

УДК: 524.3-335.3

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ГОЛОЙ
СТРАННОЙ ЗВЕЗДЫ

Г.С.АДЖЯН, С.Г.АДЖЯН

Поступила 14 июня 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Определена тонкая структура поверхности голой странной звезды. Распределение электронов и кварков в поверхностном слое определено с помощью феноменологического метода Томаса-Ферми. Показано, что для модели мешка МГТ концентрация кварков у свободной поверхности убывает непрерывно до нуля в слое конечной толщины. В отличие от результатов других авторов электрическое поле в переходном слое меняет направление. В рамках этой модели определен коэффициент поверхностного натяжения кваркового вещества. В зависимости от значений параметров модели он равен $60 + 150 \text{ МэВ/Фм}^2$.

1. *Введение.* Впервые сплошная кварковая материя и кварковые звезды были рассмотрены в [1]. В этой работе кварки принимались как невзаимодействующие ферми-частицы. Построение более или менее последовательной модели сплошного кваркового вещества удалось осуществить лишь после создания квантовой хромодинамики. В рамках этой теории Виттенем построена феноменологическая модель кварковой материи [2]. Показано, что в равновесном состоянии эта материя состоит почти из равного количества u , d , s кварков и электронов, нейтрализующих избыточный электрический заряд кварков. Численные значения феноменологических констант этой модели известны с некоторыми неопределенностями. В определенной разрешенной области изменения этих констант такая кварковая материя (далее СКМ - странная кварковая материя, получившая название из-за наличия странного s -кварка) является самосвязанной, т.е. энергия на барион с вычетом энергии покоя нейтрона (энергия связи бариона - ϵ_n) отрицательна. А для некоторых значений этих констант СКМ является более связанной, чем материя обычных атомных ядер. Такая самосвязанная СКМ в несколько раз плотнее, чем вещество обычных атомных ядер и может образовывать системы с конечными размерами [2]. Эти образования в звездных масштабах принято называть странными звездами [3-4]. У свободной поверхности этих объектов плотность фактически скачком падает от сверхъядерных значений до нуля. Подробное изучение уравнения состояния СКМ и странных звезд проведено в [3-6].

В [3] показано, что из-за частичного вылета вырожденных электронов наружу у свободной поверхности самосвязанной СКМ образуются

кварковый заряженный слой и электронное облако снаружи. С учетом перестройки кварков через β -процессы из-за уменьшения ферми-энергии электронов в околоповерхностных слоях в [7] показано, что толщина заряженного кваркового слоя l порядка 15 Фм, электронного облака ~ 1000 Фм, а напряженность поля достигает 10^{18} В/см. Знание структуры и параметров этого слоя важны для определения наблюдательных проявлений голых странных звезд [8,9]. Наличие такого заряженного слоя со сверхсильным электрическим полем у поверхности странной звезды препятствует проникновению обычного звездного вещества в кварковую материю [3]. Это делает возможным существование странной звезды с внешней оболочкой из обычного вырожденного вещества [10,11].

При определении структуры заряженного слоя поверхности странной звезды считалось, что плотность кварков у поверхности скачком падает до нуля, т.е. пренебрегается наличием переходного слоя кварков, где это изменение происходит непрерывно [3,7]. Толщина аналогичного слоя у поверхности обычных атомных ядер порядка 2.5 Фм. Следует ожидать, что у СКМ она будет именно такого порядка. Изучение более тонкой структуры поверхности СКМ-распределения кварков в переходном слое важно для определения коэффициента поверхностного натяжения СКМ. Численным значением этого коэффициента определяется возможность реализации смешанного состояния обычного ядерного вещества и СКМ [12]. В настоящей работе определяется распределение кварков, структура электростатического поля у поверхности СКМ и коэффициент ее поверхностного натяжения.

2. Постановка задачи и метод ее решения. Предположим, что размеры области заполненной СКМ и радиус кривизны поверхности намного превосходят толщину переходного слоя кварковой материи l_q . Тогда поверхность можно считать плоской, а размеры области - бесконечными. Это реализуется на поверхности голой странной звезды.

