

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В  
ГИБРИДНЫХ ЗВЕЗДАХД.М.СЕДРАКЯН<sup>1</sup>, М.В.АЙРАПЕТЯН<sup>1</sup>, Д.БАГДАСАРЯН<sup>2</sup>

Поступила 6 октября 2017

Рассмотрен механизм генерации магнитного поля в гибридной нейтронной звезде (содержащей "pre" адронную, "2SC" и "CFL" кварковые фазы). Предположено, что вращательные вихри в "pre" и "CFL" фазах с квантом циркуляции  $\hbar/2m$  продолжают также в "2SC" фазе. Так как сверхпроводящие компоненты в "pre" и "2SC" фазах заряжены, то вокруг вихрей возникают токи увлечения, которые генерируют магнитное поле. Среднее значение магнитного поля в кварковой фазе порядка  $5 \cdot 10^{13}$  Гс и превышает значение поля в "pre" фазе на два-три порядка. Магнитное поле проникает в "CFL" фазу посредством магнитных вихрей с потоком  $2\Phi_0$ , а в "pre" фазе оно может частично разрушить протонную сверхпроводимость. На поверхности звезды магнитное поле достигает значений  $5 \cdot 10^{14}$  Гс, что сопоставимо с магнитными полями магнетаров. Поэтому магнетары являются кандидатами в объекты, содержащие кварковую материю.

Ключевые слова: *магнетары; гибридные звезды; кварки; сверхпроводимость*

1. *Введение.* За полувековой период наблюдений за пульсарами - нейтронными звездами (с 1967г.) накопилось множество наблюдательных фактов и выдвигались различные теории для их объяснения. Тем не менее, много проблем, стоящих в истоках физики нейтронных звезд, остаются пока нерешенными. Одна из них касается магнитных полей нейтронных звезд. Значения магнитных полей на поверхности нейтронных звезд, которые оцениваются по магнитодипольному механизму торможения пульсаров, меняются в довольно широком интервале от порядка  $10^8$  Гс (миллисекундные пульсары) до порядка  $10^{14}$ - $10^{15}$  Гс (магнетары). Подавляющее большинство пульсаров (радиопулсары) обладают магнитным полем порядка  $10^{12}$  Гс [1]. Значения магнитных полей радиопулсаров можно объяснить замораживанием магнитного потока звезды - прародителя во время коллапса, а значения полей миллисекундных пульсаров - эволюцией первоначального магнитного поля в течение времени жизни этих объектов (порядка  $10^7$  лет). С этой точки зрения магнитные поля порядка  $10^{14}$ - $10^{15}$  Гс у магнетаров трудно объяснить, так как количество звезд - прародителей с относительно большими магнитными полями недостаточно для обеспечения темпа рождения магнетаров [2]. В работах [3,4] предложен механизм генерации магнитных полей пульсаров с учетом сверхтекучести и сверхпроводимости адронной фазы нейтронной звезды.

Согласно этому механизму, из-за ядерного взаимодействия часть протонов увлекается в сверхтекучее движение нейтронов. Возникающие токи увлечения генерируют магнитные поля, значения которых также достигают порядка  $10^{12}$  Гс (см. разд.2). Таким образом, сверхсильные магнитные поля магнетаров не поддаются объяснению в рамках стандартных моделей нейтронных звезд с сверхтекучим адронным веществом.

Еще одна проблема связана с вопросом о наличии кварковой материи в недрах компактных объектов. Оказывается, кварковую материю могут содержать гибридные звезды, в которых кварковая фаза окружена "пре" адронной фазой, причем в зависимости от плотности вещества, существуют две кварковые фазы - "2SC" и "CFL". "2SC" фаза состоит из равного количества спаренных  $u$ ,  $d$  кварков и электронов, компенсирующих избыточный положительный заряд кварков [5]. "CFL" фаза состоит из равного количества спаренных  $u$ ,  $d$ ,  $s$  кварков и не содержит электронов [6-8]. Устойчивые конфигурации гибридных звезд - нейтронных звезд с кварковым ядром, исследованы в многих работах [9-12]. Согласно работе [12], в зависимости от параметров фазового перехода между адронной и кварковой, а также между "2SC" и "CFL" фазами, может существовать триплет звезд с данной массой - нейтронная звезда с адронной фазой, гибридная звезда с "2SC" фазой, гибридная звезда с "2SC" и "CFL" фазами. Таким образом, теоретические расчеты подтверждают возможность наличия кварковой материи в недрах компактных звезд, однако необходимо исследовать такие свойства гибридных звезд, которые могут проявляться в наблюдениях.

