

На правах рукописи

Безногов Михаил Викторович

**Тепловая эволюция нейтронных звёзд с
аккреционными оболочками**

01.03.02 – Астрофизика и звёздная астрономия

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении высшего образования и науки “Санкт-Петербургском национальном исследовательском Академическом университете Российской академии наук”

Научный руководитель: Яковлев Дмитрий Георгиевич,
д. ф.-м. н., проф.,
заведующий сектором
ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Официальные оппоненты: Попов Сергей Борисович,
д. ф.-м. н., проф.,
ведущий научный сотрудник
Государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга МГУ

Юдин Андрей Викторович
к. ф.-м. н.,
заведующий лабораторией
НИЦ “КИ” ФГБУ Государственный научный
центр Российской Федерации – Институт
теоретической и экспериментальной физики

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный
университет

Защита состоится 29 декабря 2016 г. в 14:00 на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 при ФТИ им. А. Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе и на сайте <http://www.ioffe.ru/>

Автореферат разослан 25 ноября 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
к. ф.-м. н.

Красильщиков А. М.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Изучение вещества ядерной ($\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ г/см³, см. [1]) и сверхъядерной плотности – фундаментальная проблема астрофизики, а также и других областей физики, включая ядерную физику, физику элементарных частиц, физику конденсированного состояния вещества. Основные сложности этой задачи:

- Сверхплотное вещество трудно исследовать в земных экспериментах;
- Его свойства нельзя достоверно рассчитать из-за отсутствия надёжного описания сильного взаимодействия барионов с учётом многочастичных эффектов.

Некоторые свойства сверхплотного вещества можно изучать, например, на ускорителях в экспериментах по столкновению тяжёлых ионов [2–4], или по измерению толщины нейтронной оболочки тяжёлых ядер [5], однако эти данные недостаточно полны. Вещество с плотностью $\rho \gtrsim 10^4 \rho_0$ (после образования кварк-глюонной плазмы) можно анализировать асимптотическими методами квантовой хромодинамики (см., например, [1]). Однако вещество с плотностью $\rho \sim 10 \rho_0$ не удаётся надёжно исследовать ни на ускорителях, ни чисто теоретическими методами.

Другой способ решения проблемы сверхплотного вещества – изучение нейтронных звёзд. Нейтронные звёзды образуются в результате эволюции обычных звёзд с массой $8 M_\odot \lesssim M \lesssim 30 M_\odot$ (M_\odot – масса Солнца). Менее массивные звёзды после выгорания лёгких элементов в их ядрах превращаются в белые карлики, а более массивные – коллапсируют в чёрные дыры. Характерная масса нейтронных звёзд $M \sim 1.4 M_\odot$, а характерный радиус $R \sim 10$ км, что соответствует средней плотности вещества $\bar{\rho} \simeq 3M/(4\pi R^3) \simeq 7 \times 10^{14}$ г/см³ $\sim 2.5 \rho_0$. Центральная плотность массивной нейтронной звезды может достигать $(10 - 20) \rho_0$. Таким образом, нейтронные звёзды – уникальные природные лаборатории для исследования вещества сверхъядерной плотности.

Однако и такой метод изучения сверхплотного вещества является сложным. Один из немногих доступных способов заключается в построении теоретических моделей тепловой эволюции нейтронных звёзд и сопоставлении теории с наблюдениями их теплового поверхностного излучения. При этом возникает ряд проблем. Рассмотрим подробнее две из них:

- Неопределённость химического состава теплоизолирующих оболочек;
- Недостаточная полнота и гибкость методов теоретической интерпретации наблюдений.

Нейтронные звёзды обладают тонкими поверхностными теплоизолирующими оболочками. Измеряемая из наблюдений температура поверхности (T_s) существенно отличается от температуры внутренних областей нейтронных звёзд (T_b). Знание последней необходимо для построения моделей тепловой эволюции. Взаимосвязь между температурами T_s и T_b – серьёзная и до конца не решённая проблема. Основная трудность здесь в том, что химический состав оболочек известен плохо, что осложняет интерпретацию наблюдений. Варьируя состав, можно получать разные температуры T_b при фиксированной температуре T_s . Это

препятствует изучению свойств сверхплотного вещества. Кроме того, состав оболочки звезды может меняться со временем из-за аккреции, диффузии и ядерного горения. Эти эффекты зачастую учитываются не полностью. Так, далеко не всегда принимают во внимание, что теплоизолирующая оболочка звезды содержит сильнонеидеальную плазму ионов.

Вторая проблема – недостаточная полнота теории эволюции нейтронных звёзд. До сих пор теория, в основном, не учитывала распределения нейтронных звёзд разных типов по массам. Это сужало возможность интерпретации наблюдений.

Цели работы

Основная цель диссертации – разработать методы решения двух указанных выше проблем. Поставленные задачи:

- Исследовать диффузионные процессы в неидеальной кулоновской плазме ионов. Применить полученные результаты к теплоизолирующим оболочкам нейтронных звёзд. Изучить влияние химического состава этих оболочек на остывание и тепловую структуру изолированных нейтронных звёзд.
- Разработать основы оригинальной статистической теории тепловой эволюции нейтронных звёзд, позволяющей исследовать функции распределения нейтронных звёзд по массам и другим параметрам.

Научная новизна.

1. Получены общие выражения для диффузионных потоков в неизотермической плазме с учётом эффектов кулоновской неидеальности ионов. Предсказан и проанализирован новый (кулоновский) механизм разделения ионов в плотной звёздной плазме.
2. Метод эффективных ион-ионных потенциалов в плотной однокомпонентной ионной плазме обобщён на бинарные смеси ионов. Этим методом выполнен расчёт коэффициентов взаимной диффузии для ряда астрофизически важных бинарных смесей.
3. С помощью улучшенной теории диффузии ионов рассчитаны соотношения между поверхностными и внутренними температурами ($T_s - T_b$) для диффузионно-равновесных и неравновесных теплоизолирующих оболочек нейтронных звёзд с разным химическим составом оболочек.
4. С помощью новых соотношений $T_s - T_b$ проведён анализ тепловой структуры и скорости нейтринного охлаждения изолированных нейтронных звёзд на примере пульсара Вела и нейтронных звёзд, переходящих с нейтринной стадии охлаждения на фотонную.
5. Разработаны основы оригинального статистического анализа тепловой эволюции остывающих нейтронных звёзд и аккрецирующих нейтронных звёзд в составе рентгеновских транзиентов. Показана возможность проведения такого анализа для исследования прямого урка-процесса в ядрах нейтронных звёзд и распределений остывающих и аккрецирующих нейтронных звёзд по массам.

Научная и практическая значимость

Результаты диссертации могут быть использованы для исследования различных процессов, связанных с диффузией ионов в оболочках нейтронных звёзд, в частности, для изучения диффузии и диффузионного ядерного горения аккрецированного вещества.

Применение оригинального статистического анализа тепловой эволюции нейтронных звёзд позволяет независимо исследовать распределения этих звёзд по массам. Комбинация статистического анализа и моделирования процессов в теплоизолирующих оболочках позволяет надёжно сравнивать теоретические модели тепловой эволюции с наблюдениями. Это, в свою очередь, позволит более достоверно исследовать свойства сверхплотного вещества в ядрах нейтронных звёзд.

Результаты диссертации во многом применимы и к белым карликам.