Пусть в декартовой системе координат область $x \leq x_0$, ($x_0 < 0$) заполнена однородной нейтральной самосвязанной СКМ с плотностью барионного заряда n_0 (далее плотность барионов) и давлением $P=0$. За счет расширения внешних слоев кварки будут занимать некоторую область за поверхностью $x = x_0$. А из-за частичного вылета электронов наружу образуется электронное облако. В глубоких же слоях, $-x \gg |x_0|$, СКМ останется неизменной. В дальнейшем все физические величины в этом состоянии будем обозначать дополнительным индексом нуль. В поверхностном слое толщиной l_q плотность барионов будет непрерывно падать от значения n_0 до нуля. Для определения функции распределения i -ого типа частиц $n_i(x)$ ($i = u, d, s, e$) воспользуемся методом Томаса-Ферми, который для обычных атомных ядер дает достаточно хорошие результаты

[13]. В [14] этим методом определена структура поверхности сверхплотных ядер. Как в первом, так и во втором случае решения для распределения барионов обращаются в нуль в бесконечности. Однако этот недостаток не принципиален, т.к. данный метод дает хорошие результаты для распределения основной части барионов и значения толщины переходного слоя. Здесь будет показано, что для используемой в настоящей работе теории СКМ (модель мешка, разработанная в Массачусетском технологическом институте - MIT [2]) плотность кварков становится равной нулю на конечном расстоянии от поверхности $x = x_0$.

Согласно модели мешка MIT энергия единицы объема ϵ однородной СКМ имеет вид [2]

$$\epsilon(n_u, n_d, n_s, n_e) = \sum \epsilon_i(n_i) + B \equiv \epsilon^* + B, \quad (1)$$

где B - феноменологическая величина - постоянная мешка ($B \sim 50 + 60$ МэВ/Фм³). Именно наличием такого слагаемого в (1) обусловлена конечность толщины переходного кваркового слоя. Действительно, увеличение объема однородного вещества из-за размазывания поверхностных слоев СКМ на единицу площади свободной поверхности может быть только конечным, иначе увеличение ее энергии будет просто бесконечным. Примем $n_i(0) = 0$ ($i = u, d, s$).

Учет неоднородного распределения кварков достигается добавлением в (1) феноменологического члена вида $\sum_{i,k \neq e} \lambda_{ik} (\bar{\nabla} n_i \cdot \bar{\nabla} n_k)$, где λ_{ik} - положительные константы. Эта идея учета сильной пространственной неоднородности для короткодействующих сил предложена в [15,16] и с успехом применена во многих исследованиях, в частности в [13,14]. В дальнейшем, для симметрии выражения энергии вместо λ_{ik} введем новые числа $\Lambda_{ik} = \lambda_{ik}$ для $i, k = u, d, s$ и $\Lambda_{ik} = 0$ если (i или k) = e .

Таким образом, для полной энергии системы, приходящейся на единицу площади свободной поверхности кварков, имеем

$$\mathcal{E} = \int_{-}^{+} \left(\sum_i \epsilon_i + \sum_{i,k} \Lambda_{ik} n_i n_k + \frac{1}{2} \sum_i e q_i \phi \right) dx + B \mathcal{V}, \quad (2)$$

где e - абсолютная величина заряда электрона, $e q_i$ - заряд i -ого типа частицы ($q_u = 2/3, q_d = q_s = -1/3, q_e = -1$), ϕ - электростатический потенциал поля, создаваемый кварками и электронами, \mathcal{V} - полный объем, занимаемый кварками. В дальнейшем вместо ϕ удобно использовать величину $V = e \phi$ (назовем ее просто потенциалом), которая удовлетворяет уравнению (3)

$$V'' = -4\pi e^2 \sum_i q_i n_i. \quad (3)$$

Хотя у поверхности электрические заряды перераспределены и локальная нейтральность нарушена, однако система в целом не имеет

заряда и поэтому

$$V'(x = \pm\infty) = 0. \quad (4)$$

Значение потенциала V в бесконечности ($x = +\infty$) примем равным нулю, тем самым отождествляя $V(x)$ с глубиной электростатической ямы для электрона в каждой точке x . Хотя кварки занимают полупространство $x \leq 0$, однако в (2) интегрирование по x проводится в области $(-\infty, +\infty)$, т.к. электроны занимают все пространство.

