

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГОРЯЧЕГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО

Г.С.АДЖЯН

Поступила 11 мая 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Определены уравнение состояния и композитный состав непрозрачного для нейтрино горячего странного кваркового вещества. Исследование основано на модели кваркового мешка МГ. Рассмотрены три разных варианта содержания лептонов в горячем кварковом веществе. Согласно первому варианту в веществе из лептонов присутствуют только e, μ, ν_e, ν_μ . Во втором варианте к этим лептонам добавлены $\tau, \mu^+, \nu_e, \nu_\mu$. А в третьем варианте в веществе присутствуют также τ^+ нейтрино и τ^+ антинейтрино и учтено явление нейтринных осцилляций. Численные расчеты выполнены для различных значений температуры и плотности лептонного заряда. Показано, что из-за присутствия нейтрино в горячем кварковом веществе ($T \sim 10^9$ К) в зависимости от концентрации барионного заряда число u кварков на $24 \pm 33\%$ и $37 \pm 42\%$ больше, чем число d и s кварков соответственно. При учете нейтринных осцилляций эти параметры соответственно равны $19 \pm 27\%$ и $30 \pm 37\%$. При отсутствии нейтрино количество d кварков, наоборот, меньше от числа u кварков на $2 \pm 8\%$. Показано, что при фиксированном значении концентрации барионного заряда, давление кваркового вещества сильно зависит от температуры. Эта зависимость особенно сильна при сравнительно низких плотностях. В отличие от этого давление при фиксированном значении плотности энергии слабо зависит от температуры.

Ключевые слова: горячее кварковое вещество; нейтрино; уравнение состояния

1. **Введение.** При сжатии разряженное вещество последовательно проходит через различные состояния. Вначале атомные электроны постепенно становятся свободными: образуется электронно-ядерная плазма. Потом происходят изменения с атомными ядрами до их полного разрушения: образуется барионное вещество (BM) (вещество внутри нейтронных звезд). Согласно современным представлениям, конечным состоянием этой цепочки является странное кварковое вещество (SQM) [1]. Весь этот путь вещество проходит только в недрах звезд. Характеристики вещества (давление, композитный состав и т.д.) до его перехода в BM зависят как от его первоначального химического состава, так и от предыстории сжатия. В отличие от этого BM и SQM после их образования быстро (за время порядка жизни нейтрона) становятся химически равновесными. Их композитный состав и давление определяются только концентрацией барионного заряда μ и температурой T , т.е. вся предыстория сжатия "забывается". Именно последнее обстоятельство дает нам возможность однозначно определить физические характеристики BM или

SQM настолько, насколько позволяют наши сегодняшние знания.

При вспышке сверхновой звезды теоретически возможны рождение как нейтронной звезды (NS), так и странной кварковой звезды (SQS), либо черной дыры.

На многих стадиях эволюционного пути звездного вещества обильно рождаются нейтрино (за счет ядерных превращений, процесса нейтролизации атомных ядер и т.д.). Эти нейтрино беспрепятственно покидают звезду, унося с собой как энергию, так и лептонный заряд звезды.

Однако в жизни звезды могут быть этапы, когда характерное время сжатия τ_c намного меньше времени установления β -равновесия τ_β . Такая ситуация возникает, например, при коллапсе холодной звезды [2,3].

Предположим, что горячее кварковое вещество образовалось в результате вспышки сверхновой звезды. В конце имплозии ядра предсверхновой звезды за счет изменения гравитационной энергии температура ядра может достичь до $\sim 10^{12}$ К ($kT \approx 100$ МэВ). Время имплозии τ_i порядка времени свободного падения $\tau_G = \sqrt{R^3/GM}$, где G - гравитационная постоянная, M и R - масса и радиус ядра до имплозии. Для $M \approx 2M_\odot$, $R \approx 5000$ км получим $\tau_G \approx 0.4$ с. За такое короткое время ни атомные ядра, ни промежуточное барионное вещество звезды за счет реакции $p+e \rightarrow n+\nu_e$ не успеют прийти в β -равновесное состояние. Равновесие по β -процессам установится уже после имплозии в новообразованном кварковом ядре. То есть, эти нейтрино рождаются тогда, когда плотность вещества уже выше ядерной. Средняя энергия нейтрино порядка $kT \approx 100$ МэВ. Длина свободного пробега таких нейтрино в HSQM (hot SQM) намного меньше размеров сверхплотного ядра. Поэтому нейтрино не сразу покидают звезду, а с кварками и другими частицами образуют термодинамически равновесную систему. Хотя за очень короткое время нейтрино диффундируя покидают звезду, тем не менее наличие такого кратковременного этапа в жизни кварковой сердцевинки может играть решающую роль в будущей судьбе звезды. В [4] показано, что именно поглощение нейтрино в веществе над имплозирующим ядром может остановить коллапс звезды в черную дыру. О нейтринном излучении при вспышке сверхновой звезды можно ознакомиться в обзоре [5], посвященном сверхновой 1987А в Магеллановом облаке.