Достоверность полученных результатов

Теоретические результаты, представленные в диссертации, получены с помощью надёжных и достоверных методов теоретической физики. Эти результаты и результаты компьютерных расчётов сравнены с известными предельными случаями, и/или, там где это возможно, с результатами других авторов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Получение общих выражений для диффузионных потоков ионов в неизотермической плазме с учётом эффектов кулоновского взаимодействия ионов. Теоретическое предсказание, анализ и применение нового (кулоновского) механизма разделения ионов в плотной звёздной плазме.
2. Обобщение метода эффективных ион-ионных потенциалов в плотной плазме на бинарные смеси ионов. Расчёт этим методом коэффициентов взаимной диффузии для ряда астрофизически важных бинарных смесей.
3. Применение усовершенствованной теории диффузии ионов для расчёта соотношений между поверхностными и внутренними температурами ($T_s - T_b$) для диффузионно-равновесных и неравновесных теплоизолирующих оболочек нейтронных звёзд с различным химическим составом оболочек. Демонстрация нечувствительности этих соотношений к структуре переходного слоя между ионами разных сортов.
4. Использование рассчитанных соотношений $T_s - T_b$ для анализа тепловой структуры и скорости нейтринного охлаждения изолированных нейтронных звёзд на примере пульсара Вела, а также нейтронных звёзд, переходящих с нейтринной стадии охлаждения на фотонную.
5. Разработка основ оригинального статистического анализа тепловой эволюции остывающих нейтронных звёзд и аккрецирующих нейтронных звёзд в составе рентгеновских транзиентов. Использование такого анализа для получения ограничений на положение и степень размытия порога включения прямого урка-процесса в ядрах нейтронных звёзд, а также на функции распределения остывающих и аккрецирующих нейтронных звёзд по массам.

Апробация работы

Основные результаты диссертации доложены на семинарах сектора тео-

ретической астрофизики ФТИ им. А. Ф. Иоффе, а также на международных и всероссийских конференциях: “Физика.СПб” (С.-Петербург, 2013, 2014, 2015 гг.), конференции фонда “Династия” (Москва, 2014 г.), конференции “Physics of Neutron Stars 2014” (С.-Петербург, 2014 г.), летней школе по астрофизике и ядерной физике TALENT (Training in Advanced Low-Energy Nuclear Theory) 2015: “Nuclear Physics of Neutron Stars and Supernovae” (Сиэтл, США, 2015 г.) и на школе NewCompStar 2016: “Neutron stars: gravitational physics theory and observations” (Коимбра, Португалия, 2016 г.).

Публикации

Результаты диссертации получены в период с 2012 по 2016 гг. и опубликованы в 7 статьях в ведущих международных рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК.

Личный вклад автора

Вклад автора в основные результаты диссертации и положения, выносимые на защиту, является определяющим. Все расчёты, представленные в диссертации, выполнены автором лично. Кроме того, автор внёс значительный вклад в постановку задачи, обсуждение и подготовку публикаций к печати.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, библиографии и двух приложений. Каждая глава содержит вводный раздел и заключение. Общий объем диссертации составляет 165 страниц, включая 42 рисунка и 12 таблиц. Библиография включает 182 наименования на 17 страницах.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и научная новизна исследований, научная и практическая значимость полученных результатов, а также основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 посвящена исследованию диффузии ионов в неидеальной звёздной плазме. В разделе 1.1 описаны основные параметры плазмы, состоящей из полностью ионизованных ионов разных сортов $j = 1, 2, \dots$ и электронов (см., например, [1]). В частности, степень кулоновской неидеальности ионов сорта j удобно характеризовать параметром Γ_j :

$$\Gamma_j = \frac{Z_j^2 e^2}{a_j k_B T}, \quad a_j = Z_j^{\frac{1}{3}} a_e, \quad a_e = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$

где n_e – концентрация электронов, Z_j – зарядовое число ионов сорта j , $e > 0$ – элементарный заряд, a_j – т. н. радиус ионного шара, a_e – типичное расстояние между электронами, k_B – постоянная Больцмана, T – температура. Удобно также ввести средний параметр неидеальности ионов

$$\bar{\Gamma} = \sum_j x_j \Gamma_j, \quad x_j = \frac{n_j}{n}, \quad n = \sum_j n_j, \quad (2)$$

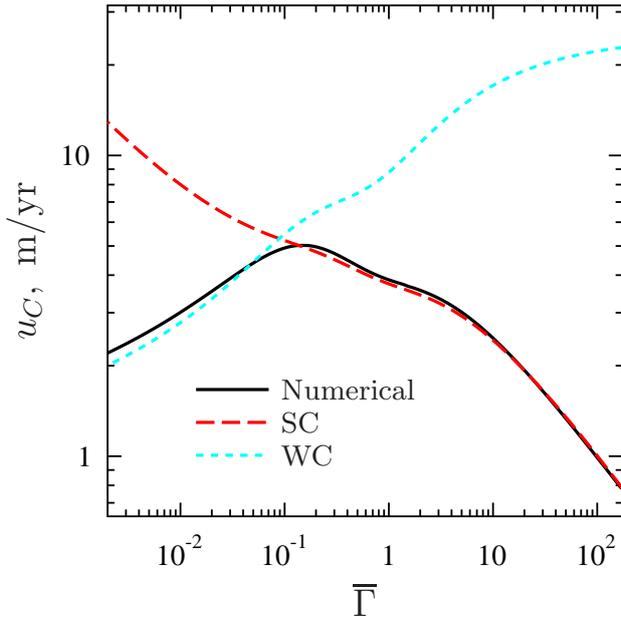


Рис. 1. Скорость u_C кулоновского разделения ионов в смеси ${}^4\text{He} - {}^{12}\text{C}$ в теплоизолирующих оболочках нейтронных звёзд как функция параметра неидеальности $\bar{\Gamma}$; $x_{\text{He}} = 0.6$, $x_{\text{C}} = 0.4$, $\rho = 10^6$ г/см 3 . SC – предел сильнонеидеальной плазмы, WC – предел слабонеидеальной плазмы. Сплошная кривая – численный расчёт.

локально сопутствующей плазме, плотности потока массы ионов сортов 1 и 2 удовлетворяют условию $\mathbf{J}_2 = -\mathbf{J}_1$, причём

$$\mathbf{J}_2 = m_2 n_2 (\mathbf{u}_\nabla + \mathbf{u}_g + \mathbf{u}_C). \quad (3)$$

Здесь m_2 – масса ионов сорта 2, \mathbf{u}_s – три вектора размерности скорости ($s = \nabla, g, C$), каждый из которых пропорционален D . Громоздкие выражения для \mathbf{u}_s здесь не выписываем. Величина \mathbf{u}_∇ пропорциональна градиентам концентраций ионов n_1 и n_2 и описывает обычную диффузию; \mathbf{u}_g – хорошо известная дрейфовая скорость гравитационного разделения ионов, а \mathbf{u}_C – скорость кулоновского разделения ионов (ранее в астрофизических приложениях не учитывалась).

Далее обсуждены отличия кулоновского механизма разделения ионов от обычного гравитационного механизма и продемонстрирована важность первого для смесей ионов с одинаковым отношением заряда к массе. А именно: кулоновский механизм действует и в таких смесях, в то время как гравитационный механизм в них не работает. Показано, что кулоновский вклад в диффузионный поток максимален в плазме промежуточной степени неидеальности ($\bar{\Gamma} \sim 0.5$, см. рис. 1).

В заключении к главе дан анализ полученных результатов, которые опубликованы в работах [A1–A3].

В главе 2 рассмотрены коэффициенты диффузии в кулоновской плазме, представляющей собой газ или жидкость. В разделе 2.1 дан краткий обзор методов вычисления коэффициентов диффузии.

Далее в главе 2 использован перспективный метод вычисления кинетических коэффициентов в неидеальных системах – метод эффективных потенциалов,

где n_j – концентрация ионов сорта j , n – полная концентрация ионов. Условие электронейтральности плазмы даёт: $n_e = \sum_j Z_j n_j = \bar{Z} n$. Среднее зарядовое число ионов \bar{Z} вычисляется аналогично среднему параметру неидеальности $\bar{\Gamma}$.

В разделе 1.2 получены общие выражения для диффузионных потоков ионов с произвольной степенью кулоновской неидеальности и при наличии градиентов температуры. Наличие магнитных полей здесь и далее не учитывалось (см. стр. 10).

