

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. Иоффе РАН

На правах рукописи

Урпин Вадим Алексеевич

**МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ**

(01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия)

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2009

Работа выполнена в секторе теоретической астрофизики Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе

- Официальные оппоненты:
- доктор физико-математических наук, профессор И. Н. Топтыгин (Санкт-Петербургский Государственный политехнический университет)
  - доктор физико-математических наук, профессор Ю. Н. Гнедин (Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулково)
  - доктор физико-математических наук Ю. А. Шибанов (Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе)
- Ведущая организация:
- Учреждение Российской Академии наук Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Зеленчук, Карачаево-Черкесская республика РФ

Защита состоится "....." 2009 года в "....." часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 по защитах диссертаций на соискание ученой степени доктора физико-математических наук при Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе по адресу: 194021, С.-Петербург, Политехническая ул. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе.

Автореферат разослан ..... 2009 года.

Ученый секретарь диссертационного совета:  
канд. физ.-мат. наук

А. М. Красильщиков.

## 1 Общая характеристика диссертации

Магнитные поля, наблюдаемые у нейтронных звезд, являются самыми сильными из известных в природе. Их значения лежат в широком интервале от  $\sim 10^8$  до  $\sim 10^{14}$  Гс. В течение многих лет основным источником информации о величине магнитных полей нейтронных звезд были наблюдательные данные о замедлении вращения радиопульсаров. Если удастся измерить период вращения  $P$  и скорость увеличения этого периода со временем  $\dot{P}$ , то, предполагая, что замедление вращения происходит благодаря магнитодипольному излучению, нетрудно вычислить величину магнитного поля, которая обеспечивает наблюдаемое увеличение периода. Для радиопульсаров с наблюдаемыми значениями  $P$  и  $\dot{P}$  оценки дают  $B \sim 10^8 - 10^{14}$  Гс.

В настоящее время благодаря орбитальным телескопам стало возможным получать рентгеновские спектры нейтронных звезд с высоким разрешением. Эти спектры часто показывают наличие особенностей, которые могут быть интерпретированы как электронные и протонные циклотронные линии. По положению этих линий в спектре можно определить величину магнитного поля на поверхности звезды. Таким способом были измерены поля как у изолированных нейтронных звезд, так и у многих нейтронных звезд в двойных системах. По этим особенностям можно оценить, что величина магнитного поля на поверхности таких объектов порядка  $10^{12}$  Гс.

Природа магнитных полей нейтронных звезд не выяснена до настоящего времени. Согласно исторически первой гипотезе магнитные поля нейтронных звезд могли образоваться благодаря сжатию полей обычных звезд в ходе коллапса. Однако такая гипотеза встречает ряд трудностей. По-видимому, сразу после коллапса нейтронные звезды проходят стадию, когда они являются гидродинамически неустойчивыми. Существование такой стадии было подтверждено многочисленными расчетами коллапса и моделированием эволюции прото-нейтронных звезд (см. [1, 2]). Интенсивная конвекция окажет существенное влияние на магнитное поле, если оно сохранилось в звезде после коллапса. Если конвективные движения оказываются не способны генерировать крупномасштабное магнитное поле динамо механизмом, то поле, сжатое в ходе коллапса, попросту распадется на мелкомасштабные магнитные петли и быстро затухнет из-за турбулентной диссипации. Если же турбулентное динамо работает, то поле сколлапсировавшей звезды может служить лишь первоначальной затравкой для динамо. Поэтому, независимо от того, сжимается ли поле звезды-предшественника до пульсарной величины или нет, конвекция на ранней стадии эволюции нейтронной звезды не оставит фактически никаких следов от магнитного поля, сжатого в результате коллапса.

Согласно другой гипотезе, магнитные поля были созданы на самых ранних стадиях эволюции нейтронной звезды уже после коллапса. Одним из механизмов генерации поля могло бы быть турбулентное динамо, которое усиливает магнитное поля за счет гидродинамических движений плазмы [3]. Турбулентные движения с различными скоростями могут возбуждаться в различных областях прото-нейтронных звезд благодаря гидродинамическим

неустойчивостям. В комбинации с быстрым вращением, которое неизбежно существует в этих объектах, турбулентные движения создают благоприятные условия для работы динамо. В диссертации детально исследуется как развитие неустойчивостей, так и работа динамо в прото-нейтронных звездах.

Помимо происхождения магнитного поля, одной из важнейших проблем магнитной гидродинамики нейтронных звезд является также исследование эволюции этого поля. Когда гидродинамически неустойчивая стадия в нейтронной звезде заканчивается, магнитные поля эволюционируют, по-видимому, в основном благодаря омической диссипации и магнитной плавучести. Вскоре после остановки конвекции, звезда остывает до внутренней температуры  $\sim (1-3) \times 10^{10}$  К, при которой нейтроны и протоны уже могут образовывать ядра и кластеры в веществе с плотностью  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. При дальнейшем понижении температуры ядра могут формироваться и при более низких плотностях. Кулоновские взаимодействия ядер приведут к кристаллизации вещества, если параметр взаимодействия  $\Gamma = Z^2 e^2 / a k_B T$  достигает критического значения  $\Gamma_m \approx 170$  [4], где  $a = (3/4\pi n_i)^{1/3}$  - среднее расстояние между ионами,  $n_i$  и  $Z$  - концентрация и заряд ионов,  $T$  - температура, и  $k_B$  - постоянная Больцмана. Кора, по-видимому, начинает формироваться почти сразу после того, как заканчивается конвективная стадия (а может быть еще и до ее окончания) и, скорее всего, магнитное поле после затухания конвекции будет заморожено в кору.

Поскольку эволюция поля определяется свойствами вещества в глубоких слоях, мы можем судить об этих свойствах по поведению поля в нейтронных звездах. Таким образом, магнитное поле предоставляет еще одну возможность заглянуть внутрь нейтронных звезд и понять природу материи в экстремальных условиях [5]. Эта возможность требует детального понимания магнитогидродинамики нейтронных звезд. Нейтронные звезды могут находиться в самых разнообразных условиях (которые, вообще говоря, изменяются в ходе жизни звезды), и в зависимости от этих условий поля могут эволюционировать по-разному. Маловероятно, что нейтронные звезды рождаются с магнитными полями, разбросанными в таком огромном диапазоне значений от  $10^8$  до  $10^{14}$  Гс. По-видимому, диапазон полей при рождении значительно уже, и именно различия в условиях эволюции приводят к формированию объектов с существенно различными свойствами.

Таким образом, МГД-процессы могут играть важную роль на самых разных этапах эволюции нейтронных звезд. В диссертации рассмотрен ряд вопросов магнитной гидродинамики нейтронных звезд, которые могут быть важны при исследовании механизмов генерации магнитного поля, магнитной и тепловой эволюции.

**Актуальность работы.** Тема диссертации актуальна, поскольку магнитная гидродинамика играет важнейшую роль в физике нейтронных звезд практически на всех стадиях их эволюции. Несмотря на то, что изучению магнитогидродинамических явлений в таких звездах посвящено большое количество работ, многие важнейшие вопросы все еще исследованы недостаточно хорошо. Благодаря сложному строению нейтронных звезд и многообразию

физических условий, в которых им приходится эволюционировать, магнитогидродинамические процессы оказываются также очень сложными и часто не имеют аналогов в земных условиях. Многие процессы развиваются в экстремальных условиях (сверхсильные магнитные поля, сверхвысокие плотности вещества и температуры, быстрое вращение, сильная гравитация), что придает им дополнительную специфику, характерную только для этого класса объектов. Нужно отметить, что несмотря на то, что исследования по магнитной гидродинамике нейтронных звезд интенсивно ведутся во многих научных центрах и в них вовлечено большое число специалистов, круг проблем, требующих решения, со временем становится все шире. В значительной мере это связано с развитием наблюдательных возможностей, которые сегодня позволяют изучать все более детально самые различные явления на нейтронных звездах. Так, например, сравнительно недавние наблюдения рентгеновских вспышек на нейтронных звездах, выполненные Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) [6, 7], поставили перед теоретиками целый ряд проблем, относящихся к гидродинамике взрыва в условиях сильных магнитных полей и гравитации. Обнаружение особенностей в рентгеновских спектрах изолированных пульсаров, которые были интерпретированы как линии кислорода в сильном магнитном поле [8, 9], показало, что гидродинамика океанов на поверхности нейтронных звезд может быть сложнее, чем представлялось ранее, и что там возможны течения, перемешивающие вещество. Быстрому развитию магнитной гидродинамики нейтронных звезд способствует также прогресс вычислительной техники и развитие вычислительных методов. Это особенно относится к расчетам коллапса и тепловой эволюции нейтронных звезд, которые были бы невычислимы без развития численных методов. Например, благодаря численным методам в теории остывания нейтронных звезд, сегодня стало возможным изучать двухмерные модели, которые учитывают эволюцию магнитного поля и неоднородный нагрев звезды благодаря омической диссипации поля [10]. Все это позволяет утверждать, что проблемы, рассмотренные в диссертации, являются актуальными.

**Цели, задачи и методы исследования.** Целью диссертации является исследование МГД явлений, которые могут быть важны как в изолированных, так и во входящих в двойные системы нейтронных звездах, а также приложение рассмотренных явлений для интерпретации различных наблюдательных данных.

Наиболее важными задачами являются:

- (а) исследование гидродинамических неустойчивостей, развивающихся в самый ранний период жизни нейтронной звезды, и сравнительный анализ эффективности этих неустойчивостей для генерации турбулентности и различных кинетических процессов;
- (б) изучение возможности генерации сильных магнитных полей турбулентным динамо эффектом на самой ранней стадии эволюции и анализ свойств генерируемых полей в зависимости от параметров прото-нейтронных звезд;
- (в) исследование МГД процессов в коллимированных выбросах вещества (джетах), образу-

ющихся при рождении нейтронных звезд; изучение механизмов генерации турбулентности и магнитного поля в них с целью приложения для объяснения свойств длительных гамма-всплесков;

(г) исследование эволюции магнитного поля в одиночных нейтронных звездах при различных моделях их внутреннего строения; изучение воздействия магнитного поля на тепловую эволюцию благодаря джоулеву энерговыделению на разных этапах жизни звезды;

(д) изучение механизмов диссипации магнитного поля при аккреции и исследование эволюции магнитного поля в нейтронных звездах, входящих в различные типы двойных систем; рассмотрение возможности образования миллисекундных пульсаров из пульсаров со стандартными характеристиками в процессе эволюции в маломассивных двойных системах.

При решении этих задач использовались различные методы и теоретические разработки в области астрофизики и магнитной гидродинамики, среди которых наиболее важными являются теория магнитогидродинамической устойчивости, теория турбулентного динамо, теории строения и остывания нейтронных звезд. Численное моделирование проводилось с использованием оригинальных кодов, разработанных с соавторами.

**Научная новизна работы.** В диссертации впервые проведено систематическое исследование процессов генерации и эволюции магнитных полей нейтронных звезд. Результаты представлены в форме, удобной для теоретической интерпретации наблюдений. Среди новых научных результатов, полученных в диссертации, можно отметить следующие:

- 1) Впервые выполнено систематическое исследование магнитогидродинамической устойчивости прото-нейтронных звезд и показано, что сравнительно медленно развивающиеся диссипативные неустойчивости являются важными для генерации магнитных полей нейтронных звезд. Турбулентность, которая возникает благодаря этим неустойчивостям, оказывается наиболее подходящей для действия турбулентного динамо.
- 2) Впервые продемонстрировано, что турбулентное динамо может работать в большинстве прото-нейтронных звезд, приводя к генерации крупномасштабных полей. Турбулентное динамо способно генерировать магнитные поля различной силы вплоть до  $\sim 3 \times 10^{14}$  Гс в зависимости от начальной скорости вращения звезды. Генерируемые поля имеют сложную топологию, в которой крупномасштабное поле всегда сопровождается мелкомасштабным. Поля также имеют большую дипольную составляющую и обычно являются аксиально несимметричными.
- 3) Впервые предсказано, что должен существовать особый тип пульсаров, которые не имеют крупномасштабного (например, дипольного или квадрупольного) поля, но имеют сравнительно сильное мелкомасштабное поля. Такие пульсары образуются из наиболее медленно вращающихся прото-нейтронных звезд. Из-за медленного вращения  $\alpha$ -эффект в

них не работает, и крупномасштабное поле не генерируется. Такие звезды не могут проявлять себя как радиопульсары, но могут быть пульсирующими рентгеновскими источниками.

