

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.1-137

## ВЛИЯНИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГОРЯЧЕЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 26 декабря 2022

Принята к печати 3 февраля 2023

В рамках локальной SU(3) модели Намбу - Иона-Лазинио (NJL), в которой учтено также приводящее к смешиванию кварковых ароматов взаимодействие 'т Хоофта, исследуется влияние нейтринных осцилляций на термодинамические характеристики горячей  $\beta$ -равновесной трехароматной и непрозрачной для нейтрино кварковой материи. Для двух значений температуры  $T = [60 \text{ и } 100] \text{ МэВ}$ , с учетом нейтринных осцилляций, определены термодинамические характеристики кварковой материи. Эти результаты сравниваются с результатами, полученными без учета нейтринных осцилляций. Расчеты показывают, что при остывании непрозрачной для нейтрино кварковой материи высвобождаемая энергия на единицу барионного заряда составит около  $150 \div 350 \text{ МэВ}$ .

**Ключевые слова:** *горячая кварковая материя; модель NJL; захваченные нейтрино; нейтринные осцилляции*

1. *Введение.* Конечным продуктом взрыва предсверхновой звезды является звезда с центральной плотностью, в несколько раз превышающую плотность в атомных ядрах (нейтронная звезда, гибридная звезда, кварковая звезда), или черная дыра. После пионерских работ [1,2] огромное количество исследований в основном посвящены определению основных параметров, устойчивости, внутренней структуры как статических, так и вращающихся нейтронных звезд. При определении процесса остывания и анализа наблюдательных проявлений нейтронной звезды принималось, что как основные параметры, так и внутренняя структура горячей звезды, за исключением тонкого невырожденного наружного слоя, такие же как у холодной звезды с той же массой [3-5].

Метод расчета процесса остывания нейтронных звезд был таким же, как у аналогичных расчетов для белых карликов [6]. В этих и во многих последующих работах, посвященных изучению процесса остывания звезд, нейтрино предоставлена только роль беспрепятственного переносчика тепловой энергии из недр звезды наружу. Такое же отношение к нейтрино было и в первых работах по численному моделированию взрыва сверхновой звезды [7-9].

В работах [10-12] нейтрино уже активный "участник" в процессе взрыва сверхновой звезды. Как только температура и плотность вещества при имплозии центральных областей предсверхновой звезды становятся больше  $(6 \div 8) \cdot 10^{10}$  МэВ и  $(10^{12} \div 10^{13})$  г/см<sup>3</sup>, соответственно, вещество становится непрозрачным для нейтрино. Поэтому в этих работах учтены не только перенос энергии разными ароматами нейтрино, но и перенос импульса этими частицами, а также нейтринная теплопроводность. Наличие нейтрино в сверхплотном горячем звездном веществе влияет даже на величину вязкости этого вещества [13].

Наблюдательные данные, полученные от SN 1987A (от радио до гамма излучений электромагнитного диапазона, а также нейтринное излучение), подробным образом сопоставлены с результатами теоретических исследований прямо или косвенно связанных с этим явлением в обзоре [14]. В частности, в этом обзоре подробно обсуждается роль нейтрино в процессе имплозии ядра предсверхновой звезды.

Вопросы и проблемы, которые связаны с нейтрино для полноценного и подробного моделирования взрыва предсверхновой звезды и образования гибридной или кварковой звезды, многочисленны.

Целью нашей работы является изучение влияния явления нейтринных осцилляций на термодинамические характеристики непрозрачного для нейтрино горячего кваркового вещества. Особое внимание уделено выяснению влияния этого явления на количество запасенной энергии в веществе. Эта работа является органическим продолжением работ [15,16], где в рамках локальной SU(3) модели Намбу - Иона-Лазинио (NJL) без учета нейтринных осцилляций найдены термодинамические характеристики (композиционный состав, давление, плотность энергии и т.п.) горячей,  $\beta$  - равновесной, электрически нейтральной трехароматной кварковой материи с захваченными нейтрино, состоящей из конституентных частиц  $u, d, s, e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Как показывают наши численные расчеты, учет нейтринных осцилляций приводит к достаточно сильному изменению характеристик лептонной компоненты непрозрачного для нейтрино горячего кваркового вещества. Характеристики же кварковой компоненты, такие как динамические массы кварков ( $M_u, M_d, M_s$ ), концентрации кварков ( $n_u, n_d, n_s$ ) и кварковые конденсаты ( $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$ ) при учете нейтринных осцилляций меняются незначительно.

*2. Нейтринные осцилляции.* Роль нейтрино в эволюции звезд и во Вселенной огромна. Нейтринная астрофизика дополняет наши знания, полученные путем анализа результатов наземных нейтринных экспериментов. Экспериментальное наблюдение нейтринных осцилляций (Нобелевская премия по физике 2015г.) инициировало много теоретических и экспериментальных исследований по нейтринной физике. Еще в далеком 1957г. Понтекорво

[17,18] предсказал явление нейтринных осцилляций, обусловленное возможным наличием массы у нейтрино.

Открытие нейтринных осцилляций объясняет несоответствие между результатом теоретического расчета интенсивности электронных нейтрино, образующихся при горении водорода в недрах Солнца и результатами измерений наземных нейтринных детекторов. По пути от недр Солнца до Земли электронные нейтрино из-за нейтринных осцилляций частично меняют свой тип (переходят в мюонные и тау нейтрино), что и приводит к уменьшению потока этого аромата нейтрино.

