

ГИБРИДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В РАМКАХ ЛОКАЛЬНОЙ  
МОДЕЛИ НАМБУ-ИОНА-ЛАЗИНИО ДЛЯ  
КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, Ю.Т.ВАРТАНЯН

Поступила 6 июня 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Исследуются интегральные параметры нейтронных звезд с учетом адрон-кваркового фазового перехода, в результате которого в центральной части звезды образуется ядро из кваркового вещества. Для описания кваркового вещества используется локальная модель Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ). Термодинамические характеристики адронного вещества вычислены в рамках расширенной версии модели релятивистского среднего поля (РСП), учитывающей также вклад скалярно-изовекторного  $\delta$ -мезонного эффективного поля. Для определения параметров фазового перехода применено построение Максвелла. Показано, что устойчивым гибридным звездам, в случае рассмотренного нами уравнения состояния, соответствует узкий интервал значений центральной плотности  $\rho_c \in (1.71 \div 1.73) \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. В нашей модели гибридные звезды находятся на одной ветви с нейтронными звездами, так что ветвь третьего семейства не образуется. Для максимальной массы устойчивой гибридной звезды получено значение  $M_{\text{max}} = 2.05 M_{\odot}$ . Конфигурация с максимальной массой имеет кварковую сердцевину массой  $M_{\text{core}} = 10^{-1} M_{\odot}$  и радиусом  $R_{\text{core}} = 0.6$  км.

**Ключевые слова:** *Гибридные звезды; максимальная масса; кварковое вещество; модель Намбу-Иона-Лазинио; модель релятивистского среднего поля*

1. **Введение.** Изучение адрон-кваркового фазового перехода при экстремально больших плотностях является одним из важнейших направлений современной физики. Выяснению возможных следствий такого перехода и получению сведений относительно свойств кварковой материи, образованной в результате деконфайнмента кварков, посвящено множество работ как в области физики высоких энергий и элементарных частиц, так и физики компактных космических объектов – нейтронных и кварковых звезд.

Известно, что свойства компактной звезды зависят от уравнения состояния вещества в достаточно большом интервале плотности, нижняя граница которого соответствует плотности обычного вещества, имеющего атомно-молекулярный состав, а верхняя граница может достичь значений на порядок и более больших плотности нуклонного вещества в атомных ядрах. При таких экстремально больших плотностях в барионном веществе, в котором кварки “пленены” внутри адронов, может иметь место фазовый переход деконфайнмента,

в результате которого образуется кварковое вещество.

Для получения уравнения состояния вещества нейтронной звезды, с учетом возможного адрон-кваркового фазового перехода, необходимо не только иметь уравнения состояний адронной материи и кварковой материи в отдельности, но и требуется знание типа фазового перехода. Дело в том, что в зависимости от значения коэффициента поверхностного натяжения между кварковой материей и адронной материей, фазовый переход может происходить по двум разным сценариям. При сравнительно малом значении этого параметра будет реализоваться фазовый переход с образованием электрически нейтральной адрон-кварковой смешанной фазы, в которой адронная и кварковая составляющие в отдельности являются заряженными [1]. При большом же значении коэффициента поверхностного натяжения каждая фаза в отдельности будет электронейтральной и фазовый переход будет происходить при постоянном значении давления, определяемом построением Максвелла. В последнем случае плотность при переходе имеет скачок. Имеющиеся в настоящее время сведения о величине коэффициента поверхностного натяжения между адронной и кварковой материями не позволяют однозначно определить по какому сценарию происходит фазовый переход. В настоящей работе принято, что переход реализуется по максвелловскому сценарию.

Отсутствие единой строгой теории, позволяющей адекватно описать свойства вещества в столь широком диапазоне значений плотности, приводит к необходимости применения различных модельных подходов, справедливых только в той или иной определенной ограниченной области. Для описания свойств адронной материи в области возможного фазового перехода первого рода нами использована теория релятивистского среднего поля (РСР) [2-5].

При исследовании возможности существования кварковой материи в центральной части нейтронных звезд в настоящее время, помимо известной феноменологической модели кваркового мезика Массачусетского технологического института (МТИ) [6], часто используется также модель Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) [7,8], которая достаточно успешно воспроизводит многие особенности квантовой хромодинамики [9-11].

В наших предыдущих работах, основываясь на модели мезика МТИ, мы исследовали как гибридные звезды [12-15], так и странные звезды [16-19].

Целью настоящей работы является изучение термодинамических свойств кварковой материи в рамках локальной версии модели НИЛ, выяснение возможности существования кварковой материи в недрах нейтронных звезд и проверка согласованности полученных результатов с ограничением, налагаемым на значение максимальной массы гибридной звезды  $M_{\text{max}} > 2M_{\odot}$ , вытекающим из наблюдательного факта существования пульсаров с массами порядка двух солнечных масс [20,21].

2. *Кварковая фаза.* Для описания сильно взаимодействующего трех-ароматного кваркового вещества при нулевой температуре была использована локальная модель НИЛ, которая является эффективной теорией квартовой хромодинамики (КХД), учитывающей такое непертурбативное проявление, каким является частичное восстановление киральной симметрии при высоких плотностях. В настоящей работе для плотности лагранжиана использовали выражение [22]

$$\mathcal{L}_{\text{НИЛ}} = \bar{\psi}(\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - \hat{m}_0)\psi + G \sum_{a=1}^8 [(\bar{\psi}\lambda_a\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\lambda_a\psi)^2] - K \{ \text{det}_f(\bar{\psi}(1 + \gamma_5)\psi) - \text{det}_f(\bar{\psi}(1 - \gamma_5)\psi) \}, \quad (1)$$

где  $\psi$  фермионные кварковые спинорные поля  $\psi_f^i$  с тремя ароматами  $f=1, 2, 3$  и тремя цветами  $c=r, g, b$ ,  $\hat{m}_0$  - диагональная матрица масс токовых кварков в пространстве аромата  $m_0 = \text{diag}(m_{0u}, m_{0d}, m_{0s})$ ,  $\lambda_a$  ( $a=1, 2, \dots, 8$ ) -  $SU(3)$  матрицы Гелл-Манна в пространстве аромата,  $\lambda_0 = \sqrt{2/3}I$ ,  $G$  - константа скалярного канала четырехкваркового взаимодействия,  $K$  - константа шестикваркового взаимодействия Kobayashi-Maskawa-т Хоофта [23].

