

УДК 52-1/-8:539.14; 524.1:539.14

Н.Ж. Такибаев^{1*}, К. Каго^{2*},
М. Такибаева¹, А. Сарсембаева¹, В. Курмангалиева³, Д. Насирова³

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

²Университет Хоккайдо, Япония, г. Саппоро,

³Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Казахстан, г. Алматы

*E-mail: takibayev@gmail.com

Изучение равновесных состояний в оболочках нейтронных звезд

Аннотация. Получено эффективное резонансное взаимодействие ядер в кулоновском кристалле, создаваемое перерассеянием свободного нейтрона на ядрах кристаллической решетки. Резонансы в решетке возникают при энергиях нейтрона, близких к энергии парного нейтрон-ядерного резонанса, и сверхвысоких давлениях, характерных для оболочек нейтронных звезд. Рассмотрены воздействия резонансов на свойства сверхплотных кристаллических структур и уравнение состояний вещества.

Ключевые слова: нейтронные звезды, кристаллическая структура, резонанс.

Введение

Как известно, многие вопросы физики нейтронных звезд остаются научной загадкой. Основной вопрос касается мощного излучения нейтронной звезды, которую обычно отождествляют с пульсаром [1, 2]. Если сам факт импульсов от пульсаров, идущих со строгой периодичностью, объясняется вращением звезды, ось которого не совпадает с ее магнитными полюсами, то спектральные характеристики, мощность излучения и микроструктура импульсов не находят четкого объяснения [1-3].

Особый интерес вызывает структура нейтронной звезды и свойства вещества во внутренних ее слоях. Здесь развиваются модели и представления о состояниях странного вещества, состоящего из странных частиц, или кваркового вещества, состоящего из кварков. Такие представления возникли из анализа свойств вещества в экстремальных условиях, в частности, при сверхсильных давлениях, в миллиарды раз превышающих давления, полученные в лабораторных условиях [1-4].

Принципиальной основой теоретических моделей нейтронных звезд является квантовая теория строения вещества, и представления вырожденного ферми-газа спиновых частиц. Но

многие вопросы, касающиеся внутренней структуры, а также реакций и процессов в нейтронных звездах, остаются пока не разгаданными. Поэтому развитие физики нейтронных звезд связывают с разработками новых теоретических представлений и моделей, а также с открытиями новых явлений.

Одной из главных характеристик вещества звездных объектов, находящихся в стационарном или квазистационарном состоянии, является его уравнение состояния. Эта термодинамическая характеристика имеет глобальный физический смысл. Уравнение состояния связывает между собой термодинамические величины макроскопического описания вещества, например, давление, объем и температуру. В состоянии равновесия на определенный слой или объем вещества звезды будут действовать силы, давление которых будет уравновешивать друг друга. Такое равновесие может существовать довольно долго, в течение которого этот звездный объект будет неизменным и почти стабильным. Нарушение равновесия звезды обычно связывают с его взрывом и переходом в новое физическое состояние.

Другой важной особенностью уравнения состояния является связь термодинамических величин с микроскопическими характеристиками,

такими, как потенциальные поля, квантовые состояния, сечения ядерных реакций и т.п. Уравнение состояния в развернутой форме должно содержать зависимости давления, объема и температуры от взаимодействия частиц, полей, и особенностей микроструктуры.

Структура и особенности строения нейтронной звезды

Обратимся к моделям строения нейтронной звезды [1-4]. Нейтронные звезды, наряду с черными дырами и белыми карликами – компактными объектами вселенной, считаются конечной формой в эволюционной жизни звезд. Их образование связывают со взрывами сверхновых. При взрыве внешние области материнской звезды выносятся в пространство, образуя газовые туманности. Внутренние же области, наоборот, сжимаются под воздействием мощной ударной волны взрыва.

Сжатие приводит к образованию нового сверхплотного звездного объекта, которое в зависимости от его массы может стать белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой. Если масса звезды больше критической $M > 2.5M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца, то образуется черная дыра. При меньших массах образуются нейтронные звезды и белые карлики, которые различаются плотностью своих внутренних областей. Нейтронная звезда имеет большую плотность, и ее внутренние области содержат свободные нейтроны, и даже вырожденный нейтронный ферми-газ.

Поскольку нейтронные звезды связывают с пульсарами, то типичная нейтронная звезда должна иметь большой момент вращения и огромное по величине магнитное поле. Радиус нейтронной звезды не более 15 км, а масса почти в полтора раза больше массы Солнца. Нейтронная звезда может иметь атмосферу, ее размер не превышает нескольких метров. Под ней находится внешняя оболочка (или корка), ее толщина несколько сот метров. Ниже находится внутренняя оболочка, ее размер, по расчетам, 1 – 2 км. Затем, ниже располагается внешнее ядро, а под ним внутреннее ядро.

