АСТРОФИЗИКА

ТОМ 58 НОЯБРЬ, 2015 ВЫПУСК 4

ГЕНЕРАЦИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.БАГДАСАРЯН

Поступила 8 сентября 2015

Рассмотрена задача генерации магнитного поля и его распределения внутри вращающейся странной кварковой звезды с корой. Показано, что со временем в звезде устанавливается дифференциальное вращение между сверхтекучим и сверхпроводящим кварковым ядром и нормальной электронной плазмой, что приводит к генерации магнитного поля. Магнитное поле на поверхности странной звезды может достигать значений 10^{11}-10^{14} Гс в зависимости от модели звезды. Предположено, что магнетары могут быть проявлениями странных звезд, ядра которых вращаются намного быстрее, чем наблюдаемая часть - кора звезды.

Ключевые слова: *магнитное поле: странные звезды*

1. *Введение*. Открытие новых классов компактных звезд с магнитными полями порядка 10^{14}-10^{15} Гс - магнетаров - аномальных рентгеновских пульсаров (AXP), источников мягкого гамма-излучения (SGR) [1], а также тяжелых нейтронных звезд с массой порядка $2M_{\odot}$ [2,3], подтолкнули к новым исследованиям свойств вещества в области сверхъядерных плотностей, где возможно существование кварковой материи. Известно, что при сверхъядерных плотностях возможен фазовый переход из барионного вещества в кварковую плазму. В работах [4-6] показано, что энергетически более выгодно возникновение странной кварковой материи с наличием s-кварков (CFL-фаза). Странная кварковая материя может образовать самоудерживающиеся связанные состояния в виде "странных звезд" даже при отсутствии гравитации. Такое образование может являться также ядром обычной нейтронной звезды. CFL-фаза, при условии химического равновесия и нейтральности плазмы, состоит из равного количества "u", "d" и "s" кварков. При приближении к поверхности кварковой звезды плотность "s" кварков уменьшается, что приводит к возникновению электронов для сохранения электронейтральности [7-9]. Так как электроны связаны с кварковым ядром лишь кулоновским взаимодействием, то они могут покинуть кварковую поверхность, образуя электронную плазму толщиной порядка 100 фм. Поэтому у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность электрического поля достигает значения 10^{17}-10^{18} В/см [10-12]. Электрическое

поле в приповерхностном заряженном слое направлено наружу, следовательно, оно может поддержать кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае-фазу). Ае-фаза не может находиться в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с ней лишь гравитацией. Странная кварковая звезда может приобрести кору во время коллапса ядра Сверхновой [13,14] или за счет аккреции вещества [15,16]. Так как не имеющие электрический заряд свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей, то максимальная плотность коры ограничена плотностью образования нейтронных капель $\rho_{drip} \sim 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3.

В работе [9] предложен механизм генерации магнитного поля в нормальной (несверхпроводящей) кварковой звезде. Магнитное поле генерируется при дифференциальном вращении положительно заряженной кварковой материи и отрицательно заряженного электронного слоя. Это поле равносильно магнитному полю однородно намагниченного шара, которое однородно внутри шара и дипольное вне него. Приобретенный звездой магнитный момент оказывается пропорциональным разности угловых скоростей заряженных компонент и может достигать значений порядка 10^{31} Гс см^3. В работе [17] исследовались генерация и распределение магнитного поля в кварковой звезде с учетом сверхтекучести и сверхпроводимости кварковой материи. В этом случае существует естественная причина возникновения дифференциального вращения. При замедлении электронной компоненты сверхтекучее кварковое ядро также замедляется из-за трения между ними. Однако в условиях кварковой звезды время релаксации, характеризующее связь между компонентами, может превышать время жизни звезды. В этом случае кварковая компонента может вращаться угловой скоростью Ω_s, мало отличающейся от ее значения во время перехода в сверхтекучее состояние, что приводит к постепенному увеличению величины $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_e$ по мере замедления угловой скорости электронной компоненты Ω_e. Магнитное поле, пропорциональное величине $\Delta\Omega$, со временем также увеличивается и может превышать значение H_{c1} первого критического поля. В работе [17] исследован также вопрос распределения магнитного поля в голой кварковой звезде, состоящей из кваркового ядра и электронной плазмы. Показано, что в кварковом ядре возникает плотная решетка магнитных вихрей, через нормальные сердцевины которых и проникает магнитное поле в сверхпроводящий кварковый конденсат. Цель данной работы - изучить распределение магнитного поля в более реальной странной кварковой звезде, имеющей кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае-фазу). В разделе 2 рассматривается распределение электрического поля в приповерхностном слое кваркового ядра, в разделе 3 обсуждается возможность дифференциального вращения сверхтекучей и нормальной компонент кварковой звезды, в разделе 4 найдено распределение магнитного поля в кварковой звезде при наличии коры звезды, а в разделе 5 приводятся некоторые модели кварковых звезд и значения их магнитных моментов. Обсуждается возможность обнаружения кварковых звезд в виде магнетаров.