2. *Изменение лептонного заряда звезды.* Лептонный заряд звезды определяется ее массой и химическим составом. Это число может изменяться при истечении или аккреции вещества, а также с уходом нейтрино, которые образуются в звезде по разным каналам. Нейтрино и антинейтрино, которые рождаются при высоких температурах без изменения химического состава вещества (плазменные нейтрино, аннигиляция e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ пар на нейтрино

и антинейтрино, URCA процессы и т.д.) в сумме имеют нулевой лептонный заряд. Поэтому, даже если они покидают звезду, это не меняет лептонный заряд звезды.

До имплозии железного ядра прелесверхновой звезды отношение плотности лептонного заряда к барионному в этом ядре равно $\sim 26/56 \approx 0.46$. Как было отмечено выше, процессы нейтропизации и установление β -равновесия в импонирующем ядре в основном происходят тогда, когда вещество уже непрозрачно для нейтрино. Поэтому в новообразованном кварковом веществе отношение лептонного и барионного зарядов будет такого же порядка.

3. Постановка задачи. Целью настоящей работы является определение уравнения состояния горячего кваркового вещества при удержании нейтрино. Уравнение состояния горячего кваркового вещества исследовано во многих работах, в частности в [6-9]. Эти работы основаны на модели кваркового мешка MIT [10,11] и выполнены без учета удержания нейтрино. В случае свободного ухода нейтрино во всех моделях кварковой материи физические параметры HSQM определяются исключительно значениями концентрации барионного заряда n и температуры T , а при наличии магнитного поля определяются и его индукцией B [12]. В случае удержания нейтрино к вышеупомянутым параметрам добавляются плотности электронного, мюонного и тау-лептонного зарядов ($n_{eI}, n_{\mu I}, n_{\tau I}$). Уравнение состояния "чистого горячего нейтринного газа" рассмотрено в [13].

4. Условия химического равновесия. При удержании нейтрино в HSQM параметры термодинамически равновесного состояния определяются:

а) условиями β -равновесия между лептонами и кварками:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_c + \mu_{\nu_e}, \quad \mu_d = \mu_n + \mu_\mu + \mu_{\nu_\mu} \quad (1)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_c + \mu_{\nu_e}, \quad \mu_s = \mu_n + \mu_\mu + \mu_{\nu_\mu}, \quad (2)$$

б) условием β -равновесия между электронами и μ -мезонами:

$$\mu_n = \mu_e + \mu_{\nu_e} + \mu_{\nu_\mu}, \quad (3)$$

в) условиями сохранения барионного (n), электронно-лептонного (n_d), мюонно-лептонного ($n_{\mu I}$) и τ -лептонного ($n_{\tau I}$) зарядов, конечно, если не учитывать явление нейтринных осцилляций:

$$n = (n_n + n_d + n_s)/3, \quad (4)$$

$$n_{eI} = n_e + n_{\nu_e} - n_{\nu_\tau} - n_{\nu_\mu}, \quad (5)$$

$$n_{\mu I} = n_\mu + n_{\nu_\mu} - n_{\nu_\tau} - n_{\nu_e}, \quad (6)$$

$$n_{\tau I} = n_\tau - n_{\nu_\tau}. \quad (7)$$

d) условием электронейтральности:

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e + n_{e^+} - n_{\mu} + n_{\mu^+} = 0, \quad (8)$$

где μ_i и n_i - химический потенциал и концентрации i -того типа частицы ($i = u, d, s, e, \mu, e^+, \mu^+, \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}, \nu_s, \bar{\nu}_s$).

Условия β -равновесия между кварками и μ -мезонами выполняются в силу (1)-(3).

5. Роль нейтринных осцилляций. Все лептонные заряды при каждом элементарном акте взаимодействия между частицами сохраняются в отдельности. Однако экспериментально доказано (Нобелевская премия по физике 2015г.), что любое нейтрино спонтанно меняет свой тип, что приводит к так называемому явлению нейтринных осцилляций. Такое превращение нейтрино связано с наличием массы у нейтрино и было предсказано еще в 1957г. Понтекорво [14]. В [15] показано, что даже безмассовые нейтрино, взаимодействуя со средой, могут приобрести массу и осциллировать (эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна).

