АСТРОФИЗИКА

ТОМ 40 ФЕВРАЛЬ, 1997 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.6

О РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA ПОСЛЕ ЕЕ СКАЧКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 2 августа 1996
Принята к печати 24 сентября 1996

В работе рассмотрена динамика вихревой решетки в внутренней коре нейтронной звезды. Получено общее уравнение движения и решение этого уравнения в предположении наличия областей пиннингованных и свободных вихрей. Из сравнения полученных решений с наблюдательными данными для пульсара Vela, вычислены относительные моменты инерции областей релаксации с соответствующими характерными временами для двух моделей звезд с различными уравнениями состояния. Показано, что теория может согласоваться с наблюдениями релаксаций угловой скорости пульсаров лишь для моделей звезд с экстремально жесткими уравнениями состояния.

1. *Введение.* На вековое изменение периода пульсаров накладываются нерегулярности в виде скачкообразного изменения угловой скорости $\omega_c(t)$, порядка $\Delta\omega_c / \omega_c \sim 10^{-9} - 10^{-6}$, сопровождающегося скачком скорости замедления $\dot{\omega}_c(t)$, порядка $\Delta\dot{\omega}_c / \dot{\omega}_c \sim 10^{-3} - 10^{-2}$. После скачка угловая скорость $\omega_c(t)$ и ее производная $\dot{\omega}_c(t)$ медленно релаксируют к своим экстраполяционным значениям. Скачки угловой скорости с длительностью менее, чем 2 минуты и с временами релаксации от нескольких дней до, порядка, 1000 дней, были наблюдены у пульсара Vela [1-4].

Известно, что моделью пульсара является нейтронная звезда, которая состоит из внешней коры с плотностью $7 \cdot 10^6$ гсм$^{-3}$ $\le \rho \le 4 \cdot 10^{11}$ гсм$^{-3}$ - "Ae" - фазы, содержащей полностью ионизованные ядра и релятивистские электроны, внутренней коры с плотностью $4 \cdot 10^{11}$гсм$^{-3}$ $\le \rho \le 2 \cdot 10^{14}$ гсм$^{-3}$ - "Aen" - фазы, состоящей из ядер, релятивистских электронов и нейтронной жидкости, и ядра звезды с плотностью $\rho \ge 2 \cdot 10^{14}$ гсм$^{-3}$ - "npe"- фазы, состоящей из нейтронов, протонов и электронов.

Временные нерегулярности вращения пульсаров можно объяснить, предполагая наличие сверхтекучести в недрах нейтронных звезд. При вращении звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникают квантовые вихри, которые расположены параллельно оси вращения. В работах [5-9] развиты теории динамики нейтронных вихрей, объясняющие скачки и послескачковую релаксацию угловой скорости пульсаров.

В частности, в работе [5] рассматривается динамика нейтронных вихрей, находящихся в ядре нейтронной звезды. Показано, что вокруг каждого вихря находится кластер протонных вихрей с магнитным полем порядка 10^{14}Гс. Взаимодействие между сверхтекучей и нормальной компонентами осуществляется рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле кластера. Полученные времена динамической релаксации звезды охватывают весь спектр наблюдаемых релаксационных времен. Развитая в этой работе теория применена для объяснения первых шести скачков пульсара Vela[6].

В теории, рассмотренной в работе [7], в стационарном состоянии вихри пиннингованы к решетке ядер, и взаимодействие между сверхтекучей и нормальной компонентами осуществляется путем медленного, термически активизированного движения вихрей через дискретные конфигурации пиннинга. Пиннинг вихрей к ядрам можно понять из энергетических соображений как выигрыш в энергии при закреплении вихря с ядром. В зависимости от соотношения между ξ и a, где ξ - радиус вихря, a - константа решетки в направлении вихря, вихри находятся в областях слабого или сверхслабого пиннинга. Вихри в области сверхслабого пиннинга участвуют в кратковременной релаксации, а вихри в области слабого пиннинга - в долговременной. В рамках этой теории получаются экспоненциальные и линейная релаксации производной угловой скорости $\dot{\omega}_c(t)$ [7].

Однако в работах [8,9] показано, что в "Aen" - фазе могут существовать области как пиннингованных, так и свободных вихрей. В области наличия пиннинга должно выполняться условие $2\xi \leq a$, означающее, что вихрь может пиннинговаться к отдельному ядру. А область свободных вихрей определяется условием $2\xi \geq a$, когда в поперечном сечении вихря могут находиться несколько ядер, что приводит к освобождению вихря из-за сглаживания потенциала взаимодействия вихря с ядрами решетки. Время релаксации в области свободных вихрей, с учетом взаимодействия вихря с фононами решетки, получается порядка и меньше 50 дней [8,9].