Уравнения для плотностей частиц получаются варьированием (2) по n_i при условии сохранения полного электрического и барионного зарядов Q и N :

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i e q_i n_i dx = 0, \quad (5)$$

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i b_i n_i dx, \quad (6)$$

где $b_i = 1/3$ при $i = u, d, s$ и $b_i = 0$ при $i = e$ - барионные заряды частиц. При варьировании (2) будем считать свободную поверхность кварков "закрепленной" в $x = 0$. Объем, занимаемый кварками, выражается через плотность барионов $n(x)$

$$n = \sum_i b_i n_i, \quad \mathcal{V} = \int_0^N \frac{dN}{n}. \quad (7)$$

Хотя в рассматриваемом случае полная энергия, объем и барионный заряд бесконечны, однако их изменения при варьировании по n_i конечны, так как "изменяются" лишь характеристики тонкого поверхностного слоя. Следуя идеологии метода Томаса-Ферми и учитывая, что электроны ультррелятивистские, будем считать, что в каждой точке энергия ферми-электронов μ_e равна глубине электростатической ямы $V(x)$.

Приравнивая первые вариации (2) по $n_i(x)$ к нулю и учитывая однородность вещества в $x = -\infty$, получим

$$2 \sum_k \Lambda_{ik} \frac{d^2 n_k}{dx^2} - \mu_i + \mu_{0i} - q_i(V - V_0) + B b_i \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) = 0, \quad (i, k) = u, d, s, e, \quad (8)$$

где μ_i - химические потенциалы частиц, $V_0 = \mu_{0e}$ - потенциал в глубоких слоях. Решения уравнений (3) и (8) должны удовлетворять условиям (4) и

$$\left. \begin{aligned} n_i(-\infty) &= n_{0i}, \\ n_i(0) &= 0, \\ V(-\infty) &= \mu_{0e}, \\ V(+\infty) &= 0 \end{aligned} \right\} i \neq e, \quad (9)$$

а $V(x)$ должна быть непрерывной функцией в $(-\infty, +\infty)$. Заметим, что

уравнения (8) при $x \rightarrow -\infty$ переходят в известные условия химического равновесия между кварками и электронами в однородной СКМ:

$$\mu_{0d} = \mu_{0u} + \mu_{0e}, \quad \mu_{0d} = \mu_{0s}. \quad (10)$$

3. *Коэффициент поверхностного натяжения.* Согласно определению, коэффициент поверхностного натяжения, совпадающий с поверхностной энергией единицы площади свободной поверхности, равен:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \sum_i \varepsilon_i + \sum_{ik} \Lambda_{ik} n'_i n'_k + \frac{1}{2} \sum_i V q_i n_i - \frac{\varepsilon_0}{n_0} n + B \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) \right\} dx = \\ &\equiv \int_{-\infty}^0 \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon_0}{n_0} n + \sum_{ik} \Lambda_{ik} n'_i n'_k + \frac{1}{2} \sum V q_i n_i \right) dx + \int_0^{\infty} \varepsilon_e dx - \frac{1}{2} \int_0^{\infty} V n_e dx. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя уравнение (3), а также его аналитическое решение в наружной области $x > 0$ (где находятся только электроны), и уравнение (8), из (11) получим выражение для σ , не содержащее феноменологический член, учитывающий градиент плотности кварков:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_{-\infty}^0 \left[2\varepsilon - \sum \mu_{0i} n_i - \frac{\varepsilon_0}{n_0} n - B \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) - B \ln \frac{n}{n_0} + \frac{V'^2}{4\pi e^2} \right] dx + \\ &+ \frac{e}{12\pi} \sqrt{\frac{2}{3\pi}} (5V_s^3 - 3V_0 V_s^2), \end{aligned} \quad (12)$$

где V_s - значение потенциала на поверхности СКМ. Здесь и в последующих формулах принято, что постоянная Планка \hbar , скорость света c и масса электрона m_e равны единице ($\hbar = c = m_e = 1$). Можно показать, что при переименовании соответствующих величин (концентрации кварков на концентрацию барионов и т.п.) и при $B=0$, $V=0$ выражение (12) переходит в (30) из [14].

