

структуры, когда расстояния между частицами приближаются к радиусу кора r_c . При соответствующих плотностях бесконечно сильное отталкивание «запирает» каждый нейтрон в отдельном узле кристаллической решетки. Для нас, однако, важнее вопрос: может ли привести к отвердению более реалистичский потенциал с мягкой отталкивательной сердцевинкой типа Юкавы (например, потенциал Бете — Джонсона)? В этом случае еще не выяснено, не слишком ли «мягок» потенциальный барьер и не могут ли частицы туннелировать сквозь него. Тогда требуемая для образования кристаллической структуры локализация частиц может оказаться невозможной, за исключением лишь области крайне высоких плотностей¹⁾.

При решении вопроса об отверждении возникают те же трудности, что и при построении уравнения состояния для ядерной материи: надо выбрать форму потенциала и провести многочастичные вычисления. Результаты нескольких работ²⁾ указывают, хотя и не вполне определенно, что без пионной конденсации ядерная материя не может отвердеть. Однако, как показано в работе [444], механизмом, который обеспечивает отверждение, может оказаться π^0 -мезонная конденсация. Нейтральное пионное поле усиливает эффективные тензорные силы в плотной материи, которые приводят к пространственному упорядочиванию. К моменту написания этой книги вопрос о том, является плотная ядерная материя твердой или жидкой, еще не решен.

8.13. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ: СВЕРХВЫСОКИЕ ПЛОТНОСТИ

При плотностях, значительно превосходящих ядерную (например, $\geq 10\rho_{\text{нук}}$), ядерную материю нельзя описывать с помощью нерелятивистского многочастичного уравнения Шредингера или использовать потенциал взаимодействия. «Мезонные облака», окружающие нуклоны, перекрываются, и систему нельзя рассматривать как совокупность отдельных локализованных частиц, взаимодействующих через двухчастичные силы. Еще до того как теряет смысл само понятие потенциала, различные потенциалы, одинаково хорошо воспроизводящие данные о фазовых сдвигах в рассеянии при низких энергиях, приводят к совершенно различным уравнениям состояния. Причина состоит в том, что при $\rho \sim 10^{15}$ г/см³ становится весьма существенной область действия отталкивания на малых расстояниях, к которой нечувствительно рассеяние при низких энергиях.

Типичный подход к уравнению состояния в этой области [595] состоит в том, чтобы построить *релятивистский* лагранжиан, описывающий взаимодействие «голых» нуклонов, причем обмен скалярными мезонами обеспечивает притяжение, а обмен более массивными векторными ω -мезонами — отталкивание. В нерелятивистском пределе и классическая, и квантовая теории приводят к потенциалам типа Юкавы³⁾. С помощью некоторого

¹⁾ Обзор и ссылки можно найти в работе [145].

²⁾ См., например, обзор [51] и приведенные там ссылки.

³⁾ См. результаты разд. 8.6 и 8.7.

«приближения среднего поля» было обнаружено [595], что при самых высоких плотностях главную роль играет обмен векторными мезонами и справедлив результат Зельдовича:

$$P \rightarrow \rho c^2, \quad c_s \rightarrow c. \quad (8.13.1)$$

Подобные вычисления кажутся весьма многообещающими, однако пока это не более чем пробные рейды в область сверхвысоких плотностей. Не известно, возможно ли вообще создание какой бы то ни было удовлетворительной теории, основанной на рассмотрении взаимодействующих нуклонов и мезонов, или же необходима теория, основанная непосредственно на анализе взаимодействий между кварками.

Другой подход к построению уравнения состояния при сверхвысоких плотностях основан на предположении, что в этой области возникает целый сонм барионных резонансов. В ряде работ были построены статистические модели адронов [204, 254, 352]. Типичным примером является наиболее ранняя работа Хагедорна [254]. Предполагается, что спектр масс барионных резонансов представляется формулой

$$N(m) dm \sim m^a e^{m/m_0} dm, \quad (8.13.2)$$

где $N(m)dm$ — число резонансов в интервале масс между m и $m+dm$. Существующие данные о барионных резонансах можно описать формулой (8.13.2) при $m_0 \approx 160$ МэВ и $-7/2 \leq a \leq -5/2$.

В равновесном состоянии резонансы с массой m начинают возникать при условии $mc^2 = \mu_n$, так что химический потенциал нейтронов определяет предельное значение масс резонансов при любой плотности. При асимптотически высоких плотностях из формулы (8.13.3) следует

$$n = \int_0^{\mu_n} N(m) dm \sim m_0 \mu_n^a e^{\mu_n/m_0}. \quad (8.13.3)$$

Поскольку количество вновь возникающих резонансов экспоненциально велико, наиболее массивные состояния являются нерелятивистскими. Таким образом, асимптотика плотности имеет вид

$$\rho \sim \int_0^{\mu_n} m N(m) dm \sim m_0 \mu_n^{a+1} e^{\mu_n/m_0} \quad (8.13.4)$$

$$\sim n \mu_n. \quad (8.13.5)$$

Давление равно

$$P = n^2 \frac{d}{dn} \left(\frac{\rho c^2}{n} \right) \sim n^2 c^2 \frac{d\mu_n}{dn} \sim \frac{n^2 c^2}{dn/d\mu_n}. \quad (8.13.6)$$