Характеристики кваркового вещества в приближении среднего поля выражаются через кварковые киральные конденсаты

$$\sigma_u = \langle \bar{\psi}_u \psi_u \rangle, \quad \sigma_d = \langle \bar{\psi}_d \psi_d \rangle, \quad \sigma_s = \langle \bar{\psi}_s \psi_s \rangle.$$

Кварки рассматриваются как квазичастицы с конститuentными массами  $m_i$  ( $i=u, d, s$ ), удовлетворяющими щелсовым уравнениям

$$\begin{aligned} m_u &= m_{0u} - 4G\sigma_u + 2K\sigma_d\sigma_s, \\ m_d &= m_{0d} - 4G\sigma_d + 2K\sigma_u\sigma_s, \\ m_s &= m_{0s} - 4G\sigma_s + 2K\sigma_u\sigma_d. \end{aligned} \quad (2)$$

Кварковые конденсаты  $\sigma_i$  в свою очередь выражаются через конститuentные массы

$$\sigma_i = -\frac{3}{\pi^2} \int_0^{\Lambda} \frac{m_i}{p_F^i(n_i) \sqrt{k^2 + m_i^2}} k^2 dk \quad (i=u, d, s), \quad (3)$$

где  $n_i$  - концентрация,  $p_F^i(n_i) = (\pi^2 n_i)^{1/3}$  - ферми-импульс кварка с ароматом  $i$ ,  $\Lambda$  - импульс ультрафиолетового обрезания, необходимость которого возникает в связи с не перенормируемостью модели НИЛ.

Как следует из щелсовых уравнений (2) вклад в массу кварка данного аромата дает не только кварковый конденсат этого аромата, но также и конденсаты двух остальных ароматов. Такое смешивание ароматов в массах конститuentных кварков обусловлено наличием в лагранжиане члена,

\* Будем использовать естественную систему единиц  $\hbar=c=1$ .

учитывающего шестикварковое взаимодействие 'т Хоофта.

Условие локальной электронейтральности плазмы, состоящей из  $u$ ,  $d$ ,  $s$ -кварков и электронов, имеет вид

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0. \quad (4)$$

Барионная концентрация выражается через концентрации кварков

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s). \quad (5)$$

Условия  $\beta$ -равновесия приводят к соотношениям между химическими потенциалами кварков и электронов

$$\mu_d(n_d, m_d) = \mu_u(n_u, m_u) + \mu_e(n_e), \quad (6)$$

$$\mu_s(n_s, m_s) = \mu_d(n_d, m_d). \quad (7)$$

Химические потенциалы кварков и электронов определяются выражениями

$$\begin{aligned} \mu_i(n_i, m_i) &= \sqrt{(\pi^2 n_i)^{2/3} + m_i^2} \quad (i = u, d, s), \\ \mu_e(n_e) &= \sqrt{(3\pi^2 n_e)^{2/3} + m_e^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Решая систему десяти уравнений (2)–(7) при заданном значении барионной концентрации  $n_B$ , можно найти конститuentные массы кварков  $m_u, m_s, m_d$ , концентрации частиц  $n_u, n_d, n_s, n_e$ , а также значения кварковых конденсатов  $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$ .

Плотность энергии и давление электрически нейтральной плазмы, состоящей из  $u, d, s$ -кварков и электронов и описываемой в рамках модели НИЛ лагранжианом (1), имеют вид

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{удсе}}(n_B) &= \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d,s} \int_0^{(\pi^2 n_i(n_B))^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_i(n_B)^2} k^2 dk + \\ &+ 2G[\sigma_u(n_B)^2 + \sigma_d(n_B)^2 + \sigma_s(n_B)^2] - \\ &- 4K\sigma_u(n_B)\sigma_d(n_B)\sigma_s(n_B) + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_e(n_B))^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk + \\ &+ \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d,s} \int_0^{\Lambda} \left[ \sqrt{k^2 + m_i(0)^2} - \sqrt{k^2 + m_i(n_B)^2} \right] k^2 dk - \\ &- 2G[\sigma_u(0)^2 + \sigma_d(0)^2 + \sigma_s(0)^2] + 4K\sigma_u(0)\sigma_d(0)\sigma_s(0), \\ P_{\text{удсе}}(n_B) &= \sum_{i=u,d,s} n_i(n_B) \sqrt{(\pi^2 n_i(n_B))^{2/3} + m_i(n_B)^2} + \\ &+ n_e(n_B) \sqrt{(3\pi^2 n_e(n_B))^{2/3} + m_e^2} - \epsilon_{\text{удсе}}(n_B). \end{aligned} \quad (9)$$

(10)