Известно, что сверхтекучесть и сверхпроводимость "пре" фазы приводит к генерации магнитных полей нейтронных звезд порядка  $10^{12}$  Гс. В настоящей работе рассматривается возможность генерации магнитных полей в сверхтекучей гибридной звезде. Цель работы - показать, что в "2SC" фазе гибридной звезды также могут возникать токи увлечения с дальнейшей генерацией сверхсильных магнитных полей. В разделе 2 вкратце описан механизм генерации магнитного поля в "пре" фазе, в разделе 3 рассмотренный механизм применен для "2SC" фазы, в разделе 4 рассматривается процесс энерговыделения в кварковом ядре гибридной звезды. Показано, что на поверхности гибридной звезды значение магнитного поля достигает значений  $5 \cdot 10^{14}$  Гс, что сопоставимо с значениями магнитных полей магнетаров. Следовательно, магнетары являются кандидатами в компактные звезды, содержащих кварковую материю. Изучены также особенности вихревой структуры гибридной звезды, и показано, что замедление звезды сопровождается энерговыделением, интенсивность которого порядка общих потерь энергии вращения пульсаров.

2. Генерация магнитного поля в "пре" фазе. Как было отмечено,

в сверхтекучем ядре вращающейся нейтронной звезды возникает решетка вихревых нитей, параллельных оси вращения звезды. Скорость нейтронной жидкости в окрестности вихря во вращающейся системе координат описывается следующим выражением:

$$v = \frac{\chi}{r}. \quad (1)$$

Здесь  $\chi = \hbar/2m$ ,  $m$  - масса нейтрона. Плотность нейтронных вихрей зависит от угловой скорости вращения и определяется как

$$n = \frac{2\Omega}{\chi}, \quad (2)$$

а радиус вихря равен

$$b = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\Omega}}. \quad (3)$$

Из-за сильного взаимодействия между нейтронами и протонами происходит увлечение сверхпроводящих протонов в сверхтекучее движение нейтронов вокруг вихря. Увлеченные протоны создают электрический ток, определяемый следующим выражением:

$$\vec{j}_p = \frac{e}{m} k \rho_p \vec{v}, \quad (4)$$

где  $\rho_p$  - плотность протонов,  $k$  - коэффициент увлечения, для "пре" фазы  $k \approx -0.5$  [13]. Токи увлечения генерируют магнитное поле, определяемое уравнением Максвелла:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_p. \quad (5)$$

Известно, что протоны образуют сверхпроводник второго рода. Там, где значения магнитного поля выше первого критического поля  $H_{c1}$  для протонного сверхпроводника, возникают магнитные вихри, через нормальную сердцевину которых магнитное поле проникает в протонный сверхпроводник. Следовательно, вокруг каждого нейтронного вихря образуется кластер магнитных протонных вихрей. Определим радиус магнитного вихревого кластера вокруг нейтронных вихрей. Решение уравнения (5) имеет следующий вид [4]:

$$H(r) = \frac{|k| \Phi_0}{2\pi \lambda_p^2} \ln \frac{b}{r}, \quad (6)$$

где  $r$  - расстояние от сердцевины нейтронного вихря,  $\lambda_p$  - глубина проникновения магнитного поля для протонного сверхпроводника:

$$\lambda_p^2 = \frac{m^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_p}, \quad (7)$$

$\Phi_0 = \pi \hbar c / e = 2 \cdot 10^{-7}$  Гс см<sup>2</sup> - квант магнитного поля. При получении выражения (6) принято, что на расстоянии  $b$  от сердцевины вихря, т.е. посередине соседних вихрей магнитное поле равно нулю. Для плотности протонных вихрей  $n_p$ , имеем следующее выражение [4]:

$$n_p = \frac{H(r) - H_{c1}}{\Phi_0}, \quad (8)$$

где

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda_p^2} \ln \frac{\lambda_p}{\xi_p} \quad (9)$$

