

Санкт–Петербургский государственный университет
Математико–механический факультет
Кафедра астрофизики

Д. М. Поляков

Нейтронные звёзды и пульсары

Санкт–Петербург

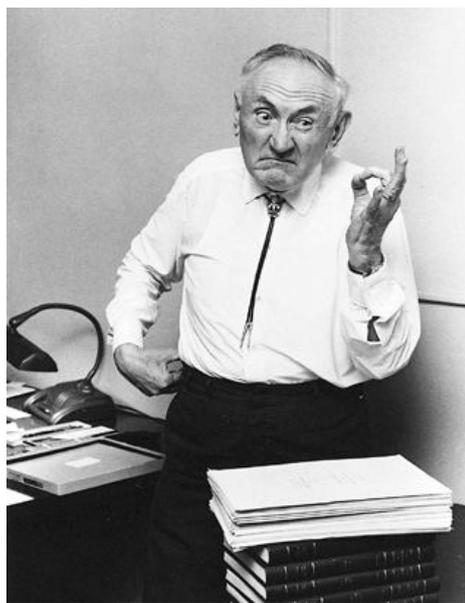
2014

1 Введение

История появления нейтронных звёзд в современной астрофизике началась в 1934 году, через два года после открытия нейтрона Джеймсом Чедвиком: Бааде и Цвикки предположили существование нейтронных звёзд, как объектов с очень высокой плотностью и малым радиусом, для которых гравитационная связь выражена гораздо сильнее, нежели для обычных звёзд. Бааде и Цвикки высказали также идею о рождении нейтронных звёзд в процессе взрыва сверхновых.



Вальтер Бааде



Фриц Цвикки

Рис. 1: Люди, подарившие нам нейтронные звёзды

Первые работы по расчёту моделей нейтронных звёзд были проведены Волковым и Оппенгеймером [1], в основе этих моделей лежало предположение о том, что вещество должно состоять из идеального газа нейтронов с высокой плотностью. Большинство работ того времени основывалось на идее, что нейтронные ядра нормальных массивных звёзд являются источниками звёздной энергии. Как только были выяснены детали процесса термоядерного синтеза, от таких идей пришлось отказаться, интерес к нейтронным звёздам упал.

Открытие в 1962 г. космических рентгеновских источников возродило интерес к нейтронным звёздам: многими теоретиками было высказано предположение, что рентгеновский телескоп наблюдал молодую тёплую нейтронную звезду, за этим сразу же последовали работы по расчёту остывания нейтронных звёзд.

Отождествление первого «квазизвёздного объекта» (квазара) Шмидтом в Палламарской обсерватории в 1963 г. стимулировало дальнейший интерес к нейтронным звёздам. В первое время красное смещение линий в спектре этих объ-

ектов принимали за гравитационное красное смещение, вызванное компактным объектом.

С открытием радиопульсаров в 1967 г. положение изменилось и Томас Голд высказал предположение, что они представляют собой вращающиеся нейтронные звёзды и сейчас эта интерпретация общепринята. В 1971 г. рентгеновским спутником «Ухуру» были зарегистрированы «рентгеновские пульсары», излучение которых объяснили аккрецией вещества на нейтронную звезду в тесной двойной системе.

