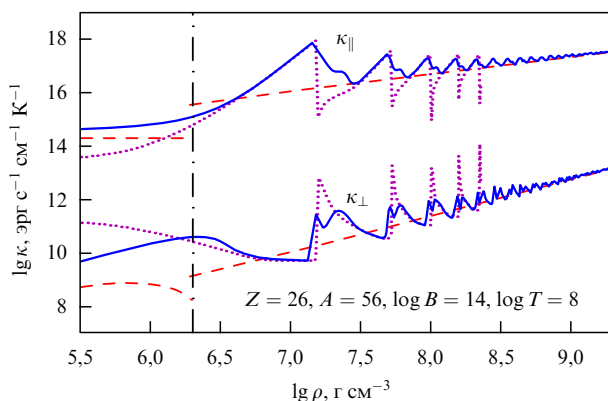
#### 6.4. Коэффициенты электронного переноса тепла и заряда

Существуют различные эффекты, которые магнитное поле оказывает на кинетические свойства плазмы (см., например, обзор [199]). Любое магнитное поле делает перенос заряженных частиц — в нашем случае электронов — анизотропным. Оно препятствует их движению и, следовательно, электронному переносу тепла и заряда в направлении, перпендикулярном полю, и приводит к возникновению холловских токов. Эти эффекты существенны, когда циклотронная частота  $\omega_c$  намного превосходит эффективную частоту столкновений. При этом сама эффективная частота столкновений остаётся неизменной в некантованном магнитном поле.

Квантующее магнитное поле оказывает более глубокое воздействие на процессы переноса. В слабо квантующем магнитном поле при наличии вырождения кинетические коэффициенты осциллируют с изменением плотности вещества около тех значений, которые они имели бы в отсутствие квантования. Сильно квантующее магнитное поле приводит к сильным отличиям кинетических коэффициентов от их классических значений.

Проблема влияния квантующего магнитного поля на процессы электронного переноса в плазме изучалась разными авторами не одно десятилетие (см. ссылки в обзоре [199]). Формулы для электронных кинетических коэффициентов полностью ионизованной плазмы, удобные для применения в астрофизике при произвольных значениях  $\rho$ ,  $B$  и  $T$ , были получены в [200]. С их использованием проводятся расчёты тепловой эволюции нейтронных звёзд, описанные в следующем разделе.

В качестве примера на рис. 6 представлены зависимости коэффициентов теплопроводности вдоль и поперёк магнитного поля при параметрах плазмы, характерных для теплоизолирующей оболочки нейтронной звезды с полем  $B = 10^{14}$  Гс, рассчитанные точно (сплошные кри-



**Рис. 6.** Продольная ( $\parallel$ ) и поперечная ( $\perp$ ) теплопроводности в состоящей из железа внешней оболочке нейтронной звезды при  $T = 10^8$  К и  $B = 10^{14}$  Гс [201]. Сплошные кривые — результаты расчёта согласно [200], штриховая линия — классическая модель, пунктир — результат пренебрежения тепловым усреднением. Электроны являются вырожденными справа от вертикальной штрихпунктирной линии, положение которой соответствует равенству  $\epsilon_F = k_B T$ .

вые), в сравнении с упрощёнными моделями, ранее использовавшимися в астрофизике. Штриховые линии представляют модели без учёта квантования Ландау, в предположении о сильной вырожденности (справа от вертикальной штрихпунктирной линии) или невырожденности (слева от вертикальной линии) электронов, а пунктир представляет приближение, в котором пренебрегают тепловым разбросом энергий электронов около энергии Ферми (см. подробности и ссылки в [201]).

## 7. Остывание и тепловое излучение

### 7.1. Стадии остывания

Примерно через 20 с после своего рождения нейтронная звезда становится прозрачной для нейтринного излучения [44], уносящего энергию в мировое пространство и охлаждающего звезду. Вскоре после этого распределение температуры в ядре звезды, имеющем высокую теплопроводность, достигает равновесия и остаётся равновесным в течение всей последующей жизни звезды (за исключением, возможно, кратких промежутков времени после катастрофических фазовых переходов в ядре, предполагаемых некоторыми гипотетическими моделями). С учётом ОТО, в равновесии температура растёт к центру звезды пропорционально  $\exp(-\Phi)$ , где  $\Phi$  — метрическая функция, определяемая гидростатической моделью звезды и связанная с временной компонентой метрического тензора  $g_{00} = \exp(2\Phi)$ , уменьшающейся от поверхности к центру [202].

Кора звезды поначалу остаётся более горячей, чем ядро. Волна охлаждения достигает поверхности звезды через 10–100 лет [203], после чего звезда остывает в квазистационарном режиме: распределение температуры в теплоизолирующей оболочке в каждый момент времени однозначно зависит от температуры в ядре. Заметим, что все наблюдаемые сегодня нейтронные звёзды имеют возраст не меньше нескольких веков. Следовательно, они находятся в квазистационарном режиме остывания при отсутствии быстрых процессов энерговыделения в оболочках. Процессами, нарушающими квазистационарность, могут быть взрывное термоядерное горение аккрецированного вещества [50] или выделение энергии в коре при звездотрясениях [53–56].

Остывание в квазистационарном режиме, в свою очередь, делится на следующие основные стадии [88]:

1. Стадия *нейтринного остывания* длится  $\sim 10^5$  лет. В этот промежуток времени ядро звезды остывает главным образом за счёт излучения нейтрино, выделяющихся в разнообразных физических реакциях, протекающих в ядре звезды [30]. Главными из них являются несколько разновидностей (в зависимости от участвующих в них частиц) прямого (в случаях, когда он имеет место) и модифицированного урка-процессов, а также тормозного нейтринного излучения.

2. Стадия *фотонного остывания* — завершающая. Она начинается при возрасте звезды  $t \gtrsim 10^5$  лет, когда реакции с выделением нейтрино (сильно зависящие от температуры) из-за понизившейся температуры ядра становятся слабыми по сравнению с остыванием за счёт переноса тепла через оболочку и его преобразования в электромагнитное излучение поверхности.

Кривая остывания нейтронной звезды зависит от массы звезды  $M$ ; модели сверхплотного вещества в ядре

звезды, определяющего уравнение состояния (а следовательно, радиус  $R$ ) и состав ядра (а следовательно, интенсивность нейтринного излучения из него при заданной массе); свойств оболочек: (а) теплопроводности, определяющей  $L_\gamma$  при заданной температуре ядра звезды, (б) нейтринной светимости в коре, (в) наличия источников подогрева и их интенсивности. В свою очередь, характерная теплопроводность и нейтринная светимость оболочек в каждый момент времени  $t$  (т.е. при заданном моделью остывания распределении температуры  $T$  в оболочках) зависят от массы звезды  $M$ , её радиуса  $R$ , а также от магнитного поля (при этом существенными могут оказаться как величина магнитной индукции  $B$ , так и конфигурация магнитных силовых линий).

Определяя  $L_\gamma$  и  $t$  для нейтронных звезд из наблюдений и сравнивая с кривыми остывания, можно оценить параметры  $M$  и  $R$  и установить ограничения на теоретические модели сверхплотного вещества. Этот способ оценки параметров применим главным образом к *изолированным нейтронным звездам*, так как для большинства нейтронных звезд в двойных системах имеется дополнительный источник энергии — аккреция — и дополнительный (часто гораздо более мощный, чем  $L_\gamma$ ) источник рентгеновского излучения — аккреционный диск.