Согласно Стандартной модели элементарных частиц (СМ), существуют три типа (ароматов) левоспиральных и безмассовых нейтрино - электронные  $\nu_e$ , мюонные  $\nu_\mu$  и таонные нейтрино  $\nu_\tau$ . Предположение об отсутствии массы у нейтрино в СМ исключает их осцилляции. Делаются попытки модифицировать СМ так, чтобы преодолеть это противоречие. Следует отметить, что из-за когерентного рассеяния в среде безмассовые нейтрино приобретают массу и осциллируют - эффект Михеева-Смирнова-Волфенштейна [19,20].

Экспериментальное определение значения массы нейтрино является одной из актуальных задач нейтринной физики. Коллаборацией KATRIN прецизионным измерением энергии электронов бета-распада трития для верхнего предела массы электронного антинейтрино было получено значение 0.8 эВ [21].

Ограничение на значения масс нейтрино получено и из космологических данных. В работе [22] для суммы масс всех трех типов нейтрино получено ограничение сверху 0.09 эВ (уровень достоверности 95%). Однако достоверность полученного ограничения требует дополнительной проверки, поскольку оно зависит от выбора космологической модели.

Для термодинамического описания горячей кварковой материи с захваченными нейтрино нами была использована локальная SU(3) модель Намбу - Иона-Лазинио (NJL) [23,24].

*3. Лептонный заряд вещества протокварковой звезды.* Вещество как обычных (не сверхплотных), так и холодных сверхплотных звезд прозрачно для нейтрино. Поток нейтрино, рожденных в недрах звезды, будет приводить к уменьшению энергии звезды. При этом лептонный заряд звезды может оставаться или неизменным, или меняться. Если эти нейтрино образовались без изменения химического или изотопического состава вещества звезды (равновесные URCA процессы, тормозное излучение нейтрино, фотонейтрино, и т.п. [25]), то суммарный лептонный заряд, уносимый такими нейтрино, равен нулю. Нейтрино от ядерных превращений, в частности от реакции термоядерного синтеза, покидая звезду, изменяют ее лептонный заряд. Со времен первых работ по рождению нейтрино в звездных недрах (см. [25])

прошло уже больше полвека. Огромное число работ посвящены этому вопросу. Обсуждение и представление результатов этих работ выходят за рамки нашей статьи. Вещество протонейтронных и протокварковых звезд, которые образовались при взрыве предсверхновых звезд, имеет очень высокую температуру  $\sim 100$  МэВ ( $\sim 10^{12}$  К) и плотность ( $\sim 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>).

Время, при котором центральная часть предсверхновой звезды сжимаясь превращается в протонейтронную или протокварковую звезду, порядка одной секунды. До достижения таких плотностей и температур вещество сжимающегося ядра становится непрозрачным для нейтрино. Поэтому лептонный заряд вещества при имплозии центральных частей предсверхновой звезды остается неизменным. Правда, до образования протокварковой или протонейтронной звезды нейтрино все-таки успевают унести некоторое количество лептонного заряда. Остаточный лептонный заряд, приходящийся на единицу барионного заряда  $Y_L$  протонейтронной или протокварковой звезды, в каждом отдельном случае можно определить численным моделированием взрыва сверхновой звезды с учетом кинетики образования и переноса нейтрино. Есть все предпосылки считать, что остаточный лептонный заряд  $Y_L \approx 0.1 \div 0.45$  [26-30].

4. *Модель кваркового вещества, лептонный состав и уравнения химического равновесия.* Как в работах [15,16], так и в настоящей статье физические свойства кварковой компоненты описаны в рамках локальной SU(3) модели Намбу - Иона-Лазинио [23,24,31,32].

Численные расчеты проведены для следующих значений параметров этой модели. Для токовых масс  $u$ ,  $d$  и  $s$  кварков -  $m_u = m_d = 5$  МэВ,  $m_s = 140.7$  МэВ, параметра ультрафиолетового обрезания -  $\Lambda = 602$  МэВ, константы связи четырехкваркового скалярного взаимодействия -  $G = 1.835/\Lambda^2$  и константы связи шестикваркового взаимодействия Кобаяши-Маскава-'т Хоофта -  $K = 12.36/\Lambda^5$  [33].

При рассмотренных значениях плотности и температуры в HSQM (горячая странная кварковая материя) с захваченными нейтрино присутствуют все лептоны и антилептоны (электроны и мюоны, электронные, мюонные и таонные нейтрино, а также соответствующие античастицы), кроме таонов. Последние не рождаются, так как масса таона  $m_\tau = 1.7$  ГэВ почти в 3 раза больше энергии самой энергичной частицы HSQM. В HSQM, даже если они будут рождаться за счет высокоэнергетического теплового хвоста, то их количество по сравнению с остальными лептонами будет ничтожно мало.

Равновесный химический (композиционный) состав частиц в HSQM устанавливается  $\beta$ -процессами. Хотя в каждом отдельном акте превращения частиц через слабое взаимодействие сохраняется только лептонный заряд

определенного типа, тем не менее в случае присутствия захваченных нейтрино из-за нейтринных осцилляций в конечном итоге будет сохраняться только суммарный лептонный заряд. Из-за взаимопревращения все ароматы нейтрино при термодинамическом равновесии имеют одинаковые химические потенциалы

$$\mu_{\nu_e} = \mu_{\nu_\mu} = \mu_{\nu_\tau} = \mu_\nu. \quad (1)$$

Следовательно, концентрации всех типов нейтрино одинаковые. Разность концентраций лептонов и антилептонов типа  $l$ , ( $l = e, \mu, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) обозначим через  $n_l$

$$n_l(T, \mu_l) = \frac{g_l}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \left[ \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon_l - \mu_l)/T}} - \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon_l + \mu_l)/T}} \right], \quad (2)$$

где  $g_l$  - кратность вырождения, а  $\varepsilon_l = \sqrt{k^2 + m_l^2}$  - энергия лептона типа  $l$ . Для электронов и мюонов  $g_l = 2$ , а для всех трех ароматов нейтрино, как частиц с определенной спиральностью -  $g_l = 1$ . Фактически  $n_l$  - это плотность лептонного заряда лептонов типа  $l$ .

