

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

ШТЕРНИН ПЁТР СЕРГЕЕВИЧ

ЗАТУХАНИЕ ЛАНДАУ И КИНЕТИКА НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД

Специальность 01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2008

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

Научный руководитель доктор физико-математических наук,
ст. н. с. Яковлев Д.Г.

Официальные оппоненты доктор физико-математических наук,
профессор Нагирнер Д.И.

доктор физико-математических наук,
профессор Топтыгин И.Н.

Ведущая организация Институт прикладной физики РАН

Защита состоится «23» октября 2008 г. в 14⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 при Учреждении Российской академии наук Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан «22» сентября 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук _____
Красильщиков А.М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Тема диссертации актуальна, поскольку связана с исследованием нейтронных звёзд. Нейтронные звёзды очень компактны и содержат сверхплотное вещество (с плотностью в несколько раз выше ядерной плотности $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ г/см³), которое может состоять из нейтронов, протонов, электронов, мюонов, гиперонов, а также экзотической материи (типа бозонного конденсата или плазмы свободных кварков). Это вещество может быть сверхтекучим за счёт ядерного притяжения между барионами (с критическими температурами $\sim 10^9 - 10^{10}$ К и выше) и может содержать сверхсильное магнитное поле ($B \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс и выше). В итоге нейтронные звёзды представляют собой уникальные природные лаборатории, которые позволяют исследовать свойства вещества в экстремальных условиях. Несмотря на мощный прогресс наблюдательной астрофизики и развитие теории нейтронных звёзд основная проблема состава и уравнения состояния сверхплотного вещества пока не решена, хотя решение может быть получено уже в недалёком будущем. Этим и объясняется постоянно растущий интерес к нейтронным звёздам.

Для правильной интерпретации наблюдений необходимо моделирование различных процессов, происходящих в нейтронных звёздах, с использованием современных теоретических данных о сверхплотном веществе, включая транспортные свойства. Недавние качественно новые наблюдения остывающих изолированных нейтронных звёзд, аккрецирующих нейтронных звёзд в составе рентгеновских транзиентов, рентгеновских сверхвспышек аккрецирующих нейтронных звёзд, вспышечной и квазистационарной активности магнитаров (аномальных рентгеновских пульсаров и источников мягких повторяющихся гамма-всплесков) можно объяснить лишь с помощью надёжной кинетической теории вещества в экстремальных условиях. Развитие и применение таких теорий, предпринятое в диссертации, актуально и своевременно.

Цели работы. Развитие кинетической теории вещества нейтронных звёзд, прежде всего с учётом эффекта затухания Ландау при обмене поперечными плазмонами в столкновениях заряженных частиц, и приложение результатов к исследованиям остывания молодых нейтронных звёзд, тепловой релаксации нейтронных звёзд с перегретой корой в рентгеновских транзиентах и эволюции магнитного поля нейтронных звёзд.

Научная новизна. Впервые рассчитаны теплопроводность и сдвиговая вязкость в коре и ядре нейтронной звезды, а также электропроводность в ядре звезды, с учётом затухания Ландау. Впервые выполнено моделирование остывания нейтронных звёзд с новой теплопроводностью и показано, что эффект затухания Ландау в ядре звезды может заметно влиять на остывание молодых звёзд, внутри которых завершается тепловая релаксация. Выполнено моделирование тепловой релаксации перегретой коры аккрецирующей нейтронной звезды в рентгеновском транзиенте KS 1731–260, что позволило наложить ограничения на параметры нейтронной звезды и свойства вещества её коры.

Достоверность научных результатов. Достоверность результатов обеспечена использованием современных методов кинетической теории плотного

вещества и современных вычислительных программ по моделированию строения и эволюции нейтронных звёзд, а также сравнением результатов, где это возможно, с результатами других авторов.

Практическая значимость работы. Результаты расчётов кинетических коэффициентов плотного звёздного вещества, проведённых в диссертации, представлены в виде аппроксимационных формул, удобных для использования в вычислительных программах, которые предназначены для моделирования различных процессов в нейтронных звёздах. Прежде всего, это моделирование остывания обычных изолированных нейтронных звёзд, остывания магнитаров, тепловой эволюции аккрецирующих нейтронных звёзд в рентгеновских транзиентах, эволюции магнитных полей нейтронных звёзд, их внутреннего дифференциального вращения, затухания колебаний нейтронных звёзд (включая колебания, связанные с излучением гравитационных волн), рентгеновских вспышек и сверхвспышек при взрывном ядерном горении в поверхностных слоях нейтронных звёзд.

Результаты расчётов кинетических коэффициентов плотного вещества могут быть использованы и для моделирования процессов, происходящих в белых карликах, а также в вырожденных ядрах гигантов и сверхгигантов. В первую очередь это моделирование остывания белых карликов (как метод определения их возраста), моделирование затухания колебаний в горячих белых карликах (для быстро развивающейся сейсмологии белых карликов), моделирование разогрева и взрыва массивных аккрецирующих белых карликов как сверхновых типа Ia (один из основных методов измерения расстояний в космологии).

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Построение теории и расчёт теплопроводности и сдвиговой вязкости вырожденных электронов в оболочках нейтронных звёзд за счёт электрон-электронных столкновений с учётом эффекта затухания Ландау при обмене поперечными плазмонами.
2. Построение теории и расчёт теплопроводности и сдвиговой вязкости электронов и мюонов в ядрах нейтронных звёзд с учётом эффекта затухания Ландау и влияния сверхтекучести протонной составляющей вещества на столкновения электронов и мюонов с протонами и между собой.
3. Вычисление анизотропного электросопротивления замагниченных ядер нейтронных звёзд, состоящих из нуклонов, электронов и мюонов, с учётом эффекта затухания Ландау и сверхтекучести протонов.
4. Расчёт тепловой эволюции молодых нейтронных звёзд (первые 10–300 лет после образования), внутри которых происходит тепловая релаксация, с учётом влияния затухания Ландау на теплопроводность звездного вещества. Анализ наблюдений остатка Сверхновой 1987А, направленных на обнаружение нейтронной звезды, которая могла образоваться при взрыве Сверхновой (но до сих пор не обнаружена). Вывод о том, что нейтронная звезда могла образоваться, но пока ненаблюдаема.
5. Моделирование тепловой релаксации нейтронной звезды с корой, перегретой в процессе длительной аккреции, в рентгеновском транзиентном источнике KS 1731–260. Интерпретация наблюдений теплового излучения источника после окончания аккреции и наложение ограничений на параметры нейтронной звезды и физические свойства её коры.