2. *Электрическое поле на поверхности странного кваркого ядра*. Как показано в работе [9], дифференциальное вращение положительно заряженного кваркового ядра и электронного слоя, связанного с корой, приводит к возникновению поверхностного тока:

$$i = \frac{\sigma}{2\pi}(\Omega_s - \Omega_e), \qquad (1)$$

где

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} \qquad (2)$$

есть поверхностная плотность зарядов, а E - радиальное электрическое поле на поверхности кваркового ядра. Положительные заряды на поверхности кваркового ядра распределены в слое порядка 1фм, что есть характерная длина сильного взаимодействия. Однако, следуя работе [10], рассмотрим простую модель, согласно которой заряд кваркового ядра примем равномерно распределенным по всему объему (модель Томаса-Ферми). Тогда объемная плотность зарядов в кварковом ядре равна

$$\rho_{core} = \frac{e}{3}(2n_u - n_d - n_s) - en_e\,. \qquad (3)$$

где n_u, n_d, n_s и n_e - соответственно, плотности числа u, d, s кварков и электронов. Плотность электронов находится из уравнения

$$n_e = \frac{p_e^3}{3\pi^2\hbar^3}\,, \qquad (4)$$

где p_e - импульс электронов и в свою очередь, определяется из условия механического равновесия в ультрарелятивистском случае:

$$\mu_\infty = p_e c - e\varphi = \mathrm{const}\,. \qquad (5)$$

Так как вдали от звезды $\varphi \to 0$ и $n_e \to 0$, то $\mu_\infty = 0$, следовательно,

$$p_e = \frac{e}{c}\varphi\,. \qquad (6)$$

Рассмотрим плоскую геометрию кварковой звезды, в которой кварковое ядро занимает полупространство $z \le 0$, электронный слой - область $0 < z \le z_e$, а кора звезды - область $z_e < z \le R$, где R - радиус звезды. Для определения электрического поля на поверхности кваркового ядра сначала необходимо решить уравнение Пуассона для потенциала φ, которое в вышеуказанных областях имеет вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2}=\begin{cases}-4\pi\rho_{core}=\dfrac{4\alpha^2}{3\pi}\dfrac{1}{\hbar c}\left(\varphi^3-\varphi_q^3\right), & z\le 0\\ -4\pi\rho_{el}=\dfrac{4\alpha^2}{3\pi}\dfrac{1}{\hbar c}\varphi^3, & 0<z\le z_e\\ -4\pi\rho_{crust}=\dfrac{4\alpha^2}{3\pi}\dfrac{1}{\hbar c}\left(\varphi^3-\varphi_{cr}^3\right), & z_e<z\le R,\end{cases} \tag{7}$$

где $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$ - постоянная тонкой структуры, ρ_{core}, ρ_{el}, ρ_{crust} - объемные плотности зарядов в кварковом ядре, электронном слое и коре звезды, а φ_q и φ_{cr} определяются через плотности кварков n_u, n_d, n_s в ядре и ионов n_i в коре, соответственно, следующим образом:

$$\varphi_q^3=\pi^2\left(\frac{\hbar c}{e}\right)^3\left(2n_u-n_d-n_s\right)\approx 3\pi^2\left(\frac{\hbar c}{e}\right)^3 n_e, \tag{8}$$

$$\varphi_{cr}^3=3\pi^2\left(\frac{\hbar c}{e}\right)^3\left(Zen_i\right)\approx 3\pi^2\left(\frac{\hbar c}{e}\right)^3 n_e. \tag{9}$$

При получении уравнения (7) нами использованы выражения (3)-(6). Заметим, что $e\varphi_q$ и $e\varphi_{cr}$ представляют собой, соответственно, ферми-импульс электронов в кварковом ядре на основании коры. Следовательно, граничные условия уравнения (7) будут:

$$\varphi(z\to-\infty)=\varphi_q,\quad \varphi(z\to+\infty)=\varphi_{cr},\quad \varphi\big|_{z=-0}=\varphi\big|_{z=+0},$$
$$\left.\frac{d\varphi}{dz}\right|_{z=-0}=\left.\frac{d\varphi}{dz}\right|_{z=+0},\quad \varphi\big|_{z=z_e-0}=\varphi\big|_{z=z_e+0},\quad \left.\frac{d\varphi}{dz}\right|_{z=z_e-0}=\left.\frac{d\varphi}{dz}\right|_{z=z_e+0}. \tag{10}$$

