

2. Гравитационно-волновые всплески от слияния ЧД в двойных системах.

3. Обнаружение радиопульсара в двойной системе с ЧД (ожидается один пульсар в паре с ЧД на ~ 1000 пульсаров).

4. Детальное исследование профилей рентгеновских линий и быстрой переменности рентгеновских потоков от аккрецирующих ЧД.

5. Исследование гравитационного микролинзирования ядер галактик звездами более близких галактик — гравитационных линз (угловое разрешение до 10^{-6} секунды).

6. Рутинное накопление надежных определений масс кандидатов в ЧД, статистическое сравнение наблюдаемых свойств ЧД с параметрами НЗ.

PACS numbers: 47.37.+q, 97.60.Gb, 97.60.Jd

Сверхтекучесть в нейтронных звездах

Д.Г. Яковлев

1. Введение

Нейтронные звезды (НЗ) — самые компактные из всех звезд. Их массы порядка $1,4 M_{\odot}$, где $M_{\odot}$ — масса Солнца, а радиусы около 10 км. Соответственно, средняя плотность вещества НЗ составляет несколько ρ_0 , где $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$ — плотность материи в атомных ядрах. В лабораторных условиях атомные ядра почти несжимаемы. НЗ часто называют природными лабораториями вещества сверхъядерной плотности.

По современным представлениям [1], НЗ состоит из четырех основных слоев. Снаружи, до плотности $4 \times 10^{11} \text{ г см}^{-3}$, расположена *внешняя кора*, состоящая из вырожденных электронов (е) и ионов (ядер). Глубже, до плотности $\sim 0,5 \rho_0$, простирается *внутренняя кора*, состоящая из ядер, электронов и свободных нейтронов (n). Далее, до $\sim 2\rho_0$ идет *внешнее ядро*, содержащее ферми-жидкость нейтронов с небольшой примесью вырожденных электронов и протонов (р) и, возможно, мюонов. Наконец, в центре расположено *внутреннее ядро*, состав которого неясен. Надежной теории сверхплотного вещества НЗ пока нет. Основная трудность — описать сильное взаимодействие разных частиц с учетом коллективных эффектов. Взамен строгой теории построено много разных теоретических моделей. По одним моделям, в ядрах НЗ появляются гипероны, по другим — пионный или каонный конденсат, либо плазма легких, почти свободных кварков (u, d и s). Не исключены и смеси различных фаз, например, гиперонной и кварковой. Одни модели дают достаточно жесткое уравнение состояния, благодаря чему максимально возможные массы НЗ велики, $(2-3) M_{\odot}$. По другим моделям, уравнение состояния является умеренным или мягким, и максимальные массы ниже, $(1,5-2) M_{\odot}$. Природа вещества ядер НЗ составляет основную загадку этих звезд. Ее решение имело бы фундаментальное значение для физики и астрофизики.

Следует упомянуть гипотезу Виттена [2], по которой плазма почти свободных кварков представляет собой абсолютно устойчивое состояние вещества не только при высоких давлениях, но и при нулевом давлении. Если это так, то вместо НЗ существуют так называемые

странные звезды, почти целиком состоящие из кваркового вещества с плотностью $\gtrsim \rho_0$.

НЗ наблюдаются во всех диапазонах электромагнитного спектра, от радиоволн до жестких гамма-лучей. Они могут быть одиночными объектами или входить в двойные системы. Они проявляют себя как радио- и рентгеновские пульсары, вспыхивающие рентгеновские источники, рентгеновские транзиенты, источники мягких повторяющихся гамма-всплесков, аномальные рентгеновские пульсары. Рождение НЗ во вспышках сверхновых приводит к мощным всплескам нейтринного излучения. НЗ могут быть мощными источниками гравитационного излучения.

2. Сверхтекучие щели

Одна из важных особенностей НЗ — *сверхтекучесть* барионной составляющей их вещества. Считается, что сверхтекучесть обусловлена куперовским спариванием барионов с противоположными импульсами под действием притягивающей составляющей сильного взаимодействия частиц. Сверхтекучесть возникает при понижении температуры T ниже критической температуры T_c и ведет к появлению щели Δ в дисперсионном соотношении барионов вблизи уровня Ферми. Наличие щели практически не влияет на уравнение состояния вещества, т.е. на массы и радиусы НЗ.