Апробация работы и публикации. Результаты, вошедшие в диссертацию, получены в период с 2006 по 2008 год и опубликованы в семи статьях в реферируемых журналах и в пяти тезисах конференций. Результаты докладывались на всероссийских конференциях: “Астрофизика высоких энергий” НЕА 2006 (Москва, 2006) и НЕА 2007 (Москва, 2007); “Физика нейтронных звёзд” (Санкт-Петербург, 2008); Научно-координационная сессия “Исследования неидеальной плазмы” (Москва, 2006); на итоговом семинаре по физике и астрономии по результатам конкурса грантов для молодых учёных Санкт-Петербурга (Санкт-Петербург, 2006); на семинаре лаборатории экспериментальной ядерной физики университета г. Нотр-Дам (США, 2007), на рабочем совещании “Complex Physics of Compact Stars” (Laddek Zdroj, Poland, 2008) и на семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. Иоффе РАН.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 166 страниц печатного текста, в том числе 39 рисунков, 3 таблицы и список литературы, включающий 155 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, научная новизна, достоверность результатов, практическая значимость и основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 является обзорной. В *разделе 1.1* описаны свойства вещества белых карликов. Белые карлики – компактные звёзды с массой $\sim 0.6M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца, и радиусом $\sim 10^4$ км, образуются на конечных стадии эволюции не слишком массивных звёзд ($M_* \lesssim 10M_{\odot}$; индекс * относится к звезде-предшественнице). Ядра белых карликов обычно состоят из углерода и кислорода и содержат вырожденный электронный газ. От гравитационного сжатия они удерживаются давлением вырожденных электронов. *Раздел 1.2* посвящён нейтронным звёздам. Нейтронные звёзды возникают при коллапсе массивных звёзд ($M_* \gtrsim 10M_{\odot}$); их устойчивость поддерживается давлением вырожденной несимметричной ядерной материи. Нейтронная звезда состоит из массивного ядра (содержащего однородную ядерную материю), которое окружено тонкой корой. В *разделе 1.2.1* кратко описано строение коры нейтронной звезды. При плотностях $\rho \leq \rho_{ND} \approx 4 \times 10^{11}$ г/см³ (во внешней коре) она состоит из ионов (атомных ядер) и вырожденного электронного газа. При бóльших плотностях (во внутренней коре) в веществе появляются свободные нейтроны. Кратко описана модель сглаженного равновесного ядерного состава коры звезды [1]. *Раздел 1.2.2* посвящён строению ядер нейтронных звёзд. Внешние ядра нейтронных звёзд состоят из нейтронов, с примесью протонов, электронов и мюонов. При увеличении плотности в глубь звезды могут возникать гипероны и/или экзотические фазы вещества. В диссертации использованы нуклонные модели ядер нейтронных звёзд. Описаны параметры пяти уравнений состояния ядерной материи; они отвечают широкому спектру моделей нейтронных звёзд.

В *разделе 1.3* описано явление нуклонной сверхтекучести в нейтронных звёздах. Наличие сверхтекучести следует из микроскопических теорий и свя-

зано с притягивательной составляющей потенциала межнуклонного взаимодействия. Нейтроны могут быть сверхтекучими как во внутренней коре, так и в ядре нейтронной звезды, тогда как протонная сверхтекучесть возникает, в основном, в ядре [2]. Протонная сверхтекучесть означает протонную сверхпроводимость. Теоретические значения критических температур $T_{\text{сн}}$ и $T_{\text{ср}}$ перехода нейтронов и протонов в сверхтекучее состояние сильно зависят от метода учёта многочастичных взаимодействий и, как правило, лежат в пределах $T_{\text{сн}} = 10^8 - 10^{10}$ К и $T_{\text{ср}} = 10^9 - 10^{10}$ К [2].

Глава 2 “Влияние затухания Ландау на кинетику вырожденных электронов” посвящена теплопроводности и сдвиговой вязкости плотной электронной плазмы. Такое вещество содержится в коре нейтронной звезды, в ядрах белых карликов, а также в вырожденных ядрах красных гигантов. В *разделе 2.1* приведён обзор литературы. Подчёркнуто, что авторы предшествующих работ некорректно учитывали плазменное экранирование электрон-электронного взаимодействия в релятивистском электронном газе. А именно, энергия взаимодействия электронов состоит из продольной (электрической) и поперечной (магнитной) частей. Продольная часть отвечает стандартному кулоновскому взаимодействию, которое экранируется преимущественно статическим образом. Поперечная часть отвечает релятивистскому, ток-токовому взаимодействию (или силе Ампера). Экранирование такого взаимодействия принципиально другое. Оно определяется динамическим процессом – бесстолкновительным затуханием Ландау. Во всех работах, посвящённых кинетическим коэффициентам в коре нейтронных звёзд, экранирование обоих составляющих взаимодействия предполагалось одинаковым. На важность учёта различия в типе экранирования было впервые указано Гейзельбергом и Петиком [3] в работе, посвящённой кинетическим коэффициентам ультрарелятивистской кварковой плазмы. Авторы показали, что для ультрарелятивистских частиц результат качественно отличается от стандартного результата для ферми-систем. В ультрарелятивистском пределе доминирует ток-токовое взаимодействие, что приводит к существенному увеличению частот столкновений и, как следствие, к уменьшению кинетических коэффициентов. В *разделе 2.2* подробно рассмотрен матричный элемент оператора взаимодействия в релятивистском веществе. Затухание Ландау наиболее существенно в холодной сильновырожденной плазме, с температурой $T \ll T_{\text{pe}}$, где T_{pe} – электронная плазменная температура. В этом пределе характерный масштаб экранирования продольных взаимодействий определяется величиной q_0 – волновым числом Томаса-Ферми, $\hbar^2 q_0^2 = 4e^2 p_{\text{Fe}}^2 / (\pi \hbar v_{\text{Fe}})$, где p_{Fe} и v_{Fe} – ферми-импульс и скорость электронов. В то же время, характерный масштаб экранирования поперечных взаимодействий, определяющийся затуханием Ландау, описывается волновым числом $\Lambda \sim (\omega q_0^2 v_{\text{Fe}} / c^2)^{1/3}$, где c – скорость света, $\hbar \omega$ – энергия, переданная при электрон-электронном столкновении. Поскольку в вырожденном веществе $\hbar \omega \sim k_B T \ll \mu_e$, где μ_e – химический потенциал электронов, то выполняется условие $\Lambda \ll q_0$. Это означает, что поперечное взаимодействие экранируется на существенно бóльших масштабах, чем продольное. Следовательно, столкновения, связанные с поперечным взаимодействием, в релятивистском веществе являются более частыми и эффективными. В нерелятивистском пределе поперечное взаимодействие подавляется множителем $\sim v_{\text{Fe}}^2 / c^2$.

В *разделе 2.3* проведён расчёт электронной теплопроводности κ_{ee} и сдвиговой вязкости η_{ee} , обусловленных электрон-электронными столкновениями, с учётом правильного плазменного экранирования. Стандартным образом [4] построено вариационное решение кинетического уравнения и приведены интегральные выражения для эффективных частот столкновений. Вычисления проведены в малоугловом приближении (с учётом малости импульсов, передаваемых при столкновениях электронов). В *разделе 2.3.1* получены аналитические выражения для κ_{ee} и η_{ee} в четырёх режимах (I–IV) электрон-электронных столкновений. Эти режимы различаются между собой степенью релятивизма плазмы, описываемой параметром $u = v_{Fe}/c$ ($u \rightarrow 1$ в режимах II и IV и $u \rightarrow 0$ в режимах I и III), и параметром $\theta = \sqrt{3}T_{pe}/T$ ($\theta \lesssim 1$ в режимах I и III и $\theta \gg 1$ в режимах II и IV). Наиболее необычно выглядят кинетические коэффициенты в режиме IV (ультрарелятивистская плазма при $T \ll T_{pe}$):

$$\kappa_{ee} = \frac{\pi^3 k_B c q_0^2}{216 \zeta(3) \alpha^2}, \quad \eta_{ee} = \frac{\pi \hbar n_e p_{Fe} c (\hbar q_0 c)^{2/3}}{60 \xi_\eta^t \alpha^2 (k_B T)^{5/3}}, \quad (1)$$

где n_e – концентрация электронов, $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, k_B – постоянная Больцмана, $\zeta(3) = 1.202$ и $\xi_\eta^t = 1.813$. В этом случае теплопроводность κ_{ee} не зависит от температуры (тогда как для ферми-систем обычно $\kappa \propto T^{-1}$), а сдвиговая вязкость $\eta_{ee} \propto T^{-5/3}$ (вместо обычной зависимости $\eta \propto T^{-2}$). Кроме исследования асимптотик, κ_{ee} и η_{ee} вычислены и аппроксимированы аналитическими формулами, справедливыми как в режимах I–IV, так и в переходных случаях.