Формула (8.13.3) дает в асимптотике

$$\frac{dn}{d\mu_n} \sim \mu_n^a e^{\mu_n/m_0} \sim \frac{n}{m_0}, \quad (8.13.7)$$

и из формулы (8.13.4) следует

$$\ln \rho \sim \frac{\mu_n}{m_0}. \quad (8.13.8)$$

Таким образом, используя формулы (8.13.7) и (8.13.8), получаем из (8.13.6)

$$P \sim \frac{\rho c^2}{\ln \rho}. \quad (8.13.9)$$

В действительности, согласно Хагедорну,

$$P = \frac{\rho c^2}{\ln(\rho/\rho_0)}, \quad (8.13.10)$$

где $\rho_0 = 2,5 \cdot 10^{12}$ г/см³.

Как и следует ожидать для системы, в которой с возрастанием плотности рождаются все новые частицы, а не расширяется море Ферми для какого-то одного элемента, уравнение состояния Хагедорна отвечает весьма «мягкому» веществу. Кроме того, в модель не были включены силы отталкивания. Скорость звука для такой материи имеет вид

$$c_s^2 = \frac{dP}{d\rho} = \frac{c^2}{\ln(\rho/\rho_0)} \left[1 - \frac{1}{\ln(\rho/\rho_0)} \right]. \quad (8.13.11)$$

Заметим, что при $\rho/\rho_0 \rightarrow \infty$ получается $c_s \rightarrow 0$ в противоположность результату применения метода среднего поля, где $c_s \rightarrow c$.

До сих пор не существует определенного теоретического или экспериментального указания на то, какая из этих двух крайних возможностей реализуется в действительности. Отметим, однако, следующие два обстоятельства. Во-первых, использование данных о «свободно» распадающихся барионах с целью определения массовой формулы типа (8.13.2) для резонансов почти наверняка недопустимо. В принципе массовый сдвиг, обусловленный наличием плотной среды [ср. (8.11.1)], может стать достаточно большим, чтобы практически полностью уничтожить высшие барионные резонансы [105, 506]. В результате уравнение состояния Хагедорна станет значительно более жестким. Во-вторых, предварительные оценки масс ней-

тронных звезд, основанные на данных наблюдений, по-видимому, исключают мягкие уравнения состояния типа Хагедорна для плотностей, превышающих $\rho_{\text{нuc}}$ не более чем в несколько раз. Эти уравнения предсказывают верхний предел масс нейтронных звезд $\leq 0,7M_{\odot}$, что гораздо ниже «наблюдаемых» величин (см. гл. 9). Разумеется, такие наблюдения не дают никакой информации о применимости уравнения состояния Хагедорна при очень высоких плотностях $\rho \gg \rho_{\text{нuc}}$, которые едва ли существуют в стабильных нейтронных звездах.

8.14. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ:

КВАРКОВАЯ МАТЕРИЯ

Появляется все больше указаний на то, что фундаментальными элементами всех сильно взаимодействующих частиц (например, N , Δ , π , ρ , ...) являются кварки. Если это верно, то теория кварков должна быть положена в основу любого фундаментального описания ядерной материи при высокой плотности. Нуклоны начинают «соприкасаться» при концентрации барионов порядка $(4\pi r_n^3/3)^{-1}$, что соответствует плотности, которая в несколько раз превосходит $\rho_{\text{нuc}}$; здесь $r_n \sim 1$ Фм — характерный радиус нуклона. Можно представить себе, что при более высоких плотностях в материи должен происходить фазовый переход, при котором кварки начинают «выдавливаться» из нуклонов. В результате получится кварковая материя — вырожденная ферми-жидкость.

Кварки никогда еще не наблюдались в свободном состоянии, поэтому полагают, что они постоянно связаны внутри адронов силами, которые возрастают при удалении кварков друг от друга. Однако современная теория кварковых взаимодействий («квантовая хромодинамика») указывает, что при сближении кварков действующие между ними силы становятся сколь угодно малыми («асимптотическая свобода»). В связи с этим было высказано предположение [145], что при достаточно высоких плотностях кварковую материю можно в первом приближении рассматривать как идеальный релятивистский ферми-газ. Если это правильно, то какова должна быть асимптотика уравнения состояния? Этим вопросом мы сейчас и займемся.

Слабые взаимодействия могут преобразовывать одни кварки в другие, отличающиеся «ароматом». В нейтронных звездах пороговый уровень, по-видимому, может быть превышен только для трех наиболее легких кварков u , d и s (см. приложение Д). Распады кварков имеют вид

$$d \rightarrow u + l + \bar{\nu},$$

$$s \rightarrow u + l + \bar{\nu}. \quad (8.14.1)$$