Нашей задачей является рассмотрение состояний вещества в оболочках нейтронных звезд. Отметим главные особенности этих областей. Они представляют собой сверхплотные кристаллические структуры. Плотность оболочек бы-

стро растет с глубиной, т.е. с ростом гравитационного давления.

Внешняя корка (оболочка) представляет собой очень плотный кристалл, который с глубиной превращается в кулоновский кристалл, заполненный морем вырожденных электронов. Под давлением атомы кристалла лишаются своих электронных оболочек и остаются голыми ядрами, фиксированными в узлах кристаллической решетки, или, как говорят, оказываются замороженными в вырожденную ферми-жидкость электронов. Начиная с плотностей $\rho > 1.2 \cdot 10^7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, в структуре могут идти реакции обратного бета-распада $p + e \rightarrow n + \nu_e$. Считается, что здесь есть небольшая примесь протонов.

Внутреннюю корку выделяют, связывая с ней начало процессов нейтронизации атомных ядер, в реакциях $(Z, N) + e \rightarrow (Z-1, N+1) + \nu_e$. Эти реакции становятся энергетически выгодными при давлениях $\rho > 10^{11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, а ядра становятся нейтронообогатенными. Вещество здесь будет состоять из ультрарелятивистского фермиоря вырожденных электронов, решетки из ячеек ядер и свободных нейтронов.

Число свободных нейтронов в более глубоких слоях внутренней корки будет пополняться нейтронами, выделяющимися из нейтроноизбыточных ядер. Этот процесс был определяющим для выделения этой группы слоев в особую структурную единицу, названную внутренней коркой нейтронной звезды.

Диапазон плотностей внутренней корки нейтронной звезды принимается в пределах $4 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3 \leq \rho \leq 1.4 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$. Плотность обычного ядерного вещества, характерного для средних и тяжелых ядер, принимается равной $\rho_0 > 2.8 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$. Эта плотность называется нормальной ядерной плотностью. Отметим, что плотность подложки внутренней корки почти уже сравнима с величиной ρ_0 . Важно также отметить, что расчеты свойств внутренней корки оказываются сильно зависящими от конкретных моделей [1-4].

Для полноты картины, приведем оценки характеристик нейтронной звезды при $\rho > \rho_0$. Здесь неясностей и нерешенных проблем еще больше. Под внутренней коркой предполагают наличие мантии, состоящей из деформированных и фрагментированных ядер, сильно вырожденного ультрарелятивистского электронного

ферми-газа, вырожденной нейтронной ферми-жидкости, обладающих свойствами сверхтекучести и т.д. [1-4].

Ниже находится внешнее ядро, где плотность $\rho_0 < \rho < 2\rho_0$, и оно состоит из компонент e, n, p, μ , имеющих свойства вырожденных сверхтекучих жидкостей.

Наконец, внутреннее ядро звезды, где $\rho \geq 2\rho_0$, занимает центральную и наибольшую область нейтронной звезды, где плотность в центре достигает значений $\rho \approx (10-15)\rho_0$. Состав внутренней коры представляет собой наибольшую загадку. Считается, что она имеет гиперонную и странную материи, пионный и каонный конденсаты, и состоит даже из кварк-глюонной плазмы [1-3]. Вполне возможно, что нейтронные

звезды являются источником гравитационных волн. Ведутся теоретические и экспериментальные поиски проявлений таких эффектов [2, 3].

Характеристики кристаллических структур в оболочках нейтронной звезды

Введем несколько важных для изложения величин и понятий. Длина волны де-Бройля для нейтрона $\lambda_n = 1/k_n = \hbar/\sqrt{2m_n E_n}$, или $\lambda_n = 2\pi\hbar/\sqrt{2m_n E_n}$. Тогда, если $E_n \approx 0.1 \text{ MeV}$, то $\lambda \approx 90 \text{ fm}$. Для $E_n \approx 0.4 \text{ MeV}$ следует $\lambda \approx 45 \text{ fm}$, а для $E_n \approx 0.8 \text{ MeV}$ получим $\lambda \approx 31.8 \text{ fm}$.