Для заданных значений концентраций барионного заряда  $n_B$  и температуры  $T$  конститuentные массы кварков  $M_u, M_d, M_s$  и кварковые конденсаты  $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$ , а также химические потенциалы всех частиц  $\mu_u, \mu_d, \mu_s, \mu_e, \mu_\mu, \mu_{\nu_e}, \mu_{\nu_\mu}, \mu_{\nu_\tau}$  связаны определенными соотношениями из теории NJL, условиями сохранения барионного и лептонных зарядов, а также условием локальной электронейтральности.

Уравнения термодинамического равновесия при неучете явления нейтринных осцилляций [15,16] и при их учете отличаются только по части условий  $\beta$ -равновесия.

При отсутствии нейтринных осцилляций химические потенциалы частиц кваркового вещества взаимосвязаны соотношениями:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e - \mu_{\nu_e}, \quad \mu_s = \mu_u + \mu_e - \mu_{\nu_e}, \quad \mu_e - \mu_{\nu_e} = \mu_\mu - \mu_{\nu_\mu} = \mu_\tau - \mu_{\nu_\tau}. \quad (3)$$

Учет явления нейтринных осцилляций приводит к равенству химических потенциалов нейтрино всех ароматов и взаимосвязь между химическими потенциалами частиц принимает вид:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e - \mu_\nu, \quad \mu_s = \mu_u + \mu_e - \mu_\nu, \quad \mu_e = \mu_\mu. \quad (4)$$

Этим уравнениям следует добавить условие локальной электронейтральности:

$$\frac{1}{3}n_u - \frac{2}{3}(n_d + n_s) - n_e - n_\mu = 0, \quad (5)$$

выражение для плотности барионного заряда:

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s), \quad (6)$$

а также выражение для отношения плотности суммарного лептонного и барионного зарядов:

$$Y_L = \frac{n_e + n_\mu + n_\nu}{n_B}. \quad (7)$$

Здесь  $n_\nu = n_{\nu_e} + n_{\nu_\mu} + n_{\nu_\tau}$  - плотность суммарного лептонного заряда всех ароматов нейтрино

$$n_\nu = \frac{3T^3}{6\pi^2} \left[ \left( \frac{\mu_\nu}{T} \right) + \pi^2 \left( \frac{\mu_\nu}{T} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Фактически, с точки зрения термодинамики, осцилляции нейтрино стирают все различия между разными ароматами нейтрино, формально все они вместе выступают как нейтрино с кратностью вырождения  $g_\nu = 3$ .

Уравнения, связывающие конституентные массы кварков  $M_u, M_d, M_s$ , химические потенциалы  $\mu_u, \mu_d, \mu_s$ , концентрации кварков  $n_u, n_d, n_s$  и кварковых конденсатов  $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$  приведены в нашей работе [15].

*5. Результаты численных расчетов.* Для фиксированных значений плотности барионного числа  $n_B$ , температуры  $T$  и относительного лептонного заряда  $Y_L$ , численным решением полной системы уравнений равновесия определены уравнение состояния и термодинамические характеристики HSQM с захваченными нейтрино и с учетом эффекта нейтринных осцилляций. Считаем целесообразным здесь приводить эти результаты только для  $T = \{60; 100\}$  МэВ и  $Y_L = \{0.1; 0.4\}$ . Кроме мюонов все лептоны ультрарелятивистские, что дает нам возможность их считать безмассовыми. Это, конечно, не мешает нам учесть явление нейтринных осцилляций. Расчеты показывают, что характеристики кварковой компоненты (концентрации, химические потенциалы и конституентные массы кварков, а также кварковые конденсаты) слабо зависят от того, учтены или не учтены нейтринные осцилляции. Отметим лишь, что из-за нейтринных осцилляций концентрации  $u$  кварков увеличиваются до порядка 4%, а концентрации  $d$  и  $s$  кварков уменьшаются в сумме на столько же. Как было показано в работе [16] без учета нейтринных осцилляций по количеству и по вкладу в общую энергию HSQM электроны и электронные нейтрино превосходят остальные лептоны. В HSQM с учетом нейтринных осцилляций, из-за равенства химических потенциалов всех ароматов нейтрино, вклады всех лептонов сравнимы. На рис. 1а и рис. 1б для значений температуры  $T = \{60; 100\}$  МэВ и  $Y_L = 0.4$  показаны зависимости химических потенциалов электронных и мюонных лептонов от  $n_B$  без учета (пунктирные кривые) и с учетом нейтринных осцилляций (сплошные кривые). В HSQM

при отсутствии нейтринных осцилляций и  $n_B \geq 0.5 \text{ фм}^{-3}$  химические потенциалы электронов  $\sim 250 \div 450 \text{ МэВ}$ , что в  $2 \div 3$  раза больше массы мюона. Наличие электронных нейтрино с таким же большим химическим потенциалом ( $200 \div 500 \text{ МэВ}$ ) не позволяет частичный переход электронов в мюоны. С другой стороны, мюонный лептонный заряд при сжатии вещества предсверхновой звезды без нейтринных осцилляций сохраняется отдельно и равен своему первоначальному нулевому значению [15,16]. Поэтому количество электронов в HSQM с захваченными нейтрино при отсутствии нейтринных осцилляций намного превосходит количество мюонов.