Параметрами модели являются токовые массы кварков  $m_{u,v}, m_{d,s}, m_{c,b}$ , параметр обрезания  $\Lambda$ , а также константы связи  $G$  и  $K$ . В работе [22] значения этих параметров были определены в предположении изоспиновой симметрии, т.е.  $m_{u,v} = m_{d,s}$ . Был найден такой набор значений параметров, который наилучшим образом воспроизводит экспериментальные значения масс псевдоскалярных мезонов  $\pi$ ,  $K$  и  $\eta'$ , а также константы распада пиона -  $f_\pi$ . В настоящей работе численные расчеты проводились со значениями параметров модели, приведенными в упомянутой выше работе [22]:

$$m_{u,v} = m_{d,s} = 5.5 \text{ МэВ}, m_{c,b} = 140.7 \text{ МэВ}, \Lambda = 602.3 \text{ МэВ}, \\ G = 1.835/\Lambda^2, K = 12.36/\Lambda^3.$$

Выражения (9) и (10) определяют в параметрическом виде уравнение состояния кваркового вещества, состоящего из освобожденных  $u, d, s$ -кварков и электронов. Заметим, что эти выражения справедливы при значениях барионной концентрации, удовлетворяющих условию

$$\mu_d(n_B) \geq m_s(n_B). \quad (11)$$

Порог образования  $s$ -кварка определяется уравнением  $\mu_s(n_B^*) = m_s(n_B^*)$ . Ниже этого порога кварковое вещество состоит из  $u, d$ -кварков и электронов. Параметры кваркового вещества при заданном значении барионной концентрации в области плотностей ниже порога образования странного кварка ( $n_B < n_B^*$ ) определяются решением девяти уравнений (2)-(6) с дополнительным условием  $n_s = 0$ . Обозначив эти решения через  $\bar{m}_u, \bar{m}_d, \bar{m}_s, \bar{n}_u, \bar{n}_d, \bar{n}_e, \bar{\sigma}_u, \bar{\sigma}_d, \bar{\sigma}_s$ , для уравнения состояния кваркового вещества, состоящего из  $u, d$ -кварков и электронов, имеем

$$P_{\text{quk}}(n_B) = \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d} \left( \pi^2 n_i(n_B) \right)^{3/2} \int_0^{\sqrt{k^2 + \bar{m}_i(n_B)^2}} \sqrt{k^2 + \bar{m}_i(n_B)^2} k^2 dk + \\ + 2G \left[ \bar{\sigma}_u(n_B)^2 + \bar{\sigma}_d(n_B)^2 + \bar{\sigma}_s(n_B)^2 \right] - \\ - 4K \bar{\sigma}_u(n_B) \bar{\sigma}_d(n_B) \bar{\sigma}_s(n_B) + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\left( \pi^2 n_e(n_B) \right)^{1/2}} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk + \\ + \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d,s} \int_0^{\Lambda} \left( \sqrt{k^2 + \bar{m}_i(0)^2} - \sqrt{k^2 + \bar{m}_i(n_B)^2} \right) k^2 dk - \\ - 2G \left[ \bar{\sigma}_u(0)^2 + \bar{\sigma}_d(0)^2 + \bar{\sigma}_s(0)^2 \right] + 4K \bar{\sigma}_u(0) \bar{\sigma}_d(0) \bar{\sigma}_s(0), \quad (12)$$

$$P_{\text{elk}}(n_B) = \sum_{i=u,d} \bar{n}_i(n_B) \sqrt{\left( \pi^2 \bar{n}_i(n_B) \right)^{2/3} + \bar{m}_i(n_B)^2} + \\ + \bar{n}_e(n_B) \sqrt{\left( 3\pi^2 \bar{n}_e(n_B) \right)^{2/3} + m_e^2} - \varepsilon_{\text{ude}}(n_B). \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) определяют в параметрическом виде уравнение состояния кваркового вещества, состоящего из освобожденных  $u$ ,  $d$ -кварков и электронов. Важную роль при нахождении параметров химического равновесия между двумя фазами играет барионный химический потенциал. Для барионного химического потенциала кваркового вещества имеем

$$\mu_B^{QM}(\rho^{QM}) = \frac{\rho^{QM} + \epsilon^{QM}(\rho^{QM})}{\epsilon_B^{QM}(\rho^{QM})} \quad (14)$$

На рис. 1 приведены результаты численного расчета энергии, приходящейся на один барион  $E_1 = \epsilon/\eta_B$  в зависимости от барионной концентрации  $n_B$ . Точка на кривой соответствует порогу рождения странного кварка  $n_B^c = 0.655 \text{ фм}^{-3}$ . Как видно из этого рисунка, приходящаяся на один барион энергия превышает соответствующее значение для наиболее связанного ядра  $M_{Fe}^{56}/56 = 930.4 \text{ МэВ}$ . Это означает, что гипотеза Виттена о том, что основным состоянием вещества при нулевом давлении является  $\beta$ -равновесное трехароматное  $uds$  вещество, в рамках модели НИЛ не реализуется. Рассмотренный нами вариант модели НИЛ, в отличие от модели кваркового мешка, не допускает существование таких экзотических звездных объектов, какими являются странные звезды.

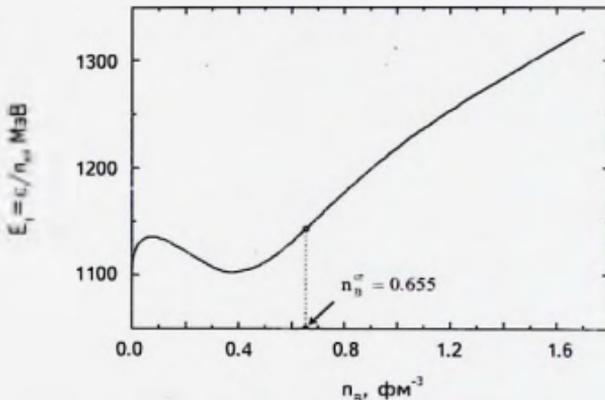


Рис. 1. Энергия кваркового вещества, приходящаяся на один барион в зависимости от барионной концентрации. Точка на кривой соответствует порогу рождения странного кварка.