Плотность числа нейтронов можно связать с импульсом ферми, если нейтроны плотно упакованы и образуют вырожденный ферми-газ

$$n_n = \frac{2}{\hbar^3} \int_0^{p_F} dp 4\pi p^2 = \frac{8\pi}{3} \cdot k_F^3, \text{ так как } p_F = \hbar k_F \quad (1)$$

Поэтому для $E_F = E_n \approx 0.1 \text{ MeV}$ получим $k_F \approx 0.0695 \text{ fm}^{-1}$, что соответствует плотности нейтронного вырожденного ферми-газа

$$n_n = \frac{8\pi}{3} (6.95 \cdot 10^{11})^3 \cdot \text{cm}^{-3} = 2.812 \cdot 10^{36} \text{ cm}^{-3} \quad (2)$$

и среднему расстоянию между нейтронами $\bar{r}_n \approx 7,2 \text{ fm}$. Это будет еще нерелятивистский нейтронный ферми-газ. На больших глубинах, начиная с плотности вещества кристаллической решетки $\rho > 3 \cdot 10^{13} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, вклад в давление нейтронного ферми-газа начнет преобладать над вкладом электронного ферми-газа.

Обратимся к рассматриваемой нами области нейтронной звезды, т.е. к внешней и внутренней оболочкам звезды, где плотности $1.2 \cdot 10^7 \text{ g/cm}^3 \leq \rho \leq 1.4 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$. Здесь главной особенностью являются кристаллические структуры, имеющих в данном диапазоне плотностей энергетически наиболее выгодную форму существования вещества [4].

В оболочках нейтронных звезд основную роль играют гравитационные и кулоновские силы, которые противостоят друг другу. Давление сил гравитации стремится сжать материю, а давление вырожденного электронного ферми-газа сдерживает сжатие, поскольку электроны

в решетке плотно упакованы. Электронная компонента вещества прямо связана с плотностью вещества, поскольку число электронов должно компенсировать положительный заряд голых ядер в решетке. То есть в каждом слое оболочки и даже в каждой ячейке кристаллической решетки в равновесии должна обеспечиваться электронейтральность вещества. Это дает возможность выразить термодинамические характеристики вещества как функций от плотности.

Плотность вещества может быть связана с расстоянием между ядрами решетки соотношением $\rho = n \cdot m_i$, где m_i — масса ядер (сорта i). Например, для решетки из ядер железа для $\rho = 0.4 \cdot 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ получим $n = 0.43 \cdot 10^{36} \text{ cm}^{-3}$. Расстояния между ядрами будут $d = n^{-1} = 13.25 \text{ fm}$.

Перейдем от переменной $\rho(\text{g/cm}^3)$ к плотности числа частиц $n_i = \rho/m_i$, а затем и к переменной d и R . d есть расстояние между соседними ядрами, стоящими в узлах решетки, а пере-

менная $R = d / 2$ – радиус ячейки. Величину R удобно использовать при оценке характеристик ячейки Вигнера-Зейтца в случае сверхплотных кристаллов [1, 4].

В случае ядер железа ^{56}Fe область расстояний между ядрами будет: $1978.6 \text{ fm} \geq d \geq 8.8 \text{ fm}$. Укажем отдельно диапазоны d , которые соответствуют плотностям внешней корки: $1978.6 \text{ fm} \geq d \geq 62 \text{ fm}$, и внутренней корки: $62 \text{ fm} \geq d \geq 8.8 \text{ fm}$.

Свободные нейтроны внутри кристаллической решетки являются важными для нашего подхода. При энергиях нейтронов, близких к энергиям обычных резонансов в $n = A_i$ системе, в плотной решетке возникают структурные резонансы при определенных значениях параметра решетки d [5-7]. Появление таких резонансов меняет в данном локальном слое решетки уравнение состояния, т.е. меняет баланс сил.

Здесь отметим, что резонансные нейтроны будут давать вклад в состояние системы лишь до определенной глубины внутренней оболочки. Действительно, резонансы в системе нейтрон-ядро, в случае ядер ^{56}Fe , простираются почти до энергий $E_n^{np} = 0.8 \text{ MeV}$. Для $E_n \geq E_n^{np}$ резонансных пиков уже нет. Т.е. самому высоко энергичному резонансу отвечает длина волны де Бройля $\lambda_n^{np} = 31.8 \text{ fm}$. Таким образом, для плотного кристалла, состоящего из ядер этого изотопа железа, такой длине волны соответствует параметр кристалла $d = \lambda_n^{np}$. Этот параметр отвечает плотности $\rho = 0.29 \cdot 10^{13} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Области плотностей $\rho < \rho_n^{np}$, отвечающие параметрам кристалла железа $d > \lambda_n^{np}$, будут удовлетворять условиям проявления структурных нейтронных резонансов, а их теоретическое описание будет справедливым в рамках квантовомеханической задачи нескольких тел.