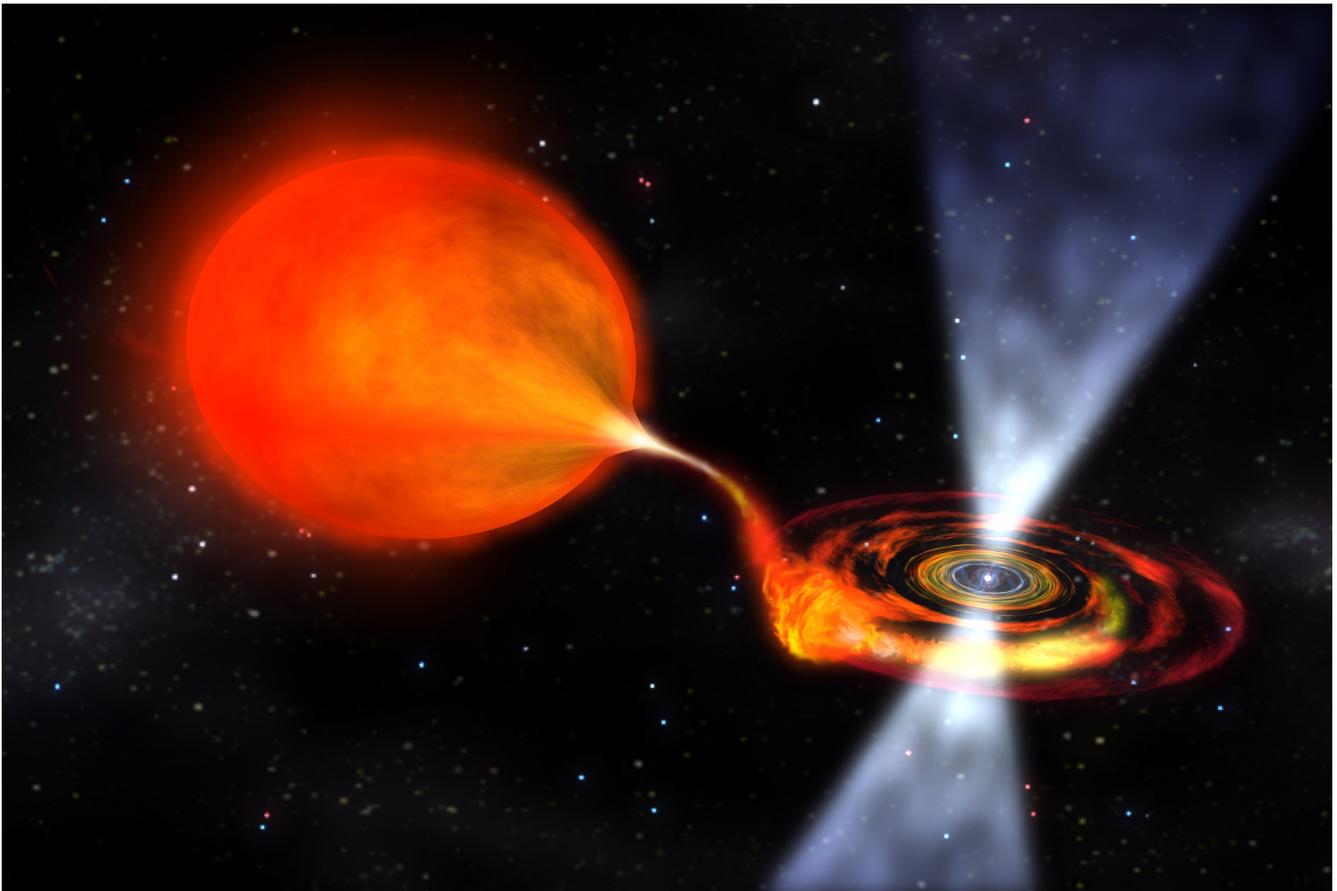


Рис. 2: Нейтронная звезда, пожирающая своего компаньона в представлении художника

Открытие пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов в 1968 г., расположившихся в остатках сверхновых, послужило свидетельством образования нейтронных звёзд при взрывах сверхновых.

2 Основные сведения о нейтронных звёздах

Нейтронные звезды – компактные объекты, недра которых в значительной мере состоят из нейтронов. При типичной массе $M \approx 1 - 2M_{\odot}$, где $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ г – масса Солнца нейтронная звезда обладает радиусом $R \approx 10 - 14$ км, средняя массовая плотность в такой звезде $\approx 10^{14}$ г см⁻³, примерно

втрое превышая типичную плотность тяжёлого атомного ядра – нормальную ядерную плотность $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$. Состав такого вещества до сих пор обсуждается.

Для нейтронных звёзд, в отличие от обычных, большую роль играют эффекты общей теории относительности [3]. Структура невращающихся звёзд определяется релятивистским уравнением гидростатического равновесия сферически симметричного тела – уравнением Толмена-Оппенгеймера-Волкова. Следует отметить, что почти для всех вращающихся нейтронных звёзд это уравнение даёт очень хорошее приближение, если этого недостаточно, то эффекты вращения можно учесть по теории возмущения [4]. Наименьший возможный период вращения составляет ~ 0.5 мс, но наименьший наблюдаемый на сегодня период почти в три раза больше, 1.396 мс [5]. Решение уравнения ТОВ для заданного уравнения состояния вещества нейтронной звезды даёт семейство моделей структуры звезды, параметром которого является плотность ρ_c в центре звезды. Условие устойчивости, требующее, чтобы $M(\rho_c)$ была возрастающей функцией, выполняется в некотором интервале масс и радиусов, определяемых уравнением состояния. Верхняя допускаемая современной теорией граница массы звезды $M_{max} \in [1.5M_\odot : 2.5M_\odot]$, а нижняя граница $M_{min} \approx 0.1M_\odot$

Ещё в обзоре В.Л.Гинзбурга 1971 г. [6] было отмечено, что типичные магнитные поля нейтронных звёзд должны составлять $B \sim 10^{12}$ Гс, что на шесть порядков превосходит типичные поля белых карликов, но для оказания существенного влияния на крупномасштабную структуру нейтронной звезды необходимы поля по крайней мере большие $B \sim 10^{16}$ Гс. Тем самым известные нам магнитные поля могут оказывать существенное влияние лишь на процессы в оболочках.

Ценность нейтронных звёзд и пульсаров для современной физики сложно преувеличить: помимо изучения сверхплотного вещества, которое невозможно получить в лаборатории, эти звёзды предоставляют возможность тестировать теории гравитации. Рассмотрим параметр компактности для нейтронной звезды:

$$\chi_g = \frac{r_g}{R}, \quad (1)$$

где

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx \frac{2.95M}{M_\odot} \text{ км} - \text{гравитационный радиус Шварцшильда}$$

Подставляя в (1) параметры канонической нейтронной звезды: $M = 1.4M_\odot$ и $R = 10$ км, мы видим, что для неё эффекты ОТО составляют десятки процентов, тем самым есть надежда зафиксировать гравитационные волны от вращающейся нейтронной звезды, форма которой отлична от эллипсоида вращения

или от слияния двух нейтронных звёзд.