Раздел 2.4 содержит обсуждение основных результатов и их приложений. В *разделе 2.4.1* выполнено сравнение теплопроводности κ_{ee} с электронной теплопроводностью κ_{ei} , обусловленной электрон-ионными столкновениями. Полная электронная теплопроводность выражена как $\kappa_e^{-1} = \kappa_{ee}^{-1} + \kappa_{ei}^{-1}$. Ранее считалось, что κ_{ei} всегда доминирует. Учёт затухания Ландау при электрон-электронных столкновениях понижает κ_{ee} (в ряде случаев на несколько порядков), делая её конкурентоспособной с κ_{ei} . Во внутренней коре нейтронной звезды при $T \lesssim 10^7$ К теплопроводность κ_{ee} становится доминирующей. *Раздел 2.4.2* посвящён примерам использования новых значений теплопроводности. В *разделе 2.4.2.1* кратко описаны результаты расчётов эволюционных треков красных гигантов [5]. Авторы [5] установили, что использование результатов диссертации приводит к смещению теоретического положения пика ветви красных гигантов на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. В *разделе 2.4.2.2* описано влияние новых значений теплопроводности на время выхода тепловой волны из коры нейтронной звезды на поверхность. Показано, что новая теплопроводность может приводить к замедлению выхода волны на поверхность в несколько раз (для достаточно холодной звезды, с эффективной температурой поверхности $T_s^\infty \lesssim 3 \times 10^5$ К; значок ∞ означает температуру, измеряемую удалённым наблюдателем).

Раздел 2.4.3 посвящён результатам расчёта вязкости η_{ee} и сравнению η_{ee} со сдвиговой вязкостью η_{ei} , обусловленной электрон-ионными столкновениями. Несмотря на то, что затухание Ландау понижает η_{ee} в несколько раз,

этого недостаточно, чтобы повлиять на полную электронную сдвиговую вязкость $\eta_e = (\eta_{ee}^{-1} + \eta_{ei}^{-1})^{-1}$. Вместе с тем, вязкость η_{ee} существенна в плазме лёгких ионов при $T \gtrsim T_{pe}$. Она также может быть существенна во внутренней коре нейтронной звезды (при $\rho \gtrsim 10^{13}$ г/см³ и $T \lesssim 10^7$ К), если происходит эффективное вымораживание процессов переброса в электрон-ионных столкновениях [6].

В *разделе 2.4.4* проанализирована сдвиговая вязкость в ядрах пульсирующих белых карликов. Показано, что она недостаточно эффективна для обеспечения затухания наблюдаемых пульсаций. *Раздел 2.5* является кратким заключением главы 2.

Глава 3 “Теплопроводность и вязкость ядер нейтронных звёзд” посвящена изучению влияния затухания Ландау на теплопроводность и вязкость многокомпонентной плазмы ядер нейтронных звёзд с учётом возможной протонной сверхтекучести. В *разделе 3.1* приведён краткий обзор литературы. В *разделе 3.2* построено вариационное решение системы кинетических уравнений в многокомпонентной плазме для задач теплопроводности и сдвиговой вязкости. Перенос тепла и импульса в такой плазме осуществляется электронами, мюонами и нейтронами, а протоны являются пассивными рассеивателями, причём нейтронный и электрон-мюонный транспорт можно рассматривать независимо (ввиду неэффективности столкновений заряженных частиц с нейтронами).

Частоты столкновений заряженных частиц проанализированы в *разделе 3.3*. В *разделе 3.3.1* рассчитан матричный элемент электромагнитного взаимодействия без использования малоуглового приближения и с учётом правильного плазменного экранирования. Учтена многокомпонентность плазмы (при этом выражения для квадратов экранирующих импульсов q_0^2 и Λ^2 должны быть просуммированы по всем типам заряженных частиц). В *разделе 3.3.2* частоты столкновений вычислены в малоугловом приближении; *раздел 3.3.3* посвящён поправкам к малоугловому приближению.

Квадрат матричного элемента оператора взаимодействия может быть представлен в виде суммы трёх слагаемых. Первые два слагаемых отвечают продольному и поперечному экранированию, тогда так третье слагаемое содержит оба вклада. Аналогичное представление имеет место для частот столкновений. При достаточно низких температурах в частотах столкновений доминирует слагаемое, связанное с поперечным экранированием (затуханием Ландау). При этом электронный и мюонный транспорт расцепляются, и для кинетических коэффициентов частиц сорта c (электронов или мюонов) получаются выражения:

$$\kappa_c = \kappa_c^{(t)} = \frac{\pi^2}{54\zeta(3)} \frac{k_B c p_{Fc}^2}{\hbar^2 \alpha}, \quad \eta_c = \eta_c^{(t)} = \frac{\pi^2 c^2 \hbar^3}{5\xi_\eta^t \alpha} \frac{n_c^2}{q_t (\hbar c q_t)^{1/3}} (k_B T)^{-5/3}, \quad (2)$$

где индекс (t) указывает на поперечное взаимодействие, а $\hbar^2 q_t^2 = (4\alpha/\pi) \sum_i p_{Fi}^2$ (суммирование ведётся по всем сортам заряженных частиц). Выражение (2) является универсальным, применимым для любого количества заряженных частиц в плазме. В частности, оно может быть использовано при наличии гиперонов в ядрах нейтронных звёзд. Для случая частиц только одного сорта

(2) переходит в (1). Замечательно, что выражение (2) для κ_c пропорционально квадрату ферми-импульса частицы-переносчика и не зависит от состава плазмы. Необычные температурные зависимости κ_c и η_c являются следствием динамического характера плазменного экранирования поперечного взаимодействия. *Раздел 3.3.4* посвящён оценке отклонений построенного вариационного решения от точного решения кинетического уравнения. Показано, что это отклонение не превышает 10%.

В *разделе 3.3.5* рассмотрены нейтронная теплопроводность κ_n и сдвиговая вязкость η_n , определяемые сильными взаимодействиями нейтронов с нейтронами и протонами. Приведены выражения Байко и др. [7] для κ_n ; в рамках того же подхода вычислена вязкость η_n . Вычисления основаны на современных теоретических расчётах сечений нуклон-нуклонного рассеяния, согласующихся с имеющимися экспериментальными данными. Кроме того, учтены эффекты среды, приводящие к изменению эффективной массы нуклонов. Результаты аппроксимированы формулами, зависящими только от концентраций и эффективных масс частиц. Как следствие, они применимы к широкому классу нуклонных уравнений состояния ядер нейтронных звёзд.