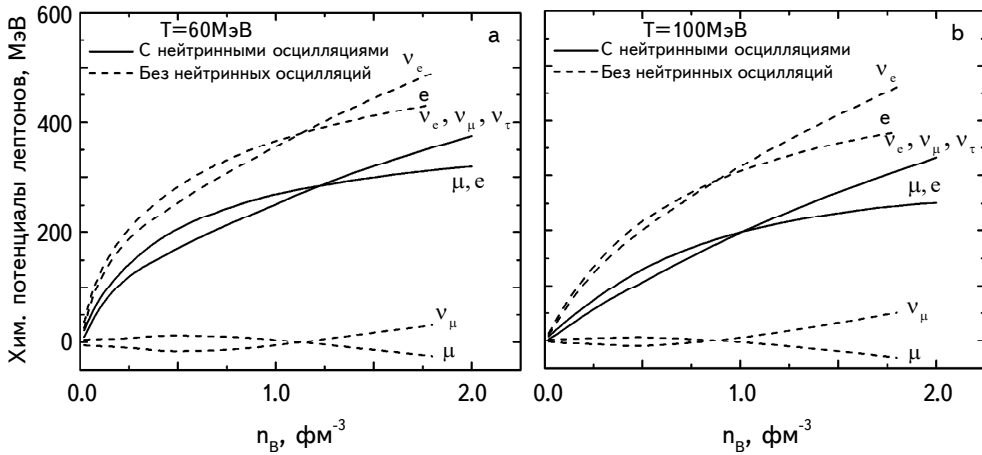


Рис.1. Химические потенциалы лептонов  $\mu_e, \mu_\mu, \mu_{\nu_e}, \mu_{\nu_\mu}, \mu_{\nu_\tau}$  в зависимости от плотности барионного числа  $n_B$  при двух значениях температуры: а)  $T = 60 \text{ МэВ}$ , б)  $T = 100 \text{ МэВ}$ . Сплошные линии соответствуют случаю, когда имеет место смешивание (осцилляции) нейтрино, пунктирные линии - случаю отсутствия нейтринных осцилляций.

Из-за нейтринных осцилляций электронные нейтрино частично превращаются в мюонные и тау нейтрино, что приводит к уменьшению химического потенциала электронного нейтрино. Таким образом становится возможным превращение части электронов в мюоны.

На рис.2а и рис.2б для  $T = 100 \text{ МэВ}$  и  $Y_L = 0.4$  приведены зависимости концентраций электронов, мюонов и соответствующих античастиц от  $n_B$  как без учета (пунктирные кривые), так и с учетом нейтринных осцилляций (сплошные кривые). Видно, что количество отдельных лептонов в HSQM с захваченными нейтрино из-за нейтринных осцилляций намного превосходит количество соответствующего антилептона, что связано с высоким значением химического потенциала этих частиц. Если в HSQM с захваченными нейтрино при отсутствии нейтринных осцилляций концентрации электронов и мюонов сильно отличаются, то при наличии нейтринных осцилляций значения этих параметров примерно равны. Область низких плотностей  $n_B \lesssim (0.3 \div 0.5) \text{ фм}^{-3}$  в

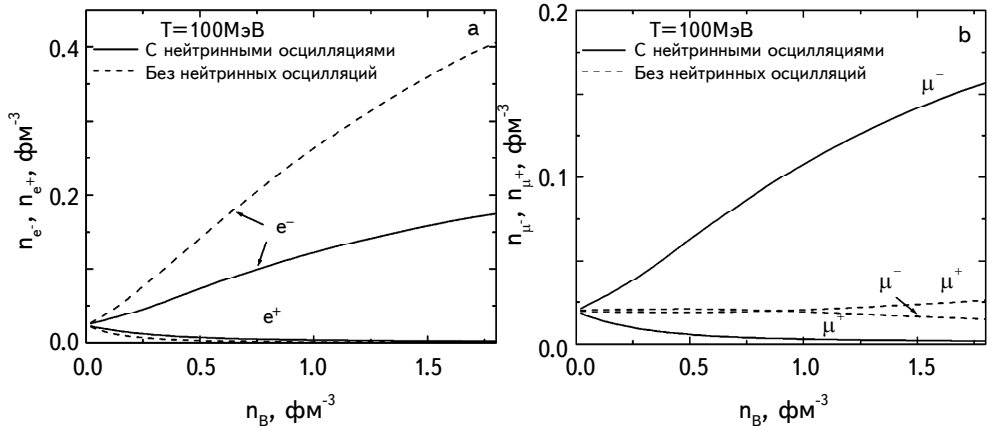


Рис.2. Концентрации заряженных лептонов: а) электронов и позитронов, б) мюонов и антимюонов в зависимости от плотности барионного числа  $n_B$  при температуре  $T = 100$  МэВ. Сплошные линии соответствуют случаю, когда имеет место смешивание (осцилляции) нейтрино, пунктирные линии - случаю отсутствия нейтринных осцилляций.

кварковых звездах не реализуется. В некоторых рисунках эта область  $n_B$  присутствует просто для полноты физической картины.