По всей видимости наилучшим инструментом для регистрации этих волн могут служить двойные нейтронные звёзды с компактными орбитами, подобные пульсару Халса-Тейлора, открытому в 1974 г. (Нобелевская премия 1993 г.). За счёт компактности двойной системы Халса-Тейлора (большая полуось орбиты составляет около двух миллионов километров), удалось измерить уменьшение орбитального периода, которое оказалось в полном согласии с предсказаниями ОТО.

Также удалось измерить релятивистское смещение перицентра для этой системы: $4.22^\circ/\text{год}$ – на порядки превосходит вековое смещение перигелия Меркурия (точнее те 7.5% его смещения, составляющие $0.43''/\text{год}$, которые объясняются эффектами ОТО).

Безусловно достойно упоминание открытие пульсара PSR J1903 + 0327 в 2005 г. Этот объект вращается по сильно вытянутой орбите ($e = 0.44$) в паре со звездой главной последовательности – обычной звездой с массой $M \approx M_\odot$. По наблюдениям на радиотелескопе Аресибо и в предположении, что прецессия орбиты вызвана исключительно эффектами ОТО, была получена оценка массы пульсара $M = 1.67 \pm 0.01 M_\odot$ [7]

3 Строение нейтронной звезды

В типичной нейтронной звезде можно выделить две основные области – ядро и оболочку. Оболочка, в свою очередь подразделяется на твёрдую кору и жидкий океан, а ядро – на внешнее и внутреннее. Внешнее ядро нейтронной звезды обычно имеет толщину порядка нескольких километров и массовую плотность в диапазоне $0.5\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$.

О веществе внешнего ядра существуют чёткие представления: оно представляет собой сверхтекучую нейтронную жидкость с примесью сверхпроводящей протонной компоненты, а также электронов и μ^- мезонов, все компоненты сильно вырождены. Внутреннее ядро занимает центральную область с $\rho \gtrsim 2\rho_0$, радиус которой может достигать до нескольких километров, но присутствует только у массивных нейтронных звёзд: $M \gtrsim 1.4M_\odot$. Состав и свойства вещества во внутреннем ядре неизвестны, так как результат их расчёта зависит от используемого теоретического описания. Известные теоретические модели допускают следующие возможности:

- гиперонизация вещества – появление различных гиперонов (прежде всего Λ_- и Σ^- -гиперонов);

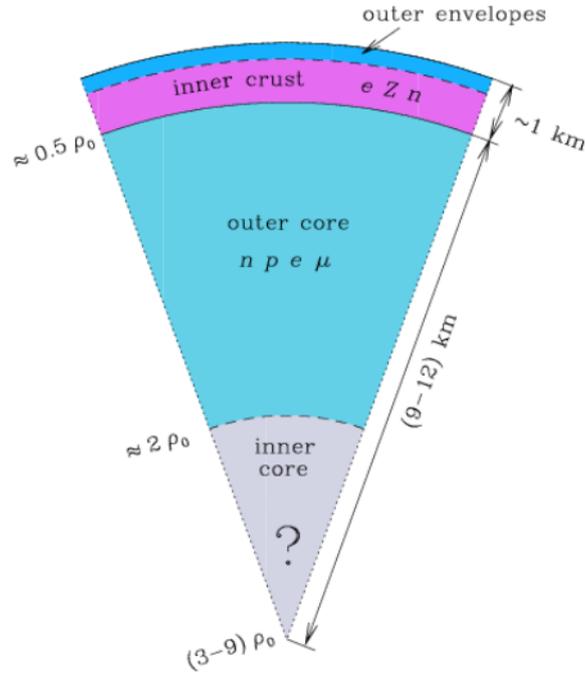


Рис. 3: Схематическое строение нейтронной звезды

- каонная конденсация – образование бозе-конденсата из коллективных возбуждений, имеющих свойства K -мезонов;
- пионная конденсация – образование аналогичного конденсата из π -мезонов
- деконфайнмент – фазовый переход к кварковой материи.

Последние три варианта возможны, в отличие от первого, не для всех современных теоретических моделей вещества сверхъядерной плотности, поэтому их именуют экзотическими, глава 7 из [4].

Кора нейтронной звезды подразделяется на внутреннюю, в которой ядра, составляющие кулоновскую кристаллическую решётку, погружены в «море» свободных электронов и нейтронов и внешнюю, где свободных нейтронов нет. «Дно» внутренней коры определяется плотностью $\sim 0.5\rho_0$, при которой атомные ядра сливаются в однородную массу.

Внешняя кора нейтронной звезды имеют толщину в несколько сотен метров и состоит из полностью ионизованной электрон-ионной плазмы. Давление почти полностью определяется сильно вырожденной электронной составляющей, при $\rho \gtrsim 10^6 \text{ г см}^{-3}$ электроны становятся релятивистскими и в глубоких слоях их импульс Ферми возрастает настолько, что ядра начинают обогащаться нейтронами за счёт бета-захватов. Наконец при $\rho = \rho_{drip} \approx 5 \times 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ появляются свободные нейтроны.

Наружную границу внешней коры традиционно располагают в точке кри-

сталлизации кулоновской жидкости, из которой состоит океан нейтронной звезды.