**3. Адронная фаза.** Для описания адронной фазы в области плотностей, соответствующих внешней и внутренней коре звезды, было использовано уравнение состояния Бейма-Бете-Петика (ВВР) [24]. В ядерной и сверхъядерной области плотности ( $n \geq 0.1 \text{ фм}^{-3}$ ) нами использована теория реляти-

вистского среднего поля (РСП), в которой взаимодействия между нуклонами осуществляются путем обмена мезонами. Было принято, что адронная фаза состоит из протонов, нейтронов и электронов, а обменными частицами являются мезоны с различными трансформационными свойствами в изотопическом и обычном пространстве: изоскалярно-скалярный  $\sigma$ -мезон, изоскалярно-векторный  $\omega$ -мезон, изовекторно-скалярный  $\delta$ -мезон и изовекторно-векторный  $\rho$ -мезон. Плотность релятивистского нелинейного лагранжиана адронной фазы в рамках модели релятивистского среднего поля имеет вид

$$L_{RMF} = \bar{\Psi}_N \left[ \gamma^\mu \left( i \partial_\mu - g_\omega \omega_\mu(x) - \frac{1}{2} g_\rho \bar{\tau}_N \cdot \bar{\rho}_\mu(x) \right) - \right. \\ \left. - (m_N - g_\sigma \sigma(x) - g_\delta \bar{\tau}_N \cdot \bar{\delta}(x)) \right] \Psi_N + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma(x))^2 - m_\sigma^2 \sigma(x)^2 - \quad (15)$$

$$- U(\sigma(x)) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu(x) \omega_\mu(x) - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu}(x) \Omega^{\mu\nu}(x) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \delta(x))^2 - m_\delta^2 \delta(x)^2 + \\ + \frac{1}{2} m_\rho^2 \bar{\rho}^\mu(x) \bar{\rho}_\mu(x) - \frac{1}{4} \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) \mathcal{R}^{\mu\nu}(x) + \bar{\Psi}_e (\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) \Psi_e.$$

где  $x = x_\mu = (t, x, y, z)$ , а  $\sigma(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\bar{\delta}(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$  - поля обменных мезонов  $\sigma, \omega, \delta$  и  $\rho$ , соответственно,  $U(\sigma)$  - нелинейная часть потенциала  $\sigma$ -поля [25], определяемая выражением

$$U(\sigma) = \frac{\hbar}{3} (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{c}{4} (g_\sigma \sigma)^4, \quad (16)$$

$m_N, m_e, m_\sigma, m_\omega, m_\delta, m_\rho$  - массы свободных частиц,  $\Psi_N = \begin{pmatrix} \Psi_p \\ \Psi_n \end{pmatrix}$  изоспиновый дублет нуклонного биспинора,  $\Psi_e$  - волновая функция электрона,  $\bar{\tau}_N$  изоспиновые  $2 \times 2$  матрицы Паули,  $\Omega_{\mu\nu}$  и  $\mathcal{R}_{\mu\nu}$  - антисимметричные тензоры векторных полей  $\omega_\mu(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$ :

$$\Omega_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \omega_\nu(x) - \partial_\nu \omega_\mu(x), \quad \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \bar{\rho}_\nu(x) - \partial_\nu \bar{\rho}_\mu(x). \quad (17)$$

Через  $g_\sigma, g_\omega, g_\delta$  и  $g_\rho$  в (15) обозначены константы связи нуклона с соответствующим обменным мезоном. В теории РСП мезонные поля  $\sigma(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\bar{\delta}(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$  заменяются на эффективные средние поля  $\langle \sigma \rangle$ ,  $\langle \omega_\mu \rangle$ ,  $\langle \bar{\delta} \rangle$  и  $\langle \bar{\rho}_\mu \rangle$ .

Переобозначая мезонные поля и константы связи:

$$g_\sigma \langle \sigma \rangle \equiv \sigma, \quad g_\omega \langle \omega_0 \rangle \equiv \omega, \quad g_\delta \langle \bar{\delta}^{(3)} \rangle \equiv \delta, \quad g_\rho \langle \bar{\rho}_0^{(3)} \rangle \equiv \rho, \quad (18)$$

$$\left( \frac{g_\sigma}{m_\sigma} \right)^2 \equiv a_\sigma, \quad \left( \frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \equiv a_\omega, \quad \left( \frac{g_\delta}{m_\delta} \right)^2 \equiv a_\delta, \quad \left( \frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \equiv a_\rho \quad (19)$$

из уравнений Эйлера-Лагранжа в приближении среднего поля можно получить уравнения для полей обменных мезонов

$$\sigma = a_\sigma (n_p (n_p, \sigma, \delta) \cdot n_n (n_n, \sigma, \delta) - b\sigma^2 - c\sigma^3), \quad (20)$$

$$\omega = a_\omega (n_p \cdot n_n), \quad (21)$$

$$\delta = a_\delta (n_p (n_p, \sigma, \delta) - n_n (n_n, \sigma, \delta)), \quad (22)$$

$$\rho = \frac{1}{2} a_\rho (n_p - n_n), \quad (23)$$

где

$$n_p (n_p, \sigma, \delta) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(n_p - n_n)^{1/2}} \frac{m_p^*(\sigma, \delta)}{\sqrt{k^2 + m_p^*(\sigma, \delta)^2}} k^2 dk, \quad (24)$$

$$n_n (n_n, \sigma, \delta) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(n_p + n_n)^{1/2}} \frac{m_n^*(\sigma, \delta)}{\sqrt{k^2 + m_n^*(\sigma, \delta)^2}} k^2 dk. \quad (25)$$