## 7.2. Тепловая структура

Полный набор уравнений, описывающих механическую и тепловую структуру и эволюцию сферически симметричной звезды при гидростатическом равновесии в рамках ОТО был получен К. Торном [202]. Эти уравнения легко преобразовать к виду, справедливому для оболочки звезды с радиальным теплопереносом, плавным распределением температуры по поверхности и бессильным магнитным полем. В предположении о квазистационарности теплопереноса и нейтринного излучения эти уравнения сводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для метрической функции  $\Phi$ , локальной плотности радиального теплового потока  $F_r$ , температуры  $T$  и гравитирующей массы  $m$ , заключённой внутри сферы радиуса  $r$ , как функций давления  $P$  (см., например, [204]). Поправочные факторы ОТО, входящие в эту систему уравнений, зависят от доли массы  $(M - m)/M$ , содержащейся снаружи от рассматриваемой эквипотенциальной поверхности, и от отношения  $P/\rho c^2$ , входящего в уравнение ТОВ. На границе внешней и внутренней коры  $(M - m)/M \sim 10^{-5}$  и  $P/\rho c^2 \sim 10^{-2}$ , поэтому во внешних оболочках поправочные множители ОТО почти постоянны. Если считать их постоянными и пренебречь геометрической толщиной теплоизолирующего слоя по сравнению с  $R$ , то при отсутствии источников и стоков тепла в теплоизолирующей оболочке нейтронной звезды радиальный поток тепла через единицу поверхности  $F_r$  постоянен и равен  $\sigma_{\text{СВ}} T_s^4$ , где  $\sigma_{\text{СВ}}$  — постоянная Стефана–Больцмана. Здесь и далее мы проводим различие между локальной поверхностной температурой  $T_s$  и интегральной эффективной температурой  $T_{\text{эф}}$ , так как  $T_s$  может не быть постоянной вдоль поверхности. При перечисленных условиях для расчёта тепловой структуры достаточно решить упрощённое уравнение [205], которое можно записать в форме, совпадающей с нерелятивистским уравнением  $\kappa dT/dP = F_r/\rho g$ . Такое приближение используется в большинстве работ по остыванию нейтронных звезд

[88]. Но для магнитаров, имеющих более сильные магнитные поля и более высокие поверхностные светимости, чем обычные нейтронные звезды, а также обладающих внутренними источниками нагрева, вместо упрощённого уравнения теплопереноса следует решать полную систему уравнений, учитывающую объёмную плотность мощности нейтринного излучения  $Q_\nu$  и источников тепла  $Q_h$  [100, 204].

Эффективная радиальная теплопроводность на локальном участке поверхности в магнитном поле равна  $\kappa = \kappa_{\parallel} \cos^2 \theta_B + \kappa_{\perp} \sin^2 \theta_B$ , где  $\theta_B$  — угол между магнитными силовыми линиями и нормалью к поверхности, а  $\kappa_{\parallel}$  и  $\kappa_{\perp}$  — компоненты тензора теплопроводности, отвечающие за перенос вдоль и поперёк силовых линий, соответственно. Каждая из составляющих  $\kappa_{\parallel}$  и  $\kappa_{\perp}$  в теплоизолирующей оболочке нейтронной звезды складывается из радиативной  $\kappa_r$  и электронной  $\kappa_e$  теплопроводностей. Фотонная теплопроводность доминирует ( $\kappa_r > \kappa_e$ ) в самых внешних слоях, как правило, невырожденных, а электронная играет главную роль в более глубоких, умеренно и сильно вырожденных слоях. Полный тепловой поток на данном радиусе  $r$  (локальная светимость, связанная с тепловыми, но не нейтринными потерями) определяется интегралом плотности потока по сфере этого радиуса,  $L_r = \int \sin \theta d\theta d\varphi r^2 F_r(\theta, \varphi)$ , где  $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы.

Использование в каждой точке поверхности уравнений, справедливых для сферически симметричного тела, предполагает, что средний радиальный градиент температуры много больше латерального. Оценки [204] показывают, что это условие выполняется с хорошей точностью на большей части поверхности звезды, а поправки на отклонения от одномерного приближения вносят пренебрежимо малый вклад в полную светимость, поэтому ими в первом приближении можно пренебречь.

В квазистационарном режиме температура остывающей нейтронной звезды монотонно возрастает от внешних слоёв атмосферы в глубь оболочки, пока не достигнет равновесного значения (обычно оно достигается во внешней коре). Но у магнитаров должны быть источники нагрева в оболочках, необходимые, чтобы обеспечить их высокую тепловую светимость, поэтому профили температуры в оболочках магнитаров немонотонны [100].

## 7.3. Кривые остывания

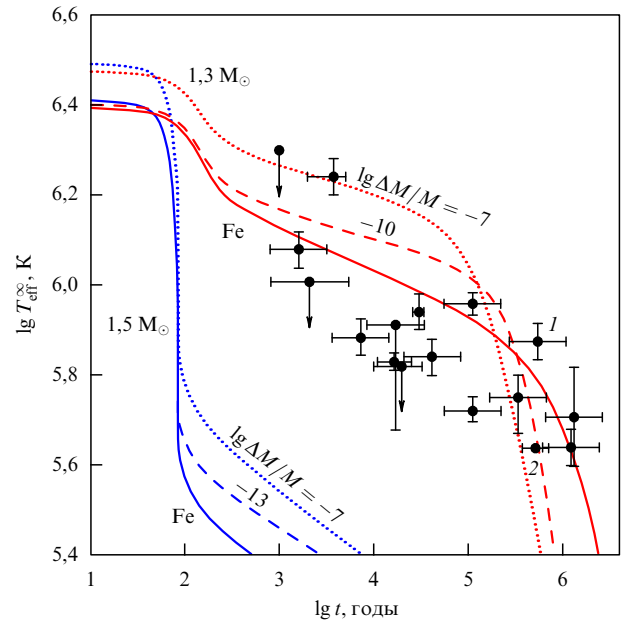
Нестационарная задача описывается теми же уравнениями теплового баланса [204], но к входящей в них разности  $Q = Q_\nu - Q_h$  добавляется слагаемое  $C \exp(-\Phi) \partial T / \partial t$ , где  $C$  — теплоёмкость единицы объёма [203]. Строго говоря, к  $Q$  следует добавить ещё и слагаемое, учитывающее выделение скрытой теплоты плавления при перемещении фазовой границы между кулоновской жидкостью и кристаллом с изменением температуры, но в существующих программах расчёта тепловой эволюции нейтронных звезд этим слагаемым всегда пренебрегают. Следуя классической работе [205], нестационарную задачу решают во внутренней области нейтронной звезды, плотность которой превышает некоторое пороговое значение  $\rho_b$ , а для внешних оболочек при  $\rho < \rho_b$ , время релаксации которых мало по сравнению с рассматриваемыми характерными временами тепловой эволюции, решается стационарная система уравнений. Традиционно следуя [205], выбирают

$\rho_b = 10^{10} \text{ г см}^{-3}$ , но иногда, в зависимости от конкретной изучаемой проблемы, более подходящими оказываются иные значения  $\rho_b$  [100, 204, 206, 207]. Соотношение между потоком тепла через границу  $\rho_b$  и температурой  $T_b$  на этой границе, полученное в результате решения стационарной задачи для оболочек, служит граничным условием к нестационарной задаче во внутренней области. Оно сильнее всего зависит от теплопроводности в "полоске чувствительности" (sensitivity strip) на плоскости  $\rho - T$ , расположенной вблизи "точки поворота" (turning point), в которой  $\kappa_e \sim \kappa_r$  [205]. Аналитические оценки для положения этой точки получены в [201].