Отметим, что дополнительные нейтроны начинают выделяться из ядер, когда плотность достигает значений $\rho \geq 3.2 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ [1, 2]. Это соответствует межъядерным расстояниям $d \leq 90 \text{ fm}$. Отметим, что на этих межъядерных расстояниях кристаллическая структура представляет собой уже сформированный плотный кулоновский кристалл, погруженный в сильно вырожденный электронный газ. Более того, в нижних слоях структуры число нейтронов вышедших (выпарившихся) из ядер в межъядер-

ное пространство будет увеличиваться с ростом плотности.

Расчеты, выполненные для ядер с $A = 100$, $Z = 50$, показывают (Яковлев), что если при плотности $\rho \approx 10^{11} \text{ g/cm}^3$ ($d \approx 70 \text{ fm}$) число таких нейтронов составляет $n_n \approx 0.005 \text{ fm}^{-3}$, при $\rho \approx 7.9 \cdot 10^{13} \text{ g/cm}^3$ ($d \approx 40 \text{ fm}$), $n_n \approx 0.04 \text{ fm}^{-3}$, а при $\rho \approx 1.4 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$ ($d \approx 30 \text{ fm}$) число нейтронов уже будет $n_n \approx 0.07 \text{ fm}^{-3}$ [2].

Резонансное взаимодействие нейтронов в сверхплотной кристаллической структуре

Рассмотрим задачу взаимодействия легкой частицы (в данном случае – нейтрона) с системой нескольких тяжелых ядер. Такая квантовомеханическая задача решается до конца при достаточно простых приближениях. Первое, это когда парные взаимодействия между легкой и тяжелой частицами имеет сепарабельный характер. И второе, в приближении Борна-Оппенгеймера, когда отношение масс легкой и тяжелой частиц стремится к нулю.

Первое упрощение естественным образом возникает для нейтрон-ядерных резонансов Брейта-Вигнера, а второе, если ядра фиксированы в узлах кристаллической решетки. Эти приближения еще более эффективны, если решеткой является сверхплотный кристалл.

Эффективный потенциал, действующий между двумя тяжелыми частицами решетки, создается полем их многократного взаимодействия с легкой частицей. Этот эффект хорошо известен из задачи по определению энергии связи ионной молекулы водорода H_2^+ . В этом случае эффективное поле легкого электрона создает притяжение и создает связь между двумя протонами в этой системе.

В нашем случае, эффективный потенциал между тяжелыми ядрами решетки создается полем их многократного взаимодействия с нейтроном, которое можно назвать эффективным полем резонансного перерассеяния нейтрона на тяжелых ядрах [5, 6].

Считая, что парные амплитуды нейтрон-ядерного рассеяния имеют форму резонансов Брейта-Вигнера, приведем выражение для такого эффективного потенциала, действующего между тяжелыми ядрами. Запишем [5-7]

$$V_{ij}^{eff}(\vec{k}, \vec{k}'; k_0; \vec{r}) = | \nu_i \rangle \eta_i M_{ij} \eta_j \langle \nu_j |, \quad (3)$$

где величина $M_{ij} = M_{ij}(k_0; \vec{r}, \vec{r}')$ может быть представлена в форме:

$$M_{ij}(k_0; \vec{r}, \vec{r}') = M_{ij}^+(k_0; \vec{r}) \cdot \delta(\vec{r} + \vec{r}') + M_{ij}^-(k_0; \vec{r}) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (4)$$

Обозначения и выражения для эффективного потенциала приведены в рецензируемой статье, и мы их, для краткости изложения, повторять не будем.

Зная эффективный потенциал (3), действующий между тяжелыми ядрами, можно оценить его действие на кристаллическую решетку, и определить каково будет изменение величины расстояния между ядрами, вносимое этим эффективным потенциалом.

Волновая функция системы взаимодействующих ядер может быть выбрана в форме $\Psi_{ef} \Rightarrow |\Psi_i \cdot \Psi_j \cdot \Psi_n\rangle$, где Ψ_i – волновая функция ядра, фиксированного в узле кристаллической решетки, а Ψ_n – волновая функция, описывающего нейтрон перерассеяния.