- 4) Впервые предложен и разработан механизм ускоренной диссипации магнитного поля в нейтронных звездах при аккреции (перетекании вещества с нормальной звезды на нейтронную в двойных звездных системах). Ядерное горение аккрецированного вещества повышает температуру коры, а повышение температуры увеличивает электросопротивление. Из-за ухудшения проводящих свойств коры магнитное поле диссипирует быстрее, причем диссипация поля идет тем быстрее, чем выше скорость аккреции. Механизм хорошо объясняет ускоренный распад магнитного поля нейтронных звезд, входящих в различные типы двойных систем.
- 5) Предложена и разработана модель, последовательно описывающая магнитную эволюцию как одиночных нейтронных звезд, так и звезд входящих в различные типы двойных систем. Эта модель хорошо описывает всю совокупность наблюдательных по магнитным полям нейтронных звезд (более сильные магнитные поля у наиболее молодых нейтронных звезд в остатках сверхновых, очень медленную эволюцию поля в течение большей части жизни пульсаров, джоулев нагрев магнетаров (звезд с поверхностным магнитным полем  $\geq 10^{14}$  Гс), происхождение миллисекундных пульсаров и т.д.). Модель предсказывает и ряд новых явлений в пульсарах, которые могут быть проверены наблюдениями.
- 6) Впервые показано, что сравнительно старые пульсары с возрастом  $> 10^6$  лет могут иметь довольно высокую поверхностную температуру  $\sim 10^4 - 10^5$  К, что существенно модифицирует стандартный сценарий тепловой эволюции нейтронных звезд. Столь высокие температуры старых нейтронных звезд обусловлены дополнительным энерговыделением из-за диссипации магнитного поля. Распад поля может поддерживать такие температуры на протяжении  $\sim 10^8$  лет, что сравнимо со временем жизни пульсаров.
- 7) Предложены и разработаны новые механизмы генерации турбулентности и магнитного поля в джетах, образующихся при коллапсе и рождении нейтронных звезд и приводящих к сферической несимметрии вспышки сверхновой. Оба этих процесса обусловлены наличием градиента скорости в джете. Турбулентность может приводить к образованию ударных волн при выходе джета на поверхность коллапсара, а магнитные поля могут быть ответственны за синхротронное излучение в длительных гамма-вспышках.

### **Основные положения, выносимые на защиту.**

1. Разработка теории генерации магнитных полей нейтронных звезд под действием турбулентного динамо-эффекта на ранней стадии их эволюции, когда эти звезды являются гидродинамически неустойчивыми.

2. Теоретическое исследование свойств магнитных полей нейтронных звезд, созданных динамо эффектом. Магнитные поля нейтронных звезд могут иметь сложную геометрию с сильной мелкомасштабной составляющей как на поверхности, так и внутри звезды. Происхождение мелкомасштабных полей связано с МГД неустойчивостями, которые могут развиваться на самом раннем этапе эволюции вскоре после коллапса.
3. Разработка механизма ускоренной диссипации магнитного поля, обусловленного разогревом коры при аккреции вещества на нейтронные звезды в двойных системах. Этот механизм может объяснять относительно слабые магнитные поля у многих нейтронных звезд, которые в ходе эволюции подвергались интенсивной и продолжительной аккреции.
4. Исследование механизмов генерации турбулентности и магнитного поля в джетах, образующихся при рождении нейтронной звезды. Такие механизмы являются универсальными и могут работать в других типах джетов.
5. Изучение механизма дополнительного нагрева нейтронных звезд, связанного с омической диссипацией магнитного поля. Такой механизм может объяснить нагрев звезд с очень сильным магнитным полем  $B \geq 10^{14}$  Гс (магнетаров) до наблюдаемых поверхностных температур за счет джоулева тепла.
6. Разработка теории эволюции магнитного поля в одиночных и входящих в двойные системы нейтронных звездах.

### **Научная и практическая значимость.**

Результаты исследования МГД процессов в нейтронных звездах, представленные в диссертации, могут применяться при анализе и интерпретации наблюдательных данных, относящихся к этим объектам. Так, например, эти результаты уже были использованы при интерпретации наблюдательных данных о магнитных полях радиопульсаров, о пульсарах с очень малой скоростью замедления вращения, тепловой эволюции нейтронных звезд, миллисекундных пульсарах, а также при объяснении малого числа наблюдаемых старых нейтронных звезд, дрейфа субимпульсов в радиопульсарах, и т.д. Особый интерес исследование МГД-процессов представляет также при численном моделировании различных явлений в нейтронных звездах. Численное моделирование в МГД обычно связано с большими затратами компьютерного времени, и качественное рассмотрение многих явлений, данное в диссертации, поможет существенно прояснить ситуацию, сузить круг параметров для численного счета и, в конечном итоге, сократить временные затраты. Результаты диссертации использовались при численном моделировании различных астрофизических явлений в секторе теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе, в Институте астрофизики и Институте внеземной физики (Мюнхен, Германия), в Астрофизическом институте г. Потсдама (Германия), в Астрофизической обсерватории Катании (Италия), в Университетах Аликанте и Валенсии (Испания), в Университетской обсерватории Киото (Япония), в Рамановском



исследовательском институте (Бангалор, Индия) и в других исследовательских центрах.

Ряд рассмотренных в диссертации явлений представляет интерес не только для физики нейтронных звезд, но и для других разделов астрофизики и физики. Так, исследование диссипативных неустойчивостей применимо с минимальной модификацией и к радиативным зонам обычных звезд. Результаты анализа устойчивости магнитных конфигураций применимы в физике плазмы. Раработанный механизм турбулентного динамо-эффекта, связанного со сдвиговыми натяжениями, имеет важное значение в магнитной гидродинамике.

### **Апробация работы и публикации.**

Результаты работы неоднократно представлялись на отечественных и международных конференциях, а также обсуждались на семинарах в различных астрофизических учреждениях: Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе, Лос-Аламосской национальной лаборатории (Лос-Аламос, США), Университете Вирджинии (Чарлотсвилль, США), Луизианском университете (Батон-Руж, США), Университете Ньюкасла (Ньюкасл, Великобритания), Университете Лидса (Лидс, Великобритания), Университете Глазго (Глазго, Великобритания), Институте Астрофизики им. Макса Планка (Гархинг, Германия), Институте внеземной физики им. Макса Планка (Гархинг, Германия), Институте Астрофизики г. Потсдама (Потсдам, Германия), *NORDITA* (Копенгаген, Дания), Университете Валенсии (Валенсия, Испания), Университете Аликанте (Аликанте, Испания), Астрофизической обсерватории (Катания, Италия), Национальном институте ядерной физики (Катания, Италия), Риккио университете (Токио, Япония), Тата институте фундаментальных исследований (Бомбей, Индия), Рамановском институте (Бангалор, Индия), Центре Астрономии и Астрофизики (Пуна, Индия).

Основное содержание диссертации опубликовано в 47 статьях, 36 из которых опубликовано в ведущих рецензируемых научных журналах. Список статей приведен в конце автореферата.

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из семи глав, заключения и списка цитируемой литературы. Первая глава имеет вводный характер. Она содержит краткий литературный обзор и основные сведения о диссертации. Результаты работы изложены в главах 2-7. Полный объем диссертации составляет 313 страницы, включая 72 рисунка. Список литературы насчитывает 429 наименования. Ряд результатов, обсуждаемых в диссертации, получен в соавторстве. Все соавторы ознакомлены с содержанием настоящей работы; в диссертацию включены только те результаты совместных работ, в получение которых автор внес существенный вклад.

## 2 Содержание диссертации

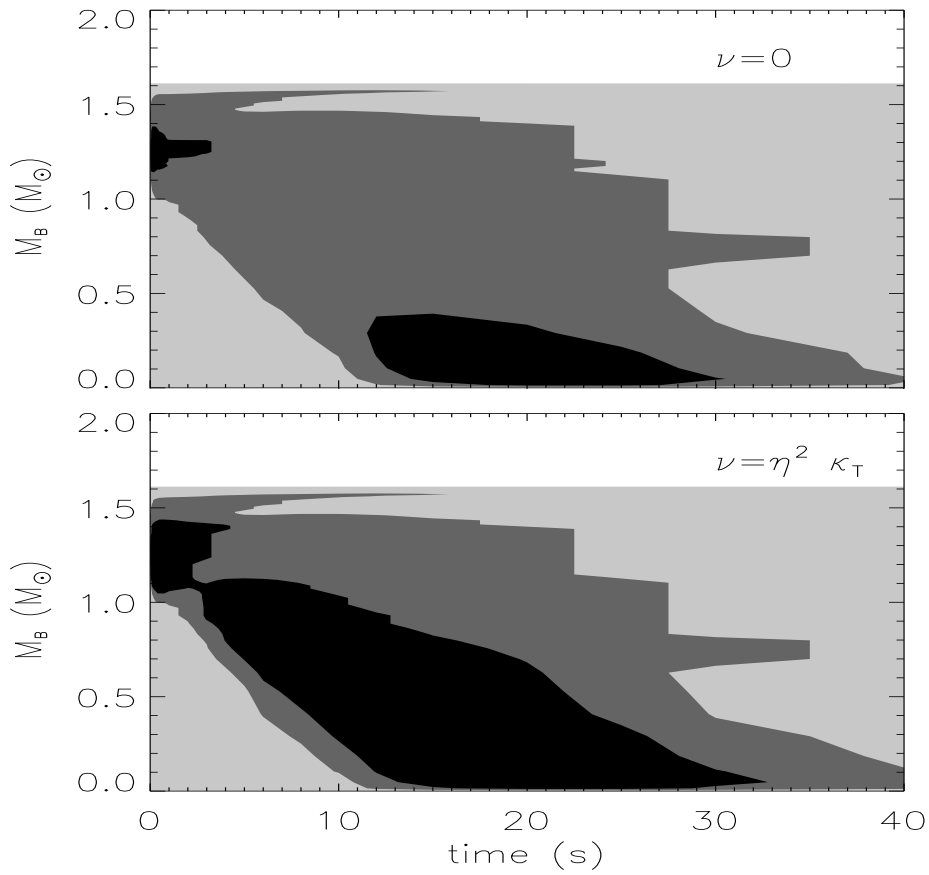
В **главе 1** обоснована актуальность темы диссертации и приведен краткий обзор основных наблюдательных и теоретических результатов, относящихся к теме диссертации. Также сформулированы основные задачи, которые рассматриваются в диссертации, и обсуждается их важность для понимания физики нейтронных звезд.

**Глава 2** посвящена исследованию магнитогидродинамических неустойчивостей, которые могут развиваться в нейтронных звездах на ранних стадиях их эволюции. Сразу после коллапса нейтронная звезда представляет собой очень горячий (с температурой  $10^{10} - 10^{11}$  К) и быстро вращающийся объект, в котором существуют большие градиенты температуры и химического состава [1], [2]. Это создает благоприятные условия для развития различных МГД неустойчивостей. Неустойчивости приводят к турбулизации различных слоев звезды и делают более эффективными кинетические явления. Причем турбулентные движения могут не только усиливать транспортные процессы, известные из микрофизики (такие как перенос тепла и углового момента, диффузия и т.д.), но и приводить к качественно новым кинетическим явлениям (например, к динамо эффекту). Различные неустойчивости из-за разного характера возбуждаемых ими движений могут по-разному влиять на транспортные процессы, чем и обусловлена важность их исследования в нейтронных звездах.

Прежде всего, в диссертации были пересмотрены критерии уже известных неустойчивостей - конвекции и нейтронных пальцев (аналог неустойчивости солевых пальцев в земных океанах). Ранее, при изучении нейтронных звезд использовались критерии, полученные еще Шварцшильдом и Леду (см., например, [11], [12]). Однако, в нейтронных звездах перенос тепла и лептонного заряда осуществляется нейтрино и является гораздо более быстрым и описывается иными уравнениями, чем радиативный перенос в обычных звездах. В диссертации (раздел 2.1) выведены критерии конвекции и неустойчивости нейтронных пальцев с последовательным учетом диссипативных эффектов. Различия между выведенными критериями и критериями, использовавшимися ранее, оказалось значительным. Это различие иллюстрируется на рис.1, где в качестве примера сравнивается расположение зон неустойчивости в звезде при реальном и нулевом значении коэффициента вязкости.