В разделах 1.3–1.5 рассмотрена диффузия в изотермических бинарных смесях ионов. В этом случае, как показано в разделе 1.2, диффузия ионов характеризуется единственным коэффициентом взаимной диффузии $D = D_{12} = D_{21}$. В системе отсчёта,

впервые предложенный в работе [6] для расчёта коэффициента самодиффузии в однокомпонентной ионной плазме. Основная идея этого метода – использовать стандартную процедуру Чепмена-Энскога [7, 8], но с заменой истинного потенциала взаимодействия между частицами на эффективный потенциал.

Эффективный потенциал самосогласованным образом учитывает эффекты экранирования и корреляций между частицами в неидеальной системе. Он определяется соотношением $g(r) = \exp[-\Phi(r)]$ (см., например, [6, 9]), где $g(r)$ – парная корреляционная функция, $\Phi(r)$ – эффективный потенциал в единицах $k_B T/e$.

В разделе 2.2 гиперцепным методом вычислены функции $g(r)$ для бинарных смесей ионов. Для этого использована стандартная процедура решения системы уравнений Орнштейна-Цернике и гиперцепных замыканий в применении к кулоновскому потенциалу (ввиду его дальнего действия необходимы специальные приёмы для улучшения численной сходимости алгоритмов [10, 11]). В слабонеидеальной плазме эффективный потенциал хорошо описывается экранированным кулоновским потенциалом с дебаевским радиусом экранирования.

С помощью найденных эффективных потенциалов в разделе 2.3 вычислены коэффициенты взаимной диффузии для нескольких астрофизически важных бинарных ионных смесей. Коэффициенты диффузии выражены через эффективный кулоновский логарифм Λ_{eff} , для которого получены удобные аналитические аппроксимации (приведены в приложение А диссертации).

В разделах 2.4 и 2.5 рассмотрены недостатки и преимущества метода эффективных потенциалов. К недостаткам относятся: систематическая разница с результатами моделирования методом молекулярной динамики, феноменологический характер эффективных потенциалов и пренебрежение влиянием квантовых эффектов на движение ионов в сильнонеидеальной плазме. А к преимуществам – вычислительная простота и лёгкость обобщения для расчёта других кинетических коэффициентов. Обсуждены особенности полученных результатов, в частности, их единообразие и удобные аппроксимации. Метод эффективных потенциалов использован для смесей ионов впервые.

Результаты главы 2 опубликованы в работе [A4].

Глава 3 посвящена применению результатов главы 1 для изучения диффузии в теплоизолирующих оболочках нейтронных звёзд. Детально изучены диффузионно-равновесные оболочки, состоящие из бинарных смесей ионов $^1\text{H} - ^4\text{He}$ или $^4\text{He} - ^{12}\text{C}$ или $^{12}\text{C} - ^{56}\text{Fe}$. Для них вычислены соотношения между поверхностными и внутренними температурами ($T_s - T_b$). Получены ожидаемые результаты о стратификации элементов: более лёгкие ионы концентрируются у поверхности, а более тяжёлые – в нижних слоях оболочки. Существенно двухкомпонентная смесь (переходный слой) образуется где-то посередине. Положение переходного слоя характеризуется эффективной плотностью перехода ρ^* , которая взаимно-однозначным образом связана с накопленной массой лёгких ионов ΔM (см, например, [12]). Подтверждены сделанные в главе 1 (и в статье [13]) выводы о различии между гравитационным и кулоновским механизмами разделения ионов, что продемонстрировано на рис. 2. Видно, что в смеси C – Fe (красные кривые), где работает гравитационный механизм, переходный слой узок и слабо зависит от

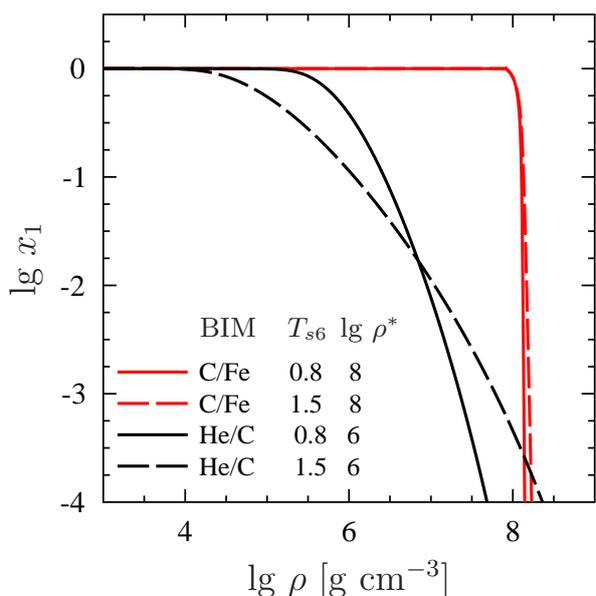


Рис. 2. Фракция лёгких ионов $x_1 = n_1/n$ как функция плотности плазмы ρ в теплоизолирующих оболочках, состоящих из смесей He – C и C – Fe для нейтронной звезды с массой $M = 1.4 M_\odot$ и радиусом $R = 10$ км. Расчёт произведён при $T_{s6} = T_s/10^6$ К = 0.8 и 1.5; при этом $\rho^* = 10^6$ г/см³ и 10^8 г/см³, соответственно.

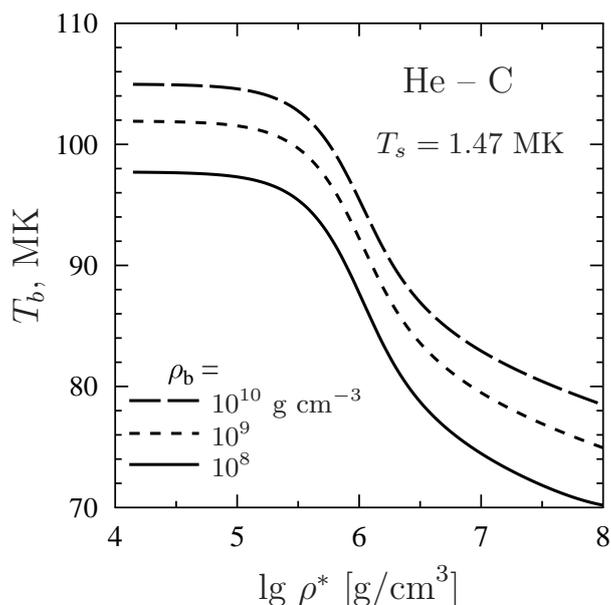


Рис. 3. Внутренняя температура T_b как функция ρ^* для нейтронной звезды с $M = 1.4 M_\odot$, $R = 10$ км и гелиево-углеродной теплоизолирующей оболочкой при $\rho_b = 10^8, 10^9$ или 10^{10} г/см³. Поверхностная температура положена равной $T_s = 1.47$ МК.

температуры. В смеси He – C (чёрные кривые) гравитационный механизм не работает и ионы разделяются за счёт более слабого кулоновского механизма. Поэтому переходный слой широкий, причём его ширина сильно зависит от температуры. Для практического использования все вычисленные зависимости $T_b(T_s, \rho^*)$ аппроксимированы удобными аналитическими выражениями (приведены в приложении Б диссертации).

На рис. 3 для гелиево-углеродной оболочки представлена зависимость внутренней температуры T_b от количества гелия (от накопленной массы ΔM_{He} или, что эквивалентно, от ρ^*) при фиксированной температуре поверхности $T_s = 1.47$ МК. Виден переход от оболочки, состоящей преимущественно из углерода (низкие значения ρ^*), к оболочке преимущественно из гелия (высокие значения ρ^*). Разные кривые соответствуют разным плотностям дна оболочки ρ_b (эта плотность зависит от условий задачи и состава оболочки).

