

или Δ . Как указано в работе [237], процессы, в которых обмен пионами вызывает притяжение, будут подавляться в плотной ядерной среде из-за изменения энергии промежуточного состояния, а также вследствие принципа Паули (так как многие из этих состояний уже заняты). Соответственно следует уменьшить некоторые из дающих притяжение составляющих в обычных двухчастичных феноменологических потенциалах, которые подбираются для описания данных о нуклон-нуклонном рассеянии в свободном пространстве. Поэтому уравнения состояния будут жестче, чем то, которое получается со свободными потенциалами.

В работе [506] дано иное объяснение этого эффекта. Наличие плотной окружающей среды меняет собственную энергию Δ -резонанса и приводит к *возрастанию* этой энергии на величину ≥ 200 МэВ. Соответствующий химический потенциал можно записать в виде

$$\mu_{\Delta} = (p_F^2 c^2 + m_{\Delta}^2 c^4)^{1/2} + U(p_F) \equiv (p_F^2 c^2 + m_{\Delta}^* c^4)^{1/2}, \quad (8.11.1)$$

где $U(p_F)$ включает поправки к собственной энергии и $m_{\Delta}^* > m_{\Delta}$ — эффективная масса. Возрастание эффективной массы Δ -резонанса понижает концентрацию и потому делает уравнение состояния при высоких плотностях более жестким.

В чисто нейтронной материи этот эффект выражен более ярко, чем в симметричной ядерной материи. Причина состоит в том, что nn -системы имеют изоспин $T=1$, а np -системы — изоспин $T=1$ или 0 (см. табл. 8.1). Однако в преобладающем процессе, в котором рождается система $N\Delta$, изоспин может принимать только значения 1 или 2 (поскольку изоспин Δ равен $3/2$), так что этот процесс может происходить только в канале с $T=1$.

Учет Δ -резонанса помогает понизить плотность насыщения для симметричной ядерной материи, так как при этом возникает отталкивание в состоянии с $T=1$, если $\rho \geq \rho_{\text{нuc}}$. Увеличение жесткости уравнения состояния для нейтронных звезд приводит к понижению плотности и увеличению радиуса при данной массе.

8.12. НЕРЕШЕННЫЕ ВОПРОСЫ: ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

Если пренебречь эффектами сильных взаимодействий между пионами и нуклонами, то отрицательно заряженные пионы могут образовываться в плотной ядерной материи в результате реакции



лишь при условии, что разность $\mu_n - \mu_p = \mu_e$ превосходит массу покоя π^- -мезона, $m_{\pi} = 139,6$ МэВ. Как было показано, $\mu_e \sim 100$ МэВ при $\rho \sim \rho_{\text{нuc}}$, так что появления π^- -мезонов можно ожидать при несколько более высоких плотностях. Это должно приводить по меньшей мере к двум важным следствиям: уравнение состояния станет более *мягким* и скорость остывания нейтронной звезды, вызванного излучением нейтрино, увеличится¹⁾.

¹⁾ Остывание нейтронных звезд рассматривается в гл. 11.

Так как пионы — это адроны, т.е. частицы, которым присуще сильное взаимодействие, то их свойства существенно меняются внутри ядерной материи. Хотя взаимодействия пионов с нуклонами ядерной материи в самом низком порядке (s -волна) приводят к увеличению эффективной массы пиона, взаимодействия более высокого порядка (p -волна) имеют противоположный знак. Вычисления, проведенные до настоящего времени [405], показывают, что π^- -мезоны действительно появляются при $\rho \sim 2\rho_{\text{нук}}$, однако эти результаты следует рассматривать как весьма предварительные.

Интересное и важное следствие возможного появления пионов, которые имеют спин 0, состоит в том, что при достаточно низких температурах они могут образовывать *бозе-эйнштейновский конденсат*. Идеальный конденсат состоит из большого числа бозонов в состоянии с нулевой кинетической энергией. Чтобы найти критическую температуру T_c , вспомним, что максимальное значение химического потенциала для бозонов с массой m равно $\mu = mc^2$. При более высоких значениях числа заполнения для некоторых состояний с заданным импульсом стали бы отрицательными. При данной концентрации частиц n температура T_c определяется условием $\mu = mc^2$. Отсюда следует (ср. разд. 2.2)

$$n = \frac{g}{h^3} \int \frac{1}{e^{(E-mc^2)/kT_c} - 1} d^3p. \quad (8.12.2)$$

При низких температурах можно использовать нерелятивистское приближение

$$E - mc^2 = \frac{p^2}{2m}. \quad (8.12.3)$$

Вводя безразмерную переменную

$$z = \frac{p^2}{2mkT_c}, \quad (8.12.4)$$

получаем

$$n = \frac{g}{h^3 2^{1/2} \pi^2} (mkT_c)^{3/2} \int_0^\infty \frac{z^{1/2} dz}{e^z - 1}. \quad (8.12.5)$$