Для оценки значений $e\varphi_q$ и $e\varphi_{cr}$ необходимо знать плотности электронов в странном кварковом ядре и в коре звезды. Расчеты уравнения состояния странной кварковой материи [18] показывают, что плотность электронов составляет примерно 10^{-5}-10^{-4} часть плотности барионов. Тогда, как и в работе [10], можем принять $e\varphi_q\approx 20$ МэВ. Плотность электронов в коре странной звезды можно получить из условия динамического равновесия плазмы коры по отношению к прямым и обратным β-переходам [19]. Тогда для потенциала в коре получается значение $e\varphi_{cr}\approx 10$ МэВ. На рис.1 представлен результат численного интегрирования уравнения (7) с граничным условием (10). Согласно графику, ширина электронного слоя между кварковым ядром и корой звезды порядка $z_e\approx 300$ фм. Из-за быстрого изменения потенциала в узком электронном слое в нем образуется электрическое поле порядка 10^{17}-10^{18} В/см, зависимость которого от расстояния кваркового ядра представлена на рис.2. Имея значение электрического поля на поверхности кваркового ядра, можно вычислить поверхностную плотность зарядов и поверхностную плотность тока по формулам (1) и (2) при заданной разнице угловых скоростей сверхтекучего ядра и нормальной коры $\Omega_s - \Omega_e$. Если бы кварковое вещество было в нормальном состоянии, то при заданном поверхностном токе $i = \text{const}$ магнитное поле было бы однородным в кварковом ядре и дипольным вне ядра [9,20]. Однако кварковое ядро находится в сверхтекучем и сверхпроводящем состоянии, которое приводит к изменению распределения магнитного поля и возникновению дифференциального вращения в странной кварковой звезде.

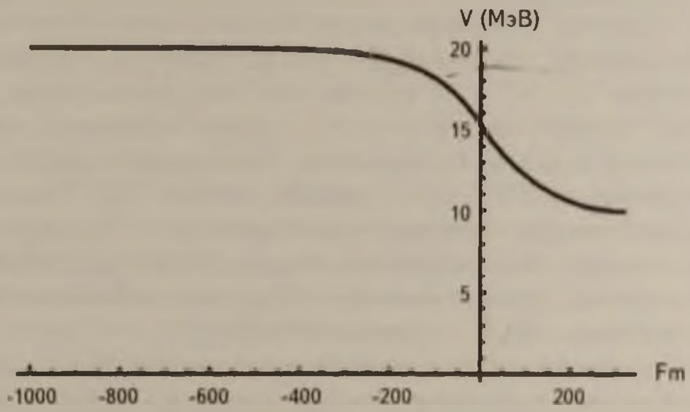

Рис 1. Зависимость потенциальной энергии электронов $V(z) = e\varphi$ от расстояния до поверхности кваркового ядра.

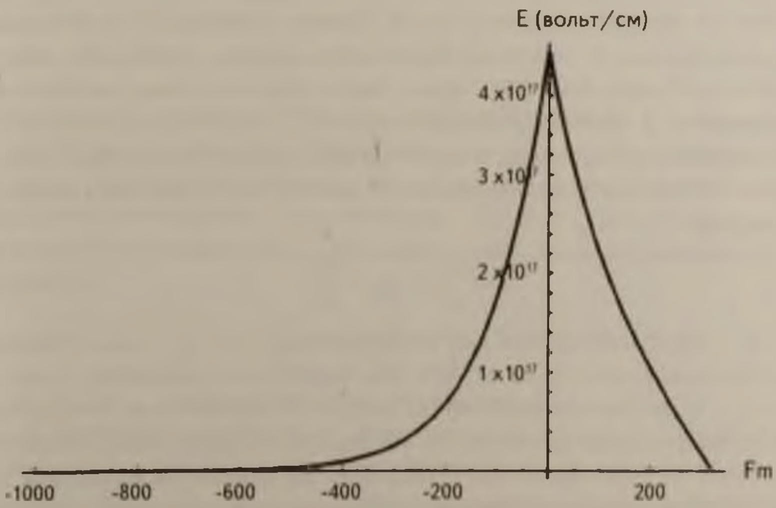

Рис 2. Зависимость электрического поля $E(z)$ от расстояния до поверхности кваркового ядра.

3. *Дифференциальное вращение двухкомпонентной кварковой звезды*. Вещество в кварковой фазе при температуре ниже критической температуры $T_c \approx 50$ МэВ переходит в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние [21]. При плотностях порядка $2\rho_0$ (где ρ_0 - плотность ядерного насыщения) кварковое вещество находится в "2SC"-фазе [22], где только "u" и "d" кварки двух цветов спариваются. В этом случае необходимо наличие электронной плазмы во всем кварковом веществе для обеспечения зарядовой нейтральности. При плотностях $\rho >> \rho_0$ формируется "CFL"-фаза кваркового вещества [23], состоящая из одинакового количества "u", "d" и "s" кварков, а электроны полностью отсутствуют. Сверхтекучее и сверхпроводящее состояние "CFL"-фазы состоит из спаривающихся безмассовых "u", "d" и "s" кварков всех трех цветов. Только вблизи границы кваркового ядра, где плотность "s" кварков уменьшается, появляется электронная плазма. Исследование однородной сверхтекучей и сверхпроводящей "CFL"-фазы проведено в работе [24]. Показано, что "CFL" конденсат обладает как сверхтекучим, так и сверхпроводящим свойствами. Это обусловлено нарушением как локальных симметрий - цветовой $SU(3)_C$ и электромагнитной $U(1)_{EM}$, так и глобальных симметрий - ароматической $SU(3)_F$ и барионной $U(1)_B$.