На рис.3а и рис.3б для  $T = \{60; 100\}$  МэВ и  $Y_L = 0.4$  показаны зависимости отношений  $\varepsilon_{\text{осц}}/\varepsilon_{\text{без осц}}$  и  $P_{\text{осц}}/P_{\text{без осц}}$  от концентрации барионного заряда  $n_B$ , где  $\varepsilon_{\text{осц}}$  и  $P_{\text{осц}}$  - плотность энергии и давление при наличии нейтринных осцилляций, а  $\varepsilon_{\text{без осц}}$  и  $P_{\text{без осц}}$  - те же параметры без осцилляции.

Энергия и давление HSQM с захваченными нейтрино при  $n_B \approx 0$  определяются в основном лептонами. Из уравнений химического равновесия

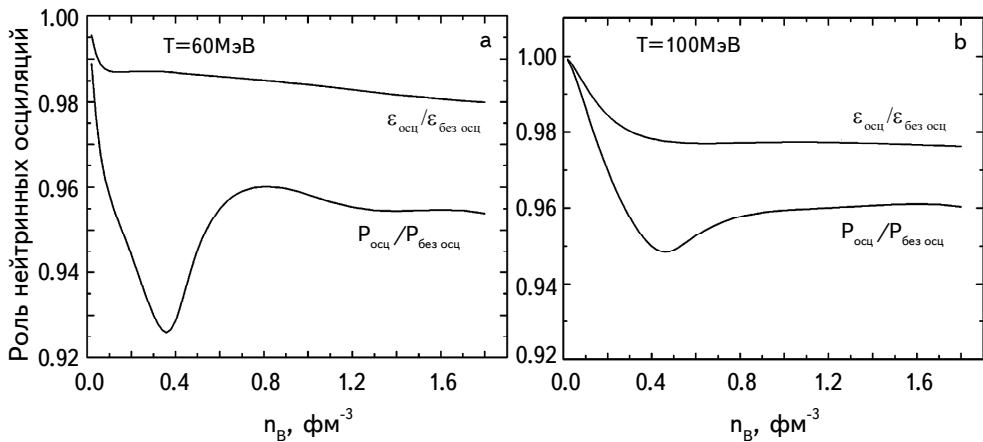


Рис.3. Отношения значений давления  $P_{\text{осц}}/P_{\text{без осц}}$  и плотности энергии  $\varepsilon_{\text{осц}}/\varepsilon_{\text{без осц}}$  в зависимости от плотности барионного числа  $n_B$  при двух значениях температуры: а)  $T = 60$  МэВ, б)  $T = 100$  МэВ.



следует, что независимо от значения  $Y_L$  как при наличии, так и при отсутствии нейтринных осцилляций, когда  $n_B \rightarrow 0$ , то химические потенциалы всех лептонов и антилептонов стремятся к нулю. Это видно и на рис.1а и рис.1б. Давление и плотность такой системы зависят только от температуры  $T$ . Такое состояние близко к состоянию обычного разреженного вещества при очень высоких температурах ( $KT \gg m_e c^2$ ), когда число электрон - позитронных пар намного превосходит число электронов этого вещества в "холодном" ( $KT \ll m_e c^2$ ) состоянии. Из рис.3а и рис.3б видно, что нейтринные осцилляции уменьшают давление и плотность энергии HSQM с захваченными нейтрино до 4-х и 2%, соответственно. Как для  $T=60$  МэВ, так и для  $T=100$  МэВ отношения  $P_{осц}/P_{безосц}$  и  $\varepsilon_{осц}/\varepsilon_{безосц}$  стремятся к единице, когда  $n_B \rightarrow 0$ , что было объяснено выше.

Для физики прото-нейтронных и прото-кварковых звезд одним из важных параметров является количество энергии, которое освобождается при их охлаждении. Это разница массы звезды до и после охлаждения. Часть этой энергии обусловлена изменением гравитационной энергии звезды, а другая часть определяется термодинамикой ее вещества. Энергию, приходящуюся на единицу объема HSQM с захваченными нейтрино при температуре  $T$ , обозначим через  $\varepsilon_T$ , а в холодном состоянии - через  $\varepsilon_0$ . Назовем величину  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_T - \varepsilon_0$  плотностью тепловой энергии HSQM с захваченными нейтрино, хотя это не только энергия теплового движения частиц вещества. Львиную долю этой энергии уносят нейтрино, унося с собой и лептонный заряд.

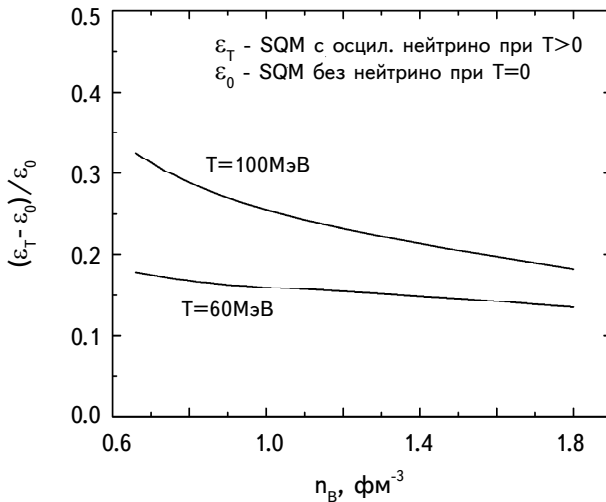


Рис.4. Нормированная разница энергий непрозрачной для нейтрино HSQM со смешиванием (осцилляциями) нейтрино и прозрачной для нейтрино холодной кварковой материи, после ухода всех нейтрино в зависимости от плотности барионного числа  $n_B$  при двух значениях температуры  $T = 60$  МэВ и  $T = 100$  МэВ.