Во внутренней коре НЗ возможна сверхтекучесть свободных n, а также нуклонов в атомных ядрах. В ядре НЗ сверхтекучими могут быть n, p и другие частицы. Сверхтекучесть заряженных частиц, например p, означает сверхпроводимость.

Сверхтекучесть нейтронов в НЗ предсказал Мигдал [3]. Вольф [4] показал, что спаривание нейтронов в синглетном состоянии (1S_0) возможно в коре НЗ, но исчезает в ядре НЗ, поскольку с ростом плотности ядерное притяжение n в синглетном состоянии сменяется отталкиванием. Однако Хоффберг и др. [5] отметили, что в ядре НЗ возможно триплетное спаривание (3P_2) n с анизотропной щелью. Ввиду относительно малой концентрации p их спаривание в ядре НЗ обычно является синглетным. Расчету критических температур T_{cn} и T_{cp} в НЗ посвящено много работ (см., например, ссылки в [6]). Результаты сильно зависят от используемой модели ядерного взаимодействия и многочастичной теории и меняются в присутствии каонного или пионного конденсатов.

В гиперонном веществе возможно спаривание гиперонов [7], а в кварковом — кварков [8].

Во всех указанных случаях микроскопические расчеты дают критические температуры $T_c \lesssim 10^{10} \text{ К}$ и ниже. Недавно предсказан [9] новый тип сверхтекучести кварков, состоящий в спаривании разных кварков (ud, us, ds). При характерной энергии Ферми кварков $\sim 500 \text{ МэВ}$ можно ожидать критических температур $T_c \sim 50 \text{ МэВ} \sim 5 \times 10^{11} \text{ К}$. Правда, такому спариванию препятствует различие импульсов Ферми разных кварков. При достаточно сильном различии спаривание должно исчезать.

3. Вихревые нити и флюксоиды

Для простоты сперва рассмотрим ядро вращающейся НЗ, состоящее из n, p и e. Вращение сверхтекучей жидкости n реализуется [10, 11] в виде квантованных вихревых нитей (вихрей Фейнмана–Онзагера), параллельных оси вращения НЗ. Полное количество вихрей в НЗ $\sim 2 \times 10^{16}/P$, где P — период вращения в секундах.

Суммарное вихревое движение сверхтекучей жидкости воспроизводит твердотельное вращение с периодом P . Вихри проникают и во внутреннюю кору НЗ, где есть сверхтекучесть n . Торможение сверхтекучей жидкости при замедлении вращения НЗ связано с дрейфом вихрей наружу и гибелью на границе области сверхтекучести.

Сверхпроводимость p в ядре НЗ описывают теорией Гинзбурга–Ландау. Как правило, длина когерентности (2–6 фм) значительно короче длины лондоновского экранирования (100–300 фм), т.е. образуется сверхпроводник второго рода. Если изначально в ядре НЗ имелось магнитное поле B , то после перехода в сверхпроводящее состояние оно разбивается на флюксоиды (нити Абрикосова) — тонкие трубки магнитного поля, параллельные исходному полю. Полное количество флюксоидов $\sim 10^{31} (B/10^{12} \text{ Гс})$.

Вихревые нити могут цепляться (испытывать пиннинг) за атомные ядра или дефекты кристалла атомных ядер в коре НЗ, а также за флюксоиды в ядре НЗ. При этом возможны и эффекты ползучести (проскальзывания). В силу эффекта увлечения сверхтекучего движения p вихревым движением n (аналогично увлечению сверхтекучего ^3He движением сверхтекучего ^4He [12]), нейтронные вихри в ядре НЗ приобретают магнитные моменты. Электроны (они несверхтекучи) рассеиваются на магнитном поле флюксоидов и вихрей [13], что обеспечивает жесткую связь электронов со сверхтекучими n и p (так называемое *взаимное трение*). На вихри и флюксоиды действуют и другие силы (сила Магнуса, сила плавучести и пр.).