4. *Решение задачи.* В (12) коэффициенты λ_{ik} явно уже не входят. Для дальнейших вычислений предположим, что числа λ_{ik} все одинаковы и член в выражении энергии, учитывающий пространственную неоднородность кварков, зависит только от квадрата градиента плотности барионного заряда, т.е.

$$\sum_{i,k} \lambda_{ik} n'_i n'_k = \lambda \left(\sum_i b_i n'_i \right)^2 = \lambda (n')^2, \quad (13)$$

что дает $\lambda = 9\lambda_{ik}$. Тогда из уравнений (8) получим

$$2\lambda n'' - \mu + \mu_0 + B \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) = 0, \quad \mu = \mu_u + \mu_d + \mu_s, \quad \mu_d = \mu_u + \mu_e, \quad \mu_d = \mu_s \quad (14)$$

Как видно из уравнения, в этом случае условия химического равновесия между кварками в сильно неоднородных слоях такие же, как и в однородном веществе. Конечно, это имеет место только если числа λ_{ik}

одинаковы для всех кварков.

Как видно из (14), при $n/n_0 \ll 1$ выражения не зависят от функции $\mu = \mu(n)$, т.к. определяющим является член B/n . В этой области имеем достаточно простое уравнение,

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)'' + \frac{B}{2\lambda n_0^2} \left(\frac{n_0}{n}\right) = 0, \quad (15)$$

где характерный масштаб длины

$$l_1 = \sqrt{\lambda n_0^2 / B}. \quad (16)$$

Умножая (15) на $(n/n_0)'$, получим

$$(n/n_0)' = -\sqrt{C - \ln(n/n_0)}, \quad (17)$$

где C - константа интегрирования. Это уравнение имеет точное решение, которое определяется через функцию ошибок Erfc . Используя ее асимптотический вид, получим

$$x = -l_1 \frac{\bar{n}/n_0}{\sqrt{C - \ln(n/n_0)}}. \quad (18)$$

Из (17) следует, что у поверхности $x=0$ производная концентрации кварков стремится к бесконечности при $n \rightarrow 0$ (рис.1, 2). А у поверхности атомных ядер, согласно модели Томаса-Ферми, как плотность барионов, так и ее производная стремятся к нулю только при $x \rightarrow \infty$.

Так как распределение барионного заряда у поверхности имеет беско-

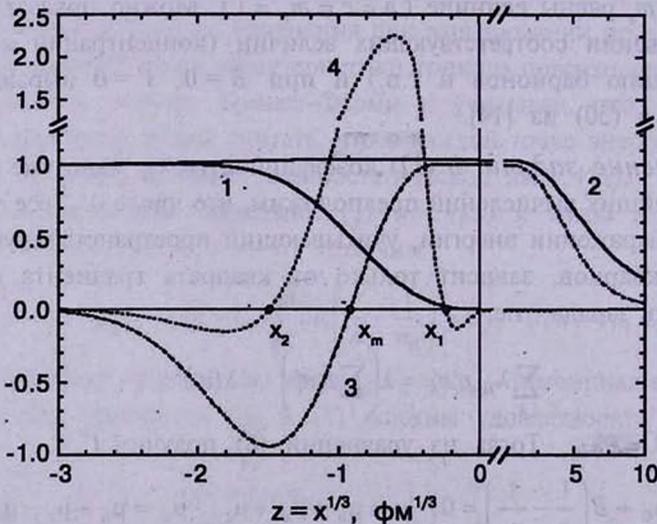


Рис.1. Зависимости концентрации барионного числа n/n_0 - кривая 1, потенциала V/V_0 - кривая 2, напряженности поля E/E_0 - кривая 3, плотности электрического заряда $10^{-2}[(2n_s - n_s - n_s)/3 - n_s/n_0]$ - кривая 4 от $z = x^{1/3}$ у поверхности странной звезды. Точки x_2 и x_1 соответствуют экстремумам напряженности поля, а x_m - максимуму потенциала. Нулевым индексом обозначены соответствующие величины в глубоких слоях, а индексом s - на поверхности $x=0$.