Величины  $T_s$ ,  $T_{\text{eff}}$  и  $L_\gamma$  определяются по отношению к локальной системе отсчёта на поверхности нейтронной звезды. "Видимые" величины, регистрируемые удалённым наблюдателем, должны быть скорректированы на красное смещение (раздел 2.1). Более подробно решение задачи об остывании описано, например, в работе [203] (см. также ссылки в обзорах [88, 208]).

При рождении нейтронной звезды её внешние оболочки состоят из элементов группы железа, поэтому долгое время расчёты остывания проводились только для железных оболочек. Однако если звезда после рождения прошла стадию аккреции, то оболочки могут состоять из более лёгких химических элементов. Аккрецировавшие оболочки обладают более высокой электронной теплопроводностью, чем железные, поскольку ионы меньшего заряда менее эффективно рассеивают электроны при столкновениях. Таким образом, аккреция способствует "просветлению" оболочек для проходящего через них тепла [209]. На нейтринной стадии остывания температура ядра регулируется испусканием нейтрино и практически не зависит от свойств оболочек, поэтому их просветление делает звезду ярче, повышая  $T_{\text{eff}}$ . На более поздней фотонной стадии просветлённые оболочки быстрее пропускают через себя тепло, и звезда быстрее потухает. Эти эффекты наглядно проявляются при сравнении сплошных, штриховых и точечных кривых<sup>3</sup> на рис. 7, различия между которыми обусловлены разной массой аккрецировавшего вещества  $\Delta M$ .

Аналогично на остывание влияет сверхсильное магнитное поле. В сильном магнитном поле, в котором циклотронная частота электронов  $\omega_c$  превосходит типичную частоту их столкновений с ионами плазмы, теплоперенос поперёк магнитных силовых линий затруднён, поэтому те области, где силовые линии направлены близко к поверхности, становятся более холодными. Осцилляции коэффициентов теплопроводности (см. рис. 6), вызванные квантованием Ландау, в среднем облегчают теплоперенос вдоль магнитных силовых линий, делая более горячими области вблизи магнитных полюсов. В результате усиления светимости у полюсов и её ослабления у экватора интегральная светимость звезды в умеренном магнитном поле  $B \lesssim 10^{13} \text{ Гс}$  мало отличается от светимости в отсутствие магнитного поля. Хотя распределение температуры по поверхности, конечно, зависит от напряжённости поля и его конфигурации, интегральная светимость слабо зависит от  $B$  как для умеренного дипольного [206], так и для умеренного



**Рис. 7.** Кривые остывания нейтронных звёзд в сравнении с некоторыми оценками их температур и возрастов, полученными из наблюдений [208]. Показаны кривые остывания для разных моделей химического состава теплоизолирующей оболочки, согласно [206], соответствующих разной накопленной массе лёгких элементов  $\Delta M$ : сплошные и точечные кривые соответствуют железной оболочке и оболочке, полностью замещённой веществом более лёгкого ядерного состава, штриховые кривые — частично замещённой оболочке. Верхние три кривые соответствуют звезде с массой  $M = 1,3M_\odot$ , испытывающей стандартное остывание за счёт мурка-процессов, а нижние три — звезде с массой  $M = 1,5M_\odot$ , испытывающей ускоренное остывание при участии прямых урка-процессов. Точки с отрезками погрешностей соответствуют имеющимся в литературе оценкам возрастов  $t$  и эффективных температур поверхностей  $T_{\text{eff}}^\infty$  нейтронных звёзд, а направленные вниз стрелки — верхним пределам на  $T_{\text{eff}}^\infty$ .

мелкомасштабного магнитного поля [211]. Однако в сверхсильном поле магнитаров  $B \gtrsim 10^{14} \text{ Гс}$  усиление поля вблизи магнитных полюсов более существенно, благодаря чему возникает эффект просветления, аналогичный эффекту аккрецированных оболочек, как показано на рис. 8.

#### 7.4. Эффективные температуры

Верхние и нижние группы из трёх кривых на каждом из рис. 7 и 8 соответствуют стандартному и ускоренному остыванию. Ускоренное остывание реализуется, если на нейтринной стадии остывания работают прямые урка-процессы, что возможно при достаточно большой массе звезды. Точками с отрезками погрешностей на рисунках нанесены оценки возрастов  $t$  и эффективных температур поверхности  $T_{\text{eff}}^\infty$ , полученные по результатам обработки наблюдений. Здесь использована компиляция литературных данных из обзора [208]. Видно, что по кривым остывания в благоприятных случаях можно сделать выводы относительно массы звезды и свойств оболочек: наиболее холодные звёзды данного возраста, возможно, испытывают ускоренное остывание и, следовательно, более массивны, а наиболее горячие могут иметь аккрецированные оболочки.

Кроме прямых урка-процессов в прец-материи, к ускоренному остыванию могут приводить аналогичные им гиперонные или кварковые урка-процессы в экзоти-

<sup>3</sup> Кривые остывания, представленные на рис. 7 и 8, были рассчитаны Д.Г. Яковлевым для работы [210] с использованием сравнительно мягкого уравнения состояния, для которого прямые урка-процессы возможны при  $M > 1,462M_\odot$  (см. [88]).

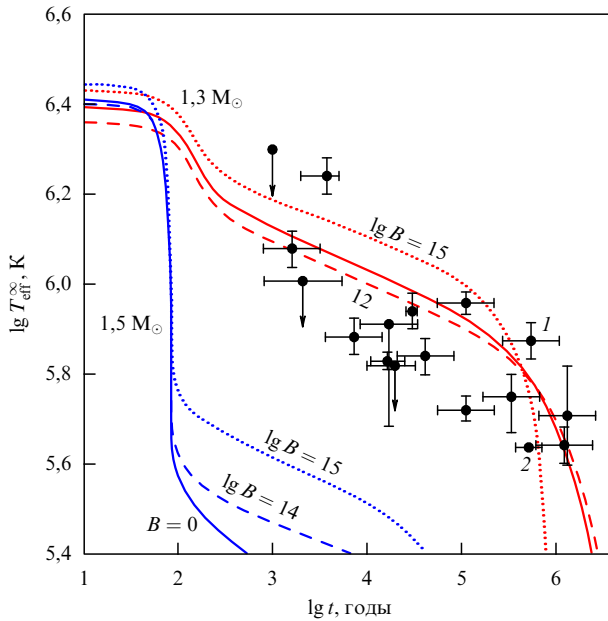


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но для железной оболочки и разных магнитных полей: сплошные и точечные кривые соответствуют  $B = 0$  и  $10^{15}$  Гс, штриховые — промежуточному случаю.

ческих моделях внутреннего ядра нейтронной звезды [125]. Скорость прямых урка-процессов ограничивается наличием щели в энергетическом спектре сверхтекучих нуклонов [26], поэтому нуклонная сверхтекучесть сглаживает зависимость кривых остывания от массы звезды, делая "взвешивание" звезды путём измерения её эффективной температуры более обоснованным [208]. Кроме того, нуклонная, а в экзотических моделях также гиперонная и кварковая (цветная) сверхтекучесть уменьшает теплоёмкость ядра звезды [26], что также влияет на остывание [208].