Другой характер имеет сверхпроводимость кваркового вещества. По оценкам, при любом спаривании кварков (одинаковых или разных) возникает сверхпроводник первого рода, выталкивающий магнитное поле (см. раздел 5).

4. Сбои периодов пульсаров

Одиночные радиопульсары медленно тормозятся, расходуя вращательную энергию на излучение электромагнитных волн. У некоторых пульсаров наблюдаются сбои периодов (глитчи). Почти мгновенно (по-видимому, за несколько минут) период вращения НЗ падает, а потом плавно растет (релаксирует) и за время порядка месяца вновь выходит на режим медленного роста (т.е. торможения НЗ). Наиболее частые и сильные глитчи показывают пульсары в созвездии Парусов и в Крабовидной туманности. Относительные сбои их периодов составляют $\sim 10^{-6}$ и $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$, соответственно.

Самая популярная модель глитчей разработана Альпаром и др. (см. например, [14]) и использует идею о сверхтекучести n . Благодаря взаимному трению (см. раздел 3) ядро пульсара фактически вращается твердотельно. Оно жестко скреплено с несверхтекучей частью коры и вращается вместе с ней. Относительно независима лишь сверхтекучая жидкость n в коре пульсара. Момент сил, тормозящий НЗ, приложен к несверхтекучей части коры. При спокойном торможении вращение жидкости n в коре успевает отслеживать торможение остальной части НЗ благодаря постоянному отрыву вихревых нитей от одних пиннинговых центров и прикреплению к другим. Однако отставание торможения сверхтекучей жидкости в коре может накапливаться, что и приводит к глитчу — массовому отрыву вихрей и последующей релаксации (прикреплению к новым центрам). Теория требует, чтобы момент инерции сверхтеку-

чей жидкости в коре НЗ составлял $\sim 10^{-2}$ от полного момента инерции. Большую неопределенность в теорию вносит трудность расчета пиннинга вихрей в коре пульсара.

5. Эволюция магнитного поля в ядре звезды

При образовании НЗ в ее ядре может возникнуть сильное магнитное поле. Для простоты сначала опишем его эволюцию в модели ядра, состоящего из n , p и e .

Если сверхпроводимость отсутствует, то магнитное поле испытывает обычное омическое затухание. В достаточно слабом поле ($B \lesssim 10^{11} \text{ Гс}$) электросопротивление изотропно и столь мало, что время диссипации превосходит возраст Вселенной [11]. В более сильном поле электросопротивление поперек поля может значительно возрасти благодаря замагниченности e и p , что ускоряет диссипацию до $10^6 - 10^8$ лет [15].

При сверхпроводимости протонов (второго рода) эволюция поля определяется дрейфом флюксоидов. Простые оценки дают время вытеснения флюксоидов из сверхпроводника омической диффузией $\sim 10^8$ лет [11]. В последующих работах учитывались и другие механизмы взаимодействия флюксоидов со средой. Сами механизмы изучены недостаточно полно; совместный учет всех механизмов сложен, и результаты не слишком определены. Так, Шринивасан и др. [16] учли пиннинг флюксоидов и вихревых нитей. При замедлении вращения пульсара вихревые нити дрейфуют наружу и тащат за собой флюксоиды, т.е. вытеснение флюксоидов происходит за время торможения пульсара ($\sim 10^8 - 10^{10}$ лет). Динг и др. [17] учли проскальзывание флюксоидов и вихревых нитей и взаимное трение. Хсу [18] принял во внимание силу, действующую на флюксоиды и пропорциональную градиенту сверхтекучей щели протонов. По его модели флюксоиды вблизи центра НЗ могут дрейфовать к центру звезды.

В звезде со сверхпроводящим кварковым ядром (сверхпроводник первого рода) происходит вытеснение всего поля из ядра в соответствии с эффектом Мейснера. Простые оценки [19] дали время вытеснения на основе омической диффузии $\sim 10^4$ лет. Чау [20] отметил, что вытеснение может сопровождаться усилением неоднородностей магнитного поля и затягиваться до 10^7 лет. Алфорд и др. [21] рассмотрели вытеснение при спаривании одинаковых и разных кварков и в обоих случаях получили время, превышающее возраст Вселенной.