В рассматриваемых фазах кварковой материи естественно появление сингулярных решений: сверхтекучих вихревых нитей и магнитных вихревых нитей. В работе [24] рассматривались сверхтекучие кварковые вихревые нити, обусловленные нарушением глобальной $U(1)_B$ симметрии. В работах [25,26] изучались абелевские магнитные вихревые нити, обладающие квантовым потоком магнитного поля. Однако в работе [27] на основании топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Гинзбурга-Ландау для "CFL"-фазы были найдены новые неабелевские сверхтекучие и сверхпроводящие вихри M_1, обладающие одновременно квантованным механическим моментом и квантованным магнитным потоком, плотность которых пропорциональна угловой скорости вращения кварковой материи Ω_s:

$$n = \frac{2\Omega_s}{\kappa_1}, \quad \kappa_1 = \frac{\pi\hbar}{m_B},$$

где κ_1 - квант циркуляции сверхтекучих вихрей M_1, m_B - масса бариона. Из этого выражения следует, что при замедлении кваркового ядра, т.е. при $\dot{\Omega}_s < 0$, плотность сверхтекучих вихрей M_1 уменьшается. Это означает, что эти вихри движутся наружу, но так как они обладают также магнитным моментом, то будет происходить рассеяние электронов на магнитном поле вихря M_1. Таким образом, движения сверхтекучей и нормальной компонент кварковой звезды взаимосвязаны и можно сказать, что движение сверхтекучих вихрей M_1 сопровождается трением со стороны нормальной компоненты звезды. Так как аналогичная ситуация возникает при вращении нейтронной звезды, то и уравнения динамики вращения нейтроной звезды, рассмотренные в работе [28], можно применять для исследования двухкомпонентной кварковой звезды. Эти уравнения [28] имеют следующий вид:

$$\Delta\dot{\Omega} + \dot{\Omega}_n = -\frac{\Delta\Omega}{\tau_0}, \tag{11}$$

$$I_s \frac{\Delta\Omega}{\tau_0} = K_{int}, \tag{12}$$

$$I_s \Delta\dot{\Omega} + I\dot{\Omega}_n = K_{ext}, \tag{13}$$

где

$$\tau_0 = \frac{1}{2k\Omega_s}, \quad k = \frac{\chi\rho_s/\eta}{1+\left(\chi\rho_s/\eta\right)^2}, \quad I = I_s + I_n, \quad \Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n. \tag{14}$$

Здесь I_n, Ω_n и I_s, Ω_s - моменты инерции и угловые скорости нормальной и сверхтекучей компонент, K_{int} - внутренний момент сил взаимодействия между нормальной и сверхтекучей компонентами, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил, действующий на звезду, ρ_s - плотность сверхтекучего вещества, а η - коэффициент трения вихря с нормальной компонентой. Из уравнений (11)-(13) можно получить уравнение, определяющее $\Delta\Omega$:

$$\Delta\dot{\Omega} + \frac{\Delta\Omega}{\tau_0'} = -\gamma, \tag{15}$$

где

$$\tau_0' = \tau_0 \frac{I_n}{I}, \quad \gamma = \frac{K_{ext}}{I_n}. \tag{16}$$

Предположим, в момент перехода кварковой материи в сверхтекучее состояние звезда вращалась однородно, т.е. $\Delta\Omega = 0$. Под воздействием внешнего тормозящего момента сил, нормальная компонента звезды непрерывно замедляется, следовательно $\Delta\Omega$ и K_{int} увеличиваются до стационарного значения $\Delta\Omega_{st}$. Последнее определяется из условия $\Delta\dot{\Omega} = 0$ и равняется

$$\frac{\Delta\Omega_{st}}{\Omega_n} = \frac{I_n}{I}\frac{\gamma\tau_0}{\Omega_n} = \frac{\tau_0}{\tau}, \tag{17}$$

где $\tau = I\Omega_n/\gamma I_n$ - есть возраст кварковой звезды.

Как следует из выражения (1), поверхностный ток i двухкомпонентной вращающейся кварковой звезды, генерирующий магнитное поле, пропорционален $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n$. Чтобы генерировать большие магнитные поля, согласно (17), необходимо условие $\Delta\Omega >> \Omega_n$ или $\tau_0 >> \tau$. Это условие удовлетворяется определенным выбором параметра k. Например значение $\tau_0 = 10^2 \tau = 10^8$ лет ($\tau = 10^6$ лет - возраст типичных нейтронных звезд) можно получить, если взять $k = 10^{-18}$. Из (14) легко видеть, что такое значение k реализуется как при больших значениях $\eta \sim 10^{30}$ г/см с, так и при малых значениях $\eta \sim 10^{-6}$ г/см с. В случае странной кварковой звезды электронная плазма находится в приповерхностном тонком слое, следовательно, их взаимодействие с кварковыми вихрями приведет к малым значениям коэффицента трения η и к большим значениям $\Delta\Omega$. Таким образом, в странной кварковой звезде существуют все предпосылки наличия дифференциального вращения и поверхностных токов, что приводит к генерации магнитного поля кварковой звезды.