Интеграл здесь равен $\frac{1}{2} \pi^{1/2} \zeta(3/2)$, где ζ — дзета-функция Римана. Окончательно

$$T_c = \frac{3,31}{mk} \left(\frac{n}{g} \right)^{2/3} \hbar^2. \quad (8.12.6)$$

При $T < T_c$ частицы с положительной кинетической энергией имеют распределение, соответствующее формуле вида (8.12.2) (с заменой T_c на T).

Согласно формуле (8.12.5), $n \sim T^{3/2}$, так что

$$n(z > 0) = n \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}. \quad (8.12.7)$$

Все остальные частицы находятся в низшем состоянии с $z=0$,

$$n(z=0) = n \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \right]. \quad (8.12.8)$$

Частицы с $z=0$ не имеют импульса (конденсация происходит не в физическом, а в импульсном пространстве) и потому не вносят вклада в давление. При $T \rightarrow 0$ практически все бозоны оказываются в этом состоянии. Таким образом, ясно, почему пионная конденсация приводит к *смягчению* уравнения состояния. Детальный, хотя и весьма предварительный расчет [25] предсказывает уменьшение полного давления на 75% при $\rho \sim 3\rho_{\text{пуч}}$. Отдельные свойства механизма, благодаря которому пионный конденсат делает уравнение состояния более мягким, весьма сильно зависят от нуклон-нуклонного взаимодействия в целом. Вполне надежное вычисление уравнения состояния, которое учитывало бы и эффекты изобары, повышающие давление (см. разд. 8.11), и смягчающий эффект пионного конденсата, еще не было проведено.

Чтобы разобраться в эффектах пионной конденсации, рассмотрим идеальный газ, состоящий из нейтронов, протонов и электронов, при $T=0$ и допустим, что выше порога возможно рождение π^- -мезонов. Условие равновесия

$$\mu_n - \mu_p = \mu_e = \mu_\pi, \quad (8.12.9)$$

даст

$$m_n(1 + x_n^2)^{1/2} - m_p(1 + x_p^2)^{1/2} = m_e(1 + x_e^2)^{1/2}, \quad (8.12.10)$$

$$m_e(1 + x_e^2)^{1/2} = m_\pi. \quad (8.12.11)$$

В уравнении (8.12.11) использован тот факт, что при $T=0$ все пионы в конденсате имеют нулевую кинетическую энергию. Из условия электронейтральности следует

$$n_e + n_\pi = n_p, \quad (8.12.12)$$

так что

$$\frac{1}{3\pi^2\lambda_e^3} x_e^3 + n_\pi = \frac{1}{3\pi^2\lambda_p^3} x_p^3. \quad (8.12.13)$$

Концентрация барионов, плотность массы и давление могут быть найдены по формулам (ср. (2.5.8) — (2.5.10]):

$$n = \frac{1}{3\pi^2\lambda_p^3} x_p^3 + \frac{1}{3\pi^2\lambda_n^3} x_n^3, \quad (8.12.14)$$

$$\rho = \frac{m_e}{\lambda_e^3} \chi(x_e) + \frac{m_p}{\lambda_p^3} \chi(x_p) + \frac{m_n}{\lambda_n^3} \chi(x_n) + m_\pi n_\pi, \quad (8.12.15)$$

$$P = \frac{m_e c^2}{\lambda_e^3} \phi(x_e) + \frac{m_p c^2}{\lambda_p^3} \phi(x_p) + \frac{m_n c^2}{\lambda_n^3} \phi(x_n). \quad (8.12.16)$$

Если, например, задана плотность, то формулы (8.12.10), (8.12.11), (8.12.13) и (8.12.15) представляют собой четыре уравнения, из которых можно найти x_n , x_p , x_e и n_π , так что все величины будут определены.