Уравнение Шредингера для волновой функции Ψ_{ef} запишем в общем виде:

$$(E - H_0) |\Psi_{ef}\rangle = V^{ef} |\Psi_{ef}\rangle. \quad (5)$$

Умножая (5) слева на волновую функцию подсистемы тяжелых ядер $\langle \Psi_i \cdot \Psi_j |$, получим:

$$\langle \Psi_i \cdot \Psi_j | (E - H_0) |\Psi_{ef}\rangle = \langle \Psi_i \cdot \Psi_j | V^{ef} |\Psi_{ef}\rangle \quad (\square)$$

В приближении Борна-Оппенгеймера гамильтониан H_0 описывает свободное движение только легкой частицы, т.е. нейтрона, тогда как

тяжелые ядра, фиксированные в узлах плотной решетки, считаются неподвижными. Тогда правая часть (\square) сведется к выражению

$$\langle \Psi_i \cdot \Psi_j | (E - H_0) |\Psi_{ef}\rangle = (E - H_0) |\Psi_n\rangle. \quad (\square)$$

□то приведет к уравнению для движения нейтрона в упорядоченной структуре

$$(E - H_0) |\Psi_n\rangle = V_n^{ef} |\Psi_n\rangle, \quad (\square)$$

где введен эффективный потенциал

$$V_n^{ef} = \langle \Psi_i \cdot \Psi_j | V^{ef} | \Psi_i \cdot \Psi_j \rangle$$

Важно отметить, что этот эффективный потенциал $V_n^{ef}(r, E_n)$ имеет сепарабельный вид, т.к. из (3) следует, что $V_n^{ef} = \langle \Psi_i \cdot \Psi_j | \nu_i \rangle \eta_i M_{ij} \eta_j \langle \nu_j | \Psi_i \cdot \Psi_j \rangle$, и оно сводится к следующей форме

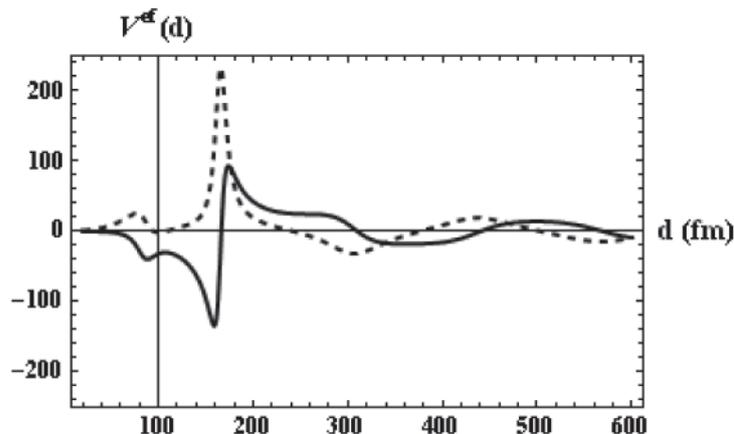
$$V_n^{ef} = \bar{\nu}_{n,i}(\vec{p}) \cdot \eta_i(E) \cdot M_{ij}(\vec{r}, \vec{r}'; E) \cdot \eta_j(E) \cdot \nu_{n,j}(\vec{p}'), \quad (\square)$$

где \vec{p} , \vec{p}' обозначают, соответственно, входящий и исходящий импульсы нейтрона, а \vec{r} , \vec{r}' – координаты рассеивающих центров на входе

и выходе нейтрона из подсистемы-мишени. Сепарабельный вид потенциала в (\square) дает возможность найти точное аналитическое решение за-

дачи, и провести достаточно простые оценки. На рис. 1 даны кривые вычислений реальной и

мнимой частей потенциала в случае решетки из ядер железа.



Сплошная линия – реальная часть V^{ef} , пунктирная – мнимая часть V^{ef} . Величины по осям даны в ферми, d – параметр решетки. Расчеты проведены для системы $n=^{57}Fe+^{57}Fe$. В расчет взяты два ближайших нейтронных резонанса в подсистеме $n=^{57}Fe$ с энергиями 49.93 кэВ и 52.7 кэВ, с ширинами 3.16 эВ и 0.24 эВ, соответственно.

Рисунок 1 – Распределение реальной и мнимой частей потенциала в случае решетки из ядер железа

Будем считать, как в задаче на движение частицы в потенциальной яме, что движение нейтрона ограничено размерами кристаллической структуры. Полагая, что на асимптотике (т.е. вдали от ядер-мишеней и области действия по-

тenciала V^{ef}) волновая функция нейтрона переходит к χ_n – обычной волновой функции частицы в потенциальной яме шириной L .