- значение первого критического поля протонного сверхпроводника в сферическом виде [14], а  $\xi_p$  - длина когерентности протонов. Как видно из выражения (8), плотность протонных вихрей велика у сердцевины нейтронного вихря, т.е. при  $r = \xi_p$  и, при увеличении расстояния, постепенно снижается до 0 - при  $r = r_1$ , удовлетворяющему условию  $H(r_1) = H_{c1}$ . Из выражений (6) и (9) находим радиус  $r_1$  вихревого кластера:

$$\frac{r_1}{b} = \left( \frac{\lambda_p}{\xi_p} \right)^{-\sqrt{3}|k|} \quad (10)$$

Вычислим среднее значение магнитной индукции нейтронного вихря. Оно равно полному магнитному потоку, пронизывающего нейтронный вихрь (или вихревой кластер), деленный на площадь поверхности вихря. Учитывая цилиндрическую симметрию, для средней индукции нейтронного вихря получим выражение:

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^1 (H(r) - H_{c1}) 2\pi r dr = \frac{|k| \Phi_0}{4\pi \lambda_p^2} \left( \frac{\xi_p}{\lambda_p} \right)^{\frac{2}{3|k|}} \quad (11)$$

Как видно из формулы (11), среднее значение магнитного поля нейтронного вихря не зависит от радиуса самого вихря, а зависит от микроскопических параметров протонного сверхпроводника. Подставляя в выражение (11) характерные значения  $\xi_p = 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-12}$  см,  $\lambda_p = 10^{-11}$  см [4], для среднего магнитного поля получаем  $\bar{B} \sim 10^{11} - 10^{12}$  Гс. Заметим также, что радиус кластера, как следует из (10), равняется  $r_1 \approx 0.1b$ , а средняя индукция вихревого кластера в  $(b/r_1)^2 \approx 100$  раз превышает полученное значение  $\bar{B}$ :  $\bar{B} : \bar{B}_C \sim 10^{13} - 10^{14}$  Гс. Таким образом, генерированное токами увлечения в "пре" фазе магнитное поле сосредоточено в магнитных кластерах, однако можно принять, что в

"пре" фазе в среднем имеется почти однородное поле с индукцией порядка  $\bar{B} \sim 10^{11} - 10^{12}$  Гс. Эти значения соответствуют магнитным полям большинства нейтронных звезд - радиопульсаров.

3. *Генерация магнитного поля в кварковой фазе.* Рассмотрим гибридную звезду, содержащую кварковые "CFL" и "2SC" фазы. Электро-нейтральная "CFL" фаза по сверхтекучим свойствам должна была быть аналогичной нейтронной жидкости. В частности, в "CFL" фазе также возникают вращательные вихри, именуемые полусверхтекучими вихрями  $M_1$  [15-17]. Вокруг этих вихрей поле скоростей также определяется выражением (1). Вихри  $M_1$  отличаются от нейтронных вихрей тем, что из-за вращательного электромагнетизма они несут магнитный поток  $2\Phi_0$ . Для того, чтобы механический момент звезды не зависел от координаты  $Z$ , предположим, что в "2SC" фазе, находящейся между "пре" и "CFL" фазами, также возникают вращательные вихри с полем скоростей (1). Таким образом, каждый нейтронный вихрь будет иметь свое "продолжение" в кварковой фазе. Тогда, аналогично механизму генерации магнитного поля в "пре" фазе, должен существовать механизм генерации магнитного поля в "2SC" фазе. Действительно, сверхтекучее движение кваркового конденсата относительно электронов приводит к возникновению токов. В отличие от "пре" фазы, где токи создают только увлеченные протоны, в "2SC" фазе вся сверхтекучая кварковая жидкость участвует в движении вокруг вихря и вносит вклад в токи увлечения. В этом случае формулу (4) для тока увлечения можно переписать для "2SC" фазы, заменив в ней  $e$  на  $e/3$ ,  $m$  на  $2m_q$  и подставляя  $k = 1$ :

$$\vec{j}_q = \frac{e}{6m_q} \rho_q \vec{v}, \quad (12)$$

где  $\rho_q$  - плотность кваркового вещества в "2SC" фазе,  $m_q$  - масса кварка. Тогда, решая аналогичное уравнению (5) уравнение с  $\vec{j}_q$  из (12), получим распределение магнитного поля вокруг кваркового вихря:

$$H(r) = \frac{\Phi_0}{\pi \lambda_q^2} \ln \frac{b}{r}, \quad (13)$$

где  $\lambda_q^2 = \frac{(2m_q)^2 c^2}{4\pi(e/3)^2 \rho_q}$  - глубина проникновения магнитного поля для кваркового сверхпроводника. Для определения радиуса вихревого кластера в "2SC" фазе учтем, что первое критическое поле  $H_{c1}$  для сферической "2SC" фазы определяется как [18]:

$$H_{c1} = \frac{\Phi_q}{6\pi \lambda_q^2} \ln \frac{\lambda_q}{\xi_q}, \quad (14)$$