Эффективные массы протона и нейтрона определяются выражениями

$$m_p^*(\sigma, \delta) = m_N - \sigma - \delta, \quad m_n^*(\sigma, \delta) = m_N - \sigma + \delta. \quad (26)$$

Условие  $\beta$ -равновесия имеет вид

$$\mu_n (n_n, \sigma, \omega, \delta, \rho) = \mu_p (n_p, \sigma, \omega, \delta, \rho) - \mu_e (n_e), \quad (27)$$

где  $\mu_n (n_n, \sigma, \omega, \delta, \rho)$ ,  $\mu_p (n_p, \sigma, \omega, \delta, \rho)$  и  $\mu_e (n_e)$  - химические потенциалы протона, нейтрона и электрона, соответственно, которые определяются выражениями

$$\mu_p (n_p, \sigma, \omega, \delta, \rho) = \sqrt{(3\pi^2 n_p)^{2/3} + m_p^*(\sigma, \delta)^2} + \omega + \frac{1}{2} \rho, \quad (28)$$

$$\mu_n (n_n, \sigma, \omega, \delta, \rho) = \sqrt{(3\pi^2 n_n)^{2/3} + m_n^*(\sigma, \delta)^2} + \omega - \frac{1}{2} \rho, \quad (29)$$

$$\mu_e (n_e) = \sqrt{(3\pi^2 n_e)^{2/3} + m_e^2}. \quad (30)$$

Для плазмы, состоящей из нейтронов, протонов и электронов, условие локальной электронейтральности имеет вид

$$n_p - n_e = 0, \quad (31)$$

а барионная концентрация определяется выражением

$$n_B = n_p + n_n. \quad (32)$$

При заданном значении барионной концентрации  $n_B$  путем численного решения системы из 7-и уравнений (20)-(23), (27), (31), (32) можно определить средние поля обменных мезонов  $\sigma, \omega, \delta$  и  $\rho$ , а также концентрации частиц  $n_p, n_n$  и  $n_e$ .

Плотность энергии адронной фазы ("нре" вещества) определяется выражением

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{нре}} = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_n)^{1/3}} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2} k^2 dk + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_c)^{1/3}} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2} k^2 dk + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_c)^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_c^2} k^2 dk + \frac{b}{3} \sigma^3 + \frac{c}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma^2}{a_\sigma} + \frac{\omega^2}{a_\omega} + \frac{\delta^2}{a_\delta} + \frac{\rho^2}{a_\rho} \right). \end{aligned} \quad (33)$$

Для давления адронной фазы имеем

$$\begin{aligned} P_{\text{нре}} = & \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_n)^{1/3}} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2}} dk - \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_c)^{1/3}} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2}} dk + \\ & + \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_c)^{1/3}} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_c^2}} dk - \frac{b}{3} \sigma^3 - \frac{c}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} \left( -\frac{\sigma^2}{a_\sigma} - \frac{\omega^2}{a_\omega} - \frac{\delta^2}{a_\delta} - \frac{\rho^2}{a_\rho} \right). \end{aligned} \quad (34)$$

Зная термодинамические параметры  $n_B^{\text{HM}}$ ,  $\epsilon^{\text{HM}}$  и  $P^{\text{HM}}$  адронного вещества, можно найти барионный химический потенциал адронной фазы в зависимости от давления

$$\mu_B^{\text{HM}}(P^{\text{HM}}) = \frac{P^{\text{HM}} + \epsilon^{\text{HM}}(P^{\text{HM}})}{n_B^{\text{HM}}(P^{\text{HM}})}. \quad (35)$$

Следуя работам [26,4] для параметра  $a_\delta$ , характеризующего интенсивность взаимодействия нуклона с  $\delta$ -мезоном, в настоящей работе было выбрано значение  $a_\delta = 2.5 \text{ фм}^2$ . Значения пяти остальных параметров модели  $a_\sigma, a_\omega, a_\rho, b$  и  $c$  определяются исходя из эмпирически известных значений таких ядерных характеристик, какими являются эффективная масса нуклона -  $m_N^* = 0.78 m_N$  ( $m_N = 938.9 \text{ МэВ}$ ), концентрация насыщения ядерного вещества  $n_0 = 0.153 \text{ фм}^{-3}$ , удельная энергия связи при насыщении  $f = -16.3 \text{ МэВ}$ , модуль сжимаемости  $K = 300 \text{ МэВ}$ , а также энергия симметрии  $E_{\text{сим}}^{(0)} = 32.5 \text{ МэВ}$ . Для значений параметров модели в [4] получено:  $a_\sigma = 9.154 \text{ фм}^2$ ,  $a_\omega = 4.828 \text{ фм}^2$ ,  $a_\rho = 13.621 \text{ фм}^2$ ,  $b = 1.654 \cdot 10^{-2} \text{ фм}^{-1}$ ,  $c = 1.319 \cdot 10^{-2}$ .

**4. Адрон-кварковый фазовый переход и параметры гибридных звезд.** Для изучения структуры и интегральных параметров кварк-адронных гибридных звезд необходимо знание не только термодинамических характеристик адронного и кваркового вещества в отдельности, но и механизма взаимопревращения этих двух фаз. В настоящее время пока нет общепринятого мнения относительно способа реализации кварк-адронного фазового перехода. В многочисленных исследованиях, посвященных этой проблеме (см., напр., [27-30]), было предположено, что каждая из фаз в отдельности является электронейтральной и фазовый переход осуществляется при постоянном

давления и скачкообразном изменении плотности энергии. В этом случае параметры фазового перехода определяются известным построением Максвелла. В [1] было показано, что адрон-кварковый фазовый переход может происходить и при условии глобальной электронейтральности, когда обе фазы электрически заряжены, а смешанная адрон-кварковая фаза в целом электронейтральна. В этом случае фазовое равновесие определяется правилом фаз Гиббса, при котором плотность энергии при переходе меняется непрерывно.