В *разделе 3.4* рассмотрено влияние протонной сверхтекучести на кинетические коэффициенты. В *разделе 3.4.1* описано изменение плазменного экранирования в сверхтекучем случае. Протонная сверхтекучесть не меняет продольного взаимодействия заряженной частицы, но влияет на поперечное. Характер протонного экранирования меняется с динамического (затухание Ландау) на статический. В случае сильной протонной сверхтекучести именно протонный вклад доминирует в экранировании поперечных взаимодействий. Характерный масштаб поперечного экранирования, $\Lambda_s = [\pi^2 q_{t,p}^2 \Delta / (4\hbar c)]^{1/3}$, где $\hbar^2 q_{t,p}^2 = (4\alpha/\pi) p_{Fp}^2$, определяется величиной сверхтекучей щели Δ . Поскольку $\Delta \sim k_B T_{cp}$, в сильновырожденном сверхтекучем веществе $\Lambda_s \ll q_0$. Следовательно, сохраняется доминирующая роль поперечных взаимодействий. Изменение плазменного экранирования приводит к изменению частот столкновений всех заряженных частиц. В *разделе 3.4.2* рассмотрены столкновения в подсистеме электронов и мюонов. Модификация частот столкновений за счёт протонной сверхтекучести описывается факторами подавления, для которых получены асимптотические выражения в пределе сильной сверхтекучести и аппроксимационные формулы при произвольной сверхтекучести. Сильная протонная сверхтекучесть, приводящая к статическому плазменному экранированию, восстанавливает стандартную для ферми-систем температурную зависимость частот столкновений $\nu \propto T^2$. *Раздел 3.4.3* посвящён влиянию сверхтекучести на столкновения электронов и мюонов с протонами. Такие столкновения подавляются за счёт уменьшения количества нормальных протонов при $T < T_{cp}$. Кроме того, учтено несохранение числа бозоновских квазичастиц (квазипротонов), и рассмотрено три возможных процесса взаимодействия – столкновение ($e p \rightarrow e p$), распад ($e \rightarrow e p p$) и слияние ($e p p \rightarrow e$). В результате, изменение частот столкновений лептонов с протонами описывается факторами подавления, для которых получены асимптотические и аппроксимационные выражения. С уменьшением температуры (в пределе сильной сверхтекучести) эти факторы экспоненциально подавляют указанные частоты столкновений.

В итоге протонная сверхтекучесть приводит к восстановлению стандартных температурных зависимостей кинетических коэффициентов ($\kappa_{e\mu} \propto T^{-1}$ и $\eta_{e\mu} \propto T^{-2}$). Раздел 3.4.4 посвящён влиянию протонной сверхтекучести на нейтрон-протонные столкновения. Это существенно более сложная задача, в которой мы ограничились модельным расчётом фактора подавления частоты столкновений протонной сверхтекучестью.

В разделе 3.5 проанализированы основные результаты главы 3 и их приложения. Раздел 3.5.1 посвящён теплопроводности $\kappa = \kappa_{e\mu} + \kappa_n$ в несверхтекучем ядре нейтронной звезды. На рис. 1 теплопроводность электронов и мюонов $\kappa_{e\mu}$ (жирные линии) сравнивается с теплопроводностью нейтронов κ_n (тонкие линии). Видно, что затухание Ландау понижает $\kappa_{e\mu}$ на несколько порядков, делая её меньше κ_n (тогда как ранее считалось, что $\kappa_{e\mu} \gg \kappa_n$). Ещё раз отметим, что

в несверхтекучем веществе $\kappa_{e\mu}$ не зависит от температуры. В разделе 3.5.2 рассмотрена теплопроводность в сверхтекучем ядре звезды. Изменение плазменного экранирования приводит к повышению $\kappa_{e\mu}$ (рис. 1, штриховые линии) и восстановлению стандартной температурной зависимости; теплопроводность $\kappa_{e\mu}$ сравнима с κ_n при $T_{cp} \gtrsim 3 \times 10^9$ К.

Раздел 3.5.3 посвящён влиянию затухания Ландау на остывание молодых нейтронных звёзд, с возрастом до нескольких сотен лет. Построены кривые остывания молодых нейтронных звёзд с новой и старой теплопроводностью. Важной величиной является время релаксации t_r , определяемое как момент наиболее быстрого падения светимости при остывании молодых нейтронных звёзд; это время обычно варьируется от $t_r \sim 30$ лет до $t_r \sim 300$ лет. Показано, что использование новой теплопроводности приводит к увеличению t_r . При этом кривые остывания на последующей стадии остывания ($t > t_r$) не зависят от теплопроводности в ядре звезды. Наибольшее увеличение t_r – в несколько раз – достигается при остывании нейтронной звезды с маленьким внутренним ядром, в котором разрешён мощный прямой урка-процесс нейтринного энерговыделения.

Тепловое излучение молодых звёзд ($t \sim t_r$) никогда не наблюдалось. Приведённые расчёты сопоставлены с результатами поиска нейтронной звезды в

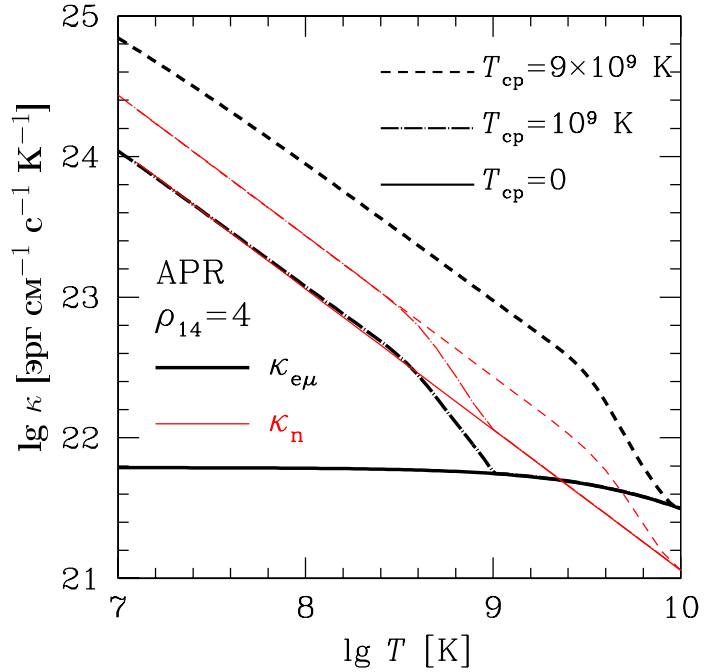


Рис. 1. Теплопроводность электронов и мюонов $\kappa_{e\mu}$ (жирные линии) и теплопроводность нейтронов κ_n (тонкие линии) в зависимости от температуры в ядре нейтронной звезды с уравнением состояния Акмаля, Пандхарипанде и Равенхолла (APR) [8] для плотности $\rho = 4 \times 10^{14}$ г/см³. Сплошные линии отвечают случаю несверхтекучего вещества; штрих-пунктирные и штриховые построены для вещества с протонной сверхтекучестью (при $T_{cp} = 10^9$ и 9×10^9 К).