нечную производную, то численное решение уравнения (14) затруднено. Поэтому аналитические решения (17) и (18) весьма полезны для нахождения решения (14) численными методами в глубоких слоях, где уже $n/n_0 \sim 1$.

Для построения полного решения необходимо совместно решить уравнение Пуассона (3) и уравнение для распределения барионного заряда (14) с учетом условий химического равновесия между частицами. Решением уравнения (3) в области $x > 0$, в которой кварки отсутствуют, является $V = V_s / (1 + \sqrt{2/3\pi} e V_s x)$, которое содержит значение потенциала V_s на поверхности в качестве константы интегрирования. Численные значения V_s и константы интегрирования C в (17) выбираются таким образом, чтобы решения удовлетворяли условиям (4), (9).

5. *Выбор численного значения λ* . В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о сплошной СКМ, с помощью которых можно было бы определить численное значение λ . В наших расчетах выбирались такие значения, чтобы эффективная толщина поверхностного слоя СКМ была бы такого же порядка, что и у обычных атомных ядер.

Уравнение (14) представим в следующем виде:

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)'' + \frac{1}{2l_2^2} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_0}\right) + \frac{1}{2l_1^2} \left(1 - \frac{n_0}{n}\right) = 0, \quad (19)$$

$$l_2 = \sqrt{\lambda n_0 / \mu_0} \equiv l_1 \sqrt{B/n_0 \mu_0}, \quad \mu_0 = \mu_{0u} + \mu_{0d} + \mu_{0s} \equiv \epsilon_0 / n_0.$$

Характерную длину l_2 , содержащую λ , будем считать свободным параметром, численное значение которого и определит эффективную толщину поверхностного слоя.

Если плотность кварков у поверхности СКМ падала бы скачком от сверхядерных значений до нуля, то СКМ занимала бы область $(-\infty, x_0)$, а не $(-\infty, 0)$. Легко убедиться, что

$$x_0 = \lim_{x \rightarrow -\infty} \int_0^x \left(\frac{n}{n_0} - 1\right) dx.$$

За численное значение эффективной толщины l_2 принято удвоенное значение x_0 .

6. *Результаты расчетов*. Численные расчеты проведены для $l_2 = (0.5; 0.75; 1; 1.25)$ Фм. Исползованные нами выражения для энергии и термодинамических потенциалов странной кварковой материи приведены в [6,7]. В наших расчетах мы учитывали, что при определенных малых плотностях странные кварки не могут существовать. Это связано с ненулевым значением массы s -кварка. На рис.1 для $\alpha_c = 0.05$, $m_s = 50$ МэВ, $B = 150$ МэВ/Фм³ приведены зависимости $n(x)/n_0$, $V(x)/V_0$, напряженности $E_x(x)/|E_x(0)|$ и плотности электрического заряда $\sum e q_i n_i(x)$. Для охвата

как внутренней, так и внешней заряженных областей и более четкого показа структуры у поверхности ($x \approx 0$) на рис.1 вместо координаты x взята переменная $z = x^{1/3}$. Для сравнения, на рис.2 приведены зависимости концентрации электронов для трех различных приближений. Первый и второй случаи качественно одинаковы и отличаются лишь численным значением толщины заряженного кваркового слоя. Концентрация электронов, а с ней и потенциал V монотонно убывают от значений в глубоких слоях до нуля на расстояниях ~ 1000 Фм от поверхности. В обоих случаях суммарная плотность заряда в области $x \leq 0$ положительна, а в области $x > 0$ - отрицательна, и электрическое поле везде направлено наружу.