Уравнение для волновой функции тогда примет вид:

$$|\Psi_{ef,n}\rangle = |\chi_n\rangle + \frac{1}{E_n - H_0 + i\gamma} |\bar{v}_i\rangle \Phi_{ij} \langle v_j | \Psi_{ef,n}\rangle. \tag{10}$$

Учитывая сепарабельную форму потенциала V^{ef} , найдем из (7) решение для Ψ_{ef} :

$$|\Psi_{ef,n}\rangle = |\chi_n\rangle + \frac{1}{E_n - H_0 + i\gamma} |\bar{v}_i\rangle \Phi_{ij} B_{j;n}, \tag{11}$$

где $\Phi_{ij} = \eta_i(E) \cdot M_{ij}(\vec{r}, \vec{r}'; E) \cdot \eta_j(E)$, матрица Φ_{ij} есть

$$B_{j;n} = \langle v_j | \Psi_{ef,n}\rangle = \frac{1}{\delta_{ij} - A_{lk} \Phi_{lj}} \langle v_i | \chi_n \rangle, \tag{12}$$

а матрица Φ_{ij} равна

$$A_{ij} = \langle v_i | \frac{1}{E_n - H_0 + i\gamma} | \bar{v}_j \rangle. \tag{13}$$

Определение эффективной резонансной энергии

Запишем уравнение (7) в виде

$$(E - H_w) |\Psi_n^{ef}\rangle = V_n^{ef} |\Psi_n^{ef}\rangle \tag{14}$$

где волновая функция Ψ_n^{ef} на асимптотике переходит в χ_n , собственная энергия которой равна E_n^0 , а полный гамильтониан частицы обозначен как H_w . Потенциал V_n^{ef} выступа-

ет здесь как дополнительная возмущающая сила.

$\Psi_n^{ef} > = \sum_k C_{nk}$ удобно искать в форме: $|\Psi_n^{ef} > = \sum_k C_{nk} |\chi_k >$ и привести (14) к виду

$$\sum_k C_{nk} (E - E_k^0) |\chi_k > = \sum_k C_{nk} V_n^{ef} |\chi_k >. \tag{15}$$

При умножении (15) слева на $\langle \chi_m |$ получим:

$$C_{nm} \cdot (E - E_m^0) = \sum_k C_{nk} \langle \chi_m | V_n^{ef} | \chi_k >. \tag{16}$$

Полагая далее, что $C_{nk} \neq 0$, если $k \neq n$, получим равенство:

$$\Delta E_n = E - E_n^0 = \langle \chi_n | V_n^{ef} | \chi_n >. \tag{17}$$

Равенство для самого коэффициента C_{nm} можно найти из условия нормировки полной волновой функции (10).

Равенство (17) находится в полном соответствии с выражениями в (10)-(12) и также согласуется с известным соотношением Шеллмана-Эйнмана:

$$E^{ef} = \frac{\langle \Psi_{ef} | V^{ef} | \Psi_{ef} \rangle}{\langle \Psi_{ef} | \Psi_{ef} \rangle} = \frac{\langle \chi_n | V^{ef} | \chi_n \rangle}{\langle \chi_n | \chi_n \rangle}. \tag{18}$$

Величина $E^{ef} = \Delta E_n$ есть эффективная энергия взаимодействия между ядрами решетки, вызванная взаимодействующим с ними нейтроном. Эта энергия зависит от внешних параметров. В рассматриваемом случае, таким параметром является расстояние между рассеивающими центрами.

Аналогичные выкладки можно провести и для комплексно сопряженных уравнений и волновых функций. Суммируя результаты, запишем вклад от реальной части энергии эффективного резонансного потенциала в виде:

$$\Delta E_n = \frac{\langle \chi_n | \text{Re}\{V^{ef}\} | \chi_n \rangle}{\langle \chi_n | \chi_n \rangle} \tag{19}$$

Использование в качестве асимптотических функций для свободных нейтронов равенства в потенциальной яме $|\chi_n$ автоматически дает

возможность учесть плотность числа нейтронов в среде ξ :

$$E_n^{ef} = \xi_n \cdot \bar{V} \tag{20}$$

Величина \bar{V} содержит основную зависимость от расстояния между ядрами, взаимодействующими с резонансным нейтроном.

В общем случае должна быть взята сумма по всем состояниям n , которые близки к резонансным уровням. Кроме того, нужно взять сумму по всем резонансным энергиям нейтронов, которые проявляются в данном слое кристаллической структуры.

Уравнение состояния для внешней и внутренней оболочки нейтронной звезды

Обратимся теперь к силам, действующим в сверхплотной решетке. Сначала приведем случай без учета резонансных нейтронов, т.е. сделаем простые оценки баланса кулоновских и гравитационных сил. Давление может быть получено из выражения [1]:

$$P = n^2 \frac{\partial(E/n)}{\partial n}, \tag{21}$$

где $1/n$ есть объем приходящийся на один барион, E – полная плотность энергии.