Отметим, что конвекция и нейтронные пальцы сильно различаются по своим свойствам: конвекция развивается очень быстро, а нейтронные пальцы растут на значительно больших временах. Соответственно, и скорости движений, к которым приводят эти неустойчивости, сильно отличаются. На рис.2 приведены характерные времена роста этих неустойчивостей, рассчитанные в диссертации.

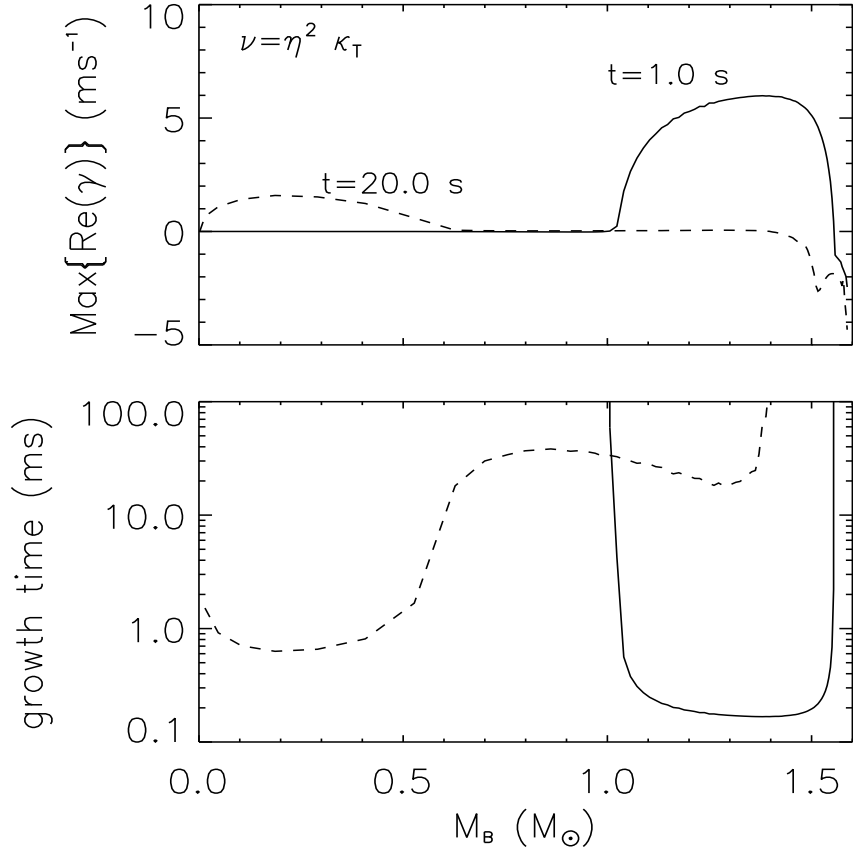
Прото-нейтронные звезды могут вращаться столь быстро, что вращение даже оказывает влияние на характер конвекции. Этот эффект детально рассмотрен в параграфе 2.2. Эффект оказывается наиболее сильно выражен в тех случаях, когда скорость вращения близка к частоте Брента-Вайселя. Конвекция при столь быстром вращении оказывается



**Рис. 1:** Зависимость от времени областей различных типов неустойчивости в прото-нейтронной звезде. По вертикальной оси показана вложенная масса. Наиболее темные области соответствуют конвекции, а наиболее светлые являются устойчивыми. Области промежуточного тона соответствуют неустойчивости нейтронных пальцев.

сильно анизотропной: движения, перпендикулярные оси вращения, будут сильно подавлены. В результате конвективный перенос будет более эффективным вдоль оси вращения, чем поперек. Такая анизотропия в переносе может способствовать сферической несимметрии взрыва сверхновой, что имеет важное значение для понимания механизма этого взрыва.

В параграфе 2.3 рассмотрен новый тип неустойчивости, ранее не исследованный в нейтронных звездах. Эта неустойчивость является диссипативной и связана с дифференциальным вращением и переносом тепла и лептонного заряда. Она является аналогом хорошо известной в звездной гидродинамике неустойчивости Голдрайха-Шуберта-Фрике [13] в случае нейтринного переноса. В обычных звездах радиативный перенос происходит медленно и поэтому неустойчивость Голдрайха-Шуберта-Фрике развивается также медленно. Условие неустойчивости в этом случае выглядит как  $\partial\Omega/\partial z \neq 0$ , где  $\Omega$  - угловая скорость вращения, а  $z$  - координата вдоль оси вращения. Совершенно иначе обстоит дело с этой неустойчивостью в нейтронных звездах, где нейтринный перенос является очень быстрым и, соответственно, неустойчивость развивается также очень быстро. В диссертации получен критерий этой неустойчивости, вычислены характерные времена роста и оценены коэффициенты переноса, к которым может приводить эта неустойчивость. Важной особенностью этой неустойчивости является то, что она в самом начале жизни звезды может развиваться в тех слоях, где не развиваются другие неустойчивости.



**Рис. 2:** Скорость роста (верхняя панель) и время роста неустойчивостей (нижняя панель) в прото-нейтронной звезде для двух моментов времени. По горизонтальной оси отложена радиальная координата в единицах вложенной массы.

Параграфы 2.4 и 2.5 посвящены исследованию устойчивости прото-нейтронных звезд при наличии магнитного поля. Магнитное поле может оказывать двойное влияние на неустойчивости: оно подавляет те неустойчивости, которые развивались в его отсутствие и, в то же время, приводит к возникновению новых неустойчивостей, связанных с его наличием. Влияние магнитного поля на конвекцию и неустойчивость нейтронных пальцев рассмотрена в § 2.4. В диссертации показано, что магнитные поля с  $B < 10^{14}$  Гс практически не влияют на развитие неустойчивостей. Однако, более сильные поля могут существенно сужать и конвективную зону, и область где развиваются нейтронные пальцы. Для полного подавления этих неустойчивостей необходимы поля порядка  $5 \times 10^{16}$  Гс.

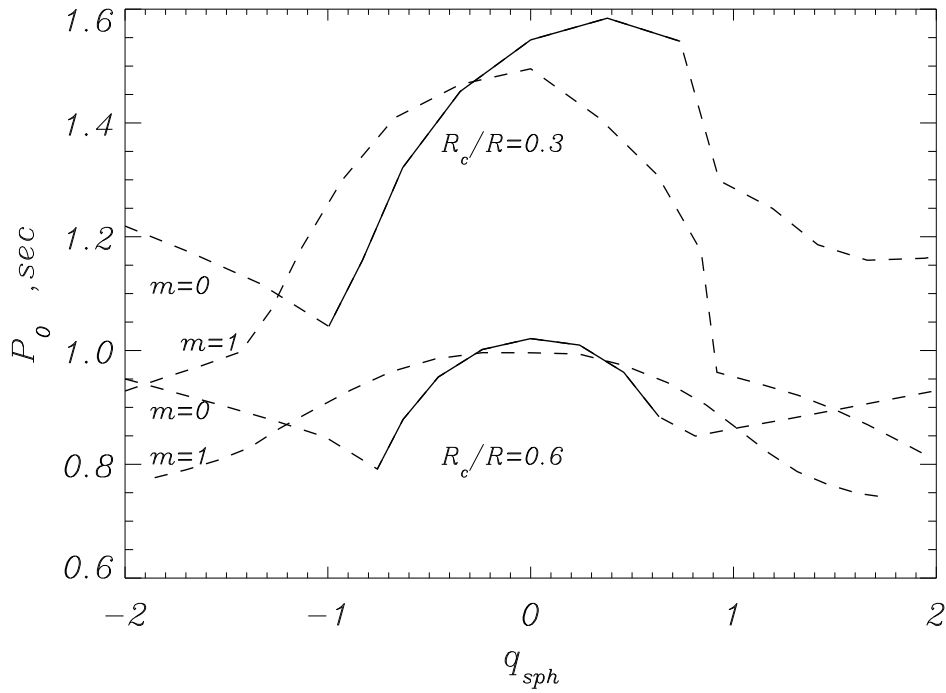
В § 2.5 подробно анализируется роль магнитовращательной неустойчивости в прото-нейтронных звездах. Эта неустойчивость часто предлагается как один из возможных механизмов переноса энергии, который может способствовать вспышке сверхновой. В диссертации получены критерии этой неустойчивости в условиях прото-нейтронных звезд и показано, что ее возможное влияние на динамику этих объектов чаще всего сильно преувеличено. Эта неустойчивость обычно развивается медленнее, чем нейтринный аналог неустойчивости Голдрайха-Шуберта-Фрике, рассмотренный в § 2.3.

В главе 3 исследуется генерация магнитных полей нейтронных звезд под действием одного из турбулентных кинетических процессов - турбулентного динамо-эффекта - и показано, что

динамо может быть одним из наиболее вероятных механизмов происхождения магнетизма нейтронных звезд. Обычно неустойчивости в прото-нейтронных звездах являются столь сильными, что вещество будет турбулизированным. Поскольку эти звезды, по-видимому, быстро вращаются, то одновременное наличие турбулентности и вращения создает благоприятные условия для действия турбулентного динамо. В результате работы динамо генерируются как крупномасштабные магнитные поля (масштаб которых соизмерим с размером звезды), так и мелкомасштабные поля. Поскольку движения имеют большую скорость, генерируемое магнитное поле может достигать величины, сравнимой с пульсарными полями.

В § 3.1 исследуется крупномасштабное динамо и показано, что оно может эффективно работать на ранних стадиях эволюции прото-нейтронных звезд. Основной вклад в работу динамо дают две наиболее важных и существенно различных по своим характеристикам неустойчивости: конвекция и нейтронные пальцы. Внешняя область звезды неустойчива по отношению к возбуждению нейтронных пальцев, а внутренняя область является конвективно неустойчивой. Турбулентные движения наиболее интенсивны во внутренней области, где время оборота конвективной ячейки обычно мало по сравнению с периодом вращения. Поэтому в этой области вращение слабо влияет на турбулентность и, следовательно,  $\alpha$ -параметр турбулентной динамо теории будет мал. Наоборот, во внешней области характерное время оборота турбулентной ячейки значительно больше и может быть сравнимо (или даже превосходить период вращения). Поэтому турбулентность здесь существенно модифицирована вращением и, как следствие,  $\alpha$ -параметр достаточно велик для того, чтобы динамо работало. Расчеты показывают, что скорость вращения большинства звезд достаточна для работы динамо в области, где развиваются нейтронные пальцы. Критическое значение периода, при котором динамо перестает работать, равно примерно  $P_0 \sim 1$  с для широкого интервала параметров. В качестве примера на рис.3 показана зависимость критического периода от параметра  $q_{sph} = (\Omega_s - \Omega_c)/\Omega_s$ , характеризующего дифференциальное вращение;  $\Omega_s$  и  $\Omega_c$  - значения угловой скорости на поверхности и в центре звезды. Критический период оказывается значительно больше, чем характерный период вращения молодых пульсаров, полученный из наблюдений. Поэтому крупномасштабное турбулентное динамо должно работать в большинстве прото-нейтронных звезд.

Генерация крупномасштабных магнитных полей турбулентным динамо всегда сопровождается также генерацией мелкомасштабных полей, которые часто могут быть даже сильнее, чем крупномасштабное поле (см. § 3.2). Мелкомасштабное динамо может создавать магнитные поля с масштабом, соизмеримым с основным масштабом турбулентности, и в конвективной зоне, и в области, неустойчивой к нейтронным пальцам. Благодаря высокой проводимости, спектр генерируемых магнитных структур простирается от основного масштаба турбулентности,  $L \sim 1 - 3$  км (сравнимого со шкалой давления) до очень коротких длин волн, определяемых омической диссипацией. После того, как неустойчивости в звезде перестают развиваться, магнитные структуры с очень малыми масштабами быстро



**Рис. 3:** Критический период как функция параметра  $q_{sph} = (\Omega_s - \Omega_c)/\Omega_s$ , характеризующего степень дифференциального вращения. Две пары кривых соответствуют разным значениям радиуса конвективного ядра  $R_c$ ;  $R$  - радиус звезды. Сплошные участки кривых показывают области, где динамо функционирует в стационарном режиме, на штриховых участках динамо работает в осциллирующем режиме;  $m$  - азимутальное волновое число.