Явление нейтринных осцилляций в сверхплотном горячем веществе будет осложнять кинетику процессов с участием нейтрино. При термодинамическом же равновесии системы в целом нейтринные осцилляции тоже будут в таком равновесном состоянии. Конечно, это имеет место только при удержании всех видов нейтрино.

При учете нейтринных осцилляций уравнения (5)-(7) заменяются одним общим законом сохранения суммарного лептонного заряда n_l ,

$$n_l = n_{e_l} + n_{\mu_l} + n_{\tau_l}. \quad (9)$$

В настоящей работе рассмотрены три варианта HSQM с удержанием нейтрино.

Вариант V1: В HSQM имеются u, d, s кварки, электроны, позитроны со своими нейтрино.

Вариант V2: К варианту V1 добавлены μ^+ мезоны со своими нейтрино.

Вариант V3: К варианту V2 добавлены τ нейтрино и антинейтрино. Нейтринные осцилляции учтены.

Вариант V0 без удержания нейтрино рассмотрен в [7-9], результаты которых здесь приводятся лишь для сравнения с результатами V1-V3.

В численных расчетах по V3 принято, что из-за нейтринных осцилляций все типы нейтрино имеют одинаковые химические потенциалы.

6. Уравнения химического равновесия. Здесь расчеты по определению композиционного состава и термодинамических характеристик HSQM с удержанием нейтрино выполнены на базе модели холодного кваркового вещества разрабо-

газной в МП. Согласно этой модели странное кварковое вещество является смесью u , d , s кварковых ферми газов. Причем, занимаемая ими область "наполнена" положительной энергией плотностью $B = \text{const}$. В области плотностей, которая реализуется в устойчивых нейтронных или кварковых звездах, ферми энергии кварков порядка $\mu_0 = 300 - 700$ МэВ. Поэтому, при определении термодинамических параметров кваркового вещества массы u и d кварков игнорируются, а для s кварка она учитывается в приближении $(m_s c^2 / \mu_0)$. Соответствующие тепловые поправки учитываются в приближении $(kT / \mu_0)^2$, где m_s - масса s кварка, c - скорость света, k - постоянная Больцмана. По той же причине тяжелые кварки и τ лептоны в рассмотренных здесь плотностях отсутствуют.

Для удобства представим уравнения термодинамического равновесия в безразмерных переменных

$$\left. \begin{aligned} X &= \mu_{0u} / \mu_0, \quad Y = \mu_{0d} / \mu_0, \quad Z_e = \mu_e / \mu_0, \quad Z_\mu = \mu_\mu / \mu_0, \\ V_e &= \mu_{\nu e} / \mu_0, \quad V_\mu = \mu_{\nu \mu} / \mu_0, \quad V_\tau = \mu_{\nu \tau} / \mu_0, \\ \alpha_s &= m_s c^2 / kT, \quad \alpha_\mu = m_\mu c^2 / kT, \quad \Theta = kT / \mu_0, \\ \beta_s &= m_s c^2 / \mu_0, \quad \beta_\mu = m_\mu c^2 / \mu_0, \\ \mu_0 &= (\pi^2 n)^{1/3}, \quad \mu_{0u} = (\pi^2 n_u)^{1/3}, \quad \mu_{0d} = (\pi^2 n_d)^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где n , n_u и n_d - концентрации барионного заряда, u и d кварков, соответственно, а m_s и m_μ массы s кварка и мюона. Ниже формулы написаны в системе, где $\hbar = c = k = 1$ (\hbar - постоянная Планка).

Уравнения (1)-(8) в переменных (10) примут вид:

$$Y - X - \frac{\pi^2}{3} \Theta^2 \left[\frac{1}{Y} - \frac{1}{X} \right] = Z_e - V_e, \quad (11)$$

$$X^3 + Y^3 + Y^3 [1 - \beta_s^2 / Y^2]^{3/2} = 3, \quad (12)$$

$$X^3 - 1 = \Theta^3 \left[\Psi_2 \left(0, \frac{Z_e}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left(\alpha_\mu, \frac{Z_\mu}{\Theta} \right) \right], \quad (13)$$

$$L_e = \Theta^3 \left[\Psi_2 \left(0, \frac{Z_e}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left(0, \frac{V_e}{\Theta} \right) / 2 \right], \quad (14)$$

$$L_\mu = \Theta^3 \left[\Psi_2 \left(\alpha_\mu, \frac{Z_\mu}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left(0, \frac{V_\mu}{\Theta} \right) / 2 \right], \quad (15)$$

$$L_\tau = \Theta^3 \Psi_2 \left(0, \frac{V_\tau}{\Theta} \right) / 2, \quad (16)$$

где L_e , L_μ , L_τ - электронный, μ -мезонный и τ -лептонный лептонные заряды, а

$$\Psi_n(\alpha, u) = F_n(\alpha, u) - (-1)^n F_n(\alpha, -u), \quad (17)$$

$$F_n(\alpha, u) = \int_0^{\infty} \frac{x^n dx}{1 + \exp(\sqrt{x^2 + \alpha^2 - u})} \quad (18)$$

Нейтрино только левоспиральные. По этой причине статистический вес g_ν у нейтрино равен единице. С этим связаны коэффициенты $1/2$ в уравнениях законов сохранения лептонных зарядов (13)-(15).