Если коэффициент поверхностного натяжения между кварковым веществом и адронным веществом меньше некоторого критического значения, то фазовый переход осуществляется с образованием различных геометрических структур кварк-адронного смешанного вещества. При больших же значениях коэффициента поверхностного натяжения энергетически выгодным является обычный фазовый переход первого рода, характеристики которого определяются известным построением Максвелла. Незнание коэффициента поверхностного натяжения между кварковым веществом и адронным веществом в настоящее время не позволяет выяснить какой из вышеуказанных двух механизмов деконфайнмента реализуется в недрах нейтронных звезд.

В настоящей работе мы предполагаем, что эффекты поверхностного натяжения настолько сильны, что фазовый переход деконфайнмента кварков происходит по сценарию максвелловского построения. Равновесие двух фаз в этом случае определяется условием

$$n_B^{NM}(P_0) = n_B^{QM}(P_0) \quad (36)$$

В табл.1 представлены результаты численного расчета параметров фазового перехода первого рода. Здесь  $P_0$  - давление сосуществования двух фаз, пара значений двух величин  $n_B$  и  $\epsilon$  соответствуют концентрации и плотности

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО ПОСТРОЕНИЮ МАКСВЕЛЛА

	$P_0$ , МэВ/фм <sup>3</sup>	$n_B$ , фм <sup>-3</sup>	$\epsilon$ , МэВ/фм <sup>3</sup>
Адронное вещество	150.5	$n_B^H = 0.584$	$\epsilon^H = 647.1$
Кварковое вещество	150.5	$n_B^Q = 0.814$	$\epsilon^Q = 960.9$

энергии обеих фаз при равновесии. Заметим, что в рассмотренном нами варианте модели НИЛ фазовый переход между адронным веществом и кварковым веществом происходит при настолько высоких концентрациях  $n_B^H = 0.584$  фм<sup>-3</sup> и  $n_B^Q = 0.814$  фм<sup>-3</sup>, что пороговая концентрация кварковой фазы  $n_B^Q$  оказывается чуть меньше концентрации, при которой гибридная

звезда теряет устойчивость.

На рис. 2 представлено полученное нами уравнение состояния вещества нейтронной звезды с адрон-кварковым фазовым переходом, происходящим по сценарию Максвелла. Параметр скачка плотности  $\lambda = \epsilon_Q / (\epsilon_H + P_0)$ , значение которого является решающим для устойчивости бесконечно малой кварковой сердцевины нейтронной звезды, в настоящей работе равен  $\lambda = 1.2$ .

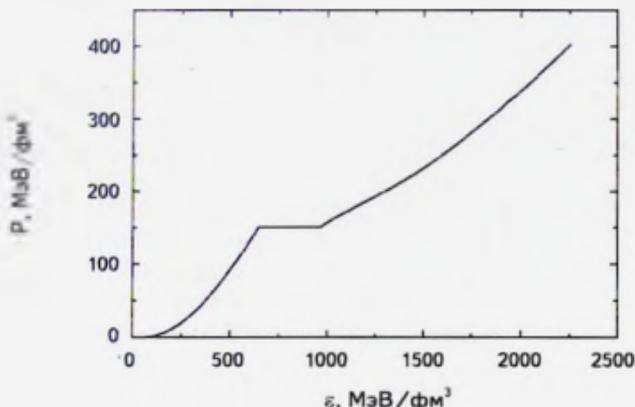


Рис.2. Уравнение состояния вещества нейтронной звезды с адрон-кварковым фазовым переходом.

Так как выполняется условие  $\lambda < 3/2$ , то гибридная звезда, имеющая центральную сердцевину из кваркового вещества со сколь угодно малой массой, в рамках этой модели будет устойчивой [31].

Используя полученное уравнение состояния путем численного интегрирования известных уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова (ТОВ) [32,33], дополненных уравнением, определяющим момент инерции звезды [34], при разных значениях центрального давления были определены такие характеристики гибридной звезды, как гравитационная масса  $M$ , радиус  $R$ , масса кварковой сердцевины  $M_{core}$ , ее радиус  $R_{core}$ , момент инерции  $I$ , гравитационное красное смещение для фотонов из центра звезды  $Z_c$  и для фотонов из ее поверхности  $Z_s$ .

На рис.3 показаны результаты наших расчетов. Левая панель показывает зависимость гравитационной массы от центрального давления, а правая - взаимосвязь между массой и радиусом звезды. Штриховые кривые соответствуют случаю отсутствия фазового перехода деконфайнмента кварков. Горизонтальные линии соответствуют измеренным значениям масс миллисекундных радиопульсаров PSR J1614-2230 ( $1.97 \pm 0.04 M_\odot$ ) [20] и PSR J0348-0432 ( $2.01 \pm 0.04 M_\odot$ ) [21]. Как видно из рис.3, рассмотренное нами