Итак, сравнение измеренных возрастов и температур с кривыми остывания позволяет, в принципе, оценить массу звезды, а если масса известна из независимых оценок, то сделать выводы о составе ядра и теплоизолирующих оболочек. Однако подходить к этим результатам надо с осторожностью, и вот почему. Измерения эффективных температур  $T_{\text{eff}}^{\infty}$  проводятся, как правило, путём варьирования параметров теоретической модели, в рамках которой рассчитывается спектр излучения. Подбираются такие параметры, чтобы наиболее точно воспроизвести наблюдаемый спектр. Но окончательный результат сильно зависит от выбора модели. Некоторые оценки  $T_{\text{eff}}^{\infty}$ , приведённые на рис. 7 и 8, получены с использованием моделей немагнитных или магнитных водородных атмосфер, а другие просто предполагают, что излучение описывается планковским спектром. Например, для тепловой составляющей спектра пульсара PSR B1055–52 использовалась подгонка трёхкомпонентным модельным спектром: степенная составляющая складывалась с двумя чернотельными компонентами, менее горячая из которых считается ответственной за тепловое излучение поверхности [212]. Результат этой подгонки помечен на рисунках цифрой 1. Напротив, результат, отмеченный цифрой 2, получен для радиотихой звезды RX J1856.4–3754 на основе физической модели магнитной атмосферы [213] (мы расскажем о ней более подробно в разделе 7.5). Для сравнения

авторы [213] провели также подгонку наблюдаемого рентгеновского спектра RX J1856.4–3754 планковским спектром. Будучи нанесён на рис. 7 и 8, результат такой незамысловатой подгонки почти совпал бы с точкой 1. Следовательно, систематическая погрешность положения точки 1 на рисунке, связанная с отсутствием физической модели формирования спектра PSR B1055–52, может быть того же порядка, что и расстояние между точками 1 и 2, которое намного превышает статистическую погрешность подгонки.

### 7.5. Массы и радиусы

Из анализа спектра теплового излучения нейтронной звезды можно извлечь информацию не только об её эффективной температуре, но также о массе и радиусе. Для начала рассмотрим планковский спектр и пренебрежём межзвёздным поглощением и возможной неоднородностью распределения температуры по поверхности. По положению спектрального максимума определим  $T_{\text{eff}}^{\infty}$ , а по измеренной интенсивности вычислим полный (боллометрический) поток приходящего излучения  $F_{\text{bol}}^{\infty}$ . Если звезда находится от нас на расстоянии  $D$ , то её видимая фотонная светимость определяется как  $L_{\gamma}^{\infty} = 4\pi D^2 F_{\text{bol}}^{\infty}$ . С другой стороны, по закону Стефана–Больцмана  $L_{\gamma}^{\infty} = 4\pi\sigma_{\text{SB}} R_{\infty}^2 (T_{\text{eff}}^{\infty})^4$ , откуда находим  $R_{\infty}$ .

В действительности сопоставление теоретического и измеренного спектров включает больше неизвестных. Спектр искажается поглощением в межзвёздном газе, поэтому из анализа спектра можно определить среднюю концентрацию газа на луче зрения. Если расстояние  $D$  неизвестно, то можно попытаться его оценить, предположив типичную концентрацию межзвёздного газа, характерную для данной области Галактики, и используя  $D$  как параметр подгонки. Распределение температуры по поверхности звезды может быть неоднородным. Например, если имеются нагретые полярные шапки, то тепловой спектр состоит из двух планковских компонент, каждая со своими значениями  $T_{\text{eff}}^{\infty}$  и  $R_{\infty}$ . Наконец, звезда — не абсолютно чёрное тело, поэтому реальный спектр излучения отличается от планковского. Моделирование спектра — сложная задача, включающая решение уравнений гидростатического равновесия, баланса энергии и переноса излучения [214]. Коэффициенты уравнений зависят от химического состава атмосферы, эффективной температуры, ускорения силы тяжести и магнитного поля. Делая разные предположения о химическом составе и значениях  $T_{\text{eff}}^{\infty}$ ,  $z_g$  и  $B$ , получают разные модельные спектры, сравнение которых с наблюдаемым спектром позволяет оценить приемлемые значения параметров. Зная форму спектра, можно вычислить поправочный коэффициент к формуле Стефана–Больцмана и из  $F_{\text{bol}}^{\infty}$  определить  $R_{\infty}$ . Одновременное отыскание  $z_g$  и  $R_{\infty} = R(1 + z_g)$  позволяет на основе формул (1) и (3) вычислить массу  $M$ .

Рассмотрим некоторые из проблем, возникающих при оценивании параметров нейтронных звезд по наблюдениям их тепловых спектров, на примере "звезды Уолтера" — близкой радиотихой нейтронной звезды RX J1856.4–3754, открытой в 1996 г. как источник мягких рентгеновских лучей [90], а год спустя отождествлённой в оптическом диапазоне [215]. Первое измерение параллакса с использованием "планетарной камеры" (PC) на борту космической обсерватории им. Хаббла привело к оценке  $D \approx 60$  пк [216], что соответствовало

очень малому радиусу  $R$  и дало повод думать, что этот объект может быть кварковой звездой [217]. Повторный анализ данных привёл к вдвое большему расстоянию  $D \approx 120$  пк [218], а независимая обработка тех же данных другими авторами дала  $D \approx 140$  пк [219]. Наконец, в работе [220] для измерения параллакса была использована камера высокого разрешения (HRC) на борту обсерватории им. Хаббла и получена оценка  $D \approx 160$  пк. В то же время выяснилось, что спектр звезды Уолтера не описывается моделью чёрного тела: подгонка его рентгеновской части планковским спектром предсказывает намного меньшую светимость в оптическом диапазоне, чем наблюдаемая. Предпринимались попытки описания наблюдаемого спектра на основе моделей атмосфер разного химического состава без магнитного поля [221] и двухкомпонентной планковской модели [222]. Оказалось, что модель водородной атмосферы, воспроизводящая рентгеновскую часть спектра, даёт чересчур высокую светимость в оптическом диапазоне, модели атмосфер иного химического состава предсказывают наличие линий поглощения, не обнаруженных в наблюдениях, а при подгонке двухкомпонентной моделью для мягкой компоненты составного спектра получается ограничение на радиус  $R_\infty > 17 \text{ км} \times (D/120 \text{ пк})$ , которое трудно увязать с теоретическими расчётами радиусов нейтронных звёзд.

В работе [213] было осуществлено моделирование спектра нейтронной звезды на основе решения системы уравнений переноса излучения в частично ионизированной водородной атмосфере конечной толщины над конденсированной поверхностью с сильным магнитным полем. Использовалась модель атмосферы [162], основанная на расчётах уравнения состояния водородной плазмы в сильном магнитном поле и коэффициентов поглощения и рассеяния в такой плазме, представленных в [95]. При  $B \sim (3-4) \times 10^{12}$  Гс,  $T_{\text{eff}}^\infty = (4,34 \pm 0,03) \times 10^5$  К,  $z_g = 0,25 \pm 0,05$  и  $R_\infty = 17,2_{-0,1}^{+0,5} d_{140}$  км удалось впервые воспроизвести измеренный спектр RX J1856.4–3754 в диапазоне длин волн от рентгена до оптики в пределах погрешностей измерений, проведённых в лучших космических и наземных обсерваториях. Здесь погрешности даны на уровне значимости  $1\sigma$ , а  $d_{140} \equiv D/(140 \text{ пк})$ . С учётом соотношений (1)–(3) из приведённых оценок следует, что для этой нейтронной звезды  $R = 13,8_{-0,6}^{+0,9} d_{140}$  км и  $M = 1,68_{-0,15}^{+0,22} d_{140} M_\odot$ . Если забыть про множитель  $d_{140}$ , то можно заключить, что доверительная область на уровне 68 % лежит выше всех теоретических зависимостей  $R(M)$ , представленных на рис. 4. Значит, либо измерения, либо теоретическая модель атмосферы не очень точны (если не рассматривать вариант сверхжёсткого уравнения состояния, не показанный на рис. 4). Оценка  $D \approx 160$  пк [220] сдвигает значения  $R$  и  $M$  ещё дальше от теоретических зависимостей  $R(M)$ . К тому же столь массивная звезда должна была бы остывать по ускоренному сценарию, чего на рис. 7 и 8 не наблюдается. Однако согласно оценке [218], более старой, но недавно подтверждённой [111],  $D \approx 120$  пк, что устраняет все противоречия.