где  $\Phi_q$  - магнитный поток через нормальную сердцевину кваркового вихря. Из условия  $H(r_1) = H_{c1}$  и выражений (13), (14) для радиуса магнитного вихревого кластера получим:

$$\frac{b}{r_1} = \left( \frac{\lambda_q}{\xi_q} \right)^{\Phi_q / 6\Phi_0} \quad (15)$$

В работах по исследованию кваркового сверхпроводника было получено решение уравнений Гинзбурга-Ландау в виде магнитных вихрей с потоком  $\Phi_q = 6\Phi_0$  [18-20]. В этом случае из (15) получим

$$\frac{b}{r_1} = \frac{\lambda_q}{\xi_q} \quad (16)$$

Для определения средней индукции в "2SC" фазе воспользуемся определением  $\bar{B}$  согласно (11), подставляя в него формулы (13) и (14). Тогда, с учетом (16), для  $\bar{B}$  получим следующее выражение:

$$\bar{B} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_q^2} \left( \frac{r_1}{b} \right)^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_q^2} \left( \frac{\xi_q}{\lambda_q} \right)^2 \quad (17)$$

Для оценки значений радиуса  $r_1$  вихревого кластера и средней индукции  $\bar{B}$  в "2SC" фазе можно использовать следующие значения величин  $\xi_q$  и  $\lambda_q$  для кваркового вещества:  $\xi_q \sim 1$  фм и  $\lambda_q \sim 5-10$  фм [15]. Тогда из (16) и (17) получим следующие значения:  $r_1 \approx 0.1b-0.2b$  и  $\bar{B} \sim 5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$  Гс. Для средней индукции кластера получим оценку  $\bar{B}_c = \Phi_0 / 2\pi\lambda_q^2 \approx 3 \cdot 10^{16} - 1.5 \cdot 10^{17}$  Гс. Таким образом, средняя индукция генерированного поля в "2SC" фазе на три порядка больше, чем получается этим же механизмом в "пре" фазе.

Теперь рассмотрим поведение генерированного в "2SC" фазе магнитного поля в "CFL" и "пре" фазах. Сверхтекучее и сверхпроводимое состояние "CFL" фазы состоит из равного количества спаривающихся "u", "d" и "s" кварков всех трех цветов [6-8], с полным отсутствием электронов, что исключает возникновение токов увлечения. Следовательно в "CFL" фазе нет генерации магнитного поля. Магнитное поле может проникать в "CFL" фазу через нормальные сердцевины вращательных  $M_1$  вихрей, обладающих магнитным потоком  $2\Phi_0$ , однако их количество слишком мало, чтобы обеспечить проникновение через них магнитного поля. В "CFL" фазе внешнее магнитное поле может создать новые неабелевские магнитные вихри с потоком  $2\Phi_0$ , являющимся продолжением магнитных вихрей в "2SC" фазе. При этом один магнитный вихрь в "2SC" фазе, обладающий потоком  $6\Phi_0$ , разделится на три магнитных вихря с потоком  $2\Phi_0$ . Таким образом, во всем кварковом ядре магнитное поле будет почти однородным с средним значением индукции

$\bar{B} \sim 5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$  Гс. Что касается "пре" фазы, то при проникновении в нее магнитное поле кластера  $\bar{B}_C$  может частично или полностью разрушить протонную сверхпроводимость, так как полученные значения  $\bar{B}_C$  выше второго критического поля для протонного сверхпроводника -  $H_{c2} \approx 4 \cdot 10^{15} - 10^{16}$  Гс [4]. При переходе протонов в нормальное состояние поле вне кваркового ядра будет иметь дипольный характер. Оценим значение магнитного поля на поверхности гибридной звезды. Для этого воспользуемся одной из моделей звезды с радиусом примерно  $R \approx 11$  км, в котором кварковое ядро имеет радиус  $R_q \approx 6.5$  км [12]. Магнитный момент кваркового ядра равен

$$M = \frac{\bar{B} R_q^3}{2},$$

а поле на поверхности можно оценить как

$$B_{\text{ext}} \approx \frac{\bar{B}}{2} \left( \frac{R_q}{R} \right)^3 \approx 5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14} \text{ Гс.}$$

Примечательно, что значения полученных оценок соответствуют магнитным полям магнетаров, следовательно можно утверждать, что магнетары могут содержать кварковое ядро с достаточно большим объемом.