$F_n(\alpha, u)$ в общем случае (18) не выражаются через элементарные функции, однако при $\alpha = 0$ [16] (ультрарелятивистский предел)

$$\Psi_2(0, u) = (u^3 + \pi^2 u/3), \quad \Psi_2(0, u) = u^4/4 + \frac{\pi^3}{2} u^2 + 7\pi^4/60. \quad (19)$$

Формулы (19) понадобятся для вычисления давлений и плотностей энергии электронов и нейтрино. При решении системы уравнений (11)-(16) и при вычислении давления и плотности энергии μ -мезонов интегралы (18) вычисляются численно.

При решении задачи по варианту VI (в HSQM из лептонов присутствуют только электроны и электронные нейтрино) из (11)-(16) остаются только уравнения (11)-(14) без мюонного члена в (13). Если же задача решается по V2 (к V1 добавляются мюонные лептоны) из (11)-(16) исключается только уравнение (16). Так как в этом варианте нейтрино не учитываются, то суммарный мюонный заряд $L_\mu = 0$ (считается, что до образования кварков мюоны отсутствовали). По V3 сохраняется только суммарный лептонный заряд $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. В приближении

$$\mu_{\nu_e} = \mu_{\nu_\mu} = \mu_\nu = \nu \mu_0, \quad (20)$$

которое может обеспечиваться нейтринными осцилляциями, уравнения (13)-(15) складываются и принимают следующий вид

$$L = \Theta^3 \left[\Psi_2 \left(0, \frac{Z_e}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left(\alpha_\mu, \frac{Z_\mu}{\Theta} \right) + 3\Psi_2 \left(0, \frac{V}{\Theta} \right) / 2 \right]. \quad (21)$$

Формально, из-за нейтринных осцилляций все типы нейтрино в приближении (20) выступают как единая ферми-частица со статистическим весом $g_\nu = 3$. Из (3) следует, что при выполнении (20) электроны и мюоны имеют одинаковые химические потенциалы.

В (11)-(16) предполагалось, что нейтрино и антинейтрино имеют равные по величине и разные по знаку химические потенциалы. Следует отметить, что в материальной среде это справедливо, если длина свободного пробега

нейтрино по площади намного меньше длины свободного пробега по рассеянию [5].

7. *Результаты численных расчетов.* Для заданных значений плотности барионного заряда n и температуры T уравнения (10)–(16) решались численно. Расчеты выполнены для значений плотности лептонного заряда $L = (0.01 \div 0.4)$. А для массы странного кварка m_s , параметра мешка B и константы кварк-глюонного взаимодействия α , приняты значения 95 МэВ, 80 МэВ/Ф³ и ноль, соответственно.

Количество электронов в холодном кварковом SQM на 5–7 порядков меньше, чем число кварков [11, 17]. При $T = 10^{12}$ К это отношение увеличивается до 0.1 [9]. Для них справедливо ультрарелятивистское приближение (19).

7.1. *Композитный состав HSQM.* Без удержания нейтрино в приближении $m_u = m_d = m_s = 0$ независимо от значения температуры, концентрации всех кварков равны ($n_u = n_d = n_s$), равны также концентрации отдельных лептонов и соответствующих антилептонов:

$$n_e = n_{\bar{e}}, \quad n_\mu = n_{\bar{\mu}}, \quad n_{\nu_e} = n_{\bar{\nu}_e}, \quad n_{\nu_\mu} = n_{\bar{\nu}_\mu}, \quad n_{\nu_\tau} = n_{\bar{\nu}_\tau}.$$

При $m_s \neq 0$ величины $\Delta q = n_q/n - 1$, где $q = \{u, d, s\}$ показывают насколько