Пограничный слой нейтронной звезды – газообразная плазменная атмосфера. В атмосфере формируется спектр теплового электромагнитного излучения, он содержит ценную информацию об эффективной температуре поверхности, гравитационном ускорении, химическом составе, магнитном поле, а также о массе и радиусе звезды. Геометрическая толщина атмосферы варьируется от нескольких миллиметров в достаточно холодных нейтронных звёздах (с эффективной температурой поверхности $T_{eff} \sim 10^{5.5}$ К) до десятков сантиметров в сравнительно горячих звёздах ($T_{eff} \sim 10^{6.5}$ К); звёзды с очень низкой эффективной температурой могут иметь твёрдую или жидкую конденсированную поверхность. Слои близкие к океану (оптическая толщина для излучения достигает единицы) могут иметь плотность от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^6$ г см $^{-3}$, в зависимости от магнитного поля B , температуры T , химического состава, ускорения свободного падения. Присутствие в атмосфере атомов, молекул и ионов, имеющих связанные состояния, существенно изменяет коэффициенты поглощения, а значит влияет на наблюдаемый спектр.

Модели атмосфер нейтронных звёзд сталкиваются с большими проблемами, в частности для магнитных полей $B \sim 10^{12} - 10^{14}$ Гс задача моделирования решена только для водородных атмосфер при $T_{eff} \gtrsim 10^{5.5}$ К [8]. Ограничение снизу на T_{eff} связано с требованием малости доли молекул по сравнению с атомами, которое, в свою очередь, обусловлено не выясненными квантовомеханическими свойствами молекул в сильном магнитном поле. При $B \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс и $T_{eff} \in [10^{5.5} \text{ К} : 10^6 \text{ К}]$ разработаны модели частично ионизованных атмосфер, состоящих из углерода, азота или кислорода [9]. В данном случае ограничение на T_{eff} сверху обусловлено приближённой трактовкой эффектов движения ионов поперёк магнитного поля, справедливых при небольших тепловых скоростях.

4 Нейтронная звезда, как конечная стадия звёздной эволюции

Как известно, нейтронная звезда – один из возможных конечных продуктов эволюции звезды главной последовательности. Считается, что нейтронные звёзды рождаются при взрывах сверхновых звёзд II типа. После выгорания кислорода, если масса железного ядра превосходит предел Чандрасекара, давление вырожденных электронов более не способно противостоять гравитационному сжатию, происходит гравитационный коллапс. Порождённая ударная волна уносит внешние оболочки звезды, со скоростью доходящей до 10% от световой; ядро коллапсирует и если его масса не превосходит предел Оппенгеймера-Волкова,

то образуется нейтронная звезда. Всего около 0.01% ($\sim 10^{49}$ эрг) выделившейся гравитационной энергии уносится в виде вспышки электромагнитного излучения, 1% энергии переходит в кинетическую энергию остатка сверхновой.

Не всякая звезда главной последовательности может завершить свою эволюцию как сверхновая, для этого её масса при рождении должна превосходить $8M_{\odot}$. Менее массивные звёзды, в большинстве своём, становятся белыми карликами.

Нейтронная звезда рождается с температурой $\sim 10^{11}$ К и затем остывает, освобождая энергию посредством нейтринного излучения из своих недр и электромагнитного – с поверхности. Но эволюция нейтронной звезды не ограничивается остыванием. Если нейтронная звезда обладает достаточно большим магнитным полем и кинетическим моментом, то в магнитосфере, в областях с недостаточной для экранирования плотностью плазмы происходят процессы коллективного ускорения заряженных частиц под действием наведённого быстрым вращением электрического поля. При этих процессах формируется когерентно направленное радиоизлучение и нейтронная звезда может наблюдаться как радиопульсар. Движущиеся в сторону звезды частицы разогревают поверхность звезды вблизи магнитных полюсов. Аналогичный процесс нагрева магнитных полюсов происходит при аккреции вещества на звезду, например, во время прохождения звездой плотного межзвёздного облака или при истечении вещества со звезды-компаньона. При достаточном прогреве полярных областей такая звезда может наблюдаться как рентгеновский пульсар.

5 Пульсары

5.1 Основные сведения

Пульсирующее излучение, связанное с собственным вращением нейтронной звезды содержит важную дополнительную информацию. Измерение амплитуды пульсации тепловой компоненты спектра позволяет получить представление о степени неоднородности распределения температуры по поверхности. У не аккрецирующих пульсаров измерения периода пульсаций P и скорости его изменения \dot{P} позволяют оценить магнитное поле звезды (его дипольную составляющую, в предположении, что вся энергия уносится магнитно-дипольным излучением) и возраст звезды

$$B \sim 10^{19.5} \sqrt{\frac{\dot{P}P}{1c}} \text{ Гс}, \quad t \sim t_{PSR} \equiv \frac{0.5P}{\dot{P}}, \quad (2)$$

где t_{PSR} – характеристический возраст пульсара.