4. *Энерговыделение в кварковом ядре гибридной звезды.* Магнитное поле, сосредоточенное вблизи вращательных вихрей, может стать источником излучения гибридных звезд. Действительно, как следует из выражения (2) плотности вихрей, при замедлении звезды их плотность должна уменьшаться, т.е. вихри должны удаляться от оси вращения звезды. Однако из-за намагниченности нейтронных вихрей ширина безвихревой зоны у границы "пре" фазы увеличивается от размеров порядка межвихревого расстояния  $b \sim 10^{-3}$  см до макроскопических размеров порядка 5 м [21]. В этом случае последний нейтронный вихрь, который достигает границы безвихревой зоны и аннигилируется, имеет длину порядка 100 м. Тогда схлопывается также кластер магнитных вихрей, возникший из-за токов увлечения и, как показано в работах [22,23], магнитная энергия схлопывающегося кластера может служить источником радиоизлучения. Интенсивность энерговыделения достигает значений порядка  $10^{25} - 10^{30}$  эрг/с, что порядка радиосветимости пульсаров. Теперь рассмотрим кварковую фазу гибридной звезды и вычислим ширину безвихревой зоны вблизи "2SC" фазы. Как показано в работе [21], ширина безвихревой зоны зависит от соотношения плотностей магнитной энергии и кинетической энергии вращения, а ее радиус определяется из уравнения

$$\frac{R_q}{R_1} - \frac{R_1}{R_q} \approx \left( \frac{\bar{B}^2 / 8\pi}{\rho_q \Omega^2 R_q^2} \right)^{1/2} = \delta^{1/2}, \quad (18)$$

где  $R_1$  - радиус вихревой зоны. Воспользуемся моделью гибридной звезды с радиусом кваркового ядра  $R_q \approx 6.5$  км и средним магнитным полем в кварковой фазе  $\bar{B} \sim 10^{15}$  Гс, учтем также, что объекты с магнитными полями на поверхности выше  $10^{14}$  Гс имеют угловую скорость вращения порядка  $\Omega \sim 5$  с $^{-1}$ . Подставляя эти значения в уравнение (18), получим  $\delta \sim 1$ . Из решения уравнения (18) получаем, что радиус вихревой зоны в среднем равен  $R_1 \approx 5$  км, а ширина безвихревой зоны порядка  $\Delta R \approx 1.5$  км. В этом случае длина последнего вихревого кластера равна  $\ell = 2\sqrt{(2R_q - \Delta R)\Delta R} \approx 8$  км. При достижении границы безвихревой зоны и схлопывании, вся магнитная энергия, заключенная в вихревых кластерах, излучается по поверхности цилиндра радиусом  $R_1$  и длиной  $\ell$ . Интенсивность энерговыделения можно оценить следующей формулой [22]:

$$I = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R_1 \cdot 2\pi R_1 \ell = 2.5 \cdot 10^{35} \bar{B}_{15}^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-12} R_{16}^2 \ell_6. \quad (19)$$

Подставляя в формулу (19) значения  $R_{16} = 0.5$ ,  $\ell_6 = 0.8$ , получим  $I = 5 \cdot 10^{34}$  эрг/с при среднем значении магнитного поля в кварковом ядре  $\bar{B} \sim 10^{15}$  Гс. Заметим, что основная часть потери кинетической энергии вращения магнетаров приходится на излучение в рентгеновском диапазоне, а ее величина в среднем порядка  $10^{34} - 10^{35}$  эрг/с. Таким образом наличие кварковой материи может получить еще одно подтверждение в наблюдениях излучения пульсаров.