затухают со временем ( $\propto \ell^2$ ) из-за электросопротивления, тогда как поля с относительно большими масштабами могут выживать в течение долгого времени. По мере остывания нейтронной звезды проводимость вещества увеличивается и магнитные структуры распадаются все медленнее. Наши расчеты показывают, что магнитные структуры с масштабом  $L \sim 1 - 3$  км могут выживать в течение 10-100 миллионов лет, что сравнимо с активным временем жизни радиопульсаров. Величина поля, генерируемого мелкомасштабным динамо, может быть оценена из равенства магнитной и кинетической энергии турбулентности. Для магнитных структур с  $L \sim 1 - 3$  км, поле может достигать  $\sim 5 \times 10^{12} - 2 \times 10^{13}$  Гс даже для радиопульсаров с возрастом  $\sim 10 - 100$  миллионов лет. Мелкомасштабные магнитные структуры с  $L \sim 1 - 3$  км и  $B \sim 5 \times 10^{12} - 2 \times 10^{13}$  Гс могут иметь важное значение для понимания многих явлений в радиопульсарах (формировании вакуумного зазора, дрейф подимпульсов, излучение радиопульсаров с пульсарного кладбища и т.д.).

В § 3.3 рассмотрена структура магнитных полей создаваемых динамо-эффектом в прото-нейтронных звездах. Динамо может генерировать как полоидальные магнитные поля  $B_p$ , которые не обращаются в нуль на поверхности и в дальнейшей жизни звезды ответственны за пульсарную активность, так и азимутальные поля  $B_t$ , которые являются внутренними и обращаются в нуль на поверхности звезды. Практически во всех случаях генерируемое динамо механизмом азимутальное поле оказывается либо сильнее ролоидального, либо сравнимо с ним. Отношение этих двух компонент поля сильно зависит от величины

дифференциального вращения. Так, в случае твердотельного вращения азимутальное поле примерно соизмеримо с полоидальным. Если же звезда вращается дифференциально, то азимутальное поле может значительно превосходить полоидальное, причем чем сильнее дифференциальное вращение, тем больше отношение этих компонент. Например, если экватор на поверхности звезды вращается в 2 раза медленнее, чем ее центр, то азимутальное поле примерно на порядок превосходит полоидальное. Если же угловые скорости в центре и на поверхности различаются в 3 раза, то отношение этих компонент поля становится еще больше и достигает  $\sim 60 - 80$ .

Длительность неустойчивой стадии в прото-нейтронных звездах достаточно велика для того, чтобы динамо достигло насыщения. В зависимости от угловой скорости вращения, как результат работы динамо, возможно формирование трех различных типов магнитных конфигураций в нейтронных звездах.

**СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ.** Если период вращения при рождении звезды  $P \sim 1 - 10$  мс, то динамо приводит к образованию звезды с очень сильным крупномасштабным магнитным полем. На поверхности величина дипольного поля превосходит мелкомасштабную компоненту, которая  $\sim (1 - 3) \times 10^{13}$  Гс. Максимальное поля, генерируемое динамо, может составлять примерно  $\sim 3 \times 10^{14}$  Гс. Это несколько больше, чем максимальное поля, наблюдаемое в радиопульсарах,  $\sim 9.4 \times 10^{13}$  Гс [14]. Вероятно, поля всех известных на сегодняшний день радиопульсаров с сильными магнитными полями, таких как PSR J1847-0130 ( $9.4 \times 10^{13}$  Гс), PSR J1718-3718 ( $7.4 \times 10^{13}$  Гс), PSR J1814-1744 ( $5.5 \times 10^{13}$  Гс), PSR J1119-6127 ( $4.4 \times 10^{13}$  Гс) и PSR B0154+61 ( $2.1 \times 10^{13}$  Гс), были созданы именно в этом режиме генерации и эти пульсары имели  $P \sim$  нескольких мс при рождении. Заметим, что некоторые звезды, которые были сильно замагничены в результате работы динамо, могут в настоящее время иметь дипольное поле уже  $< 3 \times 10^{13}$  Гс, так как часть электрических токов, поддерживающих магнитную конфигурацию, затухает благодаря омической диссипации на ранней стадии эволюции ( $t < 10^4 - 10^5$  лет) [15]. Так как мелкомасштабное магнитное поле слабее крупномасштабного у этого класса нейтронных звезд, можно ожидать, что радиопульсации у образующихся из них радиопульсаров имеют более регулярную структуру, чем у стандартных пульсаров.

**НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ СО СТАНДАРТНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ.** Если период вращения меньше критического периода, но больше примерно 10 мс, то генерируемое дипольное поле оказывается слабее, чем мелкомасштабное поле ( $\sim (1 - 3) \times 10^{13}$  Гс). Магнитные поля этого класса нейтронных звезд должны быть нерегулярными с магнитными структурами на поверхности, напоминающими солнечные пятна. В особенности это относится к медленно вращающимся звездам с периодом, близким к критическому, в которых могут генерироваться только слабые дипольные поля. Магнитные структуры с масштабом  $\geq 1$  км могут выживать в течение всего активного времени жизни радиопульсаров. Поэтому можно ожидать, что радиопульсации у этого класса нейтронных звезд имеют сложную

структуру. Так, например, мелкомасштабные магнитные поля могут быть ответственны за дрейф подимпульсов, наблюдаемый у многих радиопульсаров. Отметим также, что особенности в рентгеновских спектрах таких пульсаров могут соответствовать магнитным полям, которые отличаются от полей, измеренных по замедлению вращения. Это происходит потому, что спектральные особенности дают информацию о силе мелкомасштабного поля у поверхности нейтронной звезды, а не о глобальном поле, которое ассоциируется с замедлением вращения из-за магнито-дипольного излучения.

**НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ, НЕ ИМЕЮЩИЕ ДИПОЛЬНОГО ПОЛЯ.** Если период вращения при рождении звезды больше, чем критический ( $\sim 0.5 - 1$  с), то крупномасштабное динамо не работает. Однако, мелкомасштабное динамо по-прежнему может генерировать турбулентные магнитные поля. Поэтому можно ожидать, что такие нейтронные звезды имеют только мелкомасштабные поля порядка  $\sim (1 - 3) \times 10^{13}$  Гс и не имеют дипольного поля. По-видимому, такое медленное вращение довольно трудно достичь при коллапсе, и число таких экзотических звезд должно быть невелико. Свойства пульсаров, формирующихся из таких медленно вращающихся прото-нейтронных звезд могут оказаться весьма неожиданными. Так как дипольное поле у них отсутствует, то скорость замедления вращения должна быть очень малой. Поэтому периоды вращения таких объектов практически не должны меняться в течение их жизни. Такие объекты не могут проявлять себя как яркие радиопульсары, поскольку не имеют крупномасштабного поля. Скорее всего, они почти не должны излучать в радиодиапазоне. Тем не менее, их можно наблюдать благодаря периодичности в рентгеновском диапазоне, связанной с наличием мелкомасштабных магнитных структур на поверхности. Пульсации в рентгене, скорее всего, должны быть невелики, поскольку неоднородности поверхностной температуры, вызванные неоднородностями магнитного поля  $\sim (1 - 3) \times 10^{13}$  Гс, довольно малы. Вероятно, наиболее примечательным свойством таких нейтронных звезд должно быть значительное различие между величиной магнитного поля, оцененной по скорости замедления вращения, и полем, полученным из спектральных наблюдений. Особенности в рентгеновских спектрах могут показывать наличие у звезды довольно сильных магнитных полей  $\sim (1 - 3) \times 10^{13}$  Гс, связанных с магнитными пятнами на поверхности. Поля, оцененное по замедлению вращения, должны быть намного слабее.

Большой интерес для физики нейтронных звезд представляют также МГД процессы, которые происходят за пределами сколлапсировавшего ядра. В настоящее время существует ряд указаний на то, что коллапс является сферически несимметричным и сопровождается направленными выбросами вещества (джетами). Эти выбросы могут иметь очень высокую скорость и быть сильно сколлапсированными. Они могут приводить ко многим важным явлениям при коллапсе. Так, согласно некоторым моделям, эти джеты могут быть ответственны за длительные гамма-вспышки. **Глава 4** посвящена изучению МГД явлений в джетах, образующихся при коллапсе массивных звезд. В этой главе показано, что в таких джетах должны очень быстро развиваться турбулентные движения, которые при выходе джета из



коллапсирующей звезды могут трансформироваться в ударные волны. Кроме того, показано также, что турбулентные движения приводят к генерации магнитного поля. Оба эти фактора (образование турбулентности и генерация магнитного поля) могут иметь важное значение для понимания свойств гамма-вспышек.

В § 4.1 мы проанализировали численно и аналитически гидродинамическую неустойчивость, которая развивается в джетах. Причиной такой неустойчивости является наличие поперечного градиента скорости и сжимаемости газа, которая велика в джетах с релятивистской скоростью звука. Возникновение неустойчивости возможно практически при любом поперечном профиле скорости, однако, скорость роста возмущений выше у джетов с большим поперечным градиентом скорости. Заметим, что неустойчивыми могут быть только такие возмущения, которые зависят от координаты вдоль оси джета и которые, следовательно, приводят к формированию продольной структуры джета. В основной части объема джета неустойчивость растет очень быстро. Если характерное значение Лорентц-фактора  $\sim 10$  (как это получается в численных расчетах), то время роста неустойчивости на расстоянии  $r$  от центра будет порядка  $0.01r/c$ , где  $c$  - скорость света (см. уравнение (4.1.39) диссертации). Это время намного короче, чем время жизни джета. Поэтому можно ожидать, что уже вскоре после формирования джета неустойчивость приведет к генерации развитых турбулентных движений с наличием заметных флуктуаций Лорентц-фактора, плотности, давления и т.д. Этот вывод находится в хорошем качественном и количественном согласии с результатами численного моделирования (см. рис. 26 и 27 диссертации).

Проведенное исследование позволяет утверждать, что появляющиеся при численном моделировании джетов флуктуации параметров имеют физическую природу, а не являются некоторой численной неустойчивостью, связанной, например, с недостаточной точностью вычислений. Эти флуктуации отражают наличие реальной физической неустойчивости, обусловленной поперечным градиентом скорости в потоке. Возможно, что флуктуации скорости, возникающие из-за этой неустойчивости, при своей нелинейной эволюции будут генерировать ударные волны. В частности, такое может происходить, когда возмущения, движущиеся с большей скоростью, догоняют возмущения с меньшей скоростью или при столкновении возмущений, движущихся со скоростями, направленными в разные стороны. В этом случае, ударные волны должны быть более или менее случайно распределены и ориентированы в джете, образуя некоторую мелкомасштабную структуру. Часто предполагается, что внутренние ударные волны в ультрарелятивистских джетах могут быть ответственны за гамма-вспышки большой длительности, в то время как взаимодействие джета с окружающей коллапсар средой приводит к формированию внешней ударной волны, которая может объяснять наблюдаемое послесвечение [16]-[17]. Ударные волны могут конвертировать часть кинетической энергии флуктуаций в гамма- или рентгеновское излучение, которое обычно связывается с частицами, ускоренными ударными волнами. Типичная эффективность такой конверсии невелика и составляет всего  $\sim 1 - 2 \%$ , но она может быть

значительно больше ( $\sim 20 - 40 \%$ ), если взаимодействуют флуктуации с существенно различающимися Лорентц-факторами [18]. Рассмотренная в данном разделе неустойчивость джетов может также объяснять природу быстрой переменности многих продолжительных гамма-вспышек: при длительности от примерно десятка до сотен секунд они демонстрируют вариации излучения иногда с временным масштабом вплоть до миллисекунд. По-видимому, наиболее быстрая временная переменность, обусловленная рассмотренной нами неустойчивостью, должна иметь временной масштаб порядка времени роста неустойчивости. На поверхности коллапсирующего ядра, например, это время очень мало и составляет всего  $\sim 10^{-3}$  с, что соизмеримо с характерным временем вариаций гамма-излучения, наблюдаемым в гамма-вспышках.