Таким образом, неопределённость измерений состояния оказывается важнее, чем неточности подгонки спектра. Ещё бо́льшая неопределённость связана с выбором теоретической модели. Так, подгонка рентгеновской части спектра RX J1856.4–3754 спектром чёрного тела, выполненная в [213] для сравнения, даёт  $R_\infty \approx 5 d_{140}$  км.

Похожие проблемы встречаются при анализе всех известных тепловых спектров изолированных нейтронных звёзд, а нередко к ним добавляется неопределённость разделения спектра на тепловые и нетепловые составляющие (см. обзор [89] и ссылки в нём).

## 8. Заключение

Нейтронные звёзды — удивительные объекты, в которых сплетены воедино загадки Природы, относящиеся, казалось бы, к далёким друг от друга областям — физике космоса и микромира, гигантских гравитирующих масс и элементарных частиц. Это делает нейтронные звёзды уникальными космическими лабораториями для проверки концепций фундаментальной физики. За последние полвека как теория, так и наблюдения нейтронных звёзд развиваются быстрыми и всё ускоряющимися темпами. Отчасти это обусловлено успехами физики ядра и элементарных частиц, отчасти успехами астрономии и экспериментальной физики.

В настоящем обзоре обрисованы некоторые грани физики нейтронных звёзд, описаны способы измерения их температур, масс и радиусов и показана связь между теоретической интерпретацией результатов таких измерений и решением фундаментальных физических проблем.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 08-02-00837) и Государственной программой поддержки научных исследований, проводимых ведущими научными школами Российской Федерации (грант НШ-3769.2010.2).

### Примечание при корректуре

Когда статья готовилась к печати, стало известно об обнаружении рекордно высокой массы  $M = 1,97 \pm 0,04 M_\odot$  у нейтронной звезды в двойной системе PSR J1614 2230 [Demorest P et al. *Nature* **467** 1081 (2010)]. Эта оценка была получена на основе измерения параметров задержки Шапиро (см. раздел 2.1 настоящего обзора). Если её нанести на наш рис. 4, то соответствующая вертикальная полоска пройдёт чуть левее точки 2 что, согласно обсуждению в разделе 4.4, доказывает неприменимость уравнений состояния сверхплотной материи, более мягких, чем SLy.

### Список литературы

1. Фортвов В Е *УФН* **179** 653 (2009) [Fortov V E *Phys. Usp.* **52** 615 (2009)]
2. Glendenning N K *Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity* 2nd ed. (New York: Springer, 2000)
3. Шкловский И С *Звёзды: их рождение, жизнь и смерть* 3-е изд. (М.: Наука, 1984) [Shklovskii I S *Stars: Their Birth, Life, and Death* (San Francisco: W.H. Freeman, 1978)]
4. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **156** 43 (1964) [Ginzburg V L *Sov. Phys. Dokl.* **9** 329 (1964)]
5. Гинзбург В Л, Озерной Л М *ЖЭТФ* **47** 1030 (1964) [Ginzburg V L, Ozernoi L M *Sov. Phys. JETP* **20** 689 (1965)]
6. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **47** 2006 (1964) [Ginzburg V L, Kirzhnits D A *Sov. Phys. JETP* **20** 1346 (1965)]
7. Мигдал А Б *ЖЭТФ* **37** 249 (1959) [Migdal A B *Sov. Phys. JETP* **10** 176 (1960)]
8. Гинзбург В Л *УФН* **97** 601 (1969) [Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **12** 241 (1969)]
9. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *ДАН СССР* **158** 808 (1964) [Ginzburg V L, Syrovatskii A I *Sov. Phys. Dokl.* **9** 831 (1965)]
10. Ginzburg V L, Kirzhniz D A *Nature* **220** 148 (1968)