остатке Сверхновой (СН) 1987А. Точечного источника в этом остатке пока не обнаружено, но установлен верхний предел на рентгеновскую светимость $L_X^\infty(0.5-2 \text{ кэВ}) < 2 \times 10^{34} \text{ эрг/с}$ при $t \approx 13-14$ лет (например, [9]). Использование новой теплопроводности усложняет сопоставление кривых остывания с наблюдениями, поскольку на первом этапе остывания, $t \lesssim t_r$, типичные значения светимости звезды в несколько раз больше наблюдаемого верхнего предела. Можно предложить два основных сценария, допускающих образование нейтронной звезды после взрыва СН 1987А. Согласно первому из них, нейтронная звезда образовалась, но пока ещё скрыта в плотной оболочке в центре остатка сверхновой. Второй вариант состоит в том, что образовавшаяся нейтронная звезда обладает коротким ($t_r \lesssim 13$ лет) временем релаксации и успела остыть к моменту наблюдений. Теория допускает такую возможность при наличии прямого урка-процесса в ядре звезды, при подавлении нейтронной теплоёмкости в коре нейтронной сверхтекучестью, а также в предположении об аномально высокой теплопроводности во внутренней коре нейтронной звезды (за счёт специфического конвективного переноса тепла, возникающего в сверхтекучем веществе).

Разделы 3.5.4 и 3.5.5 посвящены результатам расчёта сдвиговой вязкости в ядре нейтронной звезды. В разделе 3.5.4 рассмотрена сдвиговая вязкость $\eta = \eta_{e\mu} + \eta_n$ в несверхтекучем ядре. Сдвиговая вязкость электронов и мюонов $\eta_{e\mu}$ заметно понижается за счёт затухания Ландау. При $\rho \gtrsim 4 \times 10^{14} \text{ г/см}^3$ и $T \lesssim 10^8 \text{ К}$ это понижение может достигать порядка величины и более. Сдвиговая вязкость нейтронов η_n сопоставлена с широко используемыми результатами Флауерса и Ито [10], полученными для одного уравнения состояния вещества. Показано, что результаты [10] завышают η_n приблизительно в 40 раз. Учёт многочастичных эффектов в плотном веществе, связанных с понижением эффективных масс нуклонов, приводит к заметному повышению сдвиговой вязкости.

Полученные выражения для η_n и $\eta_{e\mu}$ являются универсальными и применимы для широкого класса уравнений состояния. Ранее считалось, что $\eta_n \gg \eta_{e\mu}$. Мы существенно понизили оба коэффициента. Оказалось (рис. 2), что $\eta_{e\mu}$ и η_n примерно одного порядка. При больших температурах доминирует $\eta_{e\mu}$, тогда как

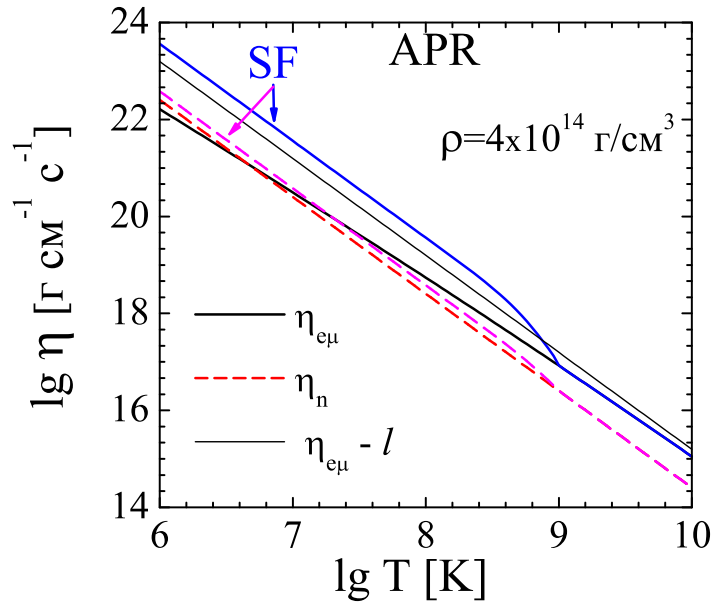


Рис. 2. Сдвиговая вязкость электронов и мюонов $\eta_{e\mu}$ и сдвиговая вязкость нейтронов η_n в зависимости от температуры в несверхтекучем и сверхтекучем (с $T_{cp} = 10^9 \text{ К}$) ядре нейтронной звезды с уравнением состояния APR для $\rho = 4 \times 10^{14} \text{ г/см}^3$. Кривые, помеченные 'SF', отвечают сверхтекучести протонов, тогда как остальные кривые построены для нормального вещества. Тонкая сплошная кривая показывает величину $\eta_{e\mu}$, вычисленную только с учётом обмена продольными плазмонами.

при малых температурах $\eta_{e\mu} \propto T^{-5/3}$ (за счёт затухания Ландау) и η_n играет основную роль. Это соотношение между сдвиговыми вязкостями, однако, сильно зависит от эффективных масс нуклонов. На рис. 2 выбрано $m_n^* = m_p^* = 0.8 m_N$, где m_N – масса свободного нуклона.

В разделе 3.5.5 описано влияние протонной сверхтекучести на сдвиговую вязкость. Сверхтекучесть существенно повышает $\eta_{e\mu}$, восстанавливая температурную зависимость $\eta_{e\mu} \propto T^{-2}$ (рис. 2). В сверхтекучем веществе $\eta_{e\mu}$ доминирует над η_n . Кроме того, в разделе 3.5.5 выполнено сравнение сдвиговой и объёмной вязкости в ядре звезды и построен профиль сдвиговой вязкости по всей нейтронной звезде.

В *разделе 3.6* кратко резюмированы основные выводы главы 3.

Глава 4 “Электропроводность ядер нейтронных звёзд” посвящена влиянию затухания Ландау на электропроводность замагниченных ядер нейтронных звёзд. Последняя необходима для изучения эволюции магнитного поля звезды. Использованный в главе 4 формализм аналогичен описанному в главе 3; вместе с тем имеется ряд отличий. В первую очередь отличия связаны с наличием магнитного поля, которое в главах 2 и 3 не учитывалось. *Раздел 4.1* содержит введение и обзор литературы. В *разделе 4.2* приведена система кинетических уравнений в магнитном поле. В отсутствие магнитного поля основными переносчиками заряда являются электроны и мюоны. При наличии магнитного поля движение лёгких электронов и мюонов поперёк поля достаточно эффективно замагничивается вращением этих частиц

вокруг магнитных силовых линий, тогда как на движение массивных протонов магнитное поле влияет слабее. Поэтому протоны могут заметно менять электропроводность поперек магнитного поля. Протонный транспорт, в основном, определяется столкновениями протонов с нейтронами. Таким образом, необходимо решать систему кинетических уравнений для всех сортов частиц плазмы в магнитном поле. Такое решение было найдено Яковлевым и Шалыбковым [11] для двух-, трёх- и четырёх-компонентного вещества. В магнитном поле \mathbf{B} проводимость $\hat{\sigma}$ и электросопротивление $\hat{\mathcal{R}} = \hat{\sigma}^{-1}$ плазмы становятся тензорными величинами, анизотропными относительно направления магнитного поля. Тензор $\hat{\mathcal{R}}$ содержит три независимые компоненты –