Рассмотренная нами модель происхождения флуктуаций может быть важна для генерации магнитных полей в джетах. Эта проблема рассматривается в § 4.2, где мы рассмотрели работу турбулентного динамо в джетах. Основной результат нашего исследования заключается в том, что даже простейшие турбулентные движения, у которых не нарушена зеркальная симметрия, оказываются способными генерировать крупномасштабные магнитные поля при наличии неоднородной скорости. Напомним, что альфа-динамо, которое является наиболее разработанным механизмом генерации магнитного поля, требует для своей работы зеркально несимметричной турбулентности (что может достигаться, например, во вращающейся среде). В разработанном нами механизме усиление крупномасштабного поля происходит благодаря нелокальным слагаемым, которые появляются в усредненной электродвижущей силе и обусловлены сдвиговыми натяжениями, существующими в потоке. Рассмотренный механизм качественно отличается от стандартного альфа-динамо, которое помимо отсутствия зеркальной симметрии требует для своей работы также стратификации. Благодаря своей простоте, предложенный механизм хорошо подходит для генерации магнитного поля в самых различных типах джетов, так как и сильные градиенты скорости, и развитая турбулентность должны создаваться там почти неизбежно.

Генерация крупномасштабных магнитных полей может происходить при любом профиле скорости, что является привлекательной чертой разработанного механизма. Единственное необходимое условие для работы рассмотренного нами динамо - это наличие достаточно большого поперечного градиента скорости (см. уравнение (4.2.54) диссертации). Такое условие может быть выполнено в джетах различной природы или, по крайней мере, в части их объема. Рассмотренный в данном параграфе механизм способен генерировать магнитное поле в джетах за очень короткое время, которое при большом градиенте скорости может быть даже сравнимо со временем оборота турбулентной ячейки  $\tau$ . Обычно это время намного короче, чем время жизни джета. В частности, в джетах, формирующихся в коллапсах, время генерации поля будет значительно меньше, чем время, за которое джет достигает поверхности коллапсирующей звезды. Поэтому, скорее всего, динамо успеет достичь насыщения и будет работать в нелинейном режиме.

Поля, генерируемые турбулентным динамо-эффектом, могут иметь сложную геометрию и оказаться неустойчивыми после окончания процесса генерации. Такие конфигурации распадаются на динамической временной шкале, если магнитное поле удовлетворяет некоторым критериям (см., например, [19]-[20]). В **главе 5** исследуется устойчивость магнитных конфигураций нейтронных звезд.

В § 5.1 устойчивость магнитных полей относительно аксиальных возмущений исследовалась на примере цилиндрических конфигураций, содержащих тороидальное и полоидальное поля. Динамо модели предсказывают, что тороидальное поле должно быть сильнее, чем полоидальное. Такие конфигурации должны быть неустойчивы, если только тороидальное поле не убывает достаточно быстро с увеличением цилиндрического радиуса. Отметим, однако, что хотя полоидальное поле слабее тороидального во многих динамо моделях, его влиянием на устойчивость конфигурации обычно пренебречь нельзя. Полученные нами условия неустойчивости значительно отличаются от того, что предсказывается необходимым условием, полученным Тейлером [19]. Например, согласно этому условию, неустойчивость может развиваться, если профиль тороидального поля удовлетворяет условию  $\alpha_B > -1$ , где  $\alpha_B = \partial \ln B_\varphi / \partial \ln s$ ,  $s$  - цилиндрический радиус. В действительности, неустойчивость возникает, если тороидальное поле убывает с  $s$  гораздо медленнее (или же возрастает), причем критическое значение  $\alpha_B$  растет с ростом отношения  $B_z/B_\varphi$ ,  $B_z$  - поле вдоль оси  $z$ , и может достигать значений  $\sim 1$  и больше.

В зависимости от профиля тороидального поля и силы аксиального поля, неустойчивость развивается в двух различных режимах. В случае слабого аксиального поля,  $B_\varphi \gg B_z$ , значение  $\alpha_B$ , разделяющие два режима равно  $\approx 1$ . Если  $\alpha_B > 1$ , то неустойчивость развивается на временной шкале, равной альфвеновскому времени для тороидального поля, и оказывается очень быстрой. В этом случае время роста неустойчивости равно

$$\tau_M \sim 3\rho_{14}^{1/2} s_6 B_{\varphi 13}^{-1} \text{ s}, \quad (1)$$

где  $\rho_{14} = \rho/10^{14} \text{ г/см}^3$ ,  $s_6 = s/10^6 \text{ см}$  и  $B_{\varphi 13} = B_\varphi/10^{13} \text{ Гс}$ . Если  $\alpha_B < 1$ , то время роста дается тем же самым выражением (1), в котором  $B_{\varphi 13}$  должно быть заменено на  $B_{z13} = B_z/10^{13} \text{ Гс}$ . Так как  $B_\varphi \gg B_z$ , то неустойчивость окзывается значительно более медленной и растет на временах, определяемых аксиальным полем. Переход между двумя режимами происходит при больших значениях  $\alpha_B$ , если аксиальное поле увеличивается. Достаточно сильное аксиальное поле всегда подавляет неустойчивость. Для более или менее правдоподобных значений  $\alpha_B \leq 1$  величина аксиального поля, стабилизирующего конфигурацию, будет  $\sim 0.1 - 1 B_\varphi$ .

В § 5.2 рассмотрена устойчивость магнитных конфигураций, содержащих тороидальное и аксиальное магнитные поля, по отношению к неаксисимметричным возмущениям. Хотя полоидальное поле обычно слабее тороидального, его влияние на устойчивость может оказаться определяющим и в этом случае. Если  $B_z$  мало ( $B_z < B_\varphi$ ), то существует широкий

интервал азимутальных волновых чисел  $m$ , для которых может развиваться неустойчивость. Для данного  $m$  неустойчивыми оказываются возмущения с аксиальными волновыми векторами  $k_z$ , лежащими в некотором ограниченном интервале. Скорость роста максимальна для возмущений с  $k_z$  порядка

$$k_z \sim -\frac{m}{s} \frac{B_\varphi}{B_z}. \quad (2)$$

Условие (2) приблизительно эквивалентно условию, что альфвеновская частота обращается в нуль внутри рассматриваемой области. Следует отметить, что отношение  $B_z/B_\varphi$  может быть мало в звездах, и максимальная скорость роста при заданном  $m$  достигается для возмущений с очень малой аксиальной длиной волны,  $\lambda_z \sim 2\pi(s/m)(B_z/B_\varphi)$ . Полагая, например,  $B_z/B_\varphi \sim 10^{-2}$  и считая, что  $s$  сравнимо с радиусом нейтронной звезды,  $s \sim 10^6$  см, мы получаем, что наиболее быстро растущие возмущения должны иметь аксиальную длину волны  $\sim 6 \times 10^4/m$  см. Как следует из нашего анализа, максимальная скорость роста увеличивается при увеличении  $m$  и, поэтому, возмущения с очень короткой азимутальной длиной волны (с очень большим  $m$ ) должны преобладать при развитии неустойчивости. Так, при  $m = 100$  наиболее быстро должна расти мода с аксиальной длиной волны порядка 600 см, что очень мало по сравнению с радиусом. Поэтому неустойчивость магнитных конфигураций во многих случаях может определяться модами с очень большими  $m$  и малыми длинами волн в  $z$ -направлении. Этот факт может быть причиной сложностей в численном моделировании, поскольку требуется высокое разрешение в  $\varphi$ - и  $z$ -направлениях.

Как и в случае аксисимметричных возмущений, неустойчивость может развиваться в двух различных режимах. Если  $B_{\varphi 0} \gg B_z$ , значение  $\alpha_B$ , разделяющее два режима,  $\approx -1/2$ . При  $\alpha_B > -1/2$  неустойчивость развивается на альфвеновской временной шкале, определяемой тороидальным полем (см. уравнение (1)). Если  $\alpha_B < -1/2$ , то время роста определяется аксиальным полем и, так как  $B_\varphi \gg B_z$ , неустойчивость оказывается слабой. Переход между режимами происходит при больших значениях  $\alpha_B$ , если аксиальное поле увеличивается.

В **главе 6** рассматривается эволюция магнитного поля в одиночных нейтронных звездах. Мы предполагаем, что крупномасштабное магнитное поле (например, дипольное) создается вскоре после рождения в поверхностных слоях звезды. Например, такое магнитное поле могло генерироваться турбулентным динамо механизмом, разработанным в главе 3 диссертации. Вскоре после окончания стадии генерации, магнитное поле будет заморожено в кору и его дальнейшая эволюция определяется в основном омической диссипацией.

Магнитная эволюция нейтронных звезд зависит от свойств вещества при сверхядерных плотностях (таких как уравнение состояния, химический состав, механизмы остывания и т.д.), которые известны недостаточно хорошо. Поэтому исследование магнитной эволюции пульсаров может давать полезную информацию об свойствах сверхплотного вещества. Скорость распада поля зависит от его масштаба, поэтому в звездах с мягкими уравнениями состояния, имеющими меньшую толщину коры, поле подвергается более быстрому распа-

ду. Различие может быть очень значительным. Так, например, величина магнитного поля уменьшается после  $10^8$  лет в  $\sim 300$  раз для модели с мягким уравнением состояния (BPS) и только в  $\sim 5$  для модели с жестким уравнением состояния (PS), если первоначально поле было сосредоточено в слоях с плотностью  $< 10^{13}$  г/см<sup>3</sup> при прочих одинаковых параметрах.

Магнитная эволюция также чувствительна к моделям остывания нейтронных звезд. В моделях с медленным остыванием, обусловленным стандартными нейтринными светимостями, диссипация поля происходит быстро на ранней эволюционной стадии, когда основной вклад в проводимость коры дают электрон-фононные столкновения. После этой стадии ( $t \leq 10^6$  лет) поверхностное поле нейтронной звезды может быть ослаблено примерно в 5-1000 раз в зависимости от начальной глубины залегания магнитного поля и уравнение состояния. Однако, скорость диссипации значительно уменьшается при  $t \geq 10^6$  лет, так как электрон-фононная проводимость сменяется примесной и сопротивление коры значительно уменьшается. Характерной особенностью моделей со стандартным остыванием является наличие плато на эволюционных кривых, что иллюстрируется рис.4. Протяженность этих плато зависит от примесного параметра  $Q$  и может варьироваться от очень большой для звезды с малым содержанием примесей практически до нуля для сильно загрязненной примесью коры. Модели с ускоренным остыванием демонстрируют качественно отличное поведение. В этом случае температура нейтронной звезды быстро убывает уже вскоре после ее рождения, поэтому проводимость коры оказывается выше практически в ходе всей эволюции. Более высокая проводимость приводит к значительно более медленной диссипации магнитного поля. Кривые, описывающие магнитную эволюцию, практически не имеют плато в случае ускоренного остывания.

Наблюдаемая магнитная эволюция радиопульсаров может быть естественным образом объяснена на основе разработанной модели. Модели со стандартным остыванием кажутся наиболее подходящими для описания наблюдательных данных благодаря факту, что эти модели характеризуются быстрым убыванием поля в ходе короткой начальной стадии и затем медленной диссипацией в ходе последующей эволюции. Такое поведение позволяет легко объяснить, почему магнитные поля молодых пульсаров в остатках сверхновых оказываются сильнее, чем среднее поле пульсарного населения [21] (см. также рис.5), и почему эволюция поля у не слишком молодых пульсаров почти не происходит [22]-[24].