11. Ginzburg V L, Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Nature* **220** 355 (1968)
12. Ginzburg V L, Zaitsev V V *Nature* **222** 230 (1969)
13. Гинзбург В Л, Железняков В В, Зайцев В В *УФН* **98** 201 (1969); Ginzburg V L, Zheleznyakov V V, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **4** 464 (1969)
14. Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **13** 511 (1975)
15. Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Comm. Astrophys. Space Phys.* **2** 167 (1970)
16. Ginzburg V L, Zheleznyakov V V *Comm. Astrophys. Space Phys.* **2** 197 (1970)
17. Ginzburg V L *Highlights Astron.* **2** 737 (1971)
18. Гинзбург В Л, Усов В В *Письма в ЖЭТФ* **15** 280 (1972) [Ginzburg V L, Ussov V V *JETP Lett.* **15** 196 (1972)]
19. Гинзбург В Л *УФН* **103** 393 (1971) [Ginzburg V L *Sov. Phys. Usp.* **14** 83 (1971)]; *Highlights Astron.* **2** 20 (1971)
20. ATNF Pulsar Catalogue, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>; Manchester R N et al. *Astron. J.* **129** 1993 (2005)
21. Бисноватый-Коган Г С *УФН* **176** 59 (2006) [Bisnovatyi-Kogan G S *Phys. Usp.* **49** 53 (2006)]
22. Mereghetti S *Astron. Astrophys. Rev.* **15** 225 (2008)
23. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* 2-е изд. (М.: Наука, 1967) [Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* 2nd ed. (Oxford: Pergamon Press, 1970)]
24. Shapiro S L, Teukolsky S A *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (New York: Wiley, 1983) [Шапиро С, Тьюколски С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Ч. 1, 2 (Пер. с англ. под ред. Я А Смородинского) (М.: Мир, 1985)]
25. Haensel P, Potekhin A Y, Yakovlev D G *Neutron Stars I: Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007)
26. Яковлев Д Г, Левенфиш К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999) [Yakovlev D G, Levenfish K P, Shibanov Yu A *Phys. Usp.* **42** 737 (1999)]
27. Бескин В С *УФН* **169** 1169 (1999) [Beskin V S *Phys. Usp.* **42** 1071 (1999)]
28. Малов И Ф *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004)
29. Michel F C *Adv. Space Res.* **33** 542 (2004)
30. Yakovlev D G et al. *Phys. Rep.* **354** 1 (2001)
31. Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A *Gravitation* (San Francisco: W.H. Freeman, 1973) [Мизнер Ч, Торн К, Уилер Дж *Гравитация* Ч. 1–3 (Пер. с англ. под ред. В Б Брагинского, И Д Новикова) (М.: Мир, 1977)]
32. Tolman R C *Phys. Rev.* **55** 364 (1939)
33. Oppenheimer J R, Volkoff G M *Phys. Rev.* **55** 374 (1939)
34. Hessels J W T et al. *Science* **311** 1901 (2006)
35. Bonazzola S, Gourgoulhon E *Astron. Astrophys.* **312** 675 (1996)
36. Брагинский В Б *УФН* **170** 743 (2000) [Braginskii V B *Phys. Usp.* **43** 691 (2000)]
37. Попов С Б, Прохоров М Е *УФН* **177** 1179 (2007) [Popov S B, Prokhorov M E *Phys. Usp.* **50** 1123 (2007)]
38. Kramer M, Stairs I H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **46** 541 (2008)
39. Истомин Я Н *Письма в Астрон. журн.* **17** 711 (1991) [Istomin Ya B *Sov. Astron. Lett.* **17** 301 (1991)]
40. Kramer M *Astrophys. J.* **509** 856 (1998)
41. Champion D J et al. *Science* **320** 1309 (2008)
42. Freire P C S, arXiv:0907.3219
43. Шкловский И С *Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы* 2-е изд. (М.: Наука, 1976) [Shklovskii I S *Supernovae* (New York: Wiley, 1968)]
44. Имшенник В С, Надёжин Д К *УФН* **156** 561 (1988); Imshennik V S, Nadyozhin D K, in *Soviet Scientific Reviews, Ser. E: Astrophysics and Space Physics* Vol. 7 (Chur: Harwood Acad. Publ., 1989) p. 75
45. Imshennik V S *Space Sci. Rev.* **74** 325 (1995)
46. Arnett D *Supernovae and Nucleosynthesis* (Princeton: Princeton Univ. Press, 1996)
47. Woosley S, Janka H-T *Nature Phys.* **1** 147 (2005)
48. Paczyński B *Acta Astron.* **42** 145 (1992)
49. Постнов К А *УФН* **169** 545 (1999) [Postnov K A *Phys. Usp.* **42** 469 (1999)]
50. Strohmayer T, Bildsten L, in *Compact Stellar X-Ray Sources* (Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 113
51. Ruderman M *Nature* **223** 597 (1969)
52. Baym G, Pines D *Ann. Physics* **66** 816 (1971)
53. Blaes O et al. *Astrophys. J.* **343** 839 (1989)
54. Haensel P, Denisov A, Popov S *Astron. Astrophys.* **240** 78 (1990)
55. Alpar M A *Adv. Space Res.* **21** 159 (1998)
56. Franco L M, Bennett L, Epstein R I *Astrophys. J.* **543** 987 (2000)
57. Reisenegger A et al. *Astrophys. J.* **653** 568 (2006)
58. Бисноватый-Коган Г С, Чечеткин В М *УФН* **127** 263 (1979) [Bisnovatyi-Kogan G S, Chechetkin V M *Sov. Phys. Usp.* **22** 89 (1979)]
59. Haensel P, Zdunik J L *Astron. Astrophys.* **227** 431 (1990)
60. Haensel P, Zdunik J L *Astron. Astrophys.* **404** L33 (2003)
61. Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987) [Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Berlin: Springer, 1992)]
62. Baade W, Zwicky F *Phys. Rev.* **45** 138 (1934)
63. Chadwick J *Nature* **129** 312 (1932)
64. Rosenfeld L, in *Astrophysics & Gravitation, Proc. 16th Solvay Conf. on Physics* (Brussels: Universite de Bruxelles, 1974) p. 174
65. Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **1** 285 (1932)
66. Zwicky F *Astrophys. J.* **88** 522 (1938)
67. Cameron A G W *Astrophys. J.* **130** 916 (1959)
68. Bohr A, Mottelson B R, Pines D *Phys. Rev.* **110** 936 (1958)
69. Амбарцумян В А, Саакян Г С *Астрон. журн.* **37** 193 (1960) [Ambartsumyan V A, Saakyan G S *Sov. Astron.* **4** 187 (1960)]
70. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **41** 1609 (1961) [Zeldovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **14** 1143 (1962)]
71. Bahcall J N, Wolf R A *Phys. Rev.* **140** B1452 (1965)
72. Chiu H-Y, Salpeter E E *Phys. Rev. Lett.* **12** 413 (1964)
73. Stabler R C, Ph.D. Thesis (Ithaca, NY: Cornell Univ., 1960)
74. Morton D C *Nature* **201** 1308 (1964)
75. Bahcall J N, Wolf R A *Astrophys. J.* **142** 1254 (1965)
76. Tsuruta S, Cameron A G W *Can. J. Phys.* **44** 1863 (1966)
77. Pacini F *Nature* **216** 567 (1967)
78. Giacconi R et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 439 (1962)
79. Becker W, Trümper J *Astron. Astrophys.* **326** 682 (1997)
80. Zeldovich Ya B, Guseynov O H *Astrophys. J.* **144** 840 (1966)
81. Кардашев Н С *Астрон. журн.* **41** 807 (1964) [Kardashev N S *Sov. Astron.* **8** 643 (1965)]
82. Hewish A et al. *Nature* **217** 709 (1968)
83. Hewish A *Rev. Mod. Phys.* **47** 567 (1975)
84. Gold T *Nature* **218** 731 (1968)
85. Shklovsky I S *Astrophys. J.* **148** L1 (1967)
86. de Freitas Pacheco J A, Steiner J E, Neto A D *Astron. Astrophys.* **55** 111 (1977)
87. Cameron A G W, Mock M *Nature* **215** 464 (1967)
88. Yakovlev D G, Pethick C J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 169 (2004)
89. Zavlin V E, in *Neutron Stars and Pulsars* (Ed. W Becker) (New York: Springer, 2009) p. 181
90. Walter F M, Wolk S J, Neuhauser R *Nature* **379** 233 (1996)
91. de Luca A *AIP Conf. Proc.* **983** 311 (2008)
92. Haberl F *Astrophys. Space Sci.* **308** 181 (2007)
93. Halpern J P, Gotthelf E V *Astrophys. J.* **709** 436 (2010)
94. Попов С Б, Прохоров М Е *Астрофизика одиночных нейтронных звезд: радиотихие нейтронные звезды и магнитары* (М.: ГАИШ МГУ, 2002)
95. Potekhin A Y, Chabrier G *Astrophys. J.* **585** 955 (2003)
96. Potekhin A Y *Astron. Astrophys.* **518** A24 (2010)
97. Thompson C, in *The Neutron Star — Black Hole Connection* (Eds S Kouveliotou, J Ventura, E Van den Heuvel) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 369
98. Urpin V, Konenkov D *Astron. Astrophys.* **483** 223 (2008)
99. Pons J A, Miralles J A, Geppert U *Astron. Astrophys.* **496** 207 (2009)
100. Kaminker A D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 2257 (2009)
101. Manchester R N, Taylor J M *Pulsars* (San Francisco: W.H. Freeman, 1977) [Манчестер Р, Тейлор Дж *Пульсары* (Пер. с англ. под ред. А Д Кузьмина) (М.: Мир, 1980)]
102. Stephenson F R, Green D A *Historical Supernovae and their Remnants* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2002)
103. Zavlin V E *Astrophys. Space Sci.* **308** 297 (2007)
104. Малов И Ф, Мачабели Г З *Аномальные пульсары* (М.: Наука, 2009)
105. Ertan Ü et al. *Astrophys. Space Sci.* **308** 73 (2007)