В разделе 3.4 рассмотрены диффузионно-неравновесные оболочки. Показано, что соотношения $T_s - T_b$ малочувствительны к структуре переходного слоя (к его ширине, распределению ионов, наличию или отсутствию диффузионного равновесия) и фактически определяются только величиной ΔM (или ρ^*). Кроме того, выполнены оценки диффузионных скоростей и времён установления диффузионного равновесия. При типичных условиях для остывающих нейтронных звёзд с температурой поверхности $T_s \sim 1.0$ МК это время составляет дни для оболочек, в которых действует гравитационный механизм разделения ионов, и годы для оболочек, в которых действует только кулоновский механизм. Показано, что вкладом термодиффузии в диффузионную скорость можно пренебречь.

В разделе 3.5 обсуждены результаты главы 3; они опубликованы в [A3].

В главе 4 изучено влияние химического состава теплоизолирующих оболочек на тепловые состояния и остывание нейтронных звёзд, а также на интерпретацию наблюдений этих объектов. Для этого соотношения $T_s - T_b$, вычисленные в главе 3, применены к остывающим изолированным нейтронным звёздам среднего возраста ($100 \lesssim t \lesssim 10^6$ лет). Выполнено сравнение результатов, полученных для новых диффузионно-равновесных оболочек (из бинарных смесей ионов), с результатами, полученными для стандартной “луковичной” модели оболочки, которая была предложена в [14]. Последняя модель, обозначаемая далее РСУ97, использована как основа для сравнения с диффузионно-равновесными оболочками (хотя сама она диффузионно-равновесной не является).

В разделе 4.2 кратко описаны сценарии формирования теплоизолирующей оболочки нейтронной звезды (возможные модели [13, 15, 16] и их наблюдательные подтверждения [17–19]).

В разделе 4.3 исследованы тепловые характеристики пульсара Вела (характеристический возраст $t \approx 11$ тыс. лет). В рамках модели “канонической” нейтронной звезды ($M = 1.4 M_\odot$, $R = 10$ км) в [20] определены основные параметры этого пульсара: $T_s^\infty = 0.68 \pm 0.03$ МК (уровень достоверности 68%), магнитное поле $B \sim 3 \times 10^{12}$ Гс (как показано в [21], магнитные поля $B \lesssim 10^{13}$ Гс не оказывают значительного влияния на соотношения $T_s - T_b$). Особый интерес представляет зависимость внутренней температуры (с учётом гравитационного красного смещения) $\tilde{T} = T_b \sqrt{1 - x_g}$ от химического состава оболочки ($x_g = 2GM/(Rc^2)$ – параметр компактности).

На рис. 4 показана зависимость \tilde{T} от накопленной массы лёгких элементов ΔM для разных моделей оболочек; в модели РСУ97 величина ΔM соответствует накопленной массе всех лёгких элементов (H+He+C). Разные кривые получены при разных значениях плотности дна оболочки ρ_b (10^8 г/см³ для водородно-гелиевой оболочки и 10^{10} г/см³ для всех остальных). Кроме того, максимально возможное значение ΔM также зависит от состава оболочки. Поэтому разные кривые заканчиваются при разных значениях ΔM . Эти ограничения связаны с ядерным горением элементов (см., например, [14]). Согласно рис. 4, с изменением химического состава \tilde{T} варьируется примерно в 2.5 раза, причём наибольшая вариация отвечает оболочке РСУ97. Изменение \tilde{T} в ≈ 2.5 раза соответствует изменению функции нейтринного охлаждения $f_\ell = \ell/\ell_{SC}$ примерно в 200 раз ($\ell = L_\nu^\infty/C$ – отношение нейтринной светимости звезды к её теплоёмкости, SC – стандартная свеча, удобная единица измерения ℓ ; см., например, [12]).

В рамках модели минимального остывания нейтронных звёзд [22] в разделе 4.3 установлены ограничения на состав теплоизолирующей оболочки Велы. Для этого найдены допустимые значения f_ℓ . Показано, что в указанной модели пульсар Вела должен обладать оболочкой, состоящей преимущественно из железа, и не может иметь оболочки из смесей H – He или He – C.

В разделах 4.4 и 4.5 исследовано влияние состава оболочек на остывание изолированных нейтронных звёзд на примере звезды массой $M = 1.4 M_\odot$ с уравнением состояния BSk21 [23], остывающей как “стандартная нейтринная свеча”

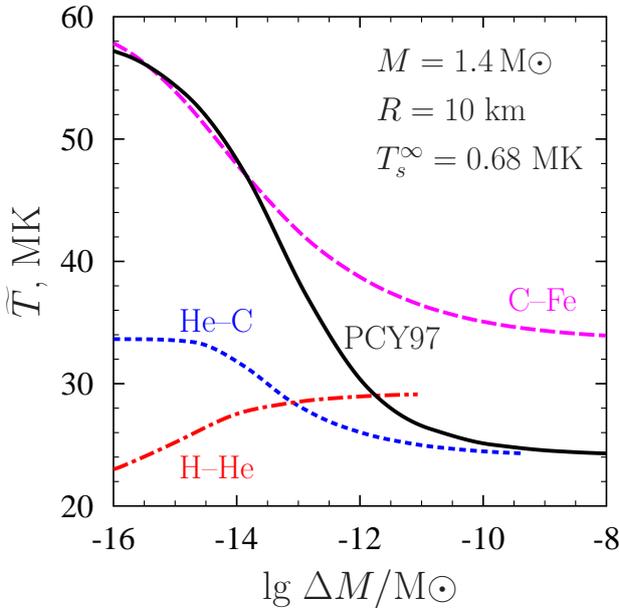


Рис. 4. Внутренняя температура \tilde{T} пульсара Вела как функция накопленной массы лёгких элементов ΔM в теплоизолирующей оболочке звезды для разных моделей оболочки. Цветные прерывистые кривые соответствуют бинарным смесям ионов, чёрная сплошная кривая отвечает модели оболочки PCY97.

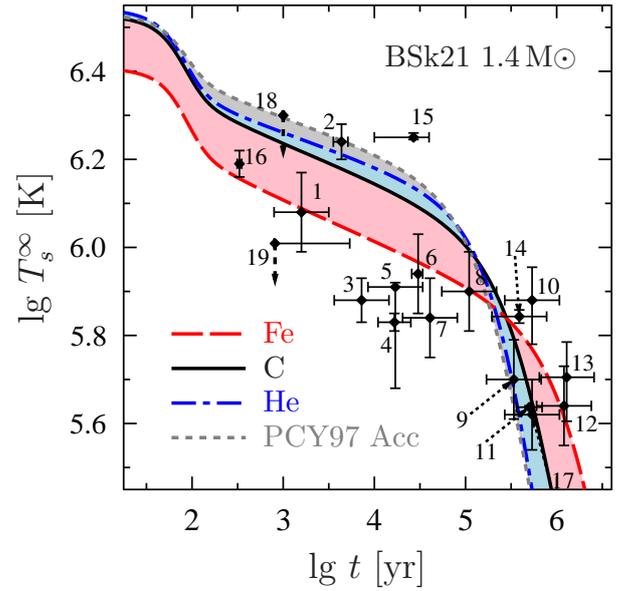


Рис. 5. Кривые остывания [зависимости $T_s^\infty(t)$] для нейтронной звезды массой $1.4 M_\odot$ с уравнением состояния BSk21 [23], остывающей как “стандартная нейтринная свеча” ($f_\ell = 1$), для различных моделей теплоизолирующих оболочек. Вела – объект 4, остальные объекты указаны на стр. 14–15.

($f_\ell = 1$). Особое внимание уделено звёздам, недавно перешедшим на фотонную стадию охлаждения. Показано, что все наблюдаемые звёзды такого типа должны были ранее (на стадии нейтринного охлаждения) иметь $f_\ell \lesssim 1$. Пример расчётов представлен на рис. 5, на котором изображены кривые остывания, т.е. зависимости температуры поверхности от возраста звезды. Красная, чёрная и синяя кривые соответствуют оболочкам, состоящим из железа, углерода и гелия. Серая кривая отвечает оболочке PCY97 с максимально возможным количеством лёгких элементов. Закрашенная область демонстрирует “уширение” кривой остывания, связанное с неопределённостью химического состава оболочки. На рисунок также нанесены наблюдательные данные по тепловому излучению остывающих нейтронных звёзд (см. стр. 14–15). Все кривые пересекаются в области $t \sim 2 \times 10^5$ лет благодаря смене нейтринного охлаждения на фотонное (см., например, [24]).