Следуя работам [8,9], мы предполагаем в "Aen" - фазе наличие двух различных областей - с пиннингованными и свободными вихрями. Цель этой статьи - развить теорию движения вихревой решетки в этой фазе, и из сравнения этой теории с наблюдениями, вычислить относительные моменты инерции областей релаксации для различных моделей нейтронных звезд. Такой анализ даст возможность выяснить, могут ли реалистические модели нейтронных звезд согласоваться с предложенной теорией скачков пульсаров.

Вычисление проводится в предположении о наличии цилиндрической симметрии.

2. Уравнения движения. Как показано в работе [10], уравнения динамики двухкомпонентной жидкости в нейтронной звезде имеют вид:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\omega_s(r,t)\right]=\kappa n(r,t), \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\omega_s(r,t)\right]=-\frac{\kappa n(r,t)v_r}{r}, \tag{2}$$

$$I_c\frac{d\omega_s}{dt}+\int\frac{\partial\omega_s(r,t)}{\partial t}dI_s=K_{ext}, \tag{3}$$

где ω_s, I_s и ω_c, I_c - угловая скорость и момент инерции сверхтекучей и нормальной компонент, соответственно, $n(r,t)$ - плотность вихрей в точке r в момент времени t, K_{ext} - постоянный внешний тормозящий момент, v_r - компонента скорости вихрей в радиальном направлении, $\kappa=h/2m_n$.

Вводя обозначения $\delta\omega=\omega_s-\omega_c$, $\delta\Omega=\delta\omega/\omega_c(0)$, $\Omega_c=\omega_c/\omega_c(0)$, $n_0=2\omega_c(0)/\kappa$, где $\omega_c(0)$ - угловая скорость звезды в начальный момент времени $t=0$, преобразуя уравнения (1-3), получим два уравнения, описывающие движение сверхтекучей и нормальной компонент соответственно [13]:

$$\frac{\partial\delta\Omega}{\partial t}+\frac{2n}{n_0}\frac{v_r}{(1-p_0)r}-\gamma=0, \tag{4}$$

$$\Omega_c(t)=1-\int(\delta\Omega-\delta\Omega_0)\,dp-\gamma' t. \tag{5}$$

Здесь $p_0=I_s/I, I$ - момент инерции звезды, $dp=dI_s/I$, $\gamma'=-K_{ext}/I\omega_c(0)$, $\gamma=\gamma'/(1-p_0)$, а $\delta\Omega_0=\delta\Omega(0)$ - начальное условие. Поскольку мы будем рассматривать движение нейтронных вихрей в "Aen"-фазе звезды, то будем считать, что момент инерции ядра входит в I_c [7].

Радиальная компонента скорости вихря, входящая в уравнение (4), находится из уравнения движения вихря [8]:

$$\vec{F}+\vec{F}_M=0, \tag{6}$$

где $\vec{F}$ - сила трения единицы длины вихря из-за его взаимодействия с нормальной компонентой звезды, а $\vec{F}_M$ - сила Магнуса, которая имеет вид:

$$\vec{F}_M=\rho_s\vec{\kappa}\times(\vec{v}-\vec{v}_s), \tag{7}$$

где ρ_s - плотность сверхтекучей жидкости, $\vec{\kappa}$ - вектор в направлении вихря с модулем $\kappa=h/2m_n$, $\vec{v}$ - скорость вихревой нити и $\vec{v}_s$ - локальная скорость сверхтекучей жидкости.

Для пиннингованных вихрей выражение для v_r было найдено в [7]:

$$v_r=2v_0e^{-E_p/kT}\,\mathrm{sh}\left(\frac{E_p}{kT}\frac{\delta\Omega}{\delta\Omega_{cr}}\right), \tag{8}$$

где $v_0 \approx 10^7$ смс$^{-1}$ - типичная скорость микроскопического движения вихрей между центрами пиннинга, T - температура внутри звезды, $\delta\Omega_{cr}$ - критическая разность угловых скоростей, поддерживаемых силами пиннинга, определяемая следующим образом:

$$\delta\Omega_{cr} = \frac{E_p}{\rho_s \kappa r \xi b \omega_c(0)}, \quad b = a^3/\pi\xi^2. \tag{9}$$

Здесь b - расстояние между центрами пиннинга вдоль вихря, а E_p - энергия пиннинга на одно ядро, определяемая следующим образом [7]:

$$E_p = \frac{3}{8}\left[\left(\frac{\Delta^2}{E_F}n_s\right)_{out} - \left(\frac{\Delta^2}{E_F}n_s\right)_{in}\right]V = \frac{3}{8}c\left(\frac{\Delta^2}{E_F}n_s\right)_{out}V, \tag{10}$$

где Δ, E_F и n_s - энергетическая щель, энергия Ферми, и плотность числа сверхтекучих нейтронов, соответственно, индексы out и in соответствуют значениям этих величин вне и внутри ядер, V - объем ядра, c - неопределенный параметр порядка единицы.