106. van der Klis M et al. *Nature* **316** 225 (1985)
107. van der Klis M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 717 (2000)
108. Kluzniak M et al. *Rev. Mex. Astron. Astrophys.* **27** 18 (2007)
109. Tagger M *Rev. Mex. Astron. Astrophys.* **27** 26 (2007)
110. Shaposhnikov N, Titarchuk L *Astrophys. J.* **606** L57 (2004)
111. Steiner A W, Lattimer J M, Brown E F *Astrophys. J.* **722** 33 (2010)
112. Brown E F, Bildsten L, Rutledge R E *Astrophys. J.* **504** L95 (1998)
113. Brown E F, Cumming A *Astrophys. J.* **698** 1020 (2009)
114. Shternin P S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** L43 (2007)
115. Akmal A, Pandharipande V R, Ravenhall D G *Phys. Rev. C* **58** 1804 (1998)
116. Douchin F, Haensel P *Astron. Astrophys.* **380** 151 (2001)
117. Pandharipande V R, Ravenhall D G, in *Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions* (Eds M Soyeur et al.) (Dordrecht: D. Reidel, 1989) p. 103
118. Douchin F, Haensel P *Phys. Lett. B* **485** 107 (2000)
119. Heiselberg H, Hjorth-Jensen M *Phys. Rep.* **328** 237 (2000)
120. Haensel P, Potekhin A Y *Astron. Astrophys.* **428** 191 (2004)
121. Bocquet M et al. *Astron. Astrophys.* **301** 757 (1995)
122. Walecka J D *Ann. Physics* **83** 491 (1974)
123. Gamow G, Schoenberg M *Phys. Rev.* **59** 539 (1941)
124. Gamow G *My World Line: An Informal Autobiography* (New York: Viking Press, 1970) [Гамов Г А *Моя мировая линия: неформальная автобиография* (М.: Наука, 1994)]
125. Haensel P *Space Sci. Rev.* **74** 427 (1995)
126. Salpeter E E *Ann. Physics* **11** 393 (1960)
127. Balberg S, Gal A *Nucl. Phys. A* **625** 435 (1997)
128. Мигдал А Б *ЖЭТФ* **61** 2209 (1971) [Migdal A B *Sov. Phys. JETP* **34** 1184 (1972)]
129. Sawyer R F *Phys. Rev. Lett.* **29** 382 (1972); *Phys. Rev. Lett.* **29** 823 (1972), erratum
130. Scalapino D J *Phys. Rev. Lett.* **29** 386 (1972)
131. Мигдал А Б *УФН* **123** 369 (1977) [Migdal A B *Sov. Phys. Usp.* **20** 879 (1977)]
132. Kunihiro T, Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **112** 197 (1993)
133. Kaplan D B, Nelson A E *Phys. Lett. B* **175** 57 (1986)
134. Ramos A, Schaffner-Bielich J, Wambach J *Lecture Notes Phys.* **578** 175 (2001)
135. Kolomeitsev E E, Voskresensky D N *Phys. Rev. C* **68** 015803 (2003)
136. Glendenning N K, Schaffner-Bielich J *Phys. Rev. Lett.* **81** 4564 (1998)
137. Дремин И М, Кайдалов А Б *УФН* **176** 275 (2006) [Dremin I M, Kaidalov A B *Phys. Usp.* **49** 263 (2006)]
138. Иваненко Д Д, Курдгелайдзе Д Ф *Астрофизика* **1** 479 (1965) [Ivanenko D D, Kurdgelaidze D F *Astrophysics* **1** 251 (1965)]
139. Collins J C, Perry M J *Phys. Rev. Lett.* **34** 1353 (1975)
140. Kurkela A, Romatschke P, Vuorinen A *Phys. Rev. D* **81** 105021 (2010)
141. Blaschke D et al. *Phys. Rev. C* **80** 065807 (2009)
142. Iosilevskiy I *Acta Phys. Polon. B Proc. Suppl.* **3** 589 (2010)
143. Glendenning N K *Phys. Rev. D* **46** 1274 (1992)
144. Cazzola P, Lucaroni L, Scarinci C *Nuovo Cimento B* **43** 250 (1966)
145. Takemori M T, Guyer R A *Phys. Rev. D* **11** 2696 (1975)
146. Pandharipande V R, Smith R A *Phys. Lett. B* **59** 15 (1975)
147. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **58** 694 (1977)
148. Kutschera M, Wójcik W *Phys. Lett. B* **223** 11 (1989)
149. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **79** 274 (1988)
150. Kristian J et al. *Nature* **338** 234 (1989)
151. Kristian J *Nature* **349** 747 (1991)
152. Pethick C J, Ravenhall D G *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** 429 (1995)
153. Chugunov A I, Haensel P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **381** 1143 (2007)
154. Aguilera D N et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 091101 (2009)
155. Pethick C J, Potekhin A Y *Phys. Lett. B* **427** 7 (1998)
156. Ravenhall D G, Pethick C J, Wilson J R *Phys. Rev. Lett.* **50** 2066 (1983)
157. Lorenz C P, Ravenhall D G, Pethick C J *Phys. Rev. Lett.* **70** 379 (1993)
158. Gusakov M E et al. *Astron. Astrophys.* **421** 1143 (2004)
159. Potekhin A Y, Chabrier G *Phys. Rev. E* **62** 8554 (2000)
160. Lai D *Rev. Mod. Phys.* **73** 629 (2001)
161. Baiko D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 5556 (1998)
162. Potekhin A Y et al. *Astrophys. J.* **612** 1034 (2004)
163. Ho W C G, Potekhin A Y, Chabrier G *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **178** 102 (2008)
164. Mori K, Ho W C G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377** 905 (2007)
165. Dall'Osso S, Shore S N, Stella L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398** 1869 (2009)
166. Chandrasekhar S, Fermi E *Astrophys. J.* **118** 116 (1953)
167. Lai D, Shapiro E E *Astrophys. J.* **383** 745 (1991)
168. Reisenegger A, in *Proc. of the Intern. Workshop on Strong Magnetic Fields and Neutron Stars* (Eds H J Mosquera Cuesta, H Perez Rojas, C A Zen Vasconcellos) (La Habana, Cuba: ICIMAF, 2003) p. 33
169. Bisnovatyi-Kogan G S *Astrophys. Space Sci.* **189** 147 (1992)
170. Thompson C, Duncan R C *Astrophys. J.* **408** 194 (1993)
171. Baym G, Pethick C, Pines D *Nature* **224** 674 (1969)
172. Cumming A, Arras P, Zweibel E *Astrophys. J.* **609** 999 (2004)
173. Landau L D *Z. Phys.* **64** 629 (1930)
174. Pavlov G G, Gnedin Yu N *Sov. Sci. Rev. E Astrophys. Space Phys.* **3** 197 (1984)
175. Ho W C G, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **338** 233 (2003)
176. Trümper J et al. *Astrophys. J.* **219** L105 (1978)
177. Enoto T et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **60** S57 (2008)
178. Rodes-Roca J J et al. *Astron. Astrophys.* **508** 395 (2009)
179. Santangelo A et al. *Astrophys. J.* **523** L85 (1999)
180. Bignami G F et al. *Nature* **423** 725 (2003)
181. Suleimanov V F, Pavlov G G, Werner K *Astrophys. J.* **714** 630 (2010)
182. Broderick A, Prakash M, Lattimer J M *Astrophys. J.* **537** 351 (2000)
183. Johnson B R, Hirschfelder J O, Yang K-H *Rev. Mod. Phys.* **55** 109 (1983)
184. Ruder H et al. *Atoms in Strong Magnetic Fields: Quantum Mechanical Treatment and Applications in Astrophysics and Quantum Chaos* (Berlin: Springer, 1994)
185. Ruderman M A *Phys. Rev. Lett.* **27** 1306 (1971)
186. Potekhin A Y *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **31** 49 (1998)
187. Detmer T, Schmelcher P, Cederbaum L S *Phys. Rev. A* **57** 1767 (1998)
188. Kappes U, Schmelcher P *Phys. Rev. A* **53** 3869 (1996)
189. Turbiter A V *Astrophys. Space Sci.* **308** 267 (2007)
190. Medin Z, Lai D *Phys. Rev. A* **74** 062508 (2006)
191. Буркова Л А и др. *ЖЭТФ* **71** 526 (1976) [Burkova L A et al. *Sov. Phys. JETP* **44** 276 (1976)]
192. Ипагова И П, Маслов А Ю, Субашиев А В *ЖЭТФ* **87** 1804 (1984) [Ipatova I P, Maslov A Yu, Subashiev A V *Sov. Phys. JETP* **60** 1037 (1984)]
193. Vincke M, Le Dourneuf M, Baye D *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **25** 2787 (1992)
194. Potekhin A Y *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **27** 1073 (1994)
195. Bezchastnov V G, Pavlov G G, Ventura J *Phys. Rev. A* **58** 180 (1998)
196. Pavlov G G, Bezchastnov V G *Astrophys. J.* **635** L61 (2005)
197. Vincke M, Baye D *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **21** 2407 (1988)
198. Pavlov G G, Mészáros P *Astrophys. J.* **416** 752 (1993)
199. Yakovlev D G, Kaminker A D, in *The Equation of State in Astrophysics* (Eds G Chabrier, E Schatzman) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994) p. 214
200. Potekhin A Y *Astron. Astrophys.* **351** 787 (1999)
201. Ventura J, Potekhin A, in *The Neutron Star — Black Hole Connection* (Eds C Kouveliotou, J Ventura, E Van den Heuvel) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 393
202. Thorne K S *Astrophys. J.* **212** 825 (1977)
203. Gnedin O Y, Yakovlev D G, Potekhin A Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **324** 725 (2001)
204. Potekhin A Y, Chabrier G, Yakovlev D G *Astrophys. Space Sci.* **308** 353 (2007); astro-ph/0611014, corrected version v3
205. Gudmundsson E H, Pethick C J, Epstein R I *Astrophys. J.* **272** 286 (1983)
206. Potekhin A Y et al. *Astrophys. J.* **594** 404 (2003)
207. Yakovlev D G et al. *Astron. Astrophys.* **417** 169 (2004)
208. Yakovlev D G et al. *AIP Conf. Proc.* **983** 379 (2008)
209. Potekhin A Y, Chabrier G, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **323** 415 (1997)
210. Chabrier G, Saumon D, Potekhin A Y *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 4411 (2006)
211. Potekhin A Y, Urpin V, Chabrier G *Astron. Astrophys.* **443** 1025 (2005)