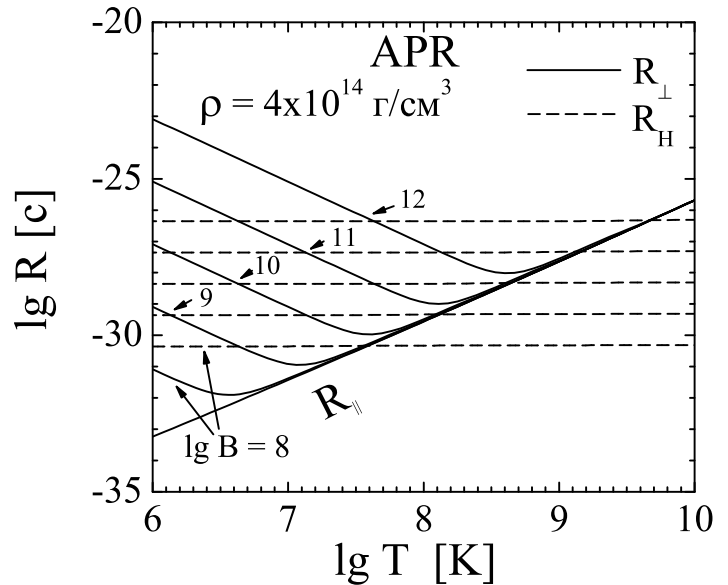


Рис. 3. Компоненты тензора электросопротивления в зависимости от температуры в веществе с уравнением состояния APR при плотности $\rho = 4 \times 10^{14} \text{ г/см}^3$ для различных значений магнитного поля (значения $\lg B$ [Гс] указаны у кривых). Сплошные линии – поперечное сопротивление, штриховые – холловское. Сплошная линия, помеченная \mathcal{R}_{\parallel} , изображает продольное сопротивление.

продольное (по отношению к \mathbf{B}) электросопротивление \mathcal{R}_{\parallel} , поперечное электросопротивление \mathcal{R}_{\perp} и холловское \mathcal{R}_H ; аналогичную структуру имеет тензор $\hat{\sigma}$. Решения работы [11] содержат величины S_{ci} (аналогичные частотам столкновений), описывающие темп потери импульса при столкновениях частиц сортов c и i . В *разделе 4.3* вычислены величины S_{ci} , определяемые столкновениями заряженных частиц, с учётом затухания Ландау. При этом влиянием магнитного поля на плазменное экранирование пренебрегалось (что для типичных условий в ядрах нейтронных звёзд допустимо при $B \lesssim 10^{13}$ Гс). Вычисления аналогичны проведённым в разделе 3.3. Температурная зависимость S_{ci} приобретает вид $S_{ci} \propto T^{5/3}$ (вместо стандартной для ферми-систем зависимости $S_{ci} \propto T^2$) вследствие динамического характера затухания Ландау. В *разделе 4.3.1* проанализирована скорость нейтрон-протонных столкновений S_{pn} (вычисления аналогичны проделанным в разделе 3.3.5). В *разделе 4.3.2* рассмотрены скорости столкновений электронов и мюонов с нейтронами.

Раздел 4.4 содержит обсуждение результатов главы 4. В *разделе 4.4.1* рассмотрена электропроводность несверхтекучего ядра нейтронной звезды. Результаты расчётов приведены на рис. 3. Эффекты затухания Ландау оказывают заметное влияние на продольное электросопротивление \mathcal{R}_{\parallel} . При низких температурах $\mathcal{R}_{\parallel} \propto T^{5/3}$. При $T \sim 10^8$ К электросопротивление \mathcal{R}_{\parallel} в два раза выше, чем получалось по старым расчётам. При такой температуре и при $B \lesssim 10^{10}$ Гс поперечное сопротивление \mathcal{R}_{\perp} практически совпадает с \mathcal{R}_{\parallel} (рис. 3) и также повышается примерно в два раза. При бóльших магнитных полях или при меньших температурах \mathcal{R}_{\perp} полностью определяется нейтрон-протонными столкновениями. Хотя при малых T эффекты затухания Ландау существенно изменяют частоты столкновений заряженных частиц, они практически не влияют на \mathcal{R}_{\perp} . В *разделе 4.4.2* описана электропроводность сверхтекучих ядер нейтронных звёзд. Качественно рассмотрен случай сильной нейтронной сверхтекучести в отсутствие протонной. В этом случае нейтроны полностью выпадают из системы кинетических уравнений. Как следствие, поперечное электросопротивление \mathcal{R}_{\perp} становится практически не зависящим от магнитного поля и равным \mathcal{R}_{\parallel} . Влияние затухания Ландау становится заметным. Кроме того, в разделе 4.4.2 изучен случай сверхтекучих протонов при нормальных нейтронах. В этом случае протоны переходят в сверхпроводящее состояние, а магнитное поле разбивается на трубки с квантованным магнитным потоком, поддерживаемым сверхпроводящим током. Проводимость же нормальной компоненты плазмы, описывающая затухание нормальных токов, модифицируется так же, как и другие кинетические коэффициенты (как описано в разделе 3.4). Электросопротивление нормальной составляющей плазмы (продольное и поперечное) заметно понижается. В пределе сильной протонной сверхтекучести оно определяется столкновениями электронов и мюонов с нейтронами.

В *разделе 4.4.3* описаны сценарии эволюции магнитного поля в ядрах нейтронных звёзд. Полученные в главе 4 результаты отличаются от известных количественно, но не качественно. Вследствие этого они не влияют на исследованные ранее основные особенности эволюции магнитного поля в ядре нейтронной звезды. Среди них следует выделить сильное увеличение \mathcal{R}_{\perp} за

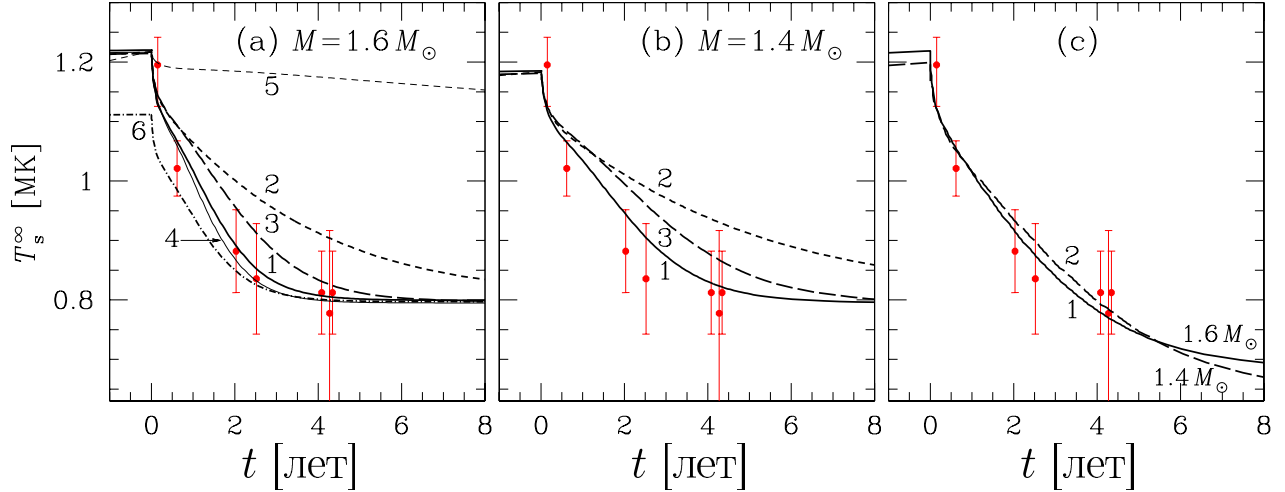


Рис. 4. Теоретические кривые остывания нейтронных звёзд массой (a) $M = 1.6M_{\odot}$ и (b) $M = 1.4M_{\odot}$, и (c) звёзд обеих масс в сравнении с наблюдениями рентгеновского транзientа KS 1731–260. Время t отсчитывается от момента окончания аккреции. Кривые описаны в таблице 1 и в тексте.