**5. Заключение.** Модель гибридной звезды для магнетаров может объяснить сверхвысокие значения магнитного поля этих объектов порядка  $10^{14} - 10^{15}$  Гс. Это означает, что магнетары могут содержать сверхтекучую и сверхпроводящую кварковую материю, причем в значительной части объема звезды. Большое значение магнитного поля в кварковом ядре приводит также к значениям интенсивности энерговыделения на его поверхности порядка  $10^{34} - 10^{35}$  эрг/с. Наблюдаемые значения потерь энергии вращения магнетаров лежат в этом интервале значений, что может быть еще одним проявлением наличия кварковой материи в недрах этих объектов.

<sup>1</sup> Ереванский государственный университет, Армения,  
e-mail: dsedrak@ysu.am mhayrapetyan@ysu.am

<sup>2</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.Амбарцумяна,  
Армения, e-mail: daniel.baghdasaryan@gmail.com

## MAGNETIC FIELD GENERATION IN HYBRID STARS

D.M.SEDRAKIAN<sup>1</sup>, M.V.HAYRAPETYAN<sup>1</sup>, D.S.BAGHDASARYAN<sup>2</sup>

The mechanism of magnetic field generation in hybrid neutron stars (consisting of "npe" hadronic, "2SC" and "CFL" quark phases) is considered. We assume that rotational vortices in "npe" and "CFL" phases with quantum of circulation  $h/2m$  are continued in "2SC" phase as well. Since superconducting matter in "npe" and "2SC" phases is charged, rotation induced entrainment currents arise around vortices, which generate magnetic field. Mean value of generated magnetic field is about  $5 \cdot 10^{15}$  G and exceeds one in "npe" phase by three orders of magnitude. Magnetic field penetrates in "CFL" phase via magnetic vortices with magnetic flux  $2\Phi_0$ . In the "npe" phase this magnetic field can destroy proton superconductivity. Magnetic field on the surface of a star reaches the value of  $5 \cdot 10^{14}$  G, which is comparable with magnetic field of magnetars. Therefore, magnetars are candidates of compact objects containing quark matter.

Key words: *magnetars: hybrid stars: quarks: superconductivity*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh et al.*, *Astron. J.*, **129**, 1993, 2005, astro-ph/0412641, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>.
2. *S.Mereghetti, J.A.Pones, A.Melatos*, *Magnetars: Properties, Origin and Evolution*, in "The Strongest Magnetic fields in the Universe", eds. V.S.Beskin et al., Springer, 2016, astro-ph.HE/1503.06313.
3. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян*, *Успехи физ. наук*, **161**(7), 3, 1991.
4. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
5. *D.Bailin, A.Love*, *Phys. Rep.*, **107**, 325, 1984.
6. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, *Nucl. Phys*, **B537**, 443, 1999.
7. *T.Schäfer, F.Wilczek*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3956, 1999.
8. *T.Schäfer*, *Nucl. Phys.*, **B575**, 269, 2000.
9. *N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke et al.*, *Phys. Rev.*, **D 77**, 023004, 2008.
10. *B.Knippel, A.Sedrakian*, *Phys. Rev.*, **D 79**, 083007, 2009.
11. *N.S.Ayvazyan, G.Colucci, D.Rischke et al.*, *Astron. Astrophys.*, **559**, A118, 2013.
12. *M.G.Alford, A.Sedrakian*, astro-ph.HE/1706.01592.
13. *Г.А.Варданян, Д.М.Седракян*, *ЖЭТФ*, **81**, 919, 1981.
14. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян*, *Астрофизика*, **20**, 547, 1984, (*Astrophysics*, **20**, 656, 1985).

15. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev., D 66, 014015, 2002, hep-ph/0204124.
16. *K.Iida*, Phys. Rev., D 71, 054011, 2005.
17. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, Phys. Rev., D 73, 074009, 2006.
18. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasian*, Astron. Astrophys., 350, L47, 1999.
19. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian*, nucl-th/0006038.
20. *M.Alford, A.Sedrakian*, J. Phys., G 37, 075202, 2010.
21. *Д.М.Седраќян*, Астрофизика, 43, 377, 2000, (Astrophysics, 43, 275, 2000).
22. *Д.М.Седраќян, М.В.Айранетян*, Астрофизика, 55, 421, 2012, (Astrophysics, 55, 377, 2012).
23. *Д.М.Седраќян, М.В.Айранетян*, Астрофизика, 58, 145, 2015, (Astrophysics, 58, 131, 2015).