212. Pavlov G G, Zavlin V E, in *Texas in Tuscany. XXI Symp. on Relativistic Astrophysics, Florence, Italy, 9–13 December 2002* (Eds. R. Bandiera, R. Maiolino, F. Mannucci) (Singapore: World Scientific, 2003) p. 319
213. Ho W C G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375** 821 (2007)
214. Mihalas D *Stellar Atmospheres* 2nd ed. (San Francisco: W.H. Freeman, 1978) [Михалас Д *Звездные атмосферы* Ч. 1, 2 (Пер. с англ. под ред. В В Иванова) (М.: Мир, 1982)]
215. Walter F M, Matthews L D *Nature* **389** 358 (1997)
216. Walter F M *Astrophys. J.* **549** 433 (2001)
217. Drake J J et al. *Astrophys. J.* **572** 996 (2002)
218. Walter F M, Lattimer J M *Astrophys. J.* **576** L145 (2002)
219. Kaplan D L, van Kerkwijk M H, Anderson J *Astrophys. J.* **571** 447 (2002)
220. van Kerkwijk M H, Kaplan D L *Astrophys. Space Sci.* **308** 191 (2007)
221. Pons J A et al. *Astrophys. J.* **564** 981 (2002)
222. Burwitz V et al. *Astron. Astrophys.* **399** 1109 (2003)

### The physics of neutron stars

**A.Yu. Potekhin**

*Ioffe Physical Technical Institute, Russian Academy of Sciences  
ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation  
Tel. (7-812) 292-7180. Fax (7-812) 550-4890. E-mail: palex@astro.ioffe.ru*

Topical problems in the physics of and basic facts about neutron stars are reviewed. The observational manifestations of neutron stars, their core and envelope structure, magnetic fields, thermal evolution, masses and radii are briefly discussed along with underlying microphysics.

PACS numbers: **26.60**, –c, 97.60.Gb, 97.60.Jd  
Bibliography — 222 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **180** (12) 1279–1304 (2010)

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201012b.1279  
Received 2 August 2010  
*Physics – Uspekhi* **53** (12) (2010)

## Уважаемые подписчики журнала «Успехи физических наук»!

Сообщаем Вам, что подписка на общих основаниях на журнал *УФН* в 2011 г. будет проводиться по ценам каталога агентства «Роспечать-2011» (индекс 71004 — подписка на полугодие, цена 9900 руб.; индекс 71373 — подписка на год, цена 19800 руб.) во всех отделениях связи, а также в ООО «Центроэкс».

**Льготы предоставляются только при подписке в ООО «Центроэкс» следующим категориям подписчиков:**

1. Государственным библиотекам, библиотекам вузов, отраслевым научно-исследовательским институтам и институтам Российской академии наук. Специальная цена для указанных организаций на журнал «Успехи физических наук» на первое полугодие 2011 г. составит 8250 руб., а на весь 2011 г. — 16500 руб., включая почтовые расходы.

2. Индивидуальным подписчикам — сотрудникам указанных выше организаций (при предъявлении в ООО «Центроэкс» справки с места работы).

Индивидуальная подписка будет проводиться только в ООО «Центроэкс» по принципу: один специалист — одна подписка (4200 руб. на весь 2011 год, включая почтовые расходы). Для льготных категорий подписчиков 2010 г. предоставление новых справок не требуется.

Организации БАН, БЕН, ИНИОН, ГПНТБ СО РАН, ВИНТИ и др., специализирующиеся на комплектовании научных и вузовских библиотек, могут оформить подписку в ООО «Центроэкс», предварительно согласовав с Кольцовой Л.А. (тел. (495) 543-32-92) список пользующихся их услугами организаций и количество льготных подписок.

Деньги следует перечислять в ООО «Центроэкс»:

ИНН 7714109278 КПП 771401001 на р/счет 40702810538300103299 в Сбербанк РФ г. Москвы Тверское ОСБ № 7982, БИК 044525225, к/с 30101810400000000225.

Заказы направлять по адресу: **125493 РФ, Москва, а/я 334, ООО «Центроэкс», подписка на журнал «Успехи физических наук».** Тел./Факс (495) 543-32-92, E-mail: centroex@orc.ru

✂-----

### БЛАНК ЗАКАЗА

Просим выслать по подписке \_\_\_\_\_ экземпляров журнала "Успехи физических наук".

Оплата за (№№, год) \_\_\_\_\_

в сумме \_\_\_\_\_ рублей произведена платежным поручением (почтовым переводом) № \_\_\_\_\_

от " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 200\_\_ года на расчетный счет ООО "ЦЕНТРОЭКС" ИНН 7714109278

КПП 771401001 р/с 40702810538300103299 в Сбербанк РФ г. Москвы Тверское ОСБ № 7982, БИК 044525225,

к/с 30101810400000000225. Копия платежного поручения (почтового перевода) прилагается.

Почтовый адрес для доставки журнала \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_