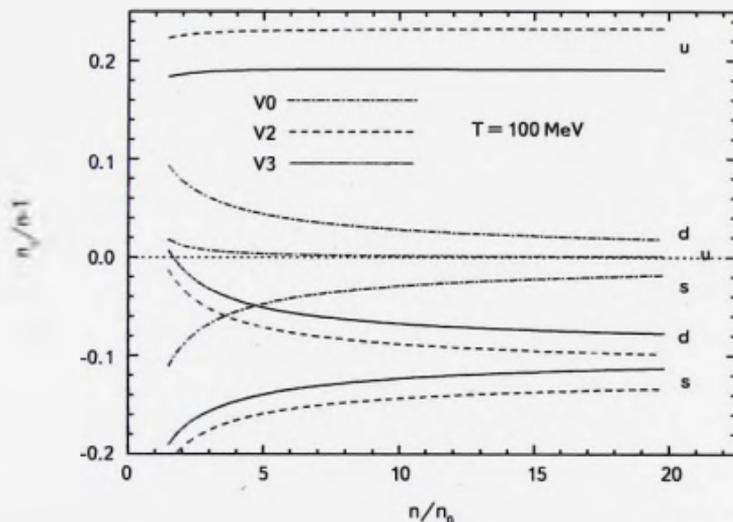


Рис. 1. Зависимость параметров $n_q/n - 1$ ($q = u, d, s$) от концентрации барионного заряда n/n_0 при температуре $kT = 100 \text{ MeV}$ по вариантам V0, V2, V3. $n_0 = 0.15 \text{ Ф}^{-3}$ плотность нуклонов в атомном ядре.

система отклонена от симметричного состояния $n_u = n_d = n_s$. На рис.1 приведены зависимости этих параметров от плотности барионного заряда n для значений $L = 0.4$ и $T = 100$ МэВ по вариантам $V2$ и $V3$ (пунктирные и сплошные кривые) и по $V0$ (кривые, точка, тире).

Результаты расчетов по $V0$ совпадают с [8]. Как для $V2$, так и для $V3$, Δn очень слабо зависит от плотности n .

Как и следовало ожидать, с ростом плотности барионного заряда n разность $n_d - n_s$ уменьшается. Чем больше n , тем больше отношение $\mu_s / m_s c^2$. Поэтому роль массы странного кварка с увеличением n уменьшается и этот кварк становится похожим на d кварк. Независимо от температуры и наличия нейтрино в SQM всегда $n_s > n_d$.

Наличие нейтрино в SQM увеличивает асимметрию в концентрациях кварков. Из-за присутствия нейтрино в горячем кварковом веществе ($T = 10^{12}$ К) в зависимости от концентрации барионного заряда n число u кварков на $24 \pm 33\%$ и $37 \pm 42\%$ больше, чем число d и s кварков, соответственно. При учете нейтринных осцилляций эти параметры соответственно равны $19 \pm 27\%$ и $30 \pm 37\%$. При отсутствии нейтрино количество d кварков, наоборот, меньше от числа u кварков на $2 \pm 8\%$. При отсутствии нейтрино химическое равновесие между отдельными ароматами определяется химическим потенциалом электронов, а при наличии нейтрино определяется разностью потенциалов электронов и нейтрино. Несмотря на высокий химический потенциал

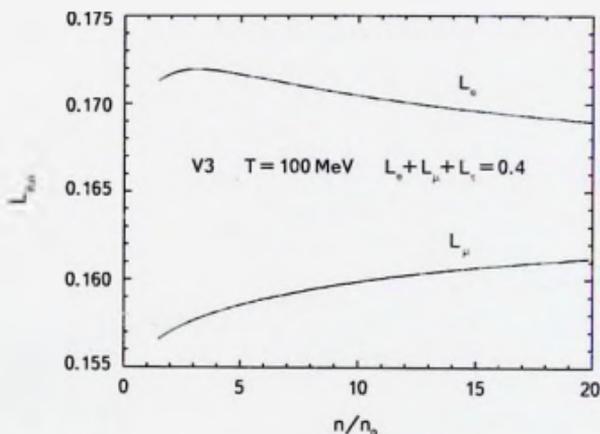


Рис.2. Зависимость электронного $L_e = (n_e + n_{\nu_e} - n_{\bar{e}} - n_{\bar{\nu}_e})/n$ и μ -мезонного $L_\mu = (n_\mu + n_{\nu_\mu} - n_{\bar{\mu}} - n_{\bar{\nu}_\mu})/n$ лептонных зарядов от концентрации барионного заряда n/n_0 при температуре $kT = 100$ МэВ с учетом нейтринных осцилляций (вариант $V3$). $n_0 = 0.15 \Phi^3$ плотность нуклонов в атомном ядре.

электронов, наличие нейтрино в SQM, закон сохранения лептонного заряда и требование электронейтральности затрудняют превращение u кварков в d или s кварки по реакциям $u + e \rightarrow d + \nu_e$ и $u + e \rightarrow s + \nu_e$. Несмотря на то, что часть лептонного заряда при сжатии вещества перекачивается в нейтринную компоненту (см. рис.2), количество электронов все равно оказывается на несколько порядков больше, чем при отсутствии нейтрино (при несохранении лептонного заряда в SQM).