Диссипация поля приводит к выделению джоулева тепла и к нагреву звезды. В § 6.2 этот механизм энерговыделения детально исследуется. Наши вычисления показывают, что джоулево тепло может влиять на тепловую историю нейтронной звезды либо на поздних, либо на очень ранних стадиях эволюции. У звезд с промежуточным возрастом диссипация поля не влияет на ход остывания. Расчеты поздней тепловой эволюции показывают, что тепло, выделяющееся при диссипации, диффундирует в основном к поверхности и практически полностью высвечивается. Благодаря этому, поверхностная температура на поздней эволюционной стадии ( $t > 10$  миллионов лет) определяется балансом между скоростью джоулева

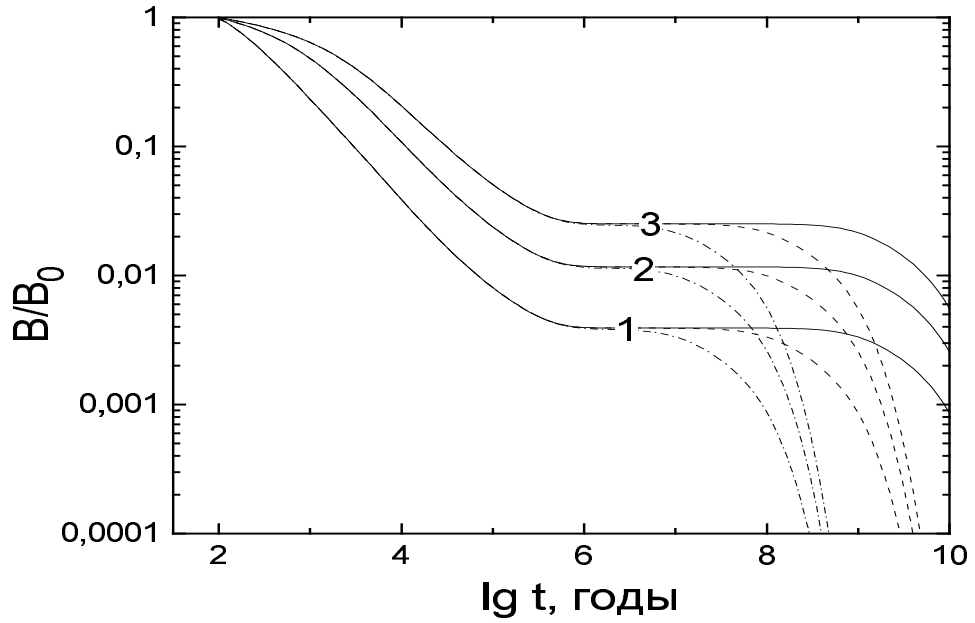


Рис. 4: Зависимость магнитного поля  $B$ , нормированного на начальное значение  $B_0$ , от возраста для звезды со стандартной моделью остывания и с промежуточным уравнением состояния. Кривые показывают эволюцию конфигураций, в которых поле в начале эволюции залегает на глубинах, соответствующих плотностям  $10^{11}$  (кривая 1),  $10^{12}$  (2) и  $10^{13}$  (3)  $\text{г/см}^3$ . Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные линии иллюстрируют затухание поля по мере увеличении содержания примесей, определяющих проводимость коры.

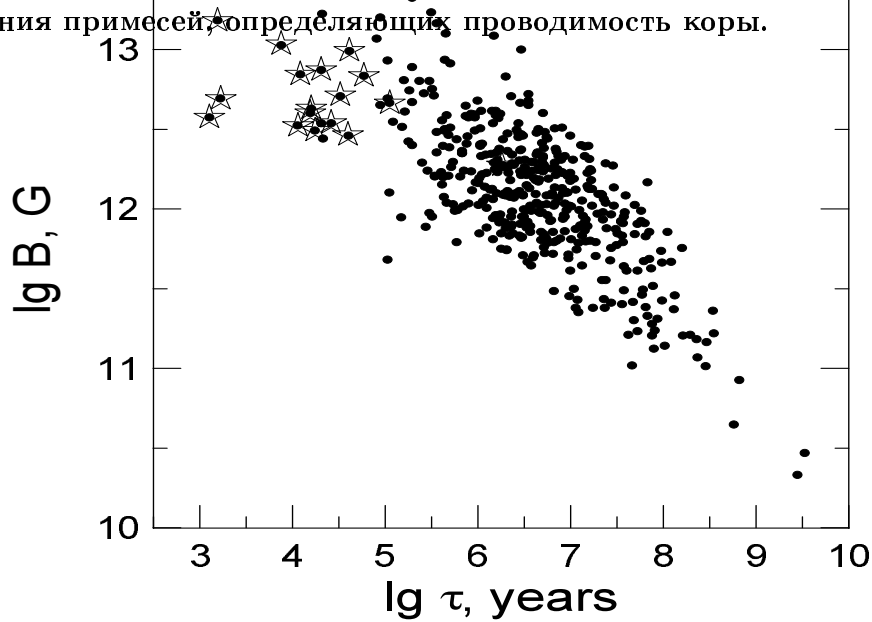
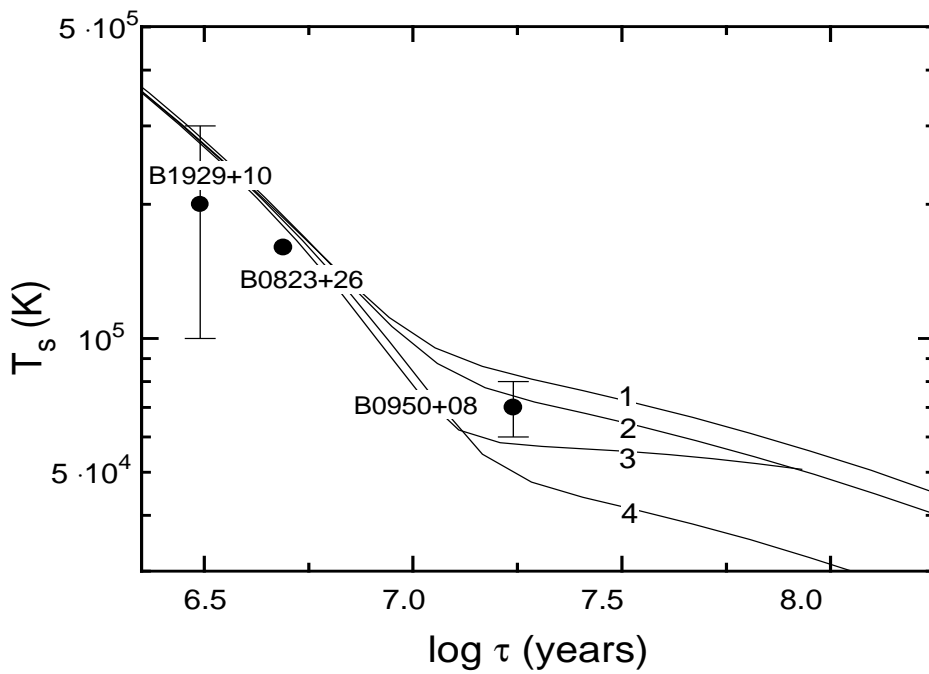


Рис. 5: Зависимость магнитного поля,  $B$ , от магнито-дипольного возраста,  $\tau_{md} = P/2\dot{P}$  для наблюдаемых радиопульсаров. Пульсары в остатках сверхновых отмечены звездочками. Данные взяты из работы [25].



**Рис. 6:** Зависимость поверхностной температуры  $T_s$  от магнито-дипольного возраста  $\tau_{ms}$ ; кривая 1 – начальное поле  $B_e = 1.5 \times 10^{13}$  Гс, плотность, ограничивающая начальную магнитную конфигурацию,  $\rho_0 = 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>, примесный параметр  $Q = 0.1$ ; кривая 2 –  $B_e = 1.5 \times 10^{13}$  Гс,  $\rho_0 = 5 \times 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>,  $Q = 0.1$ ; кривая 3 –  $B_e = 1.5 \times 10^{13}$  Гс,  $\rho_0 = 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>,  $Q = 0.01$ ; кривая 4 –  $B_e = 5 \times 10^{12}$  Гс,  $\rho_0 = 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>,  $Q = 0.1$ .

нагрева, проинтегрированного по объему звезды, и светимостью. Будучи независимым от модели атмосферы,  $T_s$  однако сильно зависит от параметров магнитной конфигурации и проводящих свойств коры. Поэтому наблюдения звезд, находящихся на поздней стадии эволюции могут быть важными для диагностики их внутренних магнитных полей и свойств коры. Распад магнитного поля может давать достаточно тепла, чтобы поддерживать сравнительно высокую поверхностную температуру  $\sim 3 \times 10^4 - 10^5$  К. Наши расчеты показывают, что джоулев нагрев становится важным после начальной фазы ( $\sim 3 - 10$  миллионов лет в зависимости от модели), когда нейтронная звезда остывает до  $T_s \sim 3 \times 10^4 - 10^5$  К (см. рис.6). Последующая тепловая эволюция существенно замедляется: время тепловой эволюции становится сравнимым со временем распада магнитного поля. Так как распад поля является медленным процессом, то нейтронная звезда может поддерживать поверхностную температуру практически на неизменном уровне в течение долгого времени,  $t \geq 100$  миллионов лет.

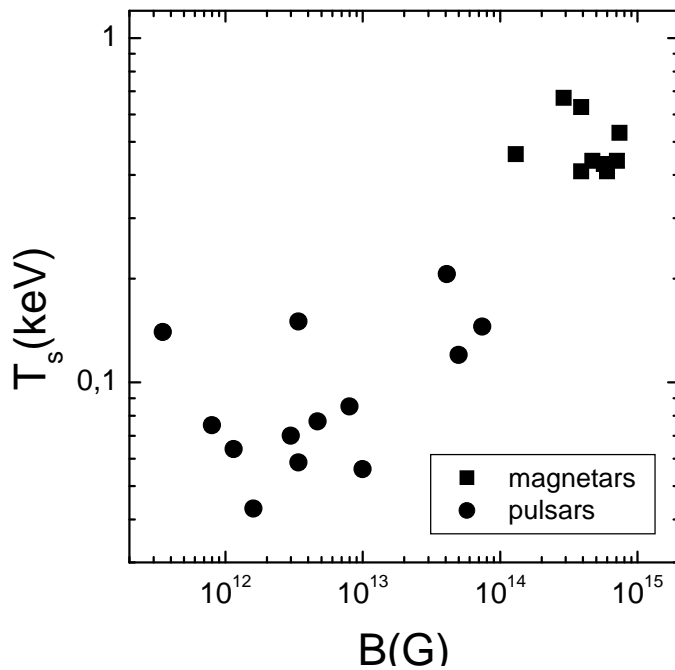
В § 6.3 рассмотрен джоулев нагрев на ранних стадиях эволюции нейтронных звезд. Так как проводимость коры изменяется на много порядков величины, то диссипация идет очень неравномерно. Диссипация токов, сосредоточенных в поверхностных слоях, идет на короткой временной шкале и сопровождается интенсивным тепловыделением. Как показано в диссертации, джоулев нагрев может быть настолько эффективен, что даже влияет на тепловую эволюцию молодых нейтронных звезд, если магнитное поле достаточно сильное. Продолжительность стадии, когда джоулев нагрев влияет на тепловую эволюцию, опреде-

ляется величиной магнитного поля и глубиной, на которой это поле было сосредоточено в начальный момент. Обе эти характеристики могут варьироваться в нейтронных звездах в достаточно широком интервале. При заданной силе поля скорость нагрева будет больше в звезде, в которой поле было первоначально сосредоточено в слоях с меньшей плотностью. Однако, время, в течение которого этот нагрев будет важен для эволюции, оказывается короче. Наоборот, если поле сосредоточено в более глубоких слоях, джоулев нагрев будет менее интенсивным, но он может дольше влиять на тепловую эволюцию. Так как скорость джоулева нагрева зависит от двух параметров, то возможно, что нейтронные звезды, имеющие одинаковые возраст и магнитное поле, будут иметь различные скорости нагрева и, как следствие, поверхностные температуры. Этот факт позволяет понять, почему температура радиопульсара с сильным магнитным полем PSR J1718-3718 существенно ниже, чем температуры магнетаров, несмотря на то, что его поле примерно равно магнетарному ( $7.4 \times 10^{13}$  Гс). Дополнительный нагрев, связанный с диссипацией магнитного поля, может быть даже сравним со светимостью магнетаров ( $\sim 10^{35} - 10^{37}$  эрг/с), если магнитное поле на поверхности звезды  $\sim (1 - 3) \times 10^{14}$  Гс. Такие сильные поля, в принципе, могут генерироваться в быстровращающихся прото-нейтронных звездах турбулентным  $\alpha$ -динамо (см. главу 3 диссертации). В сильно замагниченных нейтронных звездах с полем  $\sim (1 - 3) \times 10^{14}$  Гс, продолжительность стадии, когда скорость джоулева нагрева порядка светимости магнетаров, может достигать  $\sim 10^4 - 10^5$  лет, если магнитное поле было первоначально сосредоточено в слоях с  $\rho_0 \sim 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>. Это время сравнимо со временем жизни магнетаров. Если начальное поле было слабее,  $\sim 3 \times 10^{13}$  Гс, но сосредоточено в тех же слоях, то скорость тепловыделения также превышала бы стандартную светимость нейтронной звезды, но в течение более короткого времени,  $\sim 10^3$  лет.