Заметим, что возраст нейтронной звезды также можно оценить по возрасту остатка сверхновой, в котором эта звезда находится. Этот способ подходит для остатков, которые можно наблюдать, что далеко не всегда так. Следует отметить, что характеристический возраст и оценка возраста остатка сверхновой совпадают лишь с точностью до порядка, т.е. ни один из способов оценки возраста не является абсолютно надёжным. Рентгеновское излучение пульсаров также несёт важную информацию. Рентгеновский спектр в общем случае формируется чёрнотельным, синхротронным и обратным комптоновским излучением. Последние два типа излучения формируются в магнитосфере пульсара, их можно описать степенным законом. В спектрах ряда пульсаров можно выделить и тепловую компоненту, которая, в свою очередь, может распадаться на «жёсткую» и «мягкую» составляющие. Первая из них предположительно соответствует излучению полярных областей пульсаров, нагретых до нескольких миллионов градусов. Это области, в которых магнитное поле не сильно отклоняется от нормали к поверхности. В модели дипольного поля их радиус оценивается как

$$R_{cap} \approx \left(\frac{2\pi R^3}{cP} \right)^{0.5} \approx 0.145 R_6^{1.5} P^{-0.5} c^{0.5} \text{ км} \quad (3)$$

Мягкая составляющая соответствует излучению остальной поверхности, уносящая энергию коры и ядра.

5.2 Нормальные пульсары

Нормальными пульсарами считают изолированные радиопулсары с периодами от нескольких десятков миллисекунд до нескольких секунд. Оценка их магнитного поля по формуле (2) лежит в интервале $[10^9 \text{ Гс} : 10^{14} \text{ Гс}]$, с типичными значениями $10^{11} \text{ Гс} - 10^{13} \text{ Гс}$, характеристический возраст варьируется от 10^2 лет до 10^{10} лет [10]. У некоторых из них измерен рентгеновский тепловой спектр, что позволяет решать для них задачу об остывании, при этом информация о возрасте и магнитном поле позволяет сузить класс моделей тепловой структуры, тем самым уменьшая разброс возможных кривых остывания.

5.3 Миллисекундные пульсары

Миллисекундные пульсары имеют поле $B \sim 10^8 \text{ Гс} - 10^{10} \text{ Гс}$ и $t_{PSR} \sim 10^9$ лет — 10^{10} лет. Сравнительно малое магнитное поле и короткий период миллисекундных пульсаров, по-видимому, объясняются тем, что они в процессе своей эволюции испытали стадию аккреции, при которой поле уменьшилось, а угловой момент увеличился из-за взаимодействия аккрецирующего вещества с магнитным полем [11]. У некоторых изолированных миллисекундных пульсаров, ви-

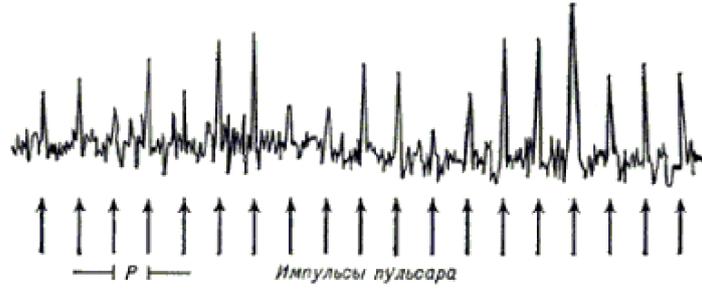


Рис. 4: Сигналы PSR 1919+21 на частоте 72.7 МГц

димых в рентгеновском диапазоне, из спектра удаётся выделить тепловую составляющую, обусловленную излучением горячих полярных областей. Используя формулу (3) можно показать, что эти горячие области способна покрывать значительную часть поверхности миллисекундного пульсара.

5.4 Аномальные рентгеновские пульсары

Рассмотрим подробнее рентгеновские пульсары. Некоторые из них входят в состав двойных звёздных систем. Заметим, что рентгеновскими пульсарами являются и те радиопулсары, у которых наблюдается тепловое излучение от горячих полярных шапок. В отличие от «нормальных» рентгеновских пульсаров, АХР обладают необычно долгим периодом $P \approx 5 \text{ с} - 12 \text{ с}$ и высокой рентгеновской светимостью $L_X \sim 10^{33} \text{ эрг с}^{-1} - 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$, являясь при этом изолированными [12]. Оценка их магнитного поля и характеристические возраста по формуле (2) указывает на то, что, возможно, эти звёзды являются магнитарами – нейтронными звёздами с аномально высокими магнитными полями $B \geq B_{cr} = 4.4 \times 10^{13} \text{ Гс}$. Выдвигалась и альтернативная гипотеза, основанная на предположении, что они являются нейтронными звёздами с «обычными» магнитными полями $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$, на которые происходит аккреция из диска, оставшегося после взрыва сверхновой [13]. Таким образом нельзя сказать, что природа этих объектов известна.

6 Нейтронные звёзды в двойных системах

Нейтронные звёзды наблюдаются в двойных системах с другими нейтронными звёздами, с белыми карликами и с обычными звёздами. Измерение параметров