На рис.4 для  $T = \{60; 100\}$  МэВ и  $Y_L = 0.4$  показана зависимость отношения  $\Delta\varepsilon/\varepsilon_o$  от  $n_B$  в области  $[0.6; 1.8]$   $\text{фм}^{-3}$ . В зависимости от  $n_B$  это отношение изменяется в пределах от 0.18 до 0.33 для  $T = 100$  МэВ и от 0.13 до 0.18 для  $T = 60$  МэВ. При остывании от  $T = 100$  МэВ до  $T = 60$  МэВ изменение энергии единичного объема HSQM с захваченными нейтрино будет  $(0.05\varepsilon_o \div 0.15\varepsilon_o)$ .

Таким образом, масса протокварковой звезды с  $T = 100$  МэВ при ее остывании может уменьшаться до 20 ÷ 30 процентов. Такой же результат был получен и в рамках модели кваркового мешка MIT [34-35].

Конечное значение относительного лептонного заряда по завершению процесса формирования протокварковой звезды находится в области  $0.1 \leq Y_L \leq 0.45$ . Для сравнения на рис.5 и 6 приведены некоторые характеристики HSQM с захваченными нейтрино при температуре  $T = 100$  МэВ в зависимости от  $n_B$  для  $Y_L = 0.1$  и  $Y_L = 0.4$ .

Зависимость энергии HSQM с захваченными нейтрино, приходящая на единицу барионного заряда  $\varepsilon/n_B$  от  $n_B$  с учетом нейтринных осцилляций при температуре  $T = 100$  МэВ для двух значений  $Y_L = \{0.1 \text{ и } 0.4\}$ , показана на рис.5. Для сравнения на этом же рисунке показана эта зависимость для холодной ( $T = 0$ ) HSQM, где нейтрино вообще отсутствуют.

Согласно модели NJL, пороговая плотность рождения  $s$  кварков в холодном

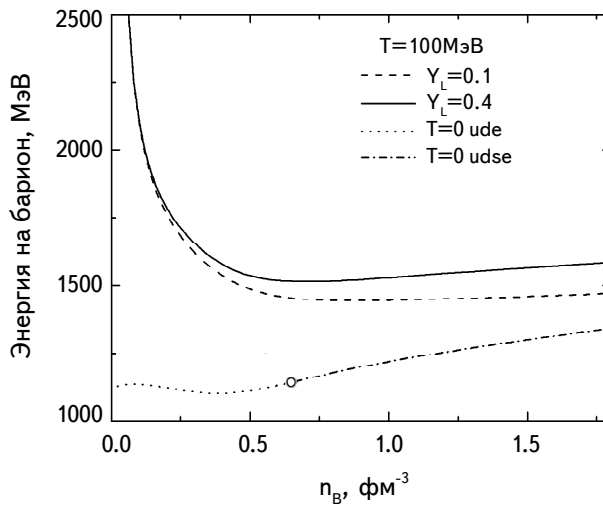


Рис.5. Приходящаяся на единицу барионного заряда энергия  $E_1 = \varepsilon/n_B$  в непрозрачной для нейтрино HSQM с осцилляциями нейтрино при температуре  $T = 100$  МэВ в зависимости от плотности барионного числа  $n_B$  для двух значений параметра удельного лептонного заряда  $Y_L = 0.1$  и  $Y_L = 0.4$ . Для сравнения приводится также аналогичная зависимость для кварковой материи при нулевой температуре, после того, как все нейтрино уже покинули систему. Кружочек обозначает порог рождения странного кварка в  $\beta$  равновесной холодной кварковой материи.

( $T=0$ ) кварковом веществе имеет значение  $n_B^{s-thr} = 0.655 \text{ фм}^{-3}$  [36,37]. В области  $n_B < n_B^{s-thr}$  в холодном ( $T=0$ ) кварковом веществе существуют только  $u$  и  $d$  кварки. Причем, когда  $n_B \rightarrow 0$ , то на один барион приходится  $M_{ou} + 2M_{od} = 3M_{ou} \approx 1100 \text{ МэВ}$  энергии [37], что видно и на рис.5. При  $T \neq 0$  бесконечное возрастание отношения  $\varepsilon_T/n_B$ , когда  $n_B \rightarrow 0$ , обусловлено наличием лептонной компоненты при  $n_B = 0$ . На кривой, соответствующей нулевой температуре, кружочком обозначен порог рождения странного кварка.

Как отмечено выше, для теории нейтронных звезд с кварковым ядром важна область  $n_B \geq 0.5 \text{ фм}^{-3}$ . Из рис.5 следует, что в этой области концентрации  $n_B$  для HSQM с захваченными нейтрино при температуре  $T=100 \text{ МэВ}$ , приходящейся на единицу барионного заряда, энергия  $\varepsilon_T/n_B$  больше от  $\varepsilon_0/n_B$  в состоянии с температурой  $T=0$ , на  $250 \div 400 \text{ МэВ}$  для  $Y_L=0.4$  и на  $150 \div 300 \text{ МэВ}$  для  $Y_L=0.1$ . Если как приемлемое значение для  $Y_L$  в протокварковой звезде считать значение  $Y_L=0.1$ , то масса протокваркового ядра протонейтронной звезды остываясь уменьшится в среднем порядка  $10 \div 20\%$ .