Формула (8.12.11) при $x_e \gg 1$ показывает, что порог образования π^- -мезонов соответствует

$$x_e = \frac{m_\pi}{m_e} = 273,2. \quad (8.12.17)$$

На пороге $n_\pi = 0$, и из (8.12.13) следует

$$x_p = \frac{m_\pi}{m_p} = 0,1488. \quad (8.12.18)$$

При этом формула (8.12.10) дает

$$x_n = 0,5843, \quad (8.12.19)$$

и из (8.12.15) получаем

$$\rho \equiv \rho_\pi = 1,36 \times 10^{15} \text{ г/см}^3. \quad (8.12.20)$$

При $\rho < \rho_\pi$ уравнение состояния получается точно таким же, как в разд. 2.5. При $\rho > \rho_\pi$ величина x_e остается постоянной, так что n_e и P_e также не меняются с ростом ρ . Возрастающая доля отрицательного заряда связана с пионами, которые вносят вклад в плотность массы покоя, но не в давление.

Вычислительное упражнение 8.17. Сравните равновесное уравнение состояния для холодного идеального газа, состоящего из n , p , e и π , с уравнением для газа, состоящего из n , p и e без пионной конденсации. Нанесите обе кривые на график зависимости $\lg P$ (дин/см²) от $\lg \rho$ (г/см³). Кроме того, изобразите график зависимости адиабатического показателя $\Gamma \equiv d \ln P / d \ln \rho$ от $\ln \rho$ (г/см³) для этих двух случаев (ср. рис.2.2 и 2.3). Поясните различие в жесткости для этих уравнений состояния выше порога.

Заметим, что в равновесном состоянии существуют переходы

$$\pi^+ + \pi^- \leftrightarrow 2\gamma \leftrightarrow \pi^0, \quad (8.12.21)$$

так что

$$\mu_{\pi^0} = 0, \quad (8.12.22)$$

$$\mu_{\pi^+} = -\mu_{\pi^-} = -\mu_e < 0. \quad (8.12.23)$$

Таким образом и для π^0 , и для π^+ функция распределения удовлетворяет условию $f = [\exp[(E - \mu)/kT] - 1]^{-1} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$ и всех $p \geq 0$. (Напомним, что E включает энергию, связанную с массой покоя частиц.) Таким образом, при $T = 0$ идеальный газ не содержит π^0 - и π^+ -мезонов. По той же причине существование π^- -мезонов препятствует образованию K^- -мезонов и всех других мезонов, положительных и отрицательных. (Среди всех отрицательно заряженных бозонов π^- -мезон имеет наименьшую массу.) Аналогично исключается образование позитронов и антибарионов. Однако, если принять во внимание взаимодействия между частицами, эти выводы не вполне справедливы. В частности, рассматривалась возможность конденсации π^0 -мезонов¹⁾.

Возможно, что пионная конденсация делает более вероятным *отверждение* нейтронной материи при достаточно высокой плотности. Не исключено, что отталкивание на малых расстояниях в нуклон-нуклонном потенциале может быть достаточно сильным, чтобы удерживать нейтроны в узлах регулярной решетки²⁾. Отсюда следует, что нейтронные звезды могут иметь твердые ядра, а также твердые наружные оболочки. Предваряя приведенное ниже обсуждение нейтронных звезд, отметим, что подобная структура должна приводить к некоторым следствиям, доступным непосредственным наблюдениям.

1. Высвобождение упругой энергии в сейсмически активных ядрах нейтронных звезд должно вызывать «звездотрясения», приводящие к временным ускорениям вращения пульсаров [489]. Явления такого типа наблюдались, например, у пульсара в Парусах.

2. Гравитационное излучение из когерентно колеблющегося твердого ядра [179].

3. Прецессия нейтронной звезды, вызванная сплюснутостью твердой коры или ядра. Такая прецессия может быть причиной «включения» и «выключения» рентгеновского излучения от аккрецируемого газа через регулярные промежутки времени, как это наблюдается в 35-дневном цикле двойного рентгеновского источника Геркулес X-1 [333].

Теперь ясно, что бесконечный отталкивательный потенциал «твердого кора» по своей сути должен приводить к образованию твердотельной

¹⁾ См., например, работу Бейма и Петика [52] и приведенные там ссылки.

²⁾ Напомним рассмотренное в разд. 4.3 отверждение белых карликов, обусловленное кулоновским отталкиванием между ядрами.

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 реалистический потенциал с мягкой отталкивательной сердцевинной 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.