счёт протон-нейтронных столкновений (см. рис. 3), приводящее к заметному уменьшению времени затухания сильных магнитных полей в ядрах нейтронных звёзд. В этой связи особенно важно корректное вычисление величины S_{pn} . *Раздел 4.5* является кратким заключением главы 4.

В **Главе 5** дана интерпретация наблюдений рентгеновского транзientа KS 1731–260. *Раздел 5.1* является введением. Рентгеновские транзientы представляют собой двойные системы, состоящие из нейтронной звезды и мало-массивного компаньона. Время от времени возникают периоды аккреции вещества на нейтронную звезду, разделённые длинными периодами относительного спокойствия. Большую часть времени такие источники наблюдаются в спокойном состоянии, с рентгеновскими светимостями $\lesssim 10^{34}$ эрг/с. Однако в период аккреции, длительность которой обычно составляет от нескольких дней до нескольких месяцев, светимость резко возрастает, достигая значений $\sim 10^{37} - 10^{39}$ эрг/с. Особенность источника KS 1731–260 состоит в том, что он наблюдался в активном состоянии долго, не менее 12.5 лет. Считается, что во время аккреции глубоко в коре нейтронной звезды происходят ядерные реакции, прогревающие звезду (т.н. модель глубокого прогрева коры [12]). При длительной аккреции кора нейтронной звезды перегревается и выходит из состояния теплового равновесия с ядром. Наблюдаемая тепловая релаксация звезды после окончания аккреции определяется свойствами именно коры. Такая релаксация наблюдалась как изменение потока теплового излучения рассматриваемого источника KS 1731–260 [13] (точки на рис. 4). Время релаксации составило порядка одного года. Столь быстрая релаксация свидетельствует в пользу модели перегретой коры. Наблюдения и интерпретация остывания коры нейтронной звезды представляют уникальную возможность по исследованию нейтронных звёзд.

В *разделе 5.2* описана модель глубокого прогрева коры. В *разделе 5.3* описана программа расчёта остывания нейтронных звёзд, использованная для моделирования. Она разработана в секторе теоретической астрофизики ФТИ [14] и специально модифицирована для рассмотрения быстрых релаксаци-

Таблица 1. Кривые остывания на рис. 4

№ кривой	T_{s0}^∞ МК	Состав коры	Теплопроводность в коре	Сверхтекучесть в коре	E_{tot} 10^{44} эрг
1a	0.8	A	нормальная	умеренная	2.6
2a	0.8	GS	нормальная	нет	1.9
3a	0.8	GS	нормальная	умеренная	1.8
4a	0.8	A	нормальная	сильная	2.6
5a	0.8	A	низкая	умеренная	0.6
6a	0.8	A	нормальная	умеренная	1.9
1b	0.8	A	нормальная	умеренная	2.3
2b	0.8	GS	нормальная	нет	1.7
3b	0.8	GS	нормальная	умеренная	1.5
1c	0.67	GS	нормальная	нет	2.4
2c	0.63	GS	нормальная	нет	2.4

онных процессов. *Раздел 5.4* содержит результаты моделирования. Кривые остывания и наблюдательные данные приведены на рис. 4. Параметры кривых остывания сведены в таблицу 1. Использовалась нормальная теплопроводность в коре (характерная для кристаллической структуры коры) и модельная низкая теплопроводность (отвечающая аморфному веществу). Предполагались две модели нейтронной сверхтекучести в коре звезды – умеренная и сильная; часть кривых остывания построена без учёта сверхтекучести. Кроме того, варьировался состав коры – равновесный (GS) и аккрецированный (A).

Энергия E_{tot} , затраченная на нагрев коры, определяется темпом аккреции \dot{M} . Из наблюдений KS 1731–260 в активном состоянии получена оценка $E_{\text{tot}} \lesssim 2.4 \times 10^{44}$ эрг (для выбранной модели глубокого прогрева коры). Кривые остывания, приведённые на рис. 4, фактически удовлетворяют этому условию (см. таблицу 1).

На рис. 4a и 4b предположено, что тепловая релаксация коры завершена к моменту двух последних наблюдений; на рис. 4c предположено обратное.

Все кривые, согласующиеся с наблюдениями, отвечают высокой теплопроводности. Кривая 5 на рис. 4a отвечает низкой теплопроводности; она приводит к слишком долгой релаксации. Для модели звезды с массой $M = 1.6M_\odot$ достигается лучшее согласие с наблюдениями (рис. 4a), чем для $M = 1.4M_\odot$ (рис. 4b), поскольку увеличение массы влечёт уменьшение толщины коры и более быструю релаксацию. Для достижения согласия с наблюдениями желательна наличие нейтронной сверхтекучести (рис. 4a,b и табл. 1).

Наилучшее согласие с наблюдениями, в предположении о завершённости релаксации, достигается для кривой 1 на рис. 4a. Эта кривая отвечает звезде с $M = 1.6M_\odot$ с аккрецированной корой, с нормальной теплопроводностью и умеренной нейтронной сверхтекучестью. Если не предполагать, что тепловая релаксация завершена, то класс теоретических моделей, согласующихся с наблюдениями, расширяется. Это проиллюстрировано на рис. 4c, где согласие достигается для звёзд обеих масс, не предполагая нейтронной сверхтекучести

или аккрецированного состава коры. Для проверки завершенности тепловой релаксации необходимы дальнейшие наблюдения KS 1731–260.

Результаты наблюдений и теоретические расчёты не удаётся согласовать при наличии мощного (неподавленного сверхтекучестью) прямого урка-процесса нейтринного остывания в ядре звёзды. При наличии такого урка-процесса временной масштаб глобального остывания звезды был бы сравним с масштабом остывания коры. Прогрев коры стал бы невозможен (необходимы слишком большие E_{tot}), а её релаксация была бы слишком быстрой.

В *разделе 5.5* приведены выводы главы 5. Наблюдаемую релаксацию в KS 1731–260 можно объяснить в рамках модели глубокого прогрева коры, без использования нестандартных предположений о строении нейтронной звезды.

В **заклучении** сформулированы основные результаты диссертации:

1. Построена теория и выполнен расчёт электронной теплопроводности и сдвиговой вязкости в коре нейтронной звезды за счет электрон-электронных столкновений с учетом затухания Ландау. Показано, что в релятивистском электронном газе затухание Ландау заметно снижает указанные теплопроводность и вязкость и изменяет их температурную зависимость (по сравнению со стандартной зависимостью в сильно вырожденных ферми-системах).
2. Построена теория и выполнен расчёт теплопроводности и сдвиговой вязкости электронов и мюонов в нуклонных ядрах нейтронных звезд с учетом затухания Ландау и возможной сверхтекучести протонов. Затухание Ландау (при нормальных протонах) существенно снижает кинетические коэффициенты по сравнению с теми, которые использовались ранее, и меняет их температурную зависимость, а сильная протонная сверхтекучесть восстанавливает температурную зависимость, обычную для ферми-систем.
3. Рассчитано анизотропное электросопротивление замагниченных нуклонных ядер нейтронных звёзд с учетом затухания Ландау и сверхтекучести протонов для несверхтекучих или сильно сверхтекучих нейтронов. При низких температурах температурная зависимость электросопротивления вдоль магнитного поля приобретает характер, нестандартный для ферми-систем. Как и при оценках со старыми коэффициентами электросопротивления, присутствие нормальных нейтронов кардинально ускоряет диссипацию магнитного поля в ядрах нейтронных звёзд.
4. Выполнено моделирование остывания молодых изолированных нейтронных звёзд (возраста 10–300 лет). Показано, что остывание может сильно зависеть от теплопроводности ядра звезды. Прделанные расчёты использованы для объяснения результатов поиска молодой нейтронной звезды в остатке Сверхновой 1987А. Такая звезда могла образоваться при взрыве Сверхновой, но до сих пор не обнаружена. Сделан вывод, что образовавшаяся звезда вполне может быть пока ненаблюдаема либо потому, что она все еще скрыта непрозрачной внутренней частью оболочки Сверхновой, либо она не скрыта, но успела сильно остыть за счет быстрой тепловой релаксации.
5. Выполнено моделирование тепловой релаксации аккрецирующей нейтронной звезды в рентгеновском транзiente KS 1731–260 после перехода из

режима длительной аккреции в спокойное состояние. Показано, что наблюдения транзиента можно объяснить в рамках модели глубокого прогрева коры при использовании стандартных (не экзотических) моделей нейтронной звезды. При этом нейтронная звезда в KS 1731–260 не должна остывать с помощью прямого урка-процесса, теплопроводность в ее коре должна быть высокой, а сама кора тонкой.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. *Shternin P. S., Yakovlev D. G.* Electron thermal conductivity owing to collisions between degenerate electrons // *Physical Review D*. — 2006. — Vol. 74. — P. 043004.
2. *Shternin P. S., Yakovlev D. G.* Electron-muon heat conduction in neutron star cores via the exchange of transverse plasmons // *Physical Review D*. — 2007. — Vol. 75 — P. 103004.
3. Neutron star cooling after deep crustal heating in the X-ray transient KS 1731–260 / P. S. Shternin, D. G. Yakovlev, P. Haensel, A. Y. Potekhin // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2007. — Vol. 382. — Pp. L43–L47.
4. *Shternin P. S.* Shear viscosity of degenerate electron matter // *Journal of Physics A*. — 2008. — Vol. 41. — P. 205501.
5. *Штернин П. С., Яковлев Д. Г.* Молодая остывающая звезда в остатке Сверхновой 1987 А // *Письма в Астрономический журнал*. — 2008. — Т. 34 — С. 746–756.
6. *Штернин П. С.* Обмен поперечными плазмонами и электропроводность ядер нейтронных звёзд // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2008. — Т. 128 — С. 255–272.
7. *Shternin P. S., Yakovlev D. G.* Shear viscosity in neutron star cores // *Physical Review D*. — 2008. — Vol. 78. — P. 063006.
8. *Штернин П. С.* Затухание Ландау в нейтронных звёздах // Итоговый семинар по физике и астрономии по результатам конкурса грантов 2006 года для молодых учёных Санкт-Петербурга. Тезисы докладов. — Санкт-Петербург, СПбФТНОЦ РАН, 2006. — С. 34–35.
9. *Штернин П. С., Яковлев Д. Г.* Затухание Ландау и кинетика нейтронных звёзд // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра* – 2006. Программа и тезисы. — Москва, ИКИ РАН, 2006. — С. 31–32.
10. *Штернин П. С.* Остывание нейтронной звезды после длительного глубокого прогрева коры в рентгеновском транзиенте KS 1731–260 // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра* – 2007. Программа и тезисы. — Москва, ИКИ РАН, 2007. — С. 42.
11. *Shternin P. S.* Landau damping and kinetics of neutron stars // *Physics of neutron stars* – 2008. Book of abstracts. — Saint-Petersburg, SPbSTU Publishing, 2008 — P. 80.
12. Neutron star cooling after deep crustal heating in the X-ray transient KS 1731–260 / Shternin P. S., Yakovlev D. G., Haensel P., Potekhin A. Y. // *Physics of neutron stars* – 2008. Book of abstracts. — Saint-Petersburg, SPbSTU Publishing, 2008 — P. 81.

ЛИТЕРАТУРА, ЦИТИРУЕМАЯ В АВТОРЕФЕРАТЕ

- [1] *Haensel P., Potekhin A. Y., Yakovlev D. G.* Neutron stars 1. Equation of state and structure. — New-York: Springer Science+Business Media, 2007.
- [2] *Lombardo U., Schulze H.-J.* Superfluidity in neutron star matter // *Physics of Neutron Star Interiors* / Ed. by D. Blaschke, N. K. Glendenning, A. Sedrakian. — Vol. 578 of *Lecture Notes in Physics*. — Berlin: Springer Verlag, 2001. — P. 30.
- [3] *Heiselberg H., Pethick C. J.* Transport and relaxation in degenerate quark plasmas // *Physical Review D*. — 1993. — Vol. 48. — Pp. 2916–2928.
- [4] *Baym G., Pethick C. J.* Landau Fermi-Liquid Theory. Concepts and Applications. — New-York: Wiley, 1991.
- [5] Updated electron-conduction opacities: The impact on low-mass stellar models / S. Cassisi, A. Y. Potekhin, A. Pietrinferni et al. // *Astrophysical Journal*. — 2007. — Vol. 661. — Pp. 1094–1104.
- [6] *Чугунов А. И., Яковлев Д. Г.* Сдвиговая вязкость и колебания коры нейтронной звезды // *Астрономический журнал*. — 2005. — Т. 82. — С. 814–829.
- [7] *Baiko D. A., Haensel P., Yakovlev D. G.* Thermal conductivity of neutrons in neutron star cores // *Astronomy and Astrophysics*. — 2001. — Vol. 374. — Pp. 151–163.
- [8] *Akmal A., Pandharipande V. R., Ravenhall D. G.* Equation of state of nucleon matter and neutron star structure // *Physical Review C*. — 1998. — Vol. 58. — Pp. 1804–1828.
- [9] The X-ray remnant of SN 1987A / D. N. Burrows, E. Michael, U. Hwang et al. // *Astrophysical Journal Letters*. — 2000. — Vol. 543. — Pp. L149–L152.
- [10] *Flowers E., Itoh N.* Transport properties of dense matter. II // *Astrophysical Journal*. — 1979. — Vol. 230. — Pp. 847–858.
- [11] *Yakovlev D. G., Shalybkov D. A.* Electrical conductivity of neutron star cores in the presence of a magnetic field. I. General solution for a multicomponent Fermi liquid // *Astrophysics and Space Science*. — 1991. — Vol. 176. — Pp. 171–189.
- [12] *Brown E. F., Bildsten L., Rutledge R. E.* Crustal heating and quiescent emission from transiently accreting neutron stars // *Astrophysical Journal Letters*. — 1998. — Vol. 504. — Pp. L95–L98.
- [13] Cooling of the quasi-persistent neutron star X-ray transients KS 1731–260 and MXB 1659–29 / E. M. Cackett, R. Wijnands, M. Linares et al. // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2006. — Vol. 372. — Pp. 479–488.
- [14] *Gnedin O. Y., Yakovlev D. G., Potekhin A. Y.* Thermal relaxation in young neutron stars // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. — 2001. — Vol. 324. — Pp. 725–736.