

## 10.9. СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Системы многих фермионов, характер взаимодействия в которых благоприятствует образованию *пар* частиц в двухчастичных состояниях, могут претерпевать фазовый переход в состояние *сверхтекучести*. Если частицы заряжены, то состояние будет *сверхпроводящим*. Такое состояние представлено, например, в теории сверхпроводимости БКШ (Бардина—Купера—Шриффера). Согласно этой теории, в металле электроны с импульсом  $\mathbf{k}$  и спином  $\mathbf{s}$  спариваются с электронами, имеющими импульс  $-\mathbf{k}$  и спин  $-\mathbf{s}$ . Эта связь осуществляется посредством электрон—фононных взаимодействий в решетке (элементарное обсуждение см. в [608]).

Поскольку основное ядерное взаимодействие на больших расстояниях имеет характер притяжения, совершенно аналогичный механизм БКШ-спаривания может реализоваться в плотном адронном веществе, например при лабораторных экспериментах или в веществе нейтронной звезды. Хотя две нейтрона не могут быть связанными в вакууме, они могут оказаться связанными, находясь в поле других нуклонов. В сильно вырожденных системах Ферми спаривание происходит главным образом между состояниями, лежащими вблизи поверхности Ферми. В тяжелых ядрах или в нейтронных звездах, где отношение  $n_n/n_p$  велико, достаточно рассматривать лишь спаривание  $n - n$  и  $p - p$ ; состояния с противоположными импульсами для нейтронов и протонов находятся на разных поверхностях Ферми.

Нейтронные пары являются бозонами, так что их поведение, по видимому, аналогично поведению атомов  ${}^4\text{He}$  в жидком гелии.  ${}^4\text{He}$  представляет собой сверхтекучую жидкость при температурах ниже 2,19 К. В частности, у нее наблюдается безвязкостное течение; кинетическая энергия чистой сверхтекучей жидкости не диссипирует из-за трения о стенки сосуда или из-за внутреннего трения в самой жидкости.

В нейтронных звездах аналогичное поведение возможно только в том случае, если тепловая энергия  $kT$  меньше скрытой теплоты  $\Delta$ , связанной с фазовым переходом к спаренному состоянию («энергетическая щель сверхтекучести»). Этот параметр щели  $\Delta$  зависит от силы парного взаимодействия и затем от плотности. При ядерных плотностях ( $\rho \leq 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>), как мы знаем из лабораторных экспериментов, протоны и нейтроны претерпевают переход к спариванию в холодном ядерном веществе с  $\Delta \sim 1-2$  МэВ. Следовательно, при относительно низких температурах (не более 1 кэВ), ожидаемых для всех нейтронных звезд, за исключением самых молодых (сравните с гл. 11), можно рассчитывать на обнаружение нейтронной сверхтекучести в коре и недрах нейтронной звезды.

Можно ожидать также, что оставшиеся в недрах протоны должны быть спаренными и, следовательно, сверхпроводящими. Однако маловероятно, чтобы сверхпроводящими стали и электроны: в случае нейтронной звезды электрон-фононная связь слишком слаба.

Проведенные недавно вычисления (см. обзор в [458]) свидетельствуют о том, что внутри нейтронной звезды могут существовать по крайней мере три различных адронных сверхтекучих жидкости:

1. Во внутренней коре ( $4,3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3 < \rho < 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ ) свободные нейтроны могут спариваться в состоянии  ${}^1S_0$ , образуя сверхтекучую жидкость среди обогащенных нейтронами ядер.

2. В режиме квантовой жидкости ( $\rho \geq 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ ), когда ядра растворяются в вырожденной жидкости нейтронов и протонов, для нейтронной жидкости спаривание, вероятно, должно происходить в состоянии  ${}^3P_2$ .

3. Протоны в квантовой жидкости, как ожидается, должны быть сверхпроводящими в состоянии  ${}^1S_0$ .

Существует ряд важных следствий адронной сверхтекучести и сверхпроводимости, которые могут привести к некоторым эффектам, поддающимся наблюдениям. Важно отметить, что сверхтекучесть мало влияет на такие макроскопические свойства нейтронных звезд, как их массы, радиусы и т.п. Причина в том, что энергия спаривания не превышает 1% от полной энергии взаимодействия в зоне нейтронной жидкости, так что спаривание приводит к очень незначительному изменению зависимости  $P$  от  $\rho$ , обсуждавшейся ранее для «нормального» вещества. В числе важных физических следствий сверхтекучести можно отметить следующие эффекты:

#### *а) Тепловые эффекты*

Теплоемкость сверхтекучей жидкости или сверхпроводника значительно ниже, чем у обычного вырожденного газа при достаточно низких температурах. Действительно, теплоемкость изменяется как  $\exp(-\Delta/kT)$ , поскольку для возбуждения бариона сначала надо разорвать БКШ-пару. Для этого надо затратить энергию  $\Delta$ . (См. «Статистическую физику» Ландау и Лифшица [340], § 66.)

Это уменьшение теплоемкости сокращает характерное время охлаждения пульсаров. Тем не менее нормальные компоненты жидкости (например, электроны) дают полный вклад в теплоемкость, так что эффект, обусловленный сверхтекучестью, отчасти уменьшается.

В противоположность этим эффектам фрикционное взаимодействие между нормальным и сверхтекучим компонентами может привести к тепловой диссипации вращательной энергии и, следовательно, к возрастанию времени остывания пульсаров<sup>1)</sup>. Этот вопрос еще не разрешен. Сверхтекучесть понижает также скорость излучения нейтрино по сравнению со значениями, характерными для «нормального» вещества.