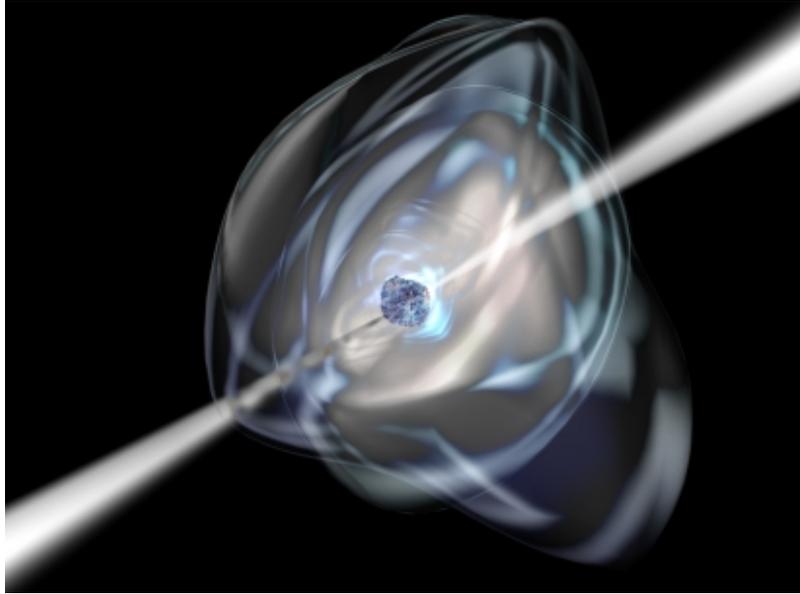


Рис. 5: АХР в представлении художника

орбиты двойной системы позволяет получить дополнительную информацию о параметрах нейтронной звезды – в том числе оценить её массу.

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

Открытие квазипериодических осцилляций в рентгеновских двойных системах, содержащих компактные объекты, произошло в 1985 г. [14]. О природе этих осцилляций выдвигались различные гипотезы [15] [16] [17]. По-видимому, осцилляции возникают в диске аккрецирующего вещества. Согласно выдвигавшимся гипотезам, они могут определяться кеплеровской частотой наименьшей стабильной орбиты, допускаемой ОТО, или неким резонансом в самом диске, или комбинацией этих частот с частотой вращения компактного объекта.

В рамках изучения внутреннего строения коры нейтронной звезды особый интерес представляют квазипостоянные транзиенты, т.е. те, у которых периоды активности и спокойствия составляют несколько лет. Согласно модели предложенной в [18], тепловое излучение в спокойные периоды обусловлено охлаждением коры после прогрева аккрецией, то есть на процесс охлаждения мало влияет процессы в ядре. Следующие источники принято относить к этому типу: KS 1731-260, MXB 1659-29 и AX J1754.2-2754[19].

7 Остывание нейтронной звезды

Примерно через 20 с после своего рождения нейтронная звезда становится прозрачной для нейтринного излучения. Вскоре после этого распределение температуры в ядре звезды, имеющем высокую теплопроводность, достигает равновесия и остаётся равновесным всегда (за исключением, возможно, катастрофических фазовых переходов в ядре, предполагаемых некоторыми моделями). С учётом ОТО, в равновесии температура растёт к центру звезды пропорционально $\exp(-\Phi)$, где Φ – метрическая функция, определяемая механической структурой звезды и связанная с временной компонентой метрического тензора $g_{00} = \exp(2\Phi)$, уменьшающейся от поверхности к центру [20].

В течение первых ста лет кора звезды остаётся более горячей, чем ядро. После того как волна охлаждения от ядра достигает поверхности звезды, охлаждение проходит в квазистационарном режиме: распределение температуры в оболочке в каждый момент времени зависит от распределения температуры в ядре. К сожалению, все наблюдаемые сейчас нейтронные звёзды имеют возраст не меньше нескольких веков, поэтому большинство из них находится в квазистационарном режиме. Процессами, нарушающими квазистационарность могут быть взрывное термоядерное горение аккрецированного вещества или выделение энергии в коре при катастрофических процессах перестройки её структуры. Остывание в квазистационарном режиме, согласно [21], можно разделить на две стадии:

7.1 Стадия нейтринного остывания

Нейтринное излучение играет существенную роль в остывании звезды на протяжении первых $\sim 10^5$ лет. Нейтрино образуются в ходе различных урка-процессов, а также тормозного нейтринного излучения. Их эффективность определяется уравнением состояния вещества, данные о котором неполны. Кратко рассмотрим основные реакции в веществе из электронов и нуклонов.

1. Начиная с работы Чью и Солпитера [22], модифицированные урка-процессы считались основным механизмом генерации нейтрино в ходе **стандартного** остывания нейтронной звезды. Стандартным называют остывание в отсутствие интенсивных потерь в виде прямых урка-процессов или иных процессов в экзотических моделях сверхплотного вещества.

Модифицированный урка-процесс похож на процесс бета-распада и бета-захвата, но с участием дополнительного нуклона, реакция может идти по протонному и нейтронному каналу:

$$n + n \rightarrow n + p + \bar{\nu}_e + e, \quad n + p + e \rightarrow n + n + \nu_e; \quad (4)$$

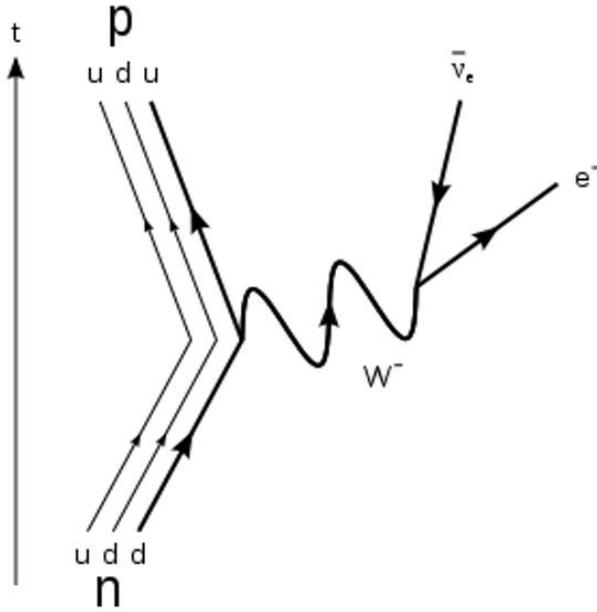


Рис. 6: Просто бета-распад

$$n + p \rightarrow p + p + \bar{\nu}_e + e, \quad p + p + e \rightarrow n + p + \nu_e \quad (5)$$