В разделе 4.6 перечислены основные результаты главы 4. Главный результат – демонстрация того, как сильно неопределённость в химическом составе оболочки влияет на интерпретацию наблюдений.

В главе 5 разработаны основы оригинального статистического анализа тепловой эволюции нейтронных звёзд. В дополнение к изолированным нейтронным звёздам, изученным в главе 4, рассмотрены также старые (возрастом $t \gtrsim 10^8 - 10^9$ лет) транзиентно-аккрецирующие квазистационарные нейтронные звёзды в составе двойных систем с маломассивными компаньонами (такие системы принадлежат к классу рентгеновских транзиентов). Для этих звёзд рассчитывают кривые нагрева (зависимости тепловой светимости звезды L_γ^∞ в спокойном состоянии транзиента от среднего темпа аккреции $\langle \dot{M} \rangle$).

В разделе 5.2 описаны наблюдательные данные по изучаемым изолированным и аккрецирующим нейтронным звёздам.

В разделе 5.3 кратко изложен традиционный (не статистический) подход к анализу тепловой эволюции нейтронных звёзд. Описан важный для дальнейшего электронный прямой урка-процесс [25]. Введено понятие формальной (ρ_{D0}) и фактической (ρ_D) плотности, соответствующей порогу включения этого процесса, который состоит из двух ядерных реакций: $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, $p + e \rightarrow n + \nu_e$. Здесь n – нейтрон, p – протон, e – электрон, ν_e ($\bar{\nu}_e$) – электронное (анти)нейтрино. Порог процесса ρ_{D0} определяется законом сохранения импульса $p_F^n = p_F^p + p_F^e$ (p_F – импульс Ферми соответствующей частицы). Прямой урка-процесс в сценарии максимального нейтринного остывания, принятого в главе 5, играет ключевую роль. Считается, что ядра нейтронных звезд состоят из нуклонов. Прямое влияние сверхтекучести нуклонов на остывание для простоты не учитывается.

Хорошо известно, что нейтринная светимость за счёт прямого урка-процесса очень велика (см., например, [24]), а пороговый характер процесса приводит к тому, что в рамках традиционного подхода (без учёта сверхтекучести нуклонов) существуют две популяции изолированных нейтронных звёзд и две популяции аккрецирующих нейтронных звёзд. Это популяции горячих/холодных звёзд (в которых прямой урка-процесс запрещён/разрешён), разделённых между собой зазором (рис. 6). Однако наблюдательные данные указывают на отсутствие подобных зазоров. Далее дано возможное объяснение отсутствия зазоров, полученное на основе статистического подхода.

В разделе 5.4 изложены основы статистического подхода к тепловой эволюции нейтронных звёзд. Идея подхода описана в разделе 5.4.1. Предполагается,

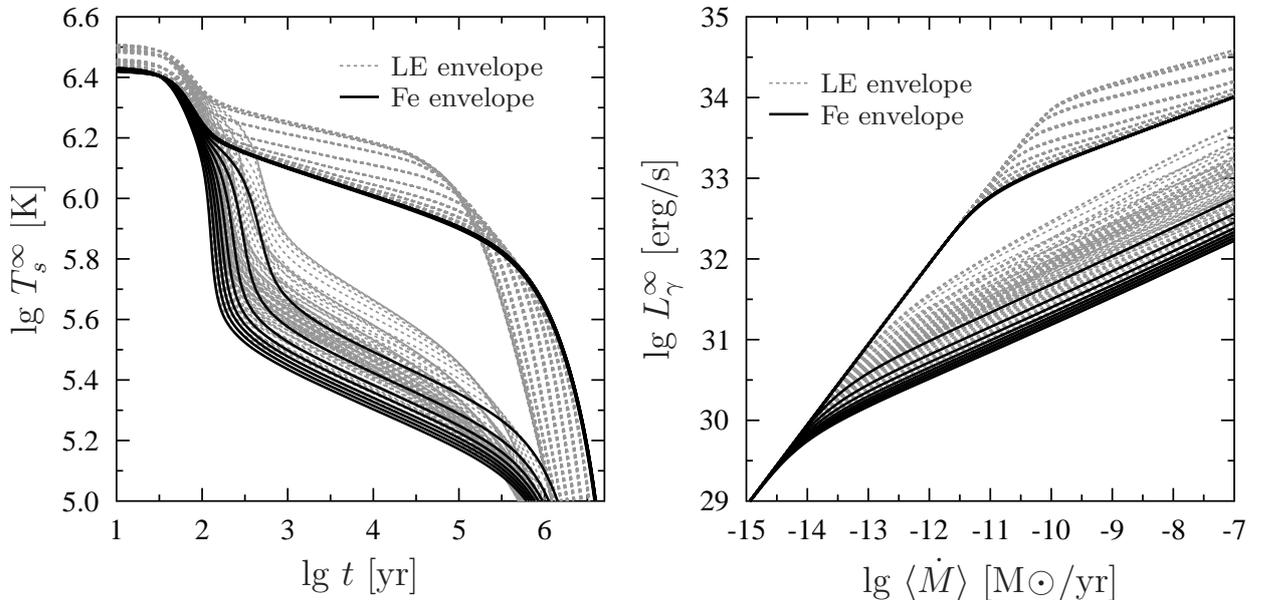


Рис. 6. Последовательность кривых остывания $T_s^\infty(t)$ [слева] и кривых нагрева $L_\gamma^\infty(\langle \dot{M} \rangle)$ [справа] для нейтронных звёзд массой $M = (1.6 - 1.8) M_\odot$; разница в массе для двух соседних кривых $\delta M = 0.01 M_\odot$. Теплоизолирующие оболочки PCY97 состоят только из железа (чёрные сплошные кривые) или содержат лёгкие элементы (серые точечные кривые); использовано уравнение состояния ННЖ [26] нуклонной материи в ядре звезды. Порог включения прямого урка-процесса не модифицирован (см. стр. 13).

что все нейтронные звёзды имеют одинаковую микрофизику (т.е. уравнение состояния, характеристики нейтринных процессов), но, естественно, различные параметры (массу, химический состав теплоизолирующих оболочек, магнитные поля, вращение и т.д.). Плотность вероятности обнаружить звезду в каком-либо участке плоскости $T_s^\infty - t$ (или $L_\gamma^\infty - \langle \dot{M} \rangle$) определяется усреднением обычных кривых остывания (или нагрева) с функциями распределения нейтронных звёзд по их параметрам (массе, химическому составу оболочек, магнитным полям и т.д.). Для введённых таким образом плотностей вероятности p_i (или p_a) справедливы соотношения:

$$dP_i = p_i(T_s^\infty, t) dT_s^\infty, \quad dP_a = p_a(L_\gamma^\infty, \langle \dot{M} \rangle) dL_\gamma^\infty, \quad (4)$$

где dP_i (или dP_a) – вероятность найти изолированную (“i”) нейтронную звезду возраста t (или аккрецирующую нейтронную звезду (“a”) со средним темпом аккреции $\langle \dot{M} \rangle$) в узком диапазоне поверхностных температур dT_s^∞ (или светимостей dL_γ^∞). По построению, полная вероятность $\int p_i dT_s^\infty$ (или $\int p_a dL_\gamma^\infty$) сохраняется, т.е., не зависит от t (или $\langle \dot{M} \rangle$). После усреднения вместо детерминированных кривых остывания/нагрева получают теоретические распределения плотностей вероятности обнаружить звезду в каком-либо участке соответствующей плоскости.