На рис.2 приведены зависимости плотностей электронных ($L_e = (n_e - n_{\nu_e} + n_{\nu_e} - n_{\nu_e})/n$) и мюонных ($L_\mu = (n_\mu - n_{\nu_\mu} - n_{\nu_\mu} - n_{\nu_\mu})/n$) лептонных зарядов от плотности барионного заряда при температуре $T = 100 \text{ МэВ}$.

Как было отмечено выше, с возрастанием плотности барионного заряда n разница между d и s кварками постепенно исчезает. В варианте $V3$ ситуация с электронами и мюонами такая же. Осцилляции нейтрино приводят к равенству химических потенциалов этих частиц. Поэтому с увеличением отношения $\mu_\mu/m_\mu c^2$, разница в свойствах между электронами и мюонами уменьшается. Это хорошо видно на рис.2. Расчеты показывают, что с увеличением n количество позитронов и антимюезонов при $V3$ резко уменьшается.

Распределение лептонного заряда по отдельным лептонам сильно зависит от того, учтены ли нейтринные осцилляции. Соответствующие результаты и их анализ будут опубликованы в другой статье.

7.2. Уравнение состояния HSQM. Давление HSQM обусловлено давлением квазивырожденных кварков P_Q , давлением вакуума - B , давлением лептонов и антилептонов P_l : $P = P_Q - B + P_l$. Давление кварков вычислено в первом приближении по $(kT/\mu_0)^2$ и $(m_s c^2/\mu_0)^3$, согласно [16]. Давления электрон-позитронных и нейтрино-антинейтринных пар вычислены точно с помощью (19). Из-за отсутствия подходящих приближений для μ -мезонов ($m_\mu c^2 - kT$), давление и энергия этих частиц вычислены численным интегрированием точных интегральных выражений типа (18) [16].

Легко показать, что давление тепловых фотонов в HSQM более чем $(\mu_0/kT)^2 \gg 1$ раза меньше тепловых поправок к давлению кварков. Поэтому давление фотонов здесь не учитывается.

На рис.3 с учетом нейтринных осцилляций показана зависимость давления HSQM от концентрации барионного заряда n для изотерм $k_T = \{40; 60; 80; 100\} \text{ МэВ}$ при плотности лептонного заряда $l = 0.4n$. Результаты при $T = 0$ соответствуют состоянию без нейтрино.

Сразу отметим, что в отличие от композитного состава лептонов, давление HSQM $P = P(n, T)$ гораздо сильнее зависит от температуры, чем от выбора варианта ($V1, V2, V3$) и от численного значения плотности лептонного заряда. Это обусловлено тем, что лептонная часть давления P_l намного меньше

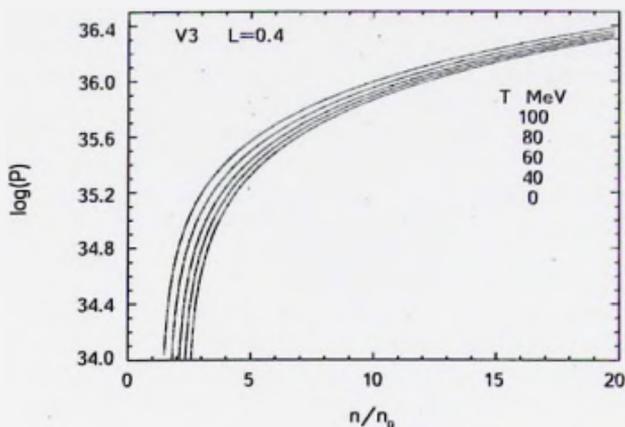


Рис.3. Зависимость давления HSQM от концентрации барионного заряда n/n при $kT = \{0, 40; 60; 80; 100\}$ МэВ и $L = 0.4$ с учетом нейтринных осцилляций. $n_0 = 0.15$ Ф — плотность нуклонов в атомном ядре.

давления кварков P_Q . Роль лептонной составляющей является реняющей при сравнительно низких плотностях, когда $P_Q \approx B$.