Рассмотрим простой пример, используя приближение Вигнера-Зейтца и сферическую ячей-

ку с объемом $1/n_e$. Энергии взаимодействия Z электронов сферы между собой и ядром в центре сферы дают в сумме полную кулоновскую энергию такой ячейки:

$$E_C = E_{ee} + E_{ei} = -\frac{9}{10} \frac{Z^2 e^2}{r_0} \tag{22}$$

Выпишем соответствующий результат:

$$P_c = n_e^2 \frac{d(E_c / z)}{dn_e} = -\frac{3}{10} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} Z^{2/3} e^2 n_e^{4/3} \tag{23}$$

Давление в (23) противодействует давлению гравитационных сил. Давление гравитационных

сил, выраженное через плотность электронов, имеет в нерелятивистском случае следующий вид:

$$P_0 = \hbar^2 (3\pi^2)^{2/3} \frac{n_e^{5/3}}{5m_e}. \tag{24}$$

И баланс сил дает плотность: $n_e = Z^2 / (2\pi^3 a_0^3)$

, где a_0 есть значение a_0 , для которого выполняется условие

$$P = P_0 + P_c = 0. \tag{25}$$

Итак, мы рассмотрели состояние слоя кристаллической решетки, в котором нет действия резонансных нейтронов.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда вступают в силу резонансные явления. В этом случае

возникают дополнительные силы, обусловленные нейтронной резонансной энергией. И тогда мы должны добавить к кулоновской энергии в (22) энергию эффективного резонансного потенциального взаимодействия (20):

$$E_C^{ef} = E_{ee} + E_{ei} + E_{res}^{ef} \tag{26}$$

где $E_{res}^{ef} = \sum_n E_n^{ef}$. Соответственно, получаем для суммы давлений:

$$P = P_0 + P_c + P_{res}^{ef} = 0. \quad (2)$$

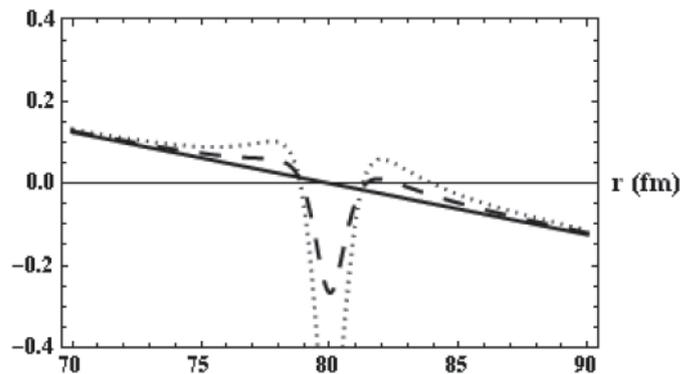
Для определения резонансного давления P_{res}^{ef} также можно использовать соотношение (21).

Проведем приближенные оценки, следуя выражениям (20) и (21). Для простоты, мы ограничимся рассмотрением лишь одного слагаемого из этой суммы, т.е. P_{res}^{ef} из (1). Рис.2 показывает изменение значения равновесного параметра плотности, при котором суммарное давление в (2) обращается в нуль. Величина параметр ξ рассчитана нами по данным обзорной работы [2].

Видно, что более интенсивное резонансное рассеяние ведет к большим по величине отклонениям r_0 от его равновесного значения, которое получено для случая, когда нейтронных резонансов нет. Новое значение r_0^{ef} возникает лишь при действии интенсивных нейтронных резонансов,

т.е. когда ξ оказывается достаточной по величине. Важно отметить, что r_0^{ef} может оказаться в области, где эти резонансы автоматически выключаются, поскольку они действуют при определенных значениях $r = r_0$.

Обратим внимание на то, что нейтронные структурные резонансы возникают при конкретном значении $r = r_0$, но возрастающее резонансное давление изменяет это значение до $r = r_0^{ef}$, где нейтронные резонансы затухают. Возникший дисбаланс давлений возвращает ситуацию к условию (2). При его выполнении опять возникает значение $r = r_0$, и вновь появляются нейтронные резонансы. Новый дисбаланс ведет к выполнению условия (2) и ситуация повторяется вновь.