Полная реализация такого подхода сложна. При простом усреднении обычных кривых остывания/нагрева зазоры между популяциями горячих и холодных звёзд не устраняются, что противоречит наблюдениям. Поэтому одним статистическим усреднением решить эту проблему нельзя. Необходимо модифицировать порог включения прямого урка-процесса, который и является причиной существования зазоров в традиционных моделях тепловой эволюции нейтронных звёзд.

Таким образом, две основных составляющих статистического метода – это:

- Функции распределения нейтронных звёзд по их параметрам (раздел 5.4.2);
- Модификация порога включения прямого урка-процесса (раздел 5.4.3).

Функции распределения нейтронных звёзд по массам известны плохо; в данном случае они определялись “на глаз” методом “проб и ошибок”. Разумеется, вместо полученных функций распределения можно предложить множество других, но выбранных функций достаточно, чтобы продемонстрировать возможности статистического метода. Естественно, что указанные функции различны для изолированных и аккрецирующих нейтронных звёзд. Распределение изолированных нейтронных звёзд $f_i(M)$ выбрано нормальным, а распределение аккрецирующих нейтронных звёзд $f_a(M)$ – логнормальным. Следует ожидать, что аккрецирующие нейтронные звёзды в среднем тяжелее, чем изолированные, ввиду аккреции вещества со звезды-компаньона.

Модификация порога включения прямого урка-процесса (т.е., размытие и сдвиг относительно формального положения) может быть обусловлена различными причинами. В частности, сверхтекучесть вещества в ядре звезды может подавлять прямой урка-процесс (за счёт появления щели в энергетическом спектре нуклонов) и увеличивать ρ_D (см., например, правую часть рис. 5 в [24]). Сильные магнитные поля в ядре звезды изменяют условия сохранения импульса и уменьшают ρ_D (см., например, рис. 22 в [27]). Модификация порога может быть

вызвана и эффектами ядерной физики (см., например, [28, 29] и ссылки там). Перечисленные механизмы могут действовать совместно. Именно фактическое значение ρ_D определяет эволюцию нейтронных звёзд. Это значение неизвестно, даже если известно уравнение состояния a , значит, и формальный порог ρ_{D0} . Для простоты сглаживание и смещение порога включения прямого урка-процесса осуществлялось феноменологически путём введения сглаживающей функции b , зависящей от двух свободных параметров:

$$b(x, \xi) = 0.5 [1 + \operatorname{erf}(x - \xi\omega)] \text{ при } -\omega \leq x - \xi\omega \leq \omega, \quad (5)$$

$b(x, \xi) = 0$ при $x - \xi\omega < -\omega$ и $b(x, \xi) = 1$ при $x - \xi\omega > \omega$. Здесь erf – функция ошибок, $x = (\rho - \rho_{D0})/(\alpha\rho_{D0})$, $\alpha \sim \Delta\rho_D/\rho_{D0} \ll 1$ – коэффициент сглаживания порога прямого урка-процесса; $\Delta\rho_D$ – характерный интервал плотности, в котором прямой урка-процесс набирает интенсивность; ξ определяет фактическое положение порога ρ_D ($-1 \leq \xi \leq 1$); $\omega \approx 5.4$ – вспомогательная величина.

В разделах 5.4.4 и 5.4.5 приведены результаты, полученные статистическим методом. Это качественные иллюстрации статистического подхода, поскольку сравнение теоретических плотностей вероятности с наблюдательными данными и подбор функций распределений нейтронных звёзд по массам осуществлялись на качественном уровне. Тем не менее, полученные ограничения на положение порога прямого урка-процесса согласуются с теоретическими предсказаниями (см., например, [30]), а полученные функции распределения нейтронных звёзд по массам не противоречат оценкам других авторов (см., например, [31–33]).

На рис. 7 показаны рассмотренные функции распределения нейтронных звёзд по массам. Модели 1 и 2 отвечают правдоподобным распределениям, модели 3 и 4 – мало правдоподобным. Вертикальные штриховые линии показывают фактическое положение порога включения прямого урка-процесса для этих четырёх моделей (в единицах массы звезды). Горизонтальная штрих-пунктирная кривая “0” соответствует равномерному распределению по массам.

На рис. 8 приведены теоретические плотности вероятности обнаружить изолированные нейтронные звёзды в различных областях плоскости $T_s^\infty - t$ (слева) и аккрецирующие нейтронные звёзды – в плоскости $L_\gamma^\infty - \langle \dot{M} \rangle$ (справа). Теоретические вероятности сравнены с наблюдениями (раздел 5.2 диссертации). Плотности вероятности изображены в виде оттенков серого (в относительных единицах): чем темнее участок, тем выше вероятность. Штриховыми линиями показаны 11 опорных кривых для звёзд с массами $M = 1.1, 1.2, \dots, 2.1 M_\odot$ и оболочкой из железа. Использовано уравнение состояния BSk21 и модель № 2 распределения звёзд по массам из рис. 7 ($\alpha = 0.09$, $M_D = 1.65 M_\odot$). При этих параметрах порог включения прямого урка-процесса размыт так, что зазоры между горячими и холодными звёздами исчезли (ср. с рис. 6) в соответствии с наблюдениями. Наиболее горячие изолированные нейтронные звёзды можно объяснить, если добавить в рассмотрение протонную сверхтекучесть в ядрах звёзд. Однако, чтобы минимизировать количество свободных параметров, сверхтекучесть в ядре звезды (явно) не учитывалась. Изолированные нейтронные звёзды пронумерованы следующим образом: (1) PSR J1119–6127, (2) RX J0822–4300,

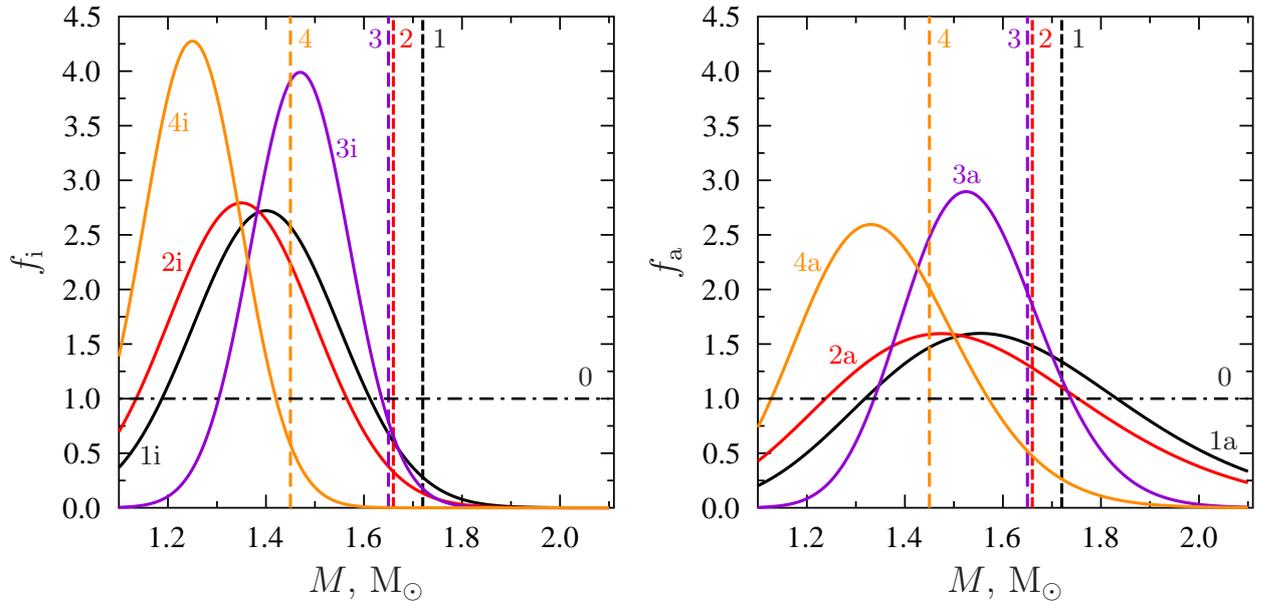


Рис. 7. Функции распределения изолированных (“i”, слева) и аккрецирующих (“a”, справа) нейтронных звёзд по массам для четырёх изученных моделей. Детали см. на стр. 14.