На рис.4 с учетом нейтринных осцилляций для значений температуры HSQM $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ и $L = 0.4$ приведена зависимость отношения

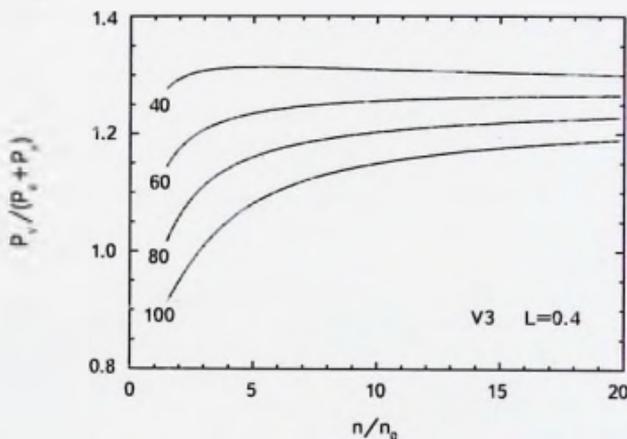


Рис.4. Зависимость отношения $P_Q / (P_Q + P_L)$ от плотности барионного заряда n/n , для $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ и $L = 0.4$ с учетом нейтринных осцилляций. $n_0 = 0.15$ Ф — плотность нуклонов в атомном ядре.

$P = P_e + P_\mu + P_\nu$) от концентрации барионного заряда n , где P_e , P_μ и P_ν — давления всех типов нейтрино и антинейтрино, электрон-позитронных и мюон-антимюонных пар, соответственно. Вклад нейтрино в общее давление больше, чем вклад электронов и μ -мезонов вместе взятых.

7.3. Уравнение состояния HSQM в виде $P = P(\rho, T)$. Как следует из рис.3 давление HSQM при фиксированной концентрации кварков от температуры T зависит достаточно сильно. Эта зависимость особенно сильна при концентрациях, когда $P_Q - B \ll P_Q$.

Для физики сверхплотных небесных тел немаловажный интерес представляет уравнение состояния в виде $P = P(\epsilon, T)$. Это обусловлено тем, что в дифференциальное уравнение механического равновесия этих объектов (уравнение TOV) входят только давление и плотность полной энергии ϵ . В рассматриваемом случае связь между P , ϵ и T можно представить в виде

$$\epsilon = 3P + B + \Delta\epsilon, \tag{22}$$

где $\Delta\epsilon$ зависит от концентрации барионного заряда n и температуры T .

Наличие $\Delta\epsilon$ в (22) обусловлено ненулевыми массами s кварка и μ -мезона. Зависимость $\Delta\epsilon/\epsilon$ от плотности $\rho = \epsilon c^2$ для различных значений температуры показана на рис.5. Кривая для $T=0$ соответствует полному отсутствию нейтрино в SQM. Кривые же для горячей SQM построены с учетом нейтринных осцилляций. Видно, что чем выше температура и плотность HSQM, тем меньше отклонение уравнения состояния от вида $\epsilon = 3P + B$, которое соответствует приближению $m_s = 0$, $m_\mu = 0$. Действительно, чем

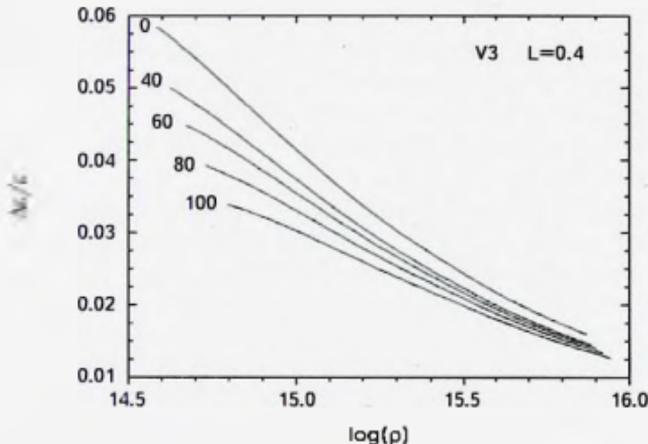


Рис.5. Зависимость относительного отклонения $\Delta\epsilon/\epsilon = (\epsilon - 3P - B)/\epsilon$ от плотности $\rho = \epsilon c^2$ для $kT = \{0, 40; 60; 80; 100\}$ МэВ и $L = 0.4$ с учетом нейтринных осцилляций.

выше плотность и температура HSQM, тем ближе она к ультрарелятивистскому состоянию, когда роль массы частицы исчезает. Как показано в [8], малость $\Delta\epsilon/\epsilon$ приводит к тому, что на плотности масса-центральной плотности горячие кварковые звезды заполняют очень узкую, шириной $\sim 0.04 M_{\odot}$, полосу над серией холодных кварковых звезд.

8. Критические замечания. Уравнение состояния HSQM в настоящей работе найдено на основе феноменологической модели кваркового мешка MIT. По сравнению с ней модель NJL [18] для кваркового вещества является более последовательной. Она основана на фундаментальных принципах физики элементарных частиц, хотя тоже является феноменологической теорией. Было бы желательно определить уравнение состояния HSQM с удержанием нейтрино на основе модели NJL. Однако для холодного кваркового вещества, даже при отсутствии нейтрино, решение задачи на основе этой модели - достаточно трудоемкая задача. Простота идеи модели мешка MIT дает возможность сравнительно легче, чем по модели NJL, найти уравнение состояния HSQM и определить роль присутствия нейтрино в ней.