Вновь же определяется $\sum P_i = 0$, что соответствует пересечению кривых с осью абсцисс. Прямая линия отвечает $P_0 + P_c$, пунктирная и точечная кривые $P_0 + P_c + P_{res}^{ef}$: пунктирная линия с $\xi = 6 \cdot 10^{-5} \text{ fm}^{-3}$, а точечная с $\xi = 1.44 \cdot 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$

Рисунок 2 — Дисбаланс давлений в локальном слое плотной кристаллической структуры

Таким образом, возникают периодические колебания в локальном слое структуры. Учитывая резонансный радиационный захват нейтронов ядрами плотности, получим, что в результате получаем периодические всплески гамма излучения.

Остаточный подробный анализ колебаний в оболочках нейтронных звезд был дан в

работе [1]. Расчеты дают значения для периодов колебаний: $\tau \sim 10^{-5}$ сек.

Такие периоды удивительным образом соответствуют временной микроструктуре импульсов пульсаров. Исследования импульсов пульсаров, их структуры и микроимпульсов ведется уже многие годы и накоплена обширная база данных их характеристик.

Действительно, из данных наблюдений и анализа следует, что импульсы многих пульсаров имеют внутреннюю структуру: они состоят из нескольких подимпульсов, а подимпульсы, в свою очередь, состоят из десятков микроимпульсов. Возможно, что структура пульсарных импульсов еще более сложная. Мы считаем, что отмеченные выше резонансные явления могут объяснить микроструктуру в импульсах пульсаров.

Отмеченные эффекты могут иметь место в твердых кристаллических структурах внутри нейтронных звезд, например, при плотностях вещества $10^9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} < \rho < 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Это соответствует областям самых нижних слоев внешней оболочки, а также верхних и промежуточных слоев внутренней оболочки нейтронной звезды. Это области, где уже сформированы сверхплотные кристаллические структуры, имеется газ свободных нейтронов, и еще существуют ядра как индивидуальные объекты.

Литература

1 Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. – М.: Мир, 1985. – 656 с.

2 Haensel P., Potekhin A., Yakovlev D. Neutron Stars; 1. Equation of State and Structure. – Boston/Dordrecht/London: Kluwer Academic Publishers, 2006. – 610 p.

3 Camenzind M. Compact Objects in Astrophysics. – Berlin Heidelberg New York: Springer, 2007. 681 с.

4 Киржниц Д.А. Труды по теоретической физике. – М.: Физматлит, 2001. – Т. 2. – 430 с.

5 Takibayev N.Zh. Class of model problems in three-body quantum mechanics that admit exact solutions // Phys. Atomic Nucl. – 2008. – Vol. 71. – P. 460-468.

6 Takibayev N.Zh. // Few-Body Syst. – 2001. – Vol. 50. – P.311-314. doi: 1007/s00601-010-0207-4.

7 Такибаев Н.Ж. О резонансной генерации нейтрино в сверхплотных звездах // Вестник НАН РК. – 2011. – № 4. – С.09-14.

8 Takibayev N.Zh. // Few-Body Systems, Springer ed. doi: 10.1007/s00601-012-0410-6, 2012.

9 Чугунов А.И. Сильнонеидеальная плазма в оболочках компактных звезд: Автореферат диссертации. Физико-Технический институт им. Иоффе. СПб., 2007.

Н.Ж. Такибаев, К. Като, М. Такибаева, А. Сәрсембаева, В. Құрманғалиева, Д. Насирова

Нейтрон жұлдыздар қабықтарының тепе-теңдік күйлерін зерттеу

Кулон кристалындағы ядролардың еркін нейтронның кристалдық тордағы ядролардан қайта шашырауынан пайда болатын тиімді резонансты әрекеттесуі табылған. Тордағы резонанстар нейтронның төмен, екі бөлшекті нейтрон-ядролық резонансына жақын энергиялары мен нейтрон жұлдыздардың қабықтарына тән тым жоғары қысымдар жағдайда пайда болады. Резонанстардың тым тығыз кристалдық құрылымдардың қасиеттеріне және заттың күй теңдеуіне әсерлері қарастырылған.

Түйін сөздер: нейтрондық жұлдыздар, кристалдық құрылым, резонанс.

N.Zh. Takibayev, K. Kato, M. Takibayeva, A. Sarsembayeva, V. Kurmangaliyeva, D. Nasirova

The study of equilibrium states in the envelopes of neutron stars

The effective resonance interaction of nuclei in the Coulomb crystal created by the rescattering of a free neutron on the nuclei of the crystalline lattice was obtained. Resonances in the lattice appear at the low energies of neutron, close to the energy of two-body neutron-nucleus resonance, and at extremely high pressures that are characteristic of neutron stars' envelopes. The influences of resonances on the properties of superdense crystalline structures and the EOS of matter were discussed.

Keywords: neutron stars, the crystal structure, the resonance.