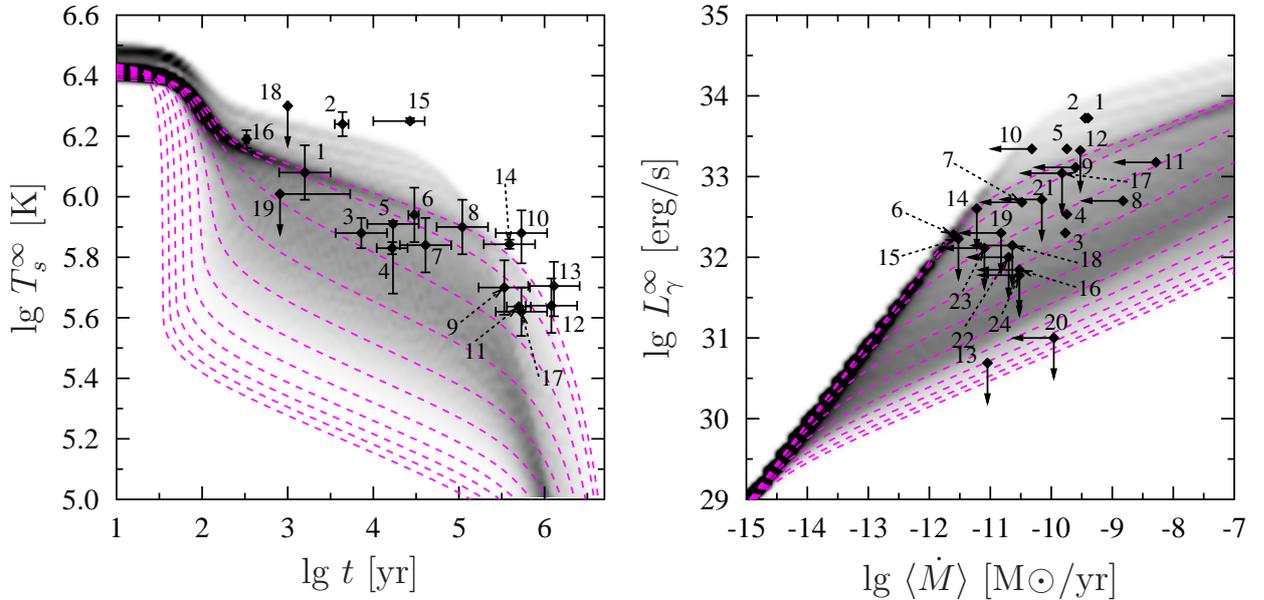


Рис. 8. Теоретические распределения плотностей вероятности обнаружить изолированные нейтронные звёзды в различных областях плоскости $T_s^\infty - t$ (слева) и аккрецирующие нейтронные звёзды на плоскости $L_\gamma^\infty - \langle \dot{M} \rangle$ (справа) в сравнении с наблюдательными данными. Детали см. на стр. 14.

(3) PSR J1357–6429, (4) Vela, (5) PSR B1706–44, (6) PSR J0538+2817, (7) B2334+61, (8) PSR B0656+14, (9) Geminga, (10) PSR B1055–52, (11) RX J1856.4–3754, (12) PSR J2043+2740, (13) RX J0720.4–3125, (14) PSR J1741–2054, (15) XMMU J1731–347, (16) Cas A, (17) PSR J0357+3205 (18) Crab, (19) PSR J0205+6449, а аккрецирующие нейтронные звёзды занумерованы так: (1) Aql X-1, (2) 4U 1608–522, (3) MXB 1659–29, (4) NGC 6440 X-1, (5) RX J1709–2639, (6) IGR 00291+5934, (7) Cen X-4, (8) KS 1731–260, (9) 1M 1716–315, (10) 4U 1730–22, (11) 4U 2129+47, (12) Terzan 5, (13) SAX J1808.4–3658, (14) XTE J1751–305, (15) XTE J1814–338, (16) EXO 1747–214, (17) Terzan 1, (18) XTE 2123–058, (19) SAX J1810.8–2609, (20) 1H 1905+000, (21) 2S 1803–45, (22) XTE J0929–314, (23) XTE J1807–294, (24) NGC 6440 X-2.

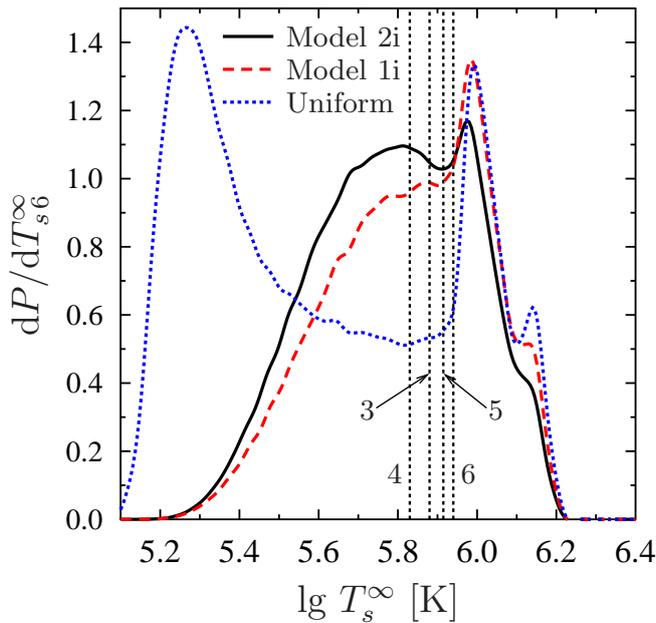


Рис. 9. Теоретические распределения плотностей вероятности dP/dT_{s6}^{∞} ($T_{s6}^{\infty} = T_s^{\infty}/10^6$ К) наблюдать изолированную нейтронную звезду с температурой T_s^{∞} . Детали см. на стр. 16.

вероятности dP/dT_{s6}^{∞} для изолированных нейтронных звёзд как функции T_s^{∞} для наиболее убедительных вариантов объяснения наблюдательных данных. Сплошная кривая соответствует модели № 2 из рис. 7 (уравнение состояния BSk21, $\alpha = 0.09$, рис. 8), штриховая (красная) кривая – модели № 1 (уравнение состояния NNJ [26], $\alpha = 0.1$). Синяя точечная кривая отличается от модели № 1 только тем, что она получена для равномерного распределения звёзд по массам. Величина T_{s6}^{∞} означает температуру T_s^{∞} , выраженную в МК. Поскольку статистика наблюдаемых объектов мала, то плотности вероятности усреднены в интервале возрастов звёзд t от $10^{3.5}$ до $10^{4.5}$ лет. Вертикальные точечные линии показывают температуры четырёх изолированных нейтронных звёзд (объекты 3–6).

В разделе 5.5 приведён анализ основных результатов главы 5. Рассмотрены преимущества предложенного статистического подхода и указаны недостатки его текущей реализации (игнорирование эффектов селекции наблюдательных данных и качественное сравнение теоретических распределений с наблюдениями). Предложены варианты исправления текущих недостатков и направления для дальнейших исследований. Стоит отметить, что статистические исследования эволюции нейтронных звёзд проводились и раньше (см., например, [31, 34]), но они базировались на заметно других подходах. Результаты главы 5 опубликованы в работах [A5–A7].

В **Заключении** кратко перечислены основные результаты диссертации:

1. Получены общие выражения для диффузионных потоков ионов в неизотермической неидеальной кулоновской плазме с учётом эффектов кулоновского взаимодействия. Предсказан и проанализирован новый (кулоновский) механизм разделения ионов в плотной звёздной плазме. Показана особая

Как известно (см, например, [24]), результаты наблюдений аккрецирующего объекта SAX J1808.4–3658 (объект 13) требуют наличия прямого урка-процесса в ядре нейтронной звезды. Наблюдения изолированных нейтронных звёзд в принципе можно объяснить и минимальной теорией остывания [22] (без прямого урка-процесса). Статистический подход позволяет естественно объяснить это “неравноправие” аккрецирующих и изолированных нейтронных звёзд тем, что аккрецирующие звёзды в целом более массивны (что увеличивает вероятность включения прямого урка-процесса).