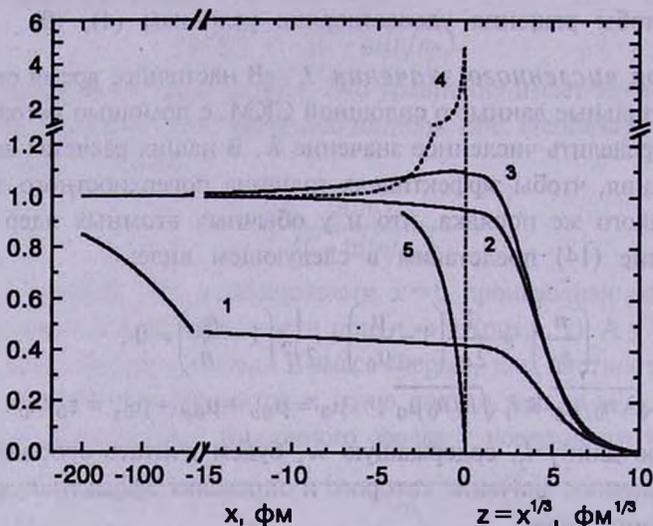


Рис.2. Зависимости концентрации электронов n_e/n_0 от x при $x < 0$ и от $z = x^{1/3}$ при $x > 0$ для случаев: 1 - не учтены как размазанность, так и перестройка кварков через β -процессы из-за уменьшения ферми-энергии электронов [2]; 2 - учтена только перестройка кварков [7]; 3 - учтены и перестройка, и размазанность кварков; 4 - размазанность кварков учтена, однако имеет место локальная электронейтральность. Здесь приводится также зависимость концентрации барионного числа n_b/n_0 (кривая 5) для случаев 3 и 4 лишь в области $-4 < x < 0$, чтобы не создать лишнюю путаницу кривых.

В рассматриваемом случае (кривая 3) картина принципиально иная: нарушается монотонность потенциала. В переходном кварковом слое, в точке $x_m = -0.78$ Фм, где $n = 0.5n_0$ и $V = 1.03V_0$, кривая $V(x)$ имеет максимум, а напряженность поля меняет свое направление. В точке $x_2 = 3.32$ Фм (точка поворота кривой $V(x)$), в которой меняется знак плотности заряда, поле достигает своего максимального отрицательного значения и монотонно стремится к нулю во внутренних слоях (рис.1). В областях $x > x_m$ и $x < x_m$ электрическое поле имеет противоположные направления. Таким образом, учет размазанности распределения кварков у поверхности приводит к принципиально новой структуре электрического

поля. Такое поведение распределения электрического заряда и поля легко понять, если определить структуру поверхностного кваркового слоя при требовании локальной электронейтральности с данным распределением кварков. Для этого случая на рис.2 приведена зависимость концентрации электронов от x (пунктирная кривая 4). Видно, что в этом случае концентрация электронов в поверхностном слое в два с половиной раза больше, чем в глубоких слоях. Это связано с тем, что при уменьшении плотности кварков у поверхности для обеспечения β -равновесия и электронейтральности требуется гораздо больше электронов, чем при высоких плотностях. Поэтому электроны вылетают не только наружу, но и проникают в глубокие слои, тем самым делая их отрицательно заряженными. Это усиливается еще тем, что при уменьшении уровня ферми-электронов рождаются новые электроны из-за нарушения β -равновесия между кварками. Электронов от разлета удерживают положительные заряды, находящиеся в области $x_2 < x < x_1$. В табл.1 приведены численные значения параметров поверхности СКМ для четырех наборов значений констант α_c , m_s и B . В этой таблице СКМ во всех вариантах является самосвязанной.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ САМОСВЯЗАННОЙ СКМ