Присутствие второго нуклона необходимо для выполнения закона сохранения импульса. Обычные реакции бета-распада или бета-захвата (прямые урка - процессы) во внешнем ядре запрещены, так как не выполняется «неравенство треугольника» для импульса: $p_{F_n} \ll p_{F_p} + p_{F_e}$. Скорость нейтринных потерь в нейтронной ветви модифицированного урка-процесса при $\rho \sim \rho_0$ равна $Q^{Mn} \sim 10^{22} T_9^8 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ [23]. Протонная ветвь почти столь же эффективна.

2. Тормозное излучение нейтрино при нуклон-нуклонном рассеянии также определяет нейтринную светимость.

$$n + n \rightarrow n + n + \nu + \bar{\nu}, \quad n + p \rightarrow n + p + \nu + \bar{\nu}, \quad p + p \rightarrow p + p + \nu + \bar{\nu}, \quad (6)$$

где ν – нейтрино любого из трёх типов. Эти процессы разрешены во всём ядре нейтронной звезды. В не сверхтекучем веществе тормозные процессы слабее модифицированных урка-процессов: $Q^{NN} \sim (10^{19} - 10^{20}) T_9^8 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ [23]. Однако они могут быть важны при наличии сверхтекучести.

3. Прямые урка-процессы, запрещённые во внешнем ядре нейтронной звезды, вследствие недостаточной концентрации e и p .

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e, \quad p + e \rightarrow n + \nu_e \quad (7)$$

Реакции (7) становятся разрешёнными, когда доля протонов от общего числа барионов $\chi_p = n_p/n_b$ превосходит некоторое критическое значение $\chi_p = \chi_c$. В веществе из нуклонов и электронов критическое значение достигается при $p_{F_n} \leq 2p_{F_p} \Rightarrow \chi_c = 1/9$. В присутствии мю-мезонов при той же концентрации барионов

n_b доля протонов оказывается несколько выше, а доля электронов – несколько ниже; χ_c слегка увеличивается и достигает 0.148, в случае релятивистских мю-мезонов.

Толчком к широкому обсуждению прямых урка-процессов послужила статья Латтимера [24], в которой для многих реалистичных моделей вещества показано превышение χ_p над χ_c при плотностях в несколько раз больших ρ_0 . Таким образом во внутренних ядрах достаточно массивных нейтронных звёзд могут быть разрешены прямые урка-процессы. Более того, для всех уравнений состояния внутреннего ядра звезды, которые предполагают гиперонизацию вещества возможны реакции типа (7) с участием гиперонов [25]

Согласно [24], скорость нейтринных потерь энергии в реакциях (7) примерно равна $Q^D \sim 10^{27} T_9^6$ эрг см⁻³ с⁻¹. При $T \sim 10^9$ К прямые урка-процессы на 5 порядков интенсивнее модифицированных урка-процессов. Тем самым массивные нейтронные звёзды испытывают ускоренное остывание.

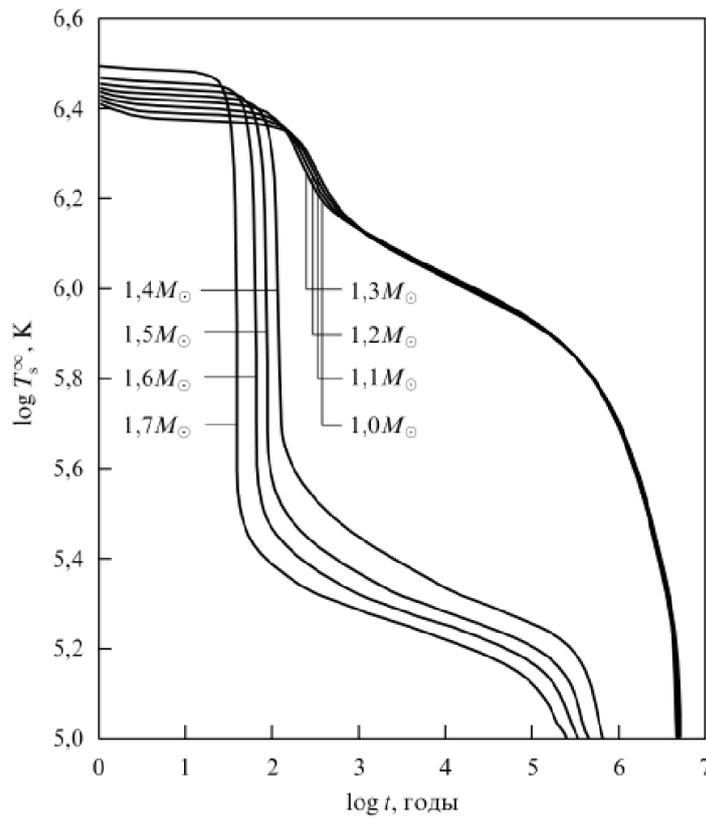


Рис. 7: Температура поверхности с учётом гравитационного красного смещения в зависимости от возраста для моделей НЗ с не сверхтекучим ядром

4. При возникновении сверхтекучести нуклонов начинает действовать новый механизм генерации нейтрино, связанный с образованием куперовских пар.