В холодной ( $T=0$ ) компактной звезде с кварковой сердцевиной  $ud$  фаза будет существовать при выполнении условия  $n_B^{s-thr} > n_B^Q$ , где  $n_B^Q$  - плотность барионного числа кваркового вещества в точке фазового равновесия между кварковым и адронным веществами. Вопрос о том, существует ли  $ud$  фаза в компактной звезде - зависит не только от уравнения состояния кварковой материи, но и от уравнения состояния адронной материи. В работе [36]

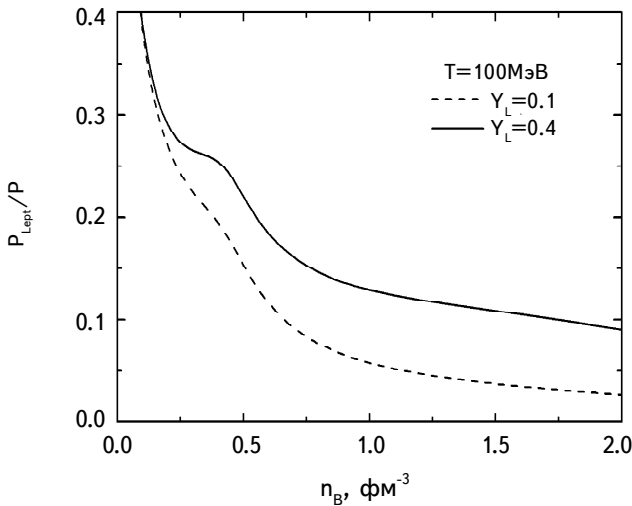


Рис.6. Относительный вклад лептонов в давлении  $P_{Lept}/P$  в непрозрачной для нейтрино HSQM с осцилляциями нейтрино при температуре  $T=100 \text{ МэВ}$  в зависимости от плотности барионного числа  $n_B$  для двух значений параметра удельного лептонного заряда  $Y_L=0.1$  и  $Y_L=0.4$ ,

показано, что в рамках модели, в которой для кварковой материи использована локальная модель NJL, а для адронной материи - модель релятивистского среднего поля, выполняется условие  $n_B^{s-thr} < n_B^O$  и, следовательно, в холодной гибридной звезде  $ud$  фазы не существует. Исследования в рамках усовершенствованной модели NJL, в которой учтены также вклады векторного и аксиально-векторного взаимодействия между кварками [37] показали, что этот вывод остается в силе.

Понятно, что чем меньше  $Y_L$ , тем меньше доля давления лептонов  $P_{Lept}$  в общем давлении  $P$  HSQM с захваченными нейтрино. На рис.6 с учетом нейтринных осцилляций для  $T=100$  МэВ и  $Y_L = \{0.1 \text{ и } 0.4\}$  показана зависимость отношения  $P_{Lept}/P$  от концентрации барионного заряда  $n_B$ . В интересном для кварковых звезд интервале  $0.5 \text{ фм}^{-3} \lesssim n_B \lesssim 2 \text{ фм}^{-3}$ , с возрастанием  $n_B$  отношение  $P_{Lept}/P$  уменьшается при  $Y_L=0.4$  от 0.2 до 0.1 и от 0.15 до 0.02 при  $Y_L=0.1$ . Стремление этого отношения к единице при  $n_B \rightarrow 0$  обусловлено тем, что давление  $P$  в этом пределе создается исключительно лептонами. Отметим также, что это имеет место независимо от значения  $Y_L$  и от того, учтены или не учтены нейтринные осцилляции.

**6. Заключение.** На основе модели NJL определены термодинамические характеристики непрозрачного для нейтрино горячего кваркового вещества с учетом нейтринных осцилляций. В соответствии со стандартной моделью элементарных частиц в наших расчетах учтены три аромата нейтрино. Расчеты выполнены для двух значений отношения суммарного лептонного и барионного зарядов HSQM:  $Y_L = 0.1$  и  $Y_L = 0.4$ . Если при отсутствии нейтринных осцилляций в химически равновесном непрозрачном для нейтрино HSQM протокварковой звезды из лептонов важны только вклады электронов и электронных нейтрино, то наличие нейтринных осцилляций делает все лептоны "равноправными". Показанно, что из-за нейтринных осцилляций концентрации лептонов в химически равновесном непрозрачном для нейтрино HSQM сильно превосходят концентрации антилептонов. Причем количество электронов и мюонов мало отличается.

Несмотря на значительные изменения из-за нейтринных осцилляций характеристик лептонной компоненты непрозрачной для нейтрино HSQM, при фиксированном значении плотности барионного числа давление и плотность энергии вещества в зависимости от значения температуры при этом уменьшаются всего до 2 и 4%, соответственно.

Из-за нейтринных осцилляций запасенная тепловая энергия в непрозрачной для нейтрино HSQM уменьшается, однако ее количество остается значительным. Численные расчеты показывают, что в области значений плотности барионного числа, важной для гибридных и кварковых звезд:  $0.5 \text{ фм}^{-3} \lesssim n_B \lesssim 2 \text{ фм}^{-3}$ , прихо-

дящаяся на единицу барионного заряда энергия  $\varepsilon_T/n_B$  больше от  $\varepsilon_0/n_B$  в состоянии с температурой  $T=0$ , на  $250 \div 400$  МэВ для  $Y_L=0.4$  и на  $150 \div 300$  МэВ для  $Y_L=0.1$ . Запасенная тепловая энергия в непрозрачной для нейтрино HSQM из-за нейтринных осцилляций уменьшается, однако ее количество настолько значительно, что даже для значения отношения суммарного лептонного и барионного зарядов HSQM  $Y_L=0.1$  масса протокваркового ядра протонейтронной звезды остывая, уменьшится в среднем порядка  $10 \div 20\%$ . Чем больше значение  $Y_L$ , тем больше это изменение.