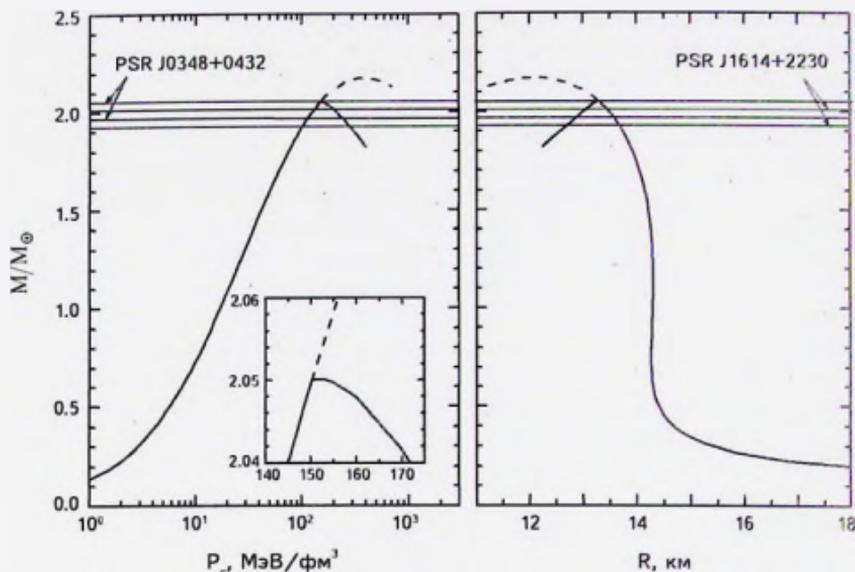


Рис.3. Левая панель - зависимость гравитационной массы от центрального давления для нейтронной звезды с фазовым переходом деконфайнмента кварков. Вставка показывает фрагмент кривой вблизи точки фазового перехода. Правая панель - соотношение масса-радиус для нейтронных звезд с фазовым переходом. Штриховые линии соответствуют случаю отсутствия адрон-кваркового фазового перехода. Горизонтальные линии соответствуют измеренным значениям масс миллисекундных радиопульсаров PSR J1614-2230 ( $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ ) и PSR J0348+0432 ( $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ ).

сочетание моделей для адронной материи и кварковой материи приводит к результату для максимальной гравитационной массы гибридной звезды, не противоречащему данным наблюдений [20,21].

Таблица 2 представляет основные параметры звезд для некоторых характерных конфигураций. Конфигурация "А" - звезда с массой  $1.44 M_{\odot}$ , соответствующая известному пульсару Халса-Тейлора PSR B1913+16. "В" - критическая конфигурация, центральное давление которой равно  $P_0$  - давлению сосуществования двух фаз. Эта конфигурация соответствует звезде с адронным составом, имеющей максимальную массу. Одновременно это конфигурация, соответствующая гибридной звезде с наименьшей массой. Конфигурация "С" соответствует гибридной звезде с максимальной массой. Из данных таблицы следует, что устойчивым гибридным звездам ( $dM/dP_c > 0$ ), в рассмотренном нами варианте уравнения состояния, соответствует довольно узкий интервал

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ТРЕХ  
КОНФИГУРАЦИЙ ЗВЕЗД ("А", "В", "С")

Конфигурация	$P_c$ МэВ/фм <sup>3</sup>	$\rho_c$ 10 <sup>15</sup> г/см <sup>3</sup>	$R$ км	$R_{\text{core}}$ км	$M$ $M_\odot$	$M_{\text{core}}$ 10 <sup>-4</sup> $M_\odot$	$I$ 10 <sup>45</sup> г см <sup>3</sup>	$Z_c$	$Z_s$
А	38	0.586	14.25	0	1.44	0	2	0.194	0.444
В	150.5	1.71	13.313	0	2.0506	0	2.860	0.354	0.996
С	152	1.73	13.309	0.64	2.0509	9.56	2.858	0.355	0.998

значений центральной плотности  $\rho_c \in (1.71 \div 1.73) 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Это является прямым следствием того, что нижний порог кваркового фазового перехода в рамках модели НИЛ достаточно высокий по сравнению с соответствующим значением, полученным в рамках модели мешка МТИ.

Полученное в настоящей работе значение максимальной массы гибридной звезды  $2.05 M_\odot$  согласуется с результатами недавних наблюдений радиопульсаров [20,21], имеющих массы порядка двух солнечных масс.

**5. Заключение.** В настоящей работе исследован фазовый переход с лекофайнментом кварков в веществе нейтронной звезды. Уравнение состояния было построено путем сочетания уравнения состояния адронной материи, полученной в рамках теории релятивистского среднего поля с уравнением состояния кварковой материи, полученной в рамках локальной версии модели НИЛ. В рамках модели НИЛ вычислены термодинамические характеристики кваркового вещества и показано, что гипотеза Виттена о том, что основным состоянием вещества при нулевом давлении является  $\beta$ -равновесное трехароматное  $ud\bar{s}$  вещество, в данном случае не реализуется. Рассмотренный нами вариант модели НИЛ, в отличие от модели кваркового мешка, не допускает существование таких экзотических звездных объектов, какими являются странные звезды.

Предполагая, что фазовый переход реализуется в соответствии с построением Максвелла, вычислены параметры фазового перехода и показано, что в рассмотренном нами варианте модели фазовый переход между адронным веществом и кварковым веществом происходит при достаточно высоких концентрациях  $n_B^H = 0.584$  фм<sup>-3</sup> и  $n_B^Q = 0.814$  фм<sup>-3</sup>.