4. *Распределение магнитного поля в кварковой звезде.* Рассмотрим кварковую звезду радиуса R, имеющим сферическое ядро радиуса a, состоящее из цветового сверхпроводящего кваркового вещества. Ядро окружено нормальной компонентой - состоящее из электронного слоя и коры с общей толщиной $R - a$. Дифференциальное вращение сверхтекучего кваркового ядра и нормальной компоненты приводит к генерации магнитного поля. В CFL-фазе кваркового вещества из-за вращения цветовой заряд кварков генерирует также глюомагнитное поле. Оказывается, что электромагнитное и глюомагнитное поля связаны между собой из-за сложной структуры одного из глюонов, что приводит к так называемому "вращательному электромагнетизму". Магнитное и глюомагнитное поля можно описывать вектор-потенциалами $\vec{A}(r, \vartheta)$ и $\vec{A}_8(r, \vartheta)$, которые определяются из уравнений Гинзбурга-Ландау [24-27,29]:

$$\lambda_q^2 \operatorname{rot}\operatorname{rot} \vec{A} + \sin^2\alpha\, \vec{A} = \vec{f} \sin\alpha + \sin\alpha\cos\alpha\, \vec{A}_8 , \tag{18}$$

$$\lambda_q^2 \operatorname{rot}\operatorname{rot} \vec{A}_8 + \cos^2\alpha\, \vec{A}_8 = -\vec{f} \cos\alpha + \sin\alpha\cos\alpha\, \vec{A} , \tag{19}$$

где глубина проникновения λ_q и угол "смешения" магнитного и глюомагнитного полей определены в работе [17,29]. Из уравнений (18), (19) можно получить, что в CFL-фазе возникают неабелевские вихри M_1, обладающие магнитным потоком $\Phi_M = 2\Phi_0$, где $\Phi_0 = \pi\hbar c/e = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см^2 - квант магнитного поля обычного сверхпроводника. Так как кварковое вещество в CFL-фазе есть сверхпроводник второго рода, то магнитное и глюомагнитное поля могут проникать в кварковое ядро посредством этих квантовых вихрей. Для нахождения среднего магнитного поля в кварковом ядре необходимо решить систему уравнений (18) и (19) для $\vec{A}(r, \vartheta)$ и $\vec{A}_8(r, \vartheta)$. Соответствующие решения имеют вид [17]

$$A_\varphi(r, \vartheta) = \left(M_\varphi(r) + \operatorname{ctg}^2\alpha\, M_\varphi(r)\frac{r}{a} + \frac{c_0 r}{\sin\alpha} \right)\sin\vartheta = A_\varphi(r)\sin\vartheta , \tag{20}$$

$$A_{8\varphi}(r, \vartheta) = -\left(M_\varphi(r) - \frac{r}{a} M_\varphi(a) \right)\operatorname{ctg}\alpha\sin\vartheta = A_{8\varphi}(r)\sin\vartheta , \tag{21}$$

где $M_\varphi(r)$ определяется следующим выражением:

$$M_\varphi(r)=\frac{c_1}{r^2}\left[\operatorname{sh}\frac{r}{\lambda_q}-\frac{r}{\lambda_q}\operatorname{ch}\frac{r}{\lambda_q}\right]. \tag{22}$$

В выражениях (20) и (22) c_0 и c_1 - константы интегрирования. Заметим, что выражение (21) для A_8 удовлетворяет условию конфайнмента глюонов, т.е. исчезновения глюомагнитного поля на границе кваркового ядра: $A_8(a,\theta)=0$, а $M_\varphi(r)$ удовлетворяет условию $\lim\limits_{r\to 0}M_\varphi(r)=0$.

Компоненты магнитного поля в кварковом ядре $\vec{B}^q$ связаны с φ - компонентой вектора-потенциала $\vec{A}(r,\vartheta)$ известными формулами

$$B_r^q=\frac{1}{r\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\, A_\varphi(r,\vartheta)\right),\quad B_\vartheta^q=-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_\varphi(r,\vartheta)\right). \tag{23}$$

Подставляя первое из решений (22) в определение (23), окончательно получим компоненты магнитного поля в кварковой фазе, т.е. при $r\le a$:

$$\begin{aligned}B_r^q&=\left[\frac{2M_\varphi(r)}{r}+2\operatorname{ctg}^2\alpha\,\frac{M_\varphi(a)}{a}+\frac{2c_0}{\sin\alpha}\right]\cos\vartheta,\\ B_\vartheta^q&=-\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rM_\varphi(r)\right)+2\operatorname{ctg}^2\alpha\,\frac{M_\varphi(a)}{a}+\frac{2c_0}{\sin\alpha}\right]\sin\vartheta.\end{aligned} \tag{24}$$