Процесс предложен в работе Флауэrsa, Рудермана и Сазерланда [26]. Первые расчёты, учитывающие этот процесс принадлежат Дэни Пажу [27]. Данный процесс, фактически, представляет собой испускание двух нейтрино нуклоном N , в дисперсионном соотношении которого имеется энергетическая щель [28].

$$N \rightarrow N + \nu + \bar{\nu} \quad (8)$$

В отсутствие сверхтекучести реакция невозможна. Согласно [28] скорость нейтринных потерь энергии при куперовском спаривании нейтронов $Q^{CP} \sim 10^{27} T_9^7 F(\tau)$ эрг см⁻³ с⁻¹, где $\tau = T/T_c$, T_c – температура возникновения сверхтекучести, $F(\tau)$ – функция, имеющая максимум $F \sim 1$, при $\tau \sim 0.4$. Наибольшую мощность данный вид потерь имеет при $\tau \in [0.2 : 1.0]$, превосходя мощность нейтринных потерь при модифицированном урка-процессе. Нейтринное излучение при куперовском спаривании протонов оказывается значительно слабее.

7.2 Стадия фотонного остывания

Стадия фотонного остывания – завершающая стадия. Она начинается, когда реакции с образованием нейтрино из-за понизившейся температуры ядра становятся становятся слабыми по сравнению с остыванием за счёт переноса тепла через оболочку и его преобразования в электромагнитное излучение поверхности.

Кривая остывания нейтронной звезды зависит от массы звезды M ; модели сверхплотного вещества в ядре звезды, определяющего уравнение состояния и состав ядра; свойств оболочек: (а) теплопроводности, (б) нейтринной светимости в коре, (в) наличия источников подогрева. В свою очередь, характерная теплопроводность и нейтринная светимость зависят от распределения температуры в теле нейтронной звезды.

Оценивая L_γ для нейтронных звёзд из наблюдений и сравнивая с кривыми остывания можно установить ограничения на теоретические модели сверхплотного вещества. Подобный способ оценки параметров применим главным образом к изолированным нейтронным звёздам, как наиболее простой для моделирования.

Список литературы

- [1] Oppenheimer J.R., Volkoff G.M. On Massive Neutron Cores.
Phys. Rev.,55,374,1939
- [2] Потехин А.Ю. "Физика нейтронных звезд"УФН 180 1279–1304 (2010)
- [3] Misner C.W., Thorne K.S. *Gravitation*(San Francisco: W.H. Freeman, 1973)
- [4] Haensel P., Potekhin A.Y., Yakovlev D.G.
Neutron stars 1: Equation of state and Structure(New York:Springer 2007)
- [5] Hessels J.W. T et al. Science 311 1901(2006)
- [6] Гинзбург В.Л. УФН **103**, 393 (1971)
- [7] Freire P.C. C., arXiv:0907.3219
- [8] Ho W.C. G., Potekhin A.Y., Chabrier G Astrophys.J. Suppl.Ser. 178 102(2008)
- [9] Mori K. Ho W.C. G. Mon. Not. R.Astron.Soc. 377 905(2007)
- [10] ATNF Pulsar Catalog
- [11] Бисноватый-Коган Г.С. УФН 176 59(2006)
- [12] Mereghetti S. Astron. Astrophys.Rev. 15 225(2008)
- [13] Ertan Ü. et al. Astrophys. Space Sci. 308 73 (2007)
- [14] van der Klis M. et al. Nature 316 225(1985)
- [15] van der Klis M. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 38 717(2000)
- [16] Kluzniak M. et al. Rev. Mex. Astron. Astrophys. 27 18(2007)
- [17] Tagger M. Rev. Mex. Astron. Astrophys.27 26(2007)
- [18] Brown E.F., Bildsten L., Rutledge R.E. Astrophys.J. 504 L95(1998)
- [19] Brown E.F., Clumming A. Astrophys.J. 698 1020(2009)
- [20] Thorne K.S. Astrophys.J. 212 825(1977)
- [21] Yakovlev D.G., Petchick C.J. Annu. Rev. Astron. Astrophys. 42 169(2004)
- [22] Chiu H-Y, Salpeter E.E. Phys. Rev. Lett. 12 413 (1964)
- [23] Friman B.L. Maxwell O.V. Astrophys.J. 232 541(1979)
- [24] Lattimer J.M. et al. Astrophys.J. Lett. 66 2701(1991)
- [25] Prakash M. et al. Astrophys.J. Lett. 390 L77(1992)

- [26] Flowers E.G., Ruderman M., Sutherland P.G. *Astrophys.J.* 205 541(1976)
- [27] Page D. in *The Many Faces of Neutron Stars*
(Eds. R. Buccheri, J. van Paradijs, M.A. Alpar)
(Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p.538
- [28] Yakovlev D.G. Kaminker A.D. Levinfish K.P. *Astron. Astrophys.* 343 650(1999)