	α_c	n_0 Фм ⁻³	ϵ_b МэВ	V_0 МэВ	$E_s \cdot 10^{-16}$ В/см	$-x_1$ Фм	$\frac{n_1}{n_0}$	$\frac{E_1}{E_s}$	$-x_2$ Фм	$\frac{n_2}{n_0}$	$\frac{E_2}{E_s}$	$-x_m$ Фм	$\frac{V_{max}}{V_0}$	σ МэВ/Фм ²	l_f Фм
a	0.05	0.29	25.7	30.4	1.6	0.06	0.076	1.006	4.27	0.96	0.30	1.72	1.02	95	2.5
	0.2	0.29	6.57	26.9	1.5	0.04	0.05	1.003	3.56	0.93	0.7	1.02	1.03	95	2.5
b	0.05	0.25	86.0	24.1	1.2	0.01	0.02	1.001	3.32	0.92	0.94	0.78	1.03	79	2.5
	0.2	0.25	66.6	18.7	0.61	0.01	0.013	1.000	3.06	0.90	1.57	0.50	1.07	79	2.5

Примечание. n_0 , ϵ_b , V_0 - плотность барионного заряда, энергия связи на барион, химический потенциал электрона (глубина электростатической ямы для электрона) в глубоких слоях соответственно, E_s , E_1 , E_2 - напряженности поля на поверхности и в точках x_1 и x_2 соответственно, x_m - координата точки с максимальным значением потенциала V_m ; n_1 и n_2 - плотности барионного заряда в точке x_1 и x_2 ; σ - коэффициент поверхностного натяжения. Вариант a - ($m_s = 200$ МэВ и $B = 60$ МэВ/Фм²).

В табл.2 для различных значений α_c и l_f при $m_s = 200$ МэВ и $B = 60$ МэВ/Фм³ приведены значения поверхностного натяжения σ и эффективной толщины l_f . Для этих значений m_s и B СКМ является самосвязанной только при $\alpha_c = (0.1 \text{ и } 0.2)$. Хотя несамосвязанная кварковая материя не может иметь свободной поверхности, однако при определенных условиях в обычном барионном веществе могут существовать микроскопические образования такой СКМ с размерами в десятках ферми [12]. Поэтому

расчеты проведены и для таких наборов (α_c, m_s, B), которые не обеспечивают самосвязанность СКМ, хотя состояние с нулевым давлением существует. Согласно [12], такое смешанное состояние может быть стабильным при $\sigma \leq 70 \text{ МэВ/Фм}^3$. Поэтому здесь также приведены значения σ для несамосвязанной СКМ. Из табл.2 видно, что для данного значения характерного масштаба l_2 удельная поверхностная энергия σ (коэффициент поверхностного натяжения) почти не зависит от константы

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ σ (МэВ/Фм²) И ТОЛЩИНЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ l_1 (Фм) КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ ОТ ПАРАМЕТРА l_2 И КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ α_c ДЛЯ $m_s = 200 \text{ МэВ}$ И $B = 60 \text{ МэВ/Фм}^3$

$l_2 \backslash \alpha_c$		0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.5	σ	63.0	63.2	63.4	63.8	64.1	64.3
	l_1	1.66	1.66	1.66	1.67	1.67	1.67
0.75	σ	94.6	95.0	95.3	95.7	96.1	96.5
	l_1	2.49	2.49	2.50	2.50	2.50	2.50
1.0	σ	126	127	127	128	128	129
	l_1	3.32	3.32	3.33	3.33	3.34	3.34
1.25	σ	157	158	159	160	160	161
	l_1	4.15	4.15	4.16	4.16	4.16	4.16

глюон-кваркового взаимодействия α_c . Однако l_2 определяется значением феноменологической величины λ , которая может зависеть от α_c . В численное значение σ определенный вклад дает также энергия электростатического поля, но этот вклад ничтожно мал. Однако для больших значений энергии ферми-электронов ($\sim 200 \text{ МэВ}$), что имеет место в упомянутом смешанном состоянии, электростатическая часть коэффициента поверхностного натяжения может играть решающую роль в стабильности этого состояния. В [17] исследовано влияние электростатического экранирования на стабильность сферических микрообразований СКМ в обычном барионном веществе. Показано, что электростатическое экранирование в такой системе может играть стабилизирующую роль. Решенная нами задача (дифференциальные уравнения (3) и (19) с соответствующими граничными условиями) с математической точки зрения является жесткой задачей - ничтожные изменения численных значений констант интегрирования S и V_s в решениях уравнений (19) и (3) приводят к очень большим изменениям функций в глубоких слоях. Совпадение численных значений

σ , рассчитанных по разным формулам (11) и (12), а также выполнение условия глобальной электронейтральности (5) свидетельствуют о высокой точности выполненных численных расчетов.