Эволюция магнитных полей в ядрах НЗ требует дальнейшего рассмотрения. Она может быть связана с тепловой эволюцией НЗ, эволюцией магнитного поля в коре НЗ и с возможной аккрецией на НЗ с компаньона в двойной системе.

6. Затухание колебаний звезд

Колебания НЗ могут возбуждаться по разным причинам. Особый интерес привлекают так называемые g -моды [22] — колебания, связанные с волнами плотности, способными излучать гравитационные волны и усиливаться под действием этого излучения. Предполагается, что g -моды возникают в молодых, быстро вращающихся НЗ, рожденных во вспышках сверхновых, и существуют в них достаточно долго (от нескольких дней до года), уменьшая их скорость вращения и приводя к мощному гравитационному излучению. Гравитационные детекторы нового поколения, например, LIGO-II и LIGO-III,

могли бы регистрировать несколько таких событий в год с расстояния до 20 Мпк.

Однако вязкость ядра НЗ приводит к затуханию колебаний. В отсутствие сверхтекучести характерное время затухания под действием сдвиговой вязкости составляет $\tau \sim 10 T_9^2$ лет, где T_9 — температура ядра НЗ, выраженная в 10^9 К. В горячей несверхтекучей НЗ затухание под действием объемной вязкости оказывается сильнее. Здесь можно выделить три случая.

(а) Если в ядре НЗ отсутствуют гипероны или кварки и бета-равновесие поддерживается реакцией модифицированного урка-процесса, то для колебаний с частотой $\omega \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ объемная вязкость [23] доминирует при $T \gtrsim 10^9$ К, давая $\tau \sim 10/T_9^6$ лет. При типичном значении $T \sim 10^9$ К, время τ может составлять несколько лет.

(б) Если бета-равновесие поддерживается реакциями прямого урка-процесса, то объемная вязкость и темп нейтринного охлаждения усилятся на несколько порядков [24]. Объемная вязкость начнет доминировать при $T \gtrsim 10^8$ К, давая $\tau \sim 1/T_9^4$ мин. В этом случае температура упадет до $\sim 10^8$ К примерно за несколько дней и время τ тоже составит несколько дней.

(в) При наличии гиперонов или кварков объемная вязкость определяется безнейтринными реакциями с участием этих частиц [25, 26] и возрастет настолько, что будет доминировать при $T \gtrsim 10^7$ К, давая $\tau \sim 1/T_9^2$ с.

Вне зависимости от темпа нейтринного охлаждения для молодой НЗ имеем τ порядка нескольких минут. Таким образом, существование г-мод критически зависит от присутствия в НЗ гиперонов или кварков.

Влияние сверхтекучести на затухание колебаний двояко. С одной стороны, наличие щели в дисперсионном соотношении сверхтекучих частиц может резко уменьшить объемную вязкость и замедлить затухание колебаний [27]. С другой стороны, взаимное трение эквивалентно большой эффективной вязкости, так что $\tau \lesssim 10^4$ с [28]. Появление сверхтекучести в остывающей НЗ зависит от режима остывания и значений T_c . Возможно, в молодой НЗ сверхтекучесть не успевает возникнуть и не влияет на г-моды. Однако она может сильно демпфировать колебания более старых НЗ.

7. Остывание звезд

Уменьшение температуры поверхности со временем в остывающей НЗ регулируется, в частности, нейтринной светимостью и теплоемкостью НЗ (см., например, [6]). Наличие щели в дисперсионном соотношении сверхтекучих частиц меняет теплоемкость и уменьшает скорость нейтринных реакций с участием этих частиц. Более того, возникает новый специфический механизм нейтринного излучения при куперовском спаривании частиц. В отсутствие сверхтекучести возможно так называемое *медленное* остывание за счет нейтринных реакций модифицированного урка-процесса или *быстрое* остывание за счет прямого урка-процесса. Сверхтекучесть может привести к тому, что быстрое остывание выглядит как медленное и наоборот. Тем самым сверхтекучесть в ядре НЗ может стать мощным регулятором остывания. Это позволяет, в принципе, определять критические температуры в ядре НЗ путем сравнения теории остывания с наблюдениями теплового излучения НЗ.