Согласно нашим расчетам, многие молодые нейтронные звезды могут демонстрировать отклонения от стандартного сценария остывания, если их поля достаточно сильны. Наша модель предсказывает, что у звезд с возрастом  $> 1000$  лет заметные отклонения от стандартного сценария остывания могут существовать, если магнитное поле  $> (1 - 3) \times 10^{13}$  Гс. На рис.7 показаны имеющиеся наблюдательные данные о поверхностной температуре и магнитном поле для 22 молодых нейтронных звезд. Эти данные были собраны в работе [26]. Видно, что измеренные поверхностные температуры у пульсаров с сильными полями  $B > 10^{13}$  Гс оказываются выше, чем температуры пульсаров со слабыми полями, в хорошем согласии с нашей моделью.

В главе 7 исследуется магнитная и вращательная эволюция нейтронных звезд в двойных системах. В этом случае эволюция может принципиально отличаться от эволюции одиночных звезд, если двойная система оказывается достаточно тесной. Это связано с тем, что в двойных системах возможно перетекание вещества с обычной звезды на нейтронную, и перетекшее вещество влияет и на магнитное поле, и на вращение нейтронной звезды. Существуют два основных механизма, приводящие к перетеканию вещества: звездный ветер





**Рис. 7:** Зависимость поверхностной температуры  $T_s$  от магнитного поля для 22 молодых нейтронных звезд.

и заполнение полости Роша нормальной звездой. В соответствии с общепринятой точкой зрения, нейтронная звезда в двойной системе проходит несколько стадий [27]:

- 1) начальная стадия затененного радиопульсара, в которой давление излучения пульсара достаточно, чтобы удерживать плазму звездного ветра компаньона вдали от магнитосферы; радиоизлучение пульсара при этом частично или полностью поглощается плазменным облаком, окружающим двойную систему, так что пульсар является труднонаблюдаемым; замедление вращения пульсара обусловлено его магнито-дипольным излучением;
- 2) стадия пропеллера, в которой давление излучения, уменьшенное из-за распада магнитного поля и замедления вращения, уже не способно предотвратить взаимодействие ветра с магнитосферой нейтронной звезды, но ее вращение еще является достаточно быстрым, чтобы отбрасывать плазму ветра за счет центробежной силы и передавать этой плазме часть углового момента;
- 3) стадия ветровой аккреции, в которой плазма звездного ветра достигает поверхность нейтронной звезды; ядерное горение аккрецированного вещества нагревает нейтронную звезду и ускоряет диссипацию магнитного поля; в ходе этой стадии нейтронная звезда может ускорять вращение за счет углового момента аккрецированного вещества;
- 4) стадия интенсивной аккреции, которая начинается, когда компаньон заканчивает эволюцию на главной последовательности и заполняет полость Роша; ядерное горение перетекшего вещества приводит к разогреву нейтронной звезды до высокой температуры  $\sim 10^8 - 10^{8.5}$  К и еще более ускоряет распад магнитного поля; обычно аккрецирующее вещество формирует кеплеровский диск вокруг нейтронной звезды и взаимодействие этого диска с магнитосферой приводит к раскрутке нейтронной звезды до очень коротких периодов.

На основе этого сценария была разработана (совместно с Д.Ю.Коненковым) программа для численного расчета эволюции нейтронных звезд в двойных системах. С использовани-

ем этой программы (§7.1) рассчитана эволюция нейтронных звезд в тесных маломассивных двойных системах. В таких системах период, когда происходит перенос массы из-за заполнения полости Роша, может быть очень долгим и полное количество массы, перетекшей на нейтронную звезду может превышать  $0.1 - 0.5M_{\odot}$ . Кроме того, большое влияние на эволюцию нейтронной звезды может оказывать звездный ветер, который сопровождает всю эволюцию компаньона на главной последовательности. Наши расчеты показывают, нейтронные звезды с магнитным полем, сосредоточенным в коре, могут поддерживать сравнительно сильное поле в течение всей эволюции в маломассивных двойных системах. Даже если жизнь компаньона на главной последовательности длится  $10^{10}$  лет и после этого нейтронная звезда подвергается интенсивной аккреции со скоростью  $\dot{M} \sim 10^{-9}M_{\odot}/\text{год}$  в течение  $10^8$  лет, магнитное поле может оставаться достаточно сильным. Когда аккреция заканчивается, такая нейтронная звезда работает как радиопульсар со слабым магнитным полем  $\sim 10^8 - 10^{10}$  Гс и коротким периодом  $P \sim 1 - 100$  мс. Эти параметры близки к параметрам миллисекундных пульсаров и, вполне возможно, что эти объекты образуются в соответствии с рассмотренным сценарием.

Остановимся более подробно на этом вопросе. Большинство известных радиопульсаров являются одиночными и расположены в диске Галактики. Для них период вращения и магнитное поле лежат соответственно в пределах от 0.1 до 5 с и от  $10^{11}$  до  $2 \times 10^{13}$  Гс. Существует, однако, группа пульсаров, называемых миллисекундными пульсарами, с существенно более короткими периодами,  $P \sim 1 - 10$  мс. Обычно, магнитные поля этих пульсаров ( $B \sim 10^8 - 10^9$  Гс) намного слабее, чем поля стандартных пульсаров. Пульсары этой группы часто входят в состав двойных систем: около половины миллисекундных пульсаров являются компонентами двойных систем, тогда как только  $\sim 3\%$  всех пульсаров встречаются в двойных системах. Этот факт свидетельствует о том, что двойственность играет важную роль в образовании миллисекундных пульсаров. Согласно общепринятой точке зрения, эти слабозамагниченные и короткопериодические пульсары являются старыми нейтронными звездами, которые “раскрутились” в ходе перетекания вещества в маломассивных двойных системах. В большинстве систем, содержащих миллисекундные пульсары, компаньон является белым карликом и, следовательно, в предыдущей фазе эта звезда была красным гигантом, с которого вещество могло перетекать на нейтронную звезду. Интенсивное перетекание вещества в таких системах происходит из-за заполнения полости Роша и может быть очень длительным. В ряде случаев перетекание вещества может продолжаться  $\sim 10^8$  лет и дольше.

Основной вывод нашего исследования состоит в том, что миллисекундные пульсары могут образовываться из стандартных нейтронных звезд при эволюции в двойных системах. Для того, чтобы под влиянием рассмотренных трансформаций эволюционировать из области стандартных пульсаров в “область миллисекундных пульсаров” на В-Р диаграмме, нейтронная звезда не нуждается в каких-либо особых параметрах при рождении. Эволю-

ционная модель также не требует дополнительных предположений, которые отличались бы от общепринятого сценария эволюции в тесной двойной системе. Этот сценарий оказался вполне приемлемым для трансформации “стандартной” нейтронной звезды в “стандартный” миллисекундный пульсар. Конечно, интервал параметров у только что рожденных нейтронных звезд может быть довольно широким, так же как интервал параметров у маломассивных двойных систем. Поэтому не все нейтронные звезды, входящие в маломассивные двойные системы будут трансформироваться в миллисекундные пульсары.

Магнито-вращательная эволюция нейтронных звезд в двойных системах с массивным компаньоном рассмотрена в § 7.2. Так как время жизни массивных звезд обычно короче  $10^7$  лет и полная масса перетекшего с них вещества невелика ( $\leq 10^{-3}M_{\odot}$ ), эволюция нейтронных звезд качественно отличается от эволюции в маломассивных системах. Благодаря интенсивному ветру, аккреционный разогрев звезды может существенно ускорять распад магнитного поля даже на стадии звездного ветра. Полученные в расчетах магнитные поля и периоды вращения хорошо согласуются с наблюдениями массивных рентгеновских двойных систем. Если начальное поле было достаточно сильным, то рассчитанные поля вполне могут направлять аккреционный поток на магнитные полюса и приводить к пульсациям рентгеновского излучения, когда идет аккреция из полости Роша. Наоборот, поле первоначально слабо замагниченных звезд ( $B_0 \leq 10^{12}$  Гс) должно уменьшиться до значений  $\sim 4 \times 10^{10} - 2 \times 10^{11}$  Гс, недостаточных для модуляции аккреционного потока. Таким образом, наша модель естественным образом объясняет наличие пульсирующих и неппульсирующих рентгеновских источников в массивных двойных системах. Предложенная модель также хорошо объясняет широкий интервал периодов вращения, наблюдаемый у нейтронных звезд в массивных двойных. В зависимости от начального поля и скорости потери массы компаньоном, вращение может замедляться до  $P \sim 10^2 - 10^3$  с в стадии пропеллера. Наоборот, раскрутка при аккреции может ускорять вращение до  $P \sim 0.1$  с, так что интервал периодичности в массивных системах должен быть очень широким,  $0.1 - 1000$  с.

### 3 Основные результаты и выводы

1. Разработана теория генерации магнитных полей нейтронных звезд турбулентным динамо-эффектом на самой ранней стадии эволюции, когда в звездах развиваются гидродинамические неустойчивости. В отличие от предыдущих исследований показано, что динамо может генерировать крупномасштабные поля в большинстве нейтронных звезд за исключением тех, которые вращаются очень медленно. Это связано с тем фактом, что в предыдущих работах учитывалась лишь конвективная неустойчивость, а влиянием более медленных диссипативных неустойчивостей полностью пренебрегалось. Критический период, при котором динамо перестает работать равен  $\sim 0.5 - 1$  секунды. Такие медленно вращающиеся звезды образуют особый класс нейтронных звезд, которые не излучают

в радиодиапазоне, поскольку не имеют крупномасштабного (дипольного) магнитного поля, но могут демонстрировать периодические пульсации в рентгеновском излучении из-за наличия сравнительно мелкомасштабных магнитных пятен на поверхности.

2. Впервые теоретически показано, что магнитные поля нейтронных звезд должны иметь сложную геометрию с сильной мелкомасштабной составляющей как на поверхности, так и внутри звезды. У многих звезд мелкомасштабные поля могут быть даже сильнее, чем дипольное поле, ответственное за магнито-дипольное излучение и замедления вращения. Мелкомасштабные поля могут существовать в течение всего активного времени жизни пульсаров и проявлять себя в наблюдениях.
3. Предложен и разработан механизм ускоренной диссипации магнитного поля, обусловленной разогревом коры при перетекании вещества на нейтронные звезды в двойных системах. Величина, на которую уменьшится поле, зависит как от скорости перетекания вещества, так и от длительности этого процесса. Этот механизм может объяснять слабые магнитные поля у многих нейтронных звезд, которые подвергались интенсивной и продолжительной аккреции.
4. Предложены и детально исследованы новые механизмы генерации турбулентности и магнитного поля в джетах, образующихся при рождении нейтронной звезды. Оба эти процесса обусловлены наличием поперечного градиента скорости в джете. До этого основным механизмом турбулизации джетов считалась неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, однако рассмотренная в диссертации сдвиговая неустойчивость может быть значительно эффективней в релятивистских джетах. Предложенный механизм генерации магнитного поля является принципиально новым типом турбулентного динамо, который может работать даже в среде с зеркально симметричной турбулентностью.
5. Разработан механизм дополнительного нагрева нейтронных звезд, связанный с омической диссипацией магнитного поля. Этот механизм должен эффективно работать либо в молодых, либо в относительно старых нейтронных звездах, и слабо влияет на тепловую эволюцию звезд среднего возраста. Такой механизм может объяснить нагрев звезд с сильным магнитным полем (магнетаров) до наблюдаемых поверхностных температур за счет джоулевого тепла, а также предсказывает, что температура поверхности у старых нейтронных звезд должна быть выше, чем это следует из ранее известных сценариев остывания.
6. Развита теория эволюции магнитного поля в нейтронных звездах. В отличие от ранее существовавших моделей, предложенная теория объясняет единым образом все основные наблюдательные данные, относящиеся как к одиночным, так и к входящим в двойные системы нейтронным звездам. В рамках этой теории предложено объяснение свойств миллисекундных пульсаров и предсказано существование ряда новых типов космических источников рентгеновского излучения.