Наши расчеты базировались:

а) на модели мешка MIT кварковой материи, конечно не являющейся совершенной - она не может хорошо описывать систему при малых плотностях, параметр B считается не зависящим от плотностей частиц. Тот факт, что производная $(dn/dx) \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$, т.е. толщина слоя с низкой плотностью очень мала, уменьшает роль этого недостатка;

б) на предположении о независимости чисел λ_{jk} от типов частиц, которое в первом приближении можно считать приемлемым.

Мы не учли, что у поверхности СКМ в термодинамическом равновесии с ней, в принципе, может находиться тонкий, толщиной ~ 2 Фм, слой из обычного барионного вещества, аналогичный внешним слоям сверхплотных ядер [14].

Наличие тонкого барионного вещества на поверхности СКМ сомнительно и требует дополнительного исследования. Однако при такой возможности численное значение поверхностного натяжения существенно не изменится.

7. Заключение. Таким образом, можно утверждать, что:

1) в рамках модели мешка MIT структура электрического поля у свободной поверхности при учете размазанности распределения кварков принципиальным образом отличается от случая скачкообразного изменения плотности кварков. Направления электрического поля во внутренних и внешних слоях голой странной звезды противоположны;

2) коэффициент поверхностного натяжения самосвязанной кварковой материи в зависимости от численных значений параметров модели мешка MIT и параметра λ изменяется в пределах $\sim 60 + 150$ МэВ/Фм².

3) полученные результаты дают основание предполагать, что, по всей вероятности, смешанное состояние обычной ядерной и странной кварковой материи (в рамках модели MIT) энергетически невыгодно.

Выражаем благодарность проф. Ю.Л.Вартаняну, участникам семинара Кафедры теории волновых процессов за обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке фонда ANSEF (грант PS-140) и в рамках темы 1842, поддержанной Министерством высшего образования и науки Республики Армения.

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

THE FINE STRUCTURE OF THE SURFACE OF BARE STRANGE STARS

G.S.HAJYAN, S.G.HAJYAN

The fine structure of a bare strange quark star is determined. The distribution of quarks and electrons in the surface layer is determined by means of Thomas-Fermi phenomenological method. It is shown that for the MIT bag model the density of quarks at the free surface decreases continuously to zero in the layer of finite thickness. Unlike the results obtained by other authors, in this case the electric field changes the direction within the transitional layer. Within this model the coefficient of surface tension of quark matter is determined. Depending on the values of model parameters, it equals $60 + 150 \text{ MeV/Fm}^2$.

Key words: *stars: quark matter: surface tension*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Ivanenko, D.Kurdgelaidze, Lett. Nuovo Cimento, 2, 13, 1969.
2. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
3. G.Alcock, E.Farhi, A.Oliento, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
4. P.Haensel, J.I.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
5. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Астрофизика, 37, 500, 1994.
6. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Докл. НАН Армении, 95, 98, 1995.
7. Г.С.Аджян, Астрофизика, 44, 3, 476, 2001, Astro-ph/ 0307278, 2003.
8. V.V.Usov, Phys. Rev. Lett., 80, 230, 1998.
9. Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Астрофизика, 42, 617, 1999.
10. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Astrophys. J., 310, 261, 1995.
11. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Астрофизика, 42, 439, 1999.
12. N.K.Glendenning, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
13. Г.Бете, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.
14. И.И.Мишустин, А.В.Карнюхин, Ядерная физика, 32, 4(10), 945, 1980.
15. R.A.Berg, L.Wilets, Phys. Rev., 101, 201, 1956.
16. L.Wilets, Phys. Rev., 101, 1805, 1956.
17. D.N.Voskresensky, M.Yasuhira, T.Tatsumi, Phys. Lett., B541, 93, 2002, nucl-th/0109009 v.1, 2001.