Теперь рассмотрим нормальный электронный слой в области $a<r<a+z_e$. В нем вектор-потенциал $\vec{A}''$ определяется из уравнения $\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{A}''=0$, решение которого имеет вид

$$A_\varphi''(r,\theta)=c_2\, r\sin\theta=A_\varphi''(r)\sin\theta \tag{25}$$

Здесь c_2 - постоянная интегрирования. Магнитное поле в электронном слое $a<r<a+z_e$ найдено в работе [17,29] и имеет вид:

$$B_r^e=\left[\frac{2A_\varphi''(r)}{r}+B\right]\cos\vartheta,\quad B_\vartheta^e=-\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_\varphi''(r)\right)+B\right]\sin\vartheta, \tag{26}$$

где B - будет характеризовать среднее значение магнитного поля в этом слое. В коре кварковой звезды, т.е. в области $a+z_e<r<R$ магнитное поле дипольное и имеет вид:

$$B_r^c=\frac{2M}{r^3}\cos\vartheta,\quad B_\vartheta^c=-\frac{M}{r^3}\sin\vartheta, \tag{27}$$

где M - полный магнитный момент вращающегося кваркового ядра.

Константы, входящие в решение (24), (26), (27), определяются из условия непрерывности компонент магнитного поля на поверхности кваркового ядра $r=a$: $B_r^q(a)=B_r^e(a)$ и $B_\vartheta^q(a)=B_\vartheta^e(a)$. Эти условия можно написать так:

$$\frac{2M_\varphi(a)}{a}+2\mathrm{ctg}^2\alpha\frac{M_\varphi(a)}{a}+\frac{2c_0}{\sin\alpha}=\frac{2A_\varphi''(a)}{a}+B,$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rM_\varphi(r)\right)\Big|_{r=a}+2\mathrm{ctg}^2\alpha\frac{M_\varphi(a)}{a}+\frac{2c_0}{\sin\alpha}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_\varphi''(r)\right)\Big|_{r=a}+B. \qquad (28)$$

Из этих уравнений можно найти значения c_1 и c_2 [17]:

$$c_1=0\,,\quad c_2=-\frac{D}{a^3\sin^2\alpha}\,,\quad D=\frac{Ba^3}{2}\sin^2\alpha-c_0\,a^3\sin\alpha\,. \qquad (29)$$

Воспользуемся также условием непрерывности нормальной компоненты магнитного поля при переходе от электронного слоя в кору звезды:

$$B_r^e=B_r^c\Rightarrow\frac{2A_\varphi''(r)}{r}+B=\frac{2M}{r^3}\,,$$

или

$$2c_2+B=\frac{2M}{a^3}=b-\frac{2D}{a^3\sin^2\alpha}. \qquad (30)$$

Итак, магнитное поле в кварковом ядре $r\le a$, при учете (29) и (30) имеет вид:

$$B_r^q=\frac{2c_0}{\sin\alpha}\cos\vartheta=\frac{2M}{a^3}\cos\vartheta\,,\quad B_\vartheta^q=-\frac{2c_0}{\sin\alpha}\sin\vartheta=-\frac{2M}{a^3}\sin\vartheta\,. \qquad (31)$$

Поле в нормальном электронном слое $a\le r\le a+z_e$ имеет вид:

$$B_r^n=\left(2c_2+B\right)\cos\vartheta=B_r^q\,,\quad B_\vartheta^n=-\left(2c_2+B\right)\sin\vartheta=B_\vartheta^q\,. \qquad (32)$$

И, наконец, поле вне ядра определяется формулами (27), и как следует из этих формул, значения внешнего магнитного поля на полюсе и на экваторе звезды равны:

$$B_p^{ext}=\frac{2M}{R^3}=B^q\left(\frac{a}{R}\right)^3,\quad B_{eq}^{ext}=\frac{M}{R^3}=\frac{B^q}{2}\left(\frac{a}{R}\right)^3. \qquad (33)$$

Таким образом, среднее магнитное поле кваркового ядра и магнитое поле на поверхности звезды полностью определяются заданием полного магнитного момента M ядра, который равняется $B^qa^3/2$. Отметим, что найденное для B^q выражение через магнитный момент $B^q=2M/a^3$ вытекает также из требования $B^qV_q+B^nV_n=\frac{8\pi}{3}M$, так как $B^q=B^n$ и $V_q+V_n=V\approx\frac{4\pi}{3}a^3$.

5. *Модели странных кварковых звезд и их магнитные моменты.* Странная кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u, d, s кварков с небольшой добавкой электронов, является основным состоянием холодного вещества, связанного сильным взаимодействием.