На рис. 9 показаны теоретические распределения плотностей ве-

- эффективность этого механизма для смесей ионов с одинаковым отношением заряда к массе в оболочках нейтронных звёзд и ядрах белых карликов.
2. Метод эффективных ион-ионных потенциалов в плотной плазме обобщён на бинарные смеси ионов. Вычислены коэффициенты взаимной диффузии для ряда астрофизически важных бинарных смесей. Получены аналитические аппроксимации эффективного кулоновского логарифма, удобные для приложений.
 3. На основе усовершенствованной теории диффузии рассчитаны соотношения между поверхностными и внутренними температурами ($T_s - T_b$) для диффузионно-равновесных и неравновесных теплоизолирующих оболочек нейтронных звёзд с различным химическим составом оболочек. Доказана нечувствительность этих соотношений к структуре переходного слоя между ионами разных сортов. Получены удобные для приложений аналитические аппроксимации.
 4. С помощью новых соотношений $T_s - T_b$ выполнено исследование тепловой структуры и скорости нейтринного охлаждения изолированных нейтронных звёзд на примере пульсара Вела и нейтронных звёзд, переходящих с нейтринной стадии охлаждения на фотонную.
 5. Разработаны основы оригинального статистического анализа тепловой эволюции остывающих нейтронных звезд и аккрецирующих нейтронных звёзд в составе рентгеновских транзиентов. На основе такого анализа получены оценки положения и степени размытия порога включения прямого урка-процесса в ядрах массивных нейтронных звёзд, а также функций распределения остывающих и аккрецирующих нейтронных звёзд по массам.

Список публикаций по теме диссертации

- A1. Beznogov M. V., Yakovlev D. G. Diffusion and Coulomb Separation of Ions in Dense Matter // *Phys. Rev. Lett.* 2013. — Oct. Vol. 111, no. 16. P. 161101.
- A2. Beznogov M. V., Yakovlev D. G. Diffusive currents and Coulomb separation of ions in dense matter // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2014. — Dec. Vol. 572, no. 1. P. 012001.
- A3. Beznogov M. V., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G. Diffusive heat blanketing envelopes of neutron stars // *MNRAS*. 2016. — Jun. Vol. 459. P. 1569–1579.
- A4. Beznogov M. V., Yakovlev D. G. Effective potential and interdiffusion in binary ionic mixtures // *Phys. Rev. E*. 2014. — Sep. Vol. 90, no. 3. P. 033102.
- A5. Beznogov M. V., Yakovlev D. G. Statistical theory of thermal evolution of neutron stars // *MNRAS*. 2015. — Feb. Vol. 447. P. 1598–1609.
- A6. Beznogov M. V., Yakovlev D. G. Statistical theory of thermal evolution of neutron stars - II. Limitations on direct Urca threshold // *MNRAS*. 2015. — Sep. Vol. 452. P. 540–548.
- A7. Beznogov M. V., Yakovlev D. G. Statistical approach to thermal evolution of neutron stars // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2015. — Dec. Vol. 661, no. 1. P. 012002.

Цитированная литература

1. P. Haensel, A. Y. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars. I. Equation of State and Structure*, vol. 326 of *Astrophysics and Space Science Library* (Springer, New York, 2007).
2. A. Dainese, *Nuovo Cimento C* **33**, 115 (2010).
3. K. Reygiers, in *Proceedings of the XXth International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Topics DIS 2012*, edited by I. C. Brock (2013), pp. 69–78.
4. J. Rak and M. J. Tannenbaum, *High- pT Physics in the Heavy Ion Era* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2013).
5. C. Mondal, B. K. Agrawal, M. Centelles, G. Colò, X. Roca-Maza, N. Paar, X. Viñas, S. K. Singh, and S. K. Patra, *Phys. Rev. C* **93**, 064303 (2016).
6. S. D. Baalrud and J. Daligault, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 235001 (2013).
7. S. Chapman and T. G. Cowling, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1952).
8. J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss, and R. B. Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids* (Wiley, New York, 1954).
9. C. A. Croxton, *Liquid State Physics—A Statistical Mechanical Introduction*, Cambridge Monographs on Physics (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1974).
10. J. F. Springer, M. A. Pokrant, and F. A. Stevens, *J. Chem. Phys.* **58**, 4863 (1973).
11. K.-C. Ng, *J. Chem. Phys.* **61**, 2680 (1974).
12. D. D. Ofengeim, A. D. Kaminker, D. Klochkov, V. Suleimanov, and D. G. Yakovlev, *MNRAS* **454**, 2668 (2015).
13. P. Chang, L. Bildsten, and P. Arras, *Astrophys. J.* **723**, 719 (2010).
14. A. Y. Potekhin, G. Chabrier, and D. G. Yakovlev, *Astron. Astrophys.* **323**, 415 (1997).
15. O. M. Blaes, R. D. Blandford, P. Madau, and L. Yan, *Astrophys. J.* **399**, 634 (1992).
16. L. C. Rosen, *Astrophys. Space Sci.* **1**, 372 (1968).
17. A. Y. Potekhin, *Phys.-Usp.* **57**, 735 (2014).
18. W. C. G. Ho and C. O. Heinke, *Nature* **462**, 71 (2009).
19. D. Klochkov, G. Pühlhofer, V. Suleimanov, S. Simon, K. Werner, and A. Santangelo, *Astron. Astrophys.* **556**, A41 (2013).
20. G. G. Pavlov, V. E. Zavlin, D. Sanwal, V. Burwitz, and G. P. Garmire, *Astrophys. J. Lett.* **552**, L129 (2001).
21. A. Y. Potekhin, D. G. Yakovlev, G. Chabrier, and O. Y. Gnedin, *Astrophys. J.* **594**, 404 (2003).
22. D. Page, J. M. Lattimer, M. Prakash, and A. W. Steiner, *Astrophys. J. Suppl.* **155**, 623 (2004).
23. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **82**, 035804 (2010).
24. D. G. Yakovlev and C. J. Pethick, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **42**, 169 (2004).
25. J. M. Lattimer, C. J. Pethick, M. Prakash, and P. Haensel, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2701 (1991).
26. A. D. Kaminker, A. A. Kaurov, A. Y. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *MNRAS* **442**, 3484 (2014).
27. D. G. Yakovlev, A. D. Kaminker, O. Y. Gnedin, and P. Haensel, *Phys. Rep.* **354**, 1 (2001).
28. C. Schaab, D. Voskresensky, A. D. Sedrakian, F. Weber, and M. K. Weigel, *Astron. Astrophys.* **321**, 591 (1997).
29. D. Blaschke, H. Grigorian, and D. N. Voskresensky, *Astron. Astrophys.* **424**, 979 (2004).
30. T. Klähn, D. Blaschke, S. Typel, E. N. E. van Dalen, A. Faessler, C. Fuchs, T. Gaitanos, H. Grigorian, A. Ho, E. E. Kolomeitsev, et al., *Phys. Rev. C* **74**, 035802 (2006).
31. B. Posselt, S. B. Popov, F. Haberl, J. Trümper, R. Turolla, and R. Neuhauser, *Astron. Astrophys.* **482**, 617 (2008).
32. B. Kiziltan, A. Kottas, M. De Yoreo, and S. E. Thorsett, *Astrophys. J.* **778**, 66 (2013).
33. F. Ozel and P. Freire, *ArXiv e-prints* (2016), 1603.02698.
34. S. Popov, H. Grigorian, R. Turolla, and D. Blaschke, *Astron. Astrophys.* **448**, 327 (2006).