В частности, это было сделано [6] для упрощенных моделей НЗ, ядра которых состоят только из n , p и e , в предположении, что критические температуры T_{cn} и T_{cp}

постоянны по ядру НЗ. Были выбраны модели НЗ с массами 1,3 или $1,48 M_\odot$, соответствующие выключенному или включенному прямому урка-процессу. Результаты сопоставлены с температурами поверхности нескольких НЗ умеренного возраста ($10^4 - 10^6$ лет), полученными путем интерпретации наблюдаемых спектров излучения с помощью чернотельной модели или моделей водородных атмосфер. В четырех случаях (два значения массы и два типа интерпретации спектров) были определены значения T_{cn} и T_{cp} , удовлетворяющие основным наблюдательным данным. Во всех случаях оказалось, что $T_{cn} \approx 3 \times 10^8$ К. Полученные результаты являются предварительными. На следующем этапе нужно рассмотреть более реалистические модели сверхтекучести, в которых значения T_c меняются по ядру НЗ.

8. Заключение

Сверхтекучесть барионной составляющей вещества (нуклоны, гипероны, кварки) внутри НЗ предсказывается почти всеми микроскопическими расчетами. Однако теоретические значения T_c очень неопределенны.

Сверхтекучесть сильно влияет на многие процессы, происходящие в НЗ (глитчи, эволюция магнитного поля, затухание колебаний, остывание). При этом теоретическое описание многих эффектов сверхтекучести пока несовершенно.

В принципе, свойства сверхтекучести можно исследовать, сравнивая результаты теоретических моделей с наблюдениями НЗ. Можно ожидать, что такие исследования прояснят свойства сверхтекучести и помогут решить основную загадку НЗ — определить состав и уравнение состояния вещества в их недрах.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 99-02-18099).

Список литературы

- Шапиро С Л, Тьюколски С А *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Т. 1, 2 (М.: Мир, 1985)
- Witten E *Phys. Rev. D* **30** 272 (1984)
- Migdal A B *Nucl. Phys.* **13** 655 (1959)
- Wolf R A *Astrophys. J.* **145** 834 (1966)
- Hoffberg M et al. *Phys. Rev. Lett.* **24** 775 (1970)
- Яковлев Д Г, Лебенфисх К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999)
- Balberg S, Barnea N *Phys. Rev. C* **57** 409 (1998)
- Bailin D, Love A *Phys. Rep.* **107** 325 (1984)
- Alford M, Rajagopal K, Wilczek F *Phys. Lett. B* **422** 247 (1998)
- Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **47** 2006 (1964)
- Baym G, Pethick C, Pines D *Nature* **224** 673 (1969)
- Андреев А Ф, Башкин Е П *ЖЭТФ* **69** 319 (1975)
- Alpar M A, Langer S A, Sauls J A *Astrophys. J.* **282** 533 (1984)
- Alpar M A, in *The Lives of the Neutron Stars* (Eds M A Alpar et al.) (Dordrecht: Kluwer, 1995) p. 185
- Haensel P, Urpin V A, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **229** 133 (1990)
- Srinivasan G et al. *Current Sci.* **59** 31 (1990)
- Ding K Y, Cheng K S, Chau H F *Astrophys. J.* **408** 167 (1993)
- Hsu S D H *Phys. Lett. B* **469** 161 (1999)
- Bailin B, Love A *Nucl. Phys. B* **205** 119 (1982)
- Chau H F *Astrophys. J.* **479** 886 (1997)
- Alford M, Berges J, Rajagopal K *Nucl. Phys. B* **571** 269 (2000)
- Andersson N, Kokkotas K D *Int. J. Mod. Phys. D* (2001) (in press); gr-qc/0010102
- Sawyer R F *Phys. Rev. D* **39** 3804 (1989)
- Haensel P, Schaeffer R *Phys. Rev. D* **45** 4708 (1992)
- Jones P B *Proc. Roy. Soc. London A* **323** 111 (1971)
- Madsen J *Phys. Rev. D* **46** 3290 (1992)
- Haensel P, Levenfish K P, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **357** 1157 (2000)
- Lindblom L, Mendell G *Phys. Rev. D* **61** 104003 (2000)