Странную кварковую материю можно описать тремя феноменологическими параметрами - постоянной B уравнения состояния MIT, постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s. При определенных значениях этих параметров возможно существование самоудерживающихся странных звезд. Основные свойства звездных конфигураций, состоящих из странного кваркого ядра и коры, изучались в работах [8,30]. Поскольку в работе [8] имеется более подробная информация об интегральных параметрах странных звезд, то мы в основном будем использовать результаты этой работы. В табл.1 представлены интегральные параметры статических странных звезд с корой с различными центральными плотностями при значении $B = 60$ МэВ/фм^3 [8]. Как видно из табл.1, при малых массах звезд толщина коры достигает порядка 35% полного радиуса звезды, а при больших массах звезды - порядка 5%. Отметим, что учет вращения приводит как к увеличению массы конфигурации, так и

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД. M - МАССА ЗВЕЗДЫ, $M_\odot$ - МАССА СОЛНЦА, R - РАДИУС ЗВЕЗДЫ, ΔR_{cr} - ТОЛЩИНА КОРЫ ЗВЕЗДЫ

$M/M_\odot$	R, км	ΔR_{cr}, км
0.1	6	1.8
0.5	8	0.8
1	9.2	0.5

увеличению радиуса звезды. Однако для большинства известных пульсаров угловые скорости вращения малы по сравнению с кеплеровской угловой скоростью для данной конфигурации. Поэтому в дальнейшем будем использовать интегральные параметры статических конфигураций. Эти данные важны для оценки величины магнитного поля на поверхности странной кварковой звезды.

Перейдем к расчету полного магнитного момента $\vec{M}$ странного кваркового ядра. Сначала заметим, что магнитный момент направлен по оси вращения звезды, следовательно отлична от нуля только z-компонента вектора $\vec{M}$, которую мы уже обозначили через M. Величину M можно определить из граничного условия тангенциальной компоненты магнитного поля на поверхности ядра. Действительно, это условие имеет вид:

$$B_\vartheta^e(a) - B_\vartheta^a(a) = \frac{4\pi}{c} i', \tag{34}$$

где i' - выражается через плотность поверхностного тока i, заданной формулой (1), следующим образом:

$$i' = i 2\pi a \sin\vartheta = \sigma(\Omega_s - \Omega_n) a \sin\vartheta . \qquad (35)$$

Подставляя ϑ-компоненты магнитных полей и выражение (35) для i' в условие (34), получим формулу, определяющую M:

$$M = \frac{4\pi\sigma}{3c} a^4 (\Omega_s - \Omega_n). \qquad (36)$$

Здесь $4\pi\sigma = E$ - есть электрическое поле, образованное в двойном заряженном слое на поверхности звезды. Учитывая это, формула (36) примет вид:

$$M = \frac{Ea^4}{3c} \Delta\Omega . \qquad (37)$$

В конце оценим величину магнитного момента кварковой звезды M. Введем следующие величины, измеренные в системе единиц CGSE:

$$E = 3 10^{15} E_{18}, \quad \Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n = 10^2 \Delta\Omega_{100}, \quad a^4 = 10^{24} a_6^4 ,$$

где E_{18} - напряженность электрического поля на поверхности кваркового ядра в единицах 10^{18} В/см. Тогда вместо (37) получим:

$$M = 10^{31} \left(E_{18}\, \Delta\Omega_{100}\, a_6^4\right) \text{Гс см}^3 . \qquad (38)$$

Если для модели кварковой звезды из табл.1 с массой $M/M_\odot = 1$ взять $\Delta\Omega_{100} = 1$, $a_6 = 0.87$ и $E_{18} = 1$, то получим $M = 0.7 \cdot 10^{31}$ Гс см^3, что порядка магнитного момента пульсаров. Максимальный магнитный момент можно получить, если предположить, что $\Delta\Omega_{100} = 10$, $E_{18} = 10$ и $a_6 = 1$. Тогда магнитный момент равняется $M = 10^{33}$ Гс см^3. Следовательно, ожидаемое магнитное поле на поверхности звезды $B^{ext} \approx 2 \cdot 10^{15}$ Гс, что порядка предполагаемого поля магнетаров.

Кроме магнетаров - объектов с сверхсильными магнитными полями, наблюдались также объекты с малыми значениями магнитного поля порядка 10^{10}-10^{11} Гс, так называемые центральные компактные объекты (CCO) [31]. Такие значения магнитного поля также можно объяснить в рамках модели кварковой звезды. Из табл.1 следует, что значением магнитного поля порядка 10^{11} Гс может обладать кварковая звезда с массой порядка $M/M_\odot = 0.5$ и электрическим полем $E_{18} = 0.1$.

Отметим еще одно обстоятельство в пользу кварковой модели магнетаров. Если наблюдаемые магнитные поля на их поверхности достигают 10^{15} Гс, то внутри оно может на порядок превысить значение на поверхности. В работе [32] рассматривалась возможность разрушения сверхпроводимости протонов во внутренних областях нейтронных звезд, где магнитное поле превышает значение второго критического поля для протонного сверхпроводника. Вычисления показали, что в большей части области адронного вещества, особенно в более плотных конфигурациях, протоны переходят в нормальное состояние, что привело бы к разрушению протонной вихревой структуры. Однако в модели кварковой звезды магнетаров вихревые структуры сохраняются, так как значение второго критического поля для кварковой материи гораздо выше, чем рассмотренное в работе [32]. Как было показано в работе [33], движение вихревых решеток приводит к наблюдению скачков угловой скорости вращения компактных звезд. Обнаружение скачков угловой скорости магнетаров говорило бы в пользу рассмотренной нами модели магнетаров. До сих пор было одно наблюдение такого скачка у объекта AXP 1RXS J170849.0-400910 [34].