### Публикации по теме диссертации

1. Urpin V., Muslimov A. *Crustal magnetic field decay and neutron star cooling*. MNRAS, **256**, 261-268 (1992)
2. Урпин В.А. *Затухание магнитного поля в коре нейтронных звезд*. Астрон. ж., **69**, 767-771 (1992)
3. Урпин В.А., Муслимов А.Г. *Эволюция магнитного поля и остывание нейтронных звезд*. Астрон. ж., **69**, 1028-1034 (1992)
4. Urpin V., Van Riper K. *Crustal magnetic field decay in neutron stars and the nature of superdense matter*. Astrophys. J., **411**, L87-L90 (1993)
5. Urpin V., Muslimov A. *Crustal magnetic field decay and evolutionary tracks of pulsars*. Astron. Rep. , **38**, 225-229 (1994)
6. Urpin V. *Magnetorotational evolution of isolated neutron stars*. Astron. Astrophys. Trans., **4**, 235-250 (1994)
7. Urpin V., Chanmugam G., Yeming Sang. *Long term evolution of crustal neutron star magnetic field*. Astrophys. J., **433**, 780-785 (1994)
8. Geppert U., Urpin V. *Accretion-driven magnetic field decay in neutron stars*. MNRAS, **271**, 490-498 (1994)
9. Urpin V. *Evolution of the magnetic field and constraints on the properties of neutron star interiors*. NATO ASI "Lives of Neutron Stars"(Eds. A.Alpar & J.Van Paradijs), Kluwer Ac. Pr., 163-170 (1995)
10. Konar S., Bhattacharya D., Urpin V. *Evolution of the magnetic field of an accreting neutron star*. Journ. Astrophys. Astron., **16**, 249-234 (1995)
11. Urpin V., Geppert U. *Accretion and evolution of the neutron star magnetic field*. MNRAS, **275**, 1117-1125 (1995)
12. Geppert U., Urpin V. *Accretion and magnetic field decay in neutron stars entering binaries*. Ann. of New York Acad. of Sci., **759**, 287-290 (1995)
13. Urpin V., Geppert U. *Non-steady state accretion and evolution of Her X-1 like systems*. MNRAS, **278**, 471-478 (1996)
14. Geppert U., Urpin V., Konenkov D. *Wind accretion and magnetorotational evolution of neutron stars in binaries*. Astron. Astrophys., **307**, 807-812 (1996)
15. Geppert U., Urpin V. *Non-stationary accretion in Her X-1-like systems*. "Pulsars: problems and progress"(IAU Colloquium No.160), APS, 537-540 (1996)
16. Urpin V. *On hydrodynamic stability of weakly magnetized stellar radiative zones*. MNRAS, **280**, 149-152 (1996)
17. Urpin V., Konenkov D. *Spin and magnetic evolution of accreting neutron stars in close binaries*. MNRAS, **284**, 741-748 (1997)
18. Urpin V., Konenkov D. *Magnetic and spin evolution of isolated neutron stars with the crustal magnetic field*. MNRAS, **293**, 167-176 (1997)

19. Urpin V., Geppert U., Konenkov D. *On the origin of millisecond pulsars*. *Astron. Astrophys.*, **331**, 244-250 (1998)
20. Urpin V., Brandenburg A. *Magnetic and vertical shear instability in accretion discs*. *MNRAS*, **294**, 399-406 (1998)
21. Urpin V., Geppert U., Konenkov D. *Magnetic and spin evolution of neutron stars in close binaries*. *MNRAS*, **295**, 907-922 (1998)
22. Miralles J., Urpin V., Konenkov D. *Joule heating and the thermal evolution of old neutron stars*. *Astrophys. J.*, **503**, 368-372 (1998)
23. Urpin V., Konenkov D. *Magnetic evolution of neutron stars*. "Neutron Stars and Pulsars"(Eds. N.Shibazaki & S.Shibata), Universal Academy Press, Tokyo, 171-178 (1998)
24. Urpin V., Konenkov D., Geppert U. *Evolution of neutron stars in high-mass X-ray binaries*. *MNRAS*, **299**, 73-78 (1998)
25. Konenkov D., Urpin V. *Strong magnetic fields of the X-ray pulsars Hercules X-1 and 4U 1626-67 and their evolutionary scenarios*. *MNRAS*, **301**, 175-178 (1998)
26. Urpin V. *Mean electromotive force and dynamo action in a turbulent flow*. *Astron. Astrophys.* v.347, pp.L47-L50 (1999)
27. Urpin V. *Turbulent dynamo action in a shear flow*. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **308**, 741-746 (1999)
28. Ruediger G., Urpin V. *Nonlocal dynamo wave in a turbulent shaer flow*. *Astron. Astrophys.*, **369**, 323-328 (2001)
29. Urpin V. *Kinematic turbulent dynamo in a shear flow* . *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **95**, 269-284 (2001)
30. Miralles J., Pons J., Urpin V. *Convective instability in protoneutron stars*. *Astrophys. J.*, **543**, 1001-1008 (2000)
31. Urpin V. *Mean electromotive force in a turbulent shear flow*. *Phys. Rev. E.*, **65**, 6301-6308 (2002)
32. Miralles J., Pons J., Urpin V. *Hydromagnetic stability of protoneutron stars*. *Astrophys. J.*, **574**, 356-363 (2002)
33. Urpin V. *Instability of relativistic sheared jets and distinction between FRI and FR II sources*. *Astron. Astrophys.*, **385**, 14-20 (2002)
34. Aloy M.-A., Ibanez J.-M., Miralles J., Urpin V. *Stability analysis of relativistic jets from collapsars and its implications on the short-term variability of gamma-ray bursts*. *Astron. Astrophys.*, **396**, 693-701 (2002)
35. Bonanno A., Rezzolla L., Urpin V. *Mean-field dynamo action in proto-neutron stars*. *Astron. Astrophys.*, **410**, L33-36 (2003)
36. Urpin V., Gil J. *Convection in proto-neutron stars and the structure of surface magnetic fields in pulsars*. *Astron. Astrophys.*, **415**, 305-312 (2004)
37. Miralles J., Pons J., Urpin V. *Anisotropic convection in rotating proto-neutron stars*. *Astron.*

- Astrophys., **420**, 245-249 (2004)
38. Arlt A., Urpin V. *Simulations of vertical shear instability in accretion discs*. Astron. Astrophys., **426**, 755-766 (2004)
39. Bonanno A., Urpin V., Belvedere G. *Protoneutron star dynamos and pulsar magnetism*. Astron. Astrophys., **440**, 199-206 (2005)
40. Bonanno A., Urpin V., Belvedere G. *Pulsar magnetism and dynamo actions*. AIP Conference Proceedings, **751**, 202-204 (2005)
41. Urpin V. *Mixing zones in magnetized differentially rotating stars*. Astron. Astrophys., **447**, 285-292 (2006)
42. Bonanno A., Urpin V., Belvedere G. *Protoneutron star dynamos: pulsars, magnetars, and radio-silent X-ray emitting neutron stars*. Astron. Astrophys., **451**, 1049-1052 (2006)
43. Urpin V. *Generation of the magnetic field in jets*. Astron. Astrophys., **455**, 779-784 (2006)
44. Urpin V. *Neutrino transport and hydrodynamic stability of rotating proto-neutron stars*. Astron. Astrophys., **469**, 639-644 (2007)
45. Bonanno A., Urpin V. *Stability of magnetic configurations containing the toroidal and axial magnetic fields*. Astron. Astrophys., **477**, 35-40 (2008)
46. Urpin V., Konenkov D. *Joule heating in high magnetic field pulsars*. Astron. Astrophys., **483**, 223 (2008)
47. Bonanno A., Urpin V. *Nonaxisymmetric instability of axisymmetric magnetic fields*. Astron. Astrophys., **488**, 1-7 (2008)

### Цитированная литература

- [1] Burrows A., Lattimer J. The birth of neutron stars // 1986. ApJ, 307, 178
- [2] Burrows A., Lattimer J. Convection, type II supernova, and early evolution of neutron stars // 1988. Phys. Rep., 163, 151
- [3] Thompson C., Duncan R. Neutron star dynamos and the origin of pulsar magnetism // 1993. ApJ, 408, 194
- [4] Slattery V., Doolen G., De Witt H. Improved equation of state for the classical one-component plasma // 1980. Phys. Rev., A21, 2087
- [5] Urpin V., Van Riper K. Crustal magnetic field decay in neutron stars and the nature of superdense matter // 1993. ApJ, 411, L87
- [6] Casella P., Altamirano D., et al. Discovery of coherent millisecond X-ray pulsations in Aquila X-1 // 2008. ApJ, 674, L41
- [7] Altamirano D., Casella P., et al. Intermittent millisecond X-ray pulsations from SAX J1748.9-2021 // 2008. ApJ, 674, L45
- [8] White N.E., Nagase F., Parmar A.N. 1995, in "X-ray Binaries"(eds. W.Lewin, J.van Paradijs & E.P.J.. van den Heuvel), Cambridge Univ. Press, 1
- [9] Hailey C., Mori K. Evidence of a mid-atomic atmosphere in the neutron star 1E 1207.4-5209

- // 2002. ApJ, 578, L138
- [10] Aguilera D. et al. 2D cooling of magnetized neutron stars // 2008. A&A, 486, 255
- [11] Bruenn S., Mezzacappa A., Dineva T. Dynamic and diffusive instabilities in core collapse supernova // 1995. Phys. Rep., 256, 69
- [12] Pons J.A. et al. Evolution of proto-neutron stars // 1999. ApJ, 513, 780
- [13] Goldreich P., Schubert G. Differential rotation in stars // 1967, ApJ, 150, 571
- [14] McLaughlin M. A. et al. PSR J1847-0130: radiopulsar with magnetar spin characteristic // 2003. ApJ, 591, L135
- [15] Urpin V., Gil J. Convection in protoneutron stars and the structure of the surface magnetic field in radiopulsars // 2004. A&A, 415, 305
- [16] Rees M., Mészáros P. Relativistic fireballs - energy conversion and time-scales // 1992, MNRAS, 258, 41
- [17] Rees M., Mészáros P. Outflow models for gamma-bursts// 1994,ApJ, 430,L93
- [18] Kobayashi S., Piran T., Sari R. Can internal shocks produce the variability in gamma-ray bursts ? // 1997, ApJ, 490, 92
- [19] Tayler R. The adiabatic stability of stars containing magnetic fields. II. // 1980. MNRAS, 191, 151
- [20] Longaretti P.-Y. Pressure-driven instabilities in astrophysical jets // 2008. astro-ph/0806.4230
- [21] Lyne A. 1994. In “The Lives of the Neutron Stars” (Eds. A.Alpar, A.Kiziloglu, and J.van Paradijs), Kluwer: Dordrecht, p.213
- [22] Bhattacharya D. et al. Decay of magnetic fields of radio pulsars // 1992, A&A, 254, 198
- [23] Wakatsuki S. Nonexponential evolution of pulsar magnetic fields // 1992, ApJ, 392, 628
- [24] Hartman J. et al. A study of the evolution of radio pulsars through improved population synthesis // 1997, A&A, 322, 477
- [25] Taylor J. et al. Catalog of 558 pulsars // 1993. ApJS, 88, 529
- [26] Urpin V., Konenkov D. Joule heating in high magnetic field pulsars // 2008. A&A,
- [27] Pringle J, Rees M. Accretion disc model for compact X-ray sources//1972, A&A, 21, 1