При решении задачи здесь не учтена роль наличия сверхтекучего состояния в HSQM [11]. Учет этого явления приведет к поправкам в парциальном давлении кварков P_q . Влияние этого явления на лептонную компоненту будет косвенным, что приведет к более высоким по порядку малости поправкам.

Независимо от того, по какой модели кваркового вещества будут определены уравнение состояния и термодинамические свойства HSQM при удержании нейтрино, вопрос реализации и время жизни такого состояния в природе ($kT \approx 100$ МэВ) всегда будет актуальным. Вспышка сверхновой звезды как возможный путь образования такого состояния здесь уже упоминалась. Такое может происходить и при слиянии двух сверхплотных небесных тел. Это удивительно, но реально. В лабораторных условиях такое состояние вещества может возникнуть и при соударении двух атомных ядер, ускоренных до высоких энергий.

Автор выражает благодарность профессору Ю.Л.Вартаняну и доценту Г.Б.Алавердяну, а также участникам научного семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждение результатов представленной работы.

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.

EQUATION OF STATE OF THE HOT QUARK MATTER WITH NEUTRINO RETENTION

G.S.HAJYAN

The equation of state and the composite composition of a hot strange quark matter opaque to neutrinos are determined. The study is based on the MIT quark bag model. Three different variants of lepton content in hot quark matter are considered. According to the first variant, from leptons only e^- , e^+ , ν_e , $\bar{\nu}_e$ are present in the matter. In the second variant, μ^- , μ^+ , ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ are added to these leptons. And in the third variant, τ^- -neutrino and τ^+ -antineutrino are also present in the matter and the phenomenon of neutrino oscillations is taken into account. The numerical calculations are performed for different values of the temperature and the density of the lepton charge. It is shown that due to the presence of neutrinos in the hot quark matter ($T \sim 10^{12}$ K), depending of the baryon charge concentration, the number of u quarks is $24 \div 33\%$ and $37 \div 42\%$ larger than the number of d and s quarks respectively. When neutrino oscillations are taken into account, these parameters are equal to $19 \div 27\%$ and $30 \div 37\%$ respectively. In the absence of neutrinos, the number of u quarks, on the contrary, is less than the number of d quarks by $2 \div 8\%$. It is shown that for a fixed value of the baryon charge concentration the pressure of the quark matter strongly depends on the temperature. This dependence is particularly strong at the comparatively low densities. In contrast, at a fixed value of the energy density the pressure weakly depends on the temperature.

Key words: *hot quark matter; neutrino; equation of state*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev. D, 30, 272, 1984.
2. Я.Б.Зельдович, О.Х.Гусейнов, ДАН СССР, 162, 791, 1965.
3. Я.Б.Зельдович, О.Х.Гусейнов, Письма ЖЭТФ, 1(4), 11, 1965.
4. Л.И.Иванова, В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, Науч. Инф. Астрон. Совета АН СССР, 1969, 13, 3.
5. В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, УФН, 156, 561, 1988.
6. G.H.Bordbar, A.Doostforush, A.Zamani, Astrophysics, 54, 277, 2011 (arxiv, 1103, 2436v1).
7. A.G.Alaverdyan, G.S.Hajyan, Journal of Physics: Conference Series, 496,

012005, 2014.

8. *Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян*, *Астрофизика*, **57**, 601, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 559, 2014).
9. *A.G.Alaverdyan*, *Proceedings of the Yerevan State University*, **3**, 6, 2016.
10. *A.Chodos et al.*, *Phys. Rev. D*, **9**, 3471, 1974.
11. *N.K.Glendenning*, *Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*, Berkeley, California: Springer, 1996.
12. *G.H.Bordbar, A.R.Peivand*, *Research in Astron. Astrophys*, **11**, 851, 2011.
13. *V.Kuchowicz*, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci Mat., Astr. et Phys.*, **11**, 317, 1963.
14. *Б.Полтекорово*, *ЖЭТФ*, **33**, 549, 1957, *ЖЭТФ*, **34**, 247, 1957.
15. *С.П.Мухеев, А.Ю.Смирнов*, *Ядерная физика*, **42**,(6), 1441, 1985.
16. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Physical Problems of The Theory of Stellar Evolution*, M., Nauka, 1989 (in russian)
17. *Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян*, *Астрофизика*, **55**, 473, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 429, 2012).
18. *M.Buballa*, *Phys. Rep.*, **407**, 205, 2005.