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

GENERATION AND DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD IN SUPERCONDUCTING STRANGE STARS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, D.S.BAGHDASARYAN

The problem of generation of magnetic field and its distribution in the rotating strange quark stars with a crust is considered. It is shown that over the time a differential rotation between the superfluid and superconducting quark core and normal electron plasma is established, which leads to the generation of magnetic field. Magnetic field on the surface of a strange star can reach values of 10^{11}-10^{15} G depending on the model of a star. It is suggested that magnetars can be a manifestation of the strange stars, the core of which rotates more much fast, than the observable crust.

Key words: *magnetic field: strange stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Duncan, C.Thompson*, Astrophys. J., **392**, L9-L13, 1992.
2. *P.B.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom, M.S.E.Roberts, J.W.T.Hessels*, Nature, **467**, 1081, 2010
3. *J.Antoniadis, P.C.C.Freire, N.Wex et al.*, Science, **340**, 448, 2013.
4. *A.R Bodmer*, Phys. Rev. D, **4**, 160, 1971.
5. *E.Witten*, Phys. Rev. D, **30**, 272, 1984.

6. *R.L.Jaffe*, *E.Farhi*, Phys. Rev. D, **30**, 2379, 1984.
7. *F.Weber*, Progres in Partical and Nuclear Physics, **54**, 193, 2005.
8. *N.K.Glendenning*, *F.Weber*, Astrophys. J., **400**, 647, 1992.
9. *R.P.Negreiros*, *I.N.Mishutin*, *S.Schramm*, *F.Weber*, Phys. Rev. D, **82**, 103010, 2010.
10. *C.Alcock*, *E.Farhi*, *A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
11. *Ch.Kettner*, *F.Weber*, *M.K.Weigel*, *N.K.Glendenning*, Phys. Rev. D, **51**, 1440, 1995.
12. *V.Usov*, Phys. Rev. D, **70**, 067301, 2004.
13. *Z.G.Dai*, *X.Wu*, *T.Lu*, Astrophys. Space Sci., **232**, 131, 1995.
14. *G.Pagliara*, *M.Herzog*, *F.K.Roepke*, Phys. Rev. D, **87**, 103007, 2013.
15. *N.A.Gentile*, *M.B.Aufderheide*, *G.J.Mathews*, *F.D.Swesty*, *G.M.Fuller*, Astrophys. J., **414**, 701, 1993.
16. *I.Sagert*, *T.Fischer*, *M.Hempel et al.*, Phys. Rev. Lett., **102(8)**, 081101, 2009.
17. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, *Д.С.Багдасарян*, Астрофизика, **58**, 235, 2015, (Astrophysics, **58**, 216, 2015).
18. *Г.С.Аджян*, *А.Г.Алавердян*, Астрофизика, **57**, 601, 2014, (Astrophysics, **57**, 559, 2014).
19. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, Ереван, 1998.
20. *Дж.Джексон*, Классическая электродинамика, М., Мир, 1965, с.702.
21. *C.W.Carter*, *P.Diakonov*, Phys. Rev. D, **60**, 016004, 1999.
22. *M.Alford*, Ann. Rev. Nuclear and Particle Science, **51**, 131, 2001.
23. *M.Alford*, *A.Schmitt*, *K.Rajagopal*, *T.Schafer*, Rev. Mod. Phys., **80**, 1455, 2008.
24. *D.M.Sedrakian*, *D.Blaschke*, Astrophysics, **45**, 166, 2002.
25. *K.Iida*, *G.Baym*, Phys. Rev. D, **66**, 014015, 2002.
26. *K.Iida*, Phys. Rev. D, **71**, 054011, 2005.
27. *A.P.Balachandran*, *S.Digal*, *T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
28. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, *А.А.Садоян*, Астрофизика, **46**, 249, 2003, (Astrophysics, **46**, 217, 2003).
29. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, *М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **50**, 87, 2007, (Astrophysics, **50**, 65, 2007).
30. *Ю.Л.Вартанян*, *К.А.Григорян*, *Т.Р.Саркисян*, Астрофизика, **47**, 223, 2004, (Astrophysics, **47**, 189, 2004).
31. *J.P.Halpern*, *E.V.Gotthelf*, Astrophys. J., **709**, 436, 2010.
32. *M.Sinha*, *A.Sedrakian*, Physics of Particles and Nuclei, **46**, 826, 2015.
33. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
34. *V.M.Kaspi*, *J.R.Lackey*, *D.Chakrabarty*, Astrophys. J., **537**, L31, 2000.