При разных значениях центрального давления определены такие интегральные характеристики компактной звезды, как гравитационная масса  $M$ , радиус  $R$ , масса кварковой сердцевины  $M_{\text{core}}$  ее радиус  $R_{\text{core}}$ , момент инерции  $I$ , гравитационное красное смещение для фотонов из центра звезды  $Z_c$  и для фотонов из ее поверхности  $Z_s$ . Показано, что устойчивым гибридным звездам,

в рассмотренном нами варианте уравнения состояния, соответствует довольно узкий интервал значений центральной плотности  $\rho_c \in [1.71 : 1.73] \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ . В нашей модели гибридные звезды находятся на одной ветви с нейтронными звездами, так что ветвь третьего семейства не образуется. Максимальное значение гравитационной массы устойчивой гибридной звезды, равное  $M_{\text{max}} = 2.05 M_{\odot}$ , достигается при центральной плотности  $\rho_m = 1.73 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ . Полученный нами результат для максимальной массы гибридной звезды удовлетворяет критерию  $M_{\text{max}} > 2 M_{\odot}$ , в соответствии с наблюдательным результатом, свидетельствующим о существовании нейтронных звезд с массами порядка двух солнечных масс. Конфигурация с максимальной массой в нашем случае имеет кварковую сердцевину массой порядка  $M_{\text{core}} \approx 10^{-2} M_{\odot}$  и радиусом - порядка  $R_{\text{core}} \approx 0.6 \text{ км}$ .

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре теории волновых процессов и физики ЕГУ, финансируемой Государственным комитетом по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: galavcrdyan@ysu.am

## HYBRID STARS IN THE FRAMEWORK OF THE LOCAL NAMBU-JONA-LASINIO MODEL FOR QUARK MATTER

G.B.ALAVERDYAN, Yu.L.VARTANYAN

The integral parameters of neutron stars are investigated by taking into account the hadron-quark phase transition, as a result of which in the central part of the star is formed quark matter core. To describe the quark matter, the local Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model is used. The thermodynamic characteristics of the hadronic matter are calculated within the framework of the extended version of the relativistic mean field (RMF) model, in which the contribution of the scalar-isovector  $\delta$ -meson effective field also taken into account. To determine the parameters of the phase transition, Maxwell's construction is applied. It is shown that in case of the equation of state considered by us a narrow central density interval,  $\rho_c \in [1.71 : 1.73] \cdot 10^{15} \text{ g/cm}^3$ , corresponds to stable hybrid stars. In our model, hybrid stars are on the same branch with neutron stars, so that a branch of the third family is not formed. For the maximum mass of a stable hybrid

star, the value  $M_{\text{max}} = 2.05 M_{\odot}$  is obtained. The maximum-mass configuration have a quark core with mass  $M_{\text{core}} \approx 10^{-3} M_{\odot}$  and radius  $R_{\text{core}} \approx 0.6$  km.

Key words: *Hybrid stars: maximum mass: quark matter: Nambu-Jona-Lasinio model: relativistic mean field model*

## ЛИТЕРАТУРА

1. N.Glendenning, Phys. Rev. D, **46**, 1274, 1992.
2. J.D.Walecka, Ann. Phys., **83**, 491, 1974.
3. B.D.Serot, J.D.Walecka, Int. J. Mod. Phys. E, **6**, 515, 1997.
4. Г.Б.Длавердян, *Астрофизика*, **52**, 147, 2009, (*Astrophysics*, **52**, 132, 2009).
5. G.B.Alaverdyan, *Research in Astron. Astrophys.*, **10**, 1255, 2010.
6. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson et al., Phys. Rev. D, **9**, 3471, 1974.
7. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, Phys. Rev., **122**, 345, 1961.
8. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, Phys. Rev., **124**, 246, 1961.
9. M.Buballa, Phys. Rep., **407**, 205, 2005.
10. U.Vogl, W.Weise, Prog. Part. Nucl. Phys., **27**, 195, 1991.
11. T.Hatsuda, T.Kunthiro, Phys. Rep., **247**, 221, 1994.
12. Г.Б.Длавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **46**, 445, 2003, (*Astrophysics*, **46**, 361, 2003).
13. Г.Б.Длавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **47**, 65, 2004, (*Astrophysics*, **47**, 52, 2004).
14. G.B.Alaverdyan, *Gravitation and Cosmology*, **15**, 5, 2009.
15. Г.Б.Длавердян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **60**, 617, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 563, 2017).
16. Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян и др., *Астрофизика*, **52**, 325, 2009, (*Astrophysics*, **52**, 300, 2009).
17. Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян и др., *Астрофизика*, **55**, 113, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 98, 2012).
18. Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **60**, 605, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 553, 2017).
19. Ю.Л.Вартамян, А.К.Григорян, А.А.Шагинян, *Астрофизика*, **58**, 297, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 276, 2015).
20. P.Demorest, T.Pennucci et al., *Nature*, **467**, 1081, 2010.
21. J.Antoniadis et al., *Science*, **340**, 6131, 2013.
22. P.Rehberg, S.P.Klevansky, J.Hufner, Phys. Rev. C, **53**, 410, 1996.
23. G.'tHooft, Phys. Rev. Lett., **37**, 8, 1976.
24. G.Baym, H.Bethe, Ch.Pethick, Nucl. Phys. A, **175**, 255, 1971.

25. *J. Boguta, A.R. Bodmer*, Nucl. Phys. A, **292**, 413, 1977.
26. *B. Liu, V. Greco, V. Baran et al.*, Phys. Rev. C, **65**, 045201, 2002.
27. *W. Weise, G.E. Brown*, Phys. Lett. B, **58**, 300, 1975.
28. *G. Baym, S. Chin*, Phys. Lett. B, **62**, 241, 1976.
29. *A.B. Migdal, A.I. Chermoustan, I.N. Mishustin*, Phys. Lett. B, **83**, 158, 1979.
30. *J. Ellis, J. Kapusta, K.A. Olive*, Nucl. Phys. B, **348**, 345, 1991.
31. *З.Ф. Сеудов*, Астрофиз. ж., **15**, 347, 1971.
32. *R.C. Tolman*, Phys. Rev., **55**, 364, 1939.
33. *J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
34. *J.V. Hartle*, Astrophys. J., **150**, 1005, 1967.