Характеристики же кварковой компоненты, такие как - динамические массы кварков ( $M_u, M_d, M_s$ ), концентрации кварков ( $n_u, n_d, n_s$ ) и кварковые конденсаты ( $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$ ) при учете нейтринных осцилляций меняются незначительно.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре прикладной электродинамики и моделирования ЕГУ, финансируемой комитетом по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения,  
e-mail: galaverdyan@ysu.am ghajyan@ysu.am anialaverdyan@ysu.am

## EFFECT OF NEUTRINO OSCILLATIONS ON THERMODYNAMIC PROPERTIES OF HOT QUARK MATTER

G.B.ALAVERDYAN, G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

Within the framework of the local SU(3) Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model, which also takes into account the 't Hooft interaction leading to quark flavor mixing, the influence of neutrino oscillations on the thermodynamic properties of three-flavor hot quark matter in  $\beta$ -equilibrium with trapped neutrinos is studied. For two temperatures  $T=[60 \text{ and } 100]$  MeV, taking into account neutrino oscillations, the thermodynamic characteristics of quark matter are determined. These results are compared with the results obtained without taking into account neutrino oscillations. Calculations show that when cooling quark matter, which is opaque to neutrinos, the released energy per unit of baryon charge will be about  $150 \div 350$  MeV.

Keywords: *hot quark matter: NJL model: trapped neutrinos: neutrino oscillations*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1938.
2. *J.R.Oppenheimer, H.Snyder*, Phys. Rev., **56**, 455, 1939.
3. *H.-Y.Chiu, E.E.Salpeter*, Phys. Rev. Lett., **12**, 413, 1964.
4. *D.Morton*, Nature, **201**, 1308, 1964.
5. *G.S.Hajyan, Yu.L.Vartanyan*, Astrophysics, **7**, 136, 1971,
6. *M.Schwarzschild*, Structure and evolution of the stars, Princeton Univ. Press, 1958.
7. *S.A.Colgate, R.H.White*, Astrophys. J., **143**, 626, 1966.
8. *W.D.Arnett*, Can. J. Phys., **44**, 2553, 1966.
9. *W.D.Arnett*, Can. J. Phys., **45**, 1621, 1967.
10. *В.С.Имшенник, Д.К.Надежин*, ЖЭТФ, **68**, 1548, 1972.
11. *D.K.Nadyozhin*, Astrophys. Space Sci., **49**, 399, 1977.
12. *D.K.Nadyozhin*, Astrophys. Space Sci., **51**, 283, 1977.
13. *M.Alford, A.Harutyunyan, A.Sedrakian*, Phys. Rev. D, **100**, 103021, 2019, [arXiv:1907.04192v2].
14. *В.С.Имшенник, Д.К.Надежин*, УФН, **156**, 562, 1988.
15. *G.S.Hajyan, G.B.Alaverdyan*, Astrophysics, **64**, 370, 2021.
16. *G.S.Hajyan, G.B.Alaverdyan*, Astrophysics, **65**, 126, 2022.
17. *Б.М.Понтекорво*, ЖЭТФ, **33**, 549, 1957, (Sov. Phys. JETP, **6**, 429, 1958).
18. *Б.Понтекорво*, ЖЭТФ, **34**, 247, 1957, (Sov. Phys. JETP, **7**, 172, 1958).
19. *L.Wolfenstein*, Phys. Rev. D, **17**, 2369, 1978.
20. *С.П.Мухеев, А.Ю.Смирнов*, Ядерная физика, **42**(6), 1441, 1985.
21. The KATRIN Collaboration, Nature Physics, **18**, 160, 2022.
22. *E. Di Valentino, S.Gariazzo, O.Mena*, Phys. Rev. D, **104**, 083504, 2021, [arXiv:2106.15267].
23. *Y.Nambu, G.Jona-Lasinio*, Phys. Rev., **122**, 345, 1961.
24. *Y.Nambu, G.Jona-Lasinio*, Phys. Rev., **124**, 246, 1961.
25. *M.A.Ruderman*, Rep. Prog. Phys., **28**, 411, 1965.
26. *S.Wanajo, Y.Sekiguchi, N.Nishimura et al.*, ApJL, **789**, L39, 2014.
27. *A.W.Steiner, M.Prakash, J.M.Lattimer*, Phys. Lett. B, **509**, 10, 2001, [arXiv:astro-ph/0101566].
28. *E.H.Gudmundson, J.R.Buchler*, Astrophys. J., **238**, 717, 1980.
29. *M.Leibendoerfer*, Astrophys. J., **633**, 1042, 2005, [arXiv:astro-ph/0504072].
30. *M.Leibendoerfer, S.C.Whitehouse, T.Fischer*, Astrophys. J., **698**, 1174, 2009, [arXiv: 0711.2929].
31. *T.Eguchi*, Phys. Rev. D, **14**, 2755, 1976.
32. *K.Kikkawa*, Prog. Theor. Phys., **56**, 947, 1976.
33. *P.Rehberg, S.P.Klevansky, J.Hufner*, Phys. Rev. C, **53**, 410, 1996.
34. *G.S.Hajyan*, Astrophysics, **63**, 125, 2020.
35. *G.S.Hajyan*, Particles, **4**, 37, 2021, <https://doi.org/10.3390/particles4010004>.
36. *G.B.Alaverdyan, Yu.L.Vartanyan*, Astrophysics, **61**, 483, 2018.
37. *G.B.Alaverdyan*, Symmetry, **13**, 124, 2021, <https://doi.org/10.3390/sym13010124>.