#### *б) Магнитные эффекты*

У сверхпроводников в лабораториях обычно проявляется эффект Мейснера: магнитное поле вытесняется из любой области, которая становится сверхпроводящей. Однако в веществе нейтронной звезды присутствуют

<sup>1)</sup> См. [241] и гл. 11.

свободные электроны и поэтому, как ожидается, магнитное поле пронизывает всю конфигурацию. В результате заряженные компоненты коры и ядра объединяются магнитным полем и вращаются синхронно.

Однако сверхтекучие нейтроны очень слабо соединены с корой и заряженными компонентами. Заряженные частицы непрерывно замедляются тормозящим моментом реакции излучения, передаваемым магнитным полем [уравнение (10.5.4)]. Сверхтекучая жидкость должна поэтому в среднем вращаться *быстрее* пульсара. Слабые силы трения между нормальной внешней корой и сверхтекучими нейтронными недрами связывают два этих компонента и преобразуют часть вращательной энергии во фрикционный нагрев.

*Упражнение 10.8.* Установите верхний предел на температуру  $T$  поверхности пульсара в Крабовидной туманности, предполагая, что вся энергия вращения диссипирует, преобразуясь в тепловое чернотельное излучение с поверхности.

*Ответ:*  $T \leq 3 \cdot 10^7$  К.

Релаксация заряженного и сверхтекучего компонентов к твердотельному (т.е. синхронному) вращению может продолжаться в течение многих дней или даже лет после любого внезапного изменения периода пульсара (т.е. периода вращения заряженного компонента). Этот динамический эффект является основой для некоторых моделей сбоев пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов (разд. 10.10).

### *в) Гидродинамические эффекты*

Уникальное следствие нейтронной сверхтекучести состоит в том, что из-за вращения нейтронной звезды жидкость должна содержать дискретный набор *вихрей*. Вихри параллельны оси вращения, и каждый из них обладает квантованной циркуляцией

$$\oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} = \frac{h}{2m_n}, \quad (10.9.1)$$

где  $\mathbf{v}$  — скорость жидкости, а  $2m_n$  — масса нейтронной пары<sup>1)</sup>.

С микроскопической точки зрения жидкость движется без вращения ( $\nabla \times \mathbf{v} = 0$ ) повсюду, за исключением сердцевины каждой вихревой линии. При усреднении по многим вихревым линиям средняя скорость жидкости  $\langle \mathbf{v} \rangle$  может удовлетворять обычному уравнению однородного вращения

$$\nabla \times \langle \mathbf{v} \rangle = 2\boldsymbol{\Omega}. \quad (10.9.2)$$

<sup>1)</sup> См. главу 11 известной книги Фейнмана [195], где обсуждается, почему вращающаяся сверхтекучая жидкость образует вихри, подчиняющиеся уравнению (10.9.1).

Из уравнений (10.9.1), (10.9.2) и теоремы Стокса находим, что число квантованных вихревых линий на единицу площади для пульсара в Крабовидной туманности равно

$$n_v = \frac{4\Omega m_n}{h} = 1,9 \times 10^5 \text{ см}^{-2}. \quad (10.9.3)$$

Среднее расстояние между вихревыми линиями составляет  $n_v^{-1/2} \sim 10^{-2}$  см, что много меньше радиуса звезды. Это оправдывает макроскопический подход: если рассматривать  $\langle \mathbf{v} \rangle$ , то со сверхтекучей жидкостью можно обращаться как с вращающимся твердым телом. Момент инерции звезды также имеет свое классическое значение.

Вопрос о том, «приколоты» ли сердцевины вихревых линий к ядрам в коре или же они проникают в пространство между ядрами, пока является предметом исследований и споров. Ответ на этот вопрос важен для некоторых моделей сбоев пульсаров.

## 10.10. СБОИ ПУЛЬСАРОВ И АДРОННАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ

Примечательно, что данные наблюдений моментов прихода импульсов от пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов после внезапных скачков частоты у них могут послужить свидетельством существования сверхтекучести в нейтронных звездах.

При первом сбое пульсара в созвездии Парусов, для которого было характерным резкое изменение  $\dot{\Omega}$  ( $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \sim 10^{-2}$ ) наряду с более слабым возрастанием  $\Omega$  ( $\Delta\Omega/\Omega \sim 2 \cdot 10^{-6}$ ), Бейм, Пайнс, Петик и Рудерман [54] предложили простую «двухкомпонентную» модель нейтронной звезды для объяснения скачка частоты. Мы рассмотрим эту модель, которая в основном является феноменологической, в качестве образца, чтобы показать, как в принципе данные по наблюдениям сбоев могут быть включены в теоретическую картину. Ниже мы сравним некоторые конкретные предсказания модели с наблюдениями.

Согласно этой модели, нейтронная звезда состоит из нормального компонента — коры и заряженных частиц — с моментом инерции  $I_c$  и слабо связанной с ним сверхтекучей нейтронной жидкости, обладающей моментом инерции  $I_n$ . Предполагается, что заряженный компонент вращается с наблюдаемой частотой пульсара  $\Omega(t)$ , поскольку считается, что все заряженные частицы сильно связаны с магнитным полем. Вращение сверхтекучей нейтронной жидкости, как предполагается, должно быть квазиоднородным в том смысле, как об этом говорилось в разд. 10.9, со средней угловой частотой  $\Omega_n(t)$ . Связь между двумя компонентами описывается одним параметром  $\tau_c$  — временем релаксации для диссипации энергии вследствие трения.

В модели предполагается, что возрастание частоты вращения вызывается «звездотрясением», происходящим в коре. Детали механизма звездотрясения сейчас несущественны (см. следующий раздел, где дано описание