Для свободных вихрей выражение для v_r, найденное из уравнения (6), имеет вид [10]:

$$v_r = \frac{\omega_c(0)(\kappa\rho_s/\eta)}{1+(\kappa\rho_s/\eta)^2}\delta\Omega r. \tag{11}$$

Здесь

$$\eta = \frac{3}{32\pi^{1/2}}\frac{aE_p^2}{M\xi^3 c_s^3} \tag{12}$$

не зависящая от температуры часть коэффициента трения [8], M - масса ядра, c_s - скорость звука. Подставляя выражения (8) и (11) в (4), и учитывая, что часть вихрей с плотностью n_p пиннингована, а часть с плотностью $n-n_p$ - свободна, получаем:

$$\frac{\partial\delta\Omega}{\partial t} + \frac{2n_p}{n_0}\frac{2v_0 e^{-Ep/kT}}{r(1-p_0)}\mathrm{sh}\left(\frac{E_p}{kT}\frac{\delta\Omega}{\delta\Omega_{cr}}\right) + \frac{2(n-n_p)}{n_0(1-p_0)}\frac{\omega_c(0)(\kappa\rho_s/\eta)}{1+(\kappa\rho_s/\eta)^2}\delta\Omega = \gamma. \tag{13}$$

Обозначая

$$\alpha = \frac{4v_0 e^{-Ep/kT}}{r(1-p_0)}, \tag{14}$$

$$\tau = \frac{kT}{E_p}\frac{\delta\Omega_{cr}}{\gamma}, \tag{15}$$

$$\tau^* = \frac{(1-p_0)\left[1+(\kappa\rho_s/\eta)^2\right]}{2\omega_c(0)(\kappa\rho_s/\eta)}, \tag{16}$$

и предполагая относительную малость скачков угловой скорости пульсара, т.е. $n - n_0 << n_0$, перепишем уравнение (13) в виде:

$$\frac{\partial\delta\Omega}{\partial t} + \frac{n_p}{n_0}\alpha\,\mathrm{sh}\left(\frac{\delta\Omega}{\gamma\tau}\right) + \left(1-\frac{n_p}{n_0}\right)\frac{\delta\Omega}{\tau^*} = \gamma. \tag{17}$$

В общем случае это уравнение довольно сложное, но в областях пиннингованных и свободных вихрей в отдельности оно принимает простой вид. Так, в области наличия пиннинга имеем:

$$\frac{\partial\delta\Omega}{\partial t} + \alpha\,\mathrm{sh}\left(\frac{\delta\Omega}{\gamma\tau}\right) = \gamma. \tag{18}$$

Решение этого уравнения, с начальным условием $\delta\Omega(0) = \delta\,\Omega_0$, в неявном виде определяется из выражения:

$$\mathrm{sh}\left(\frac{\delta\Omega}{\gamma\tau}\right) = \frac{\gamma}{\alpha}\left\{1-\left(\frac{\gamma}{\alpha}+\frac{\alpha}{\gamma}\right)\left[\frac{\gamma}{\alpha}+\sqrt{1+\left(\frac{\alpha/\gamma+\gamma/\alpha}{1-(\alpha/\gamma)\,\mathrm{sh}(\delta\Omega_0/\gamma\tau)}-\frac{\gamma}{\alpha}\right)^2}\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\,\mathrm{sh}\left(\sqrt{1+\frac{\alpha^2}{\gamma^2}}\,\frac{t}{\tau}\right)+\left(\frac{\alpha/\gamma+\gamma/\alpha}{1-(\alpha/\gamma)\,\mathrm{sh}(\delta\Omega_0/\gamma\tau)}-\frac{\gamma}{\alpha}\right)\mathrm{ch}\left(\sqrt{1+\frac{\alpha^2}{\gamma^2}}\,\frac{t}{\tau}\right)\right]^{-1}\right\}. \tag{19}$$

Стационарное решение уравнения (18) находим из (19) при $t \to \infty$:

$$\mathrm{sh}\left(\frac{\delta\Omega_\infty}{\gamma\tau}\right) = \frac{\gamma}{\alpha}. \tag{20}$$

Решение уравнения (18), как видно из (19), зависит от значения параметра γ/α и сильно упрощается в двух предельных случаях: $\gamma/\alpha \ll 1$ и $\gamma/\alpha \gg 1$.

Рассмотрим случай, когда $\gamma/\alpha \ll 1$. Тогда, полученное из (19) решение уравнения (18) имеет вид:

$$\delta\Omega - \delta\Omega_0 = (\gamma\tau^+ - \delta\Omega_0)\left(1-e^{-t/\tau^+}\right), \tag{21}$$

где

$$\tau^+ = \frac{\tau\gamma}{\alpha} = \frac{kT}{E_p}\frac{\delta\Omega_{cr}\, r(1-p_0)}{4v_0}e^{E_p/kT}, \tag{22}$$

а для наблюдаемой величины $\dot{\Omega}_c(t)$ получаем из (5) выражение:

$$\dot{\Omega}_c(t) = -\gamma' - \int \left(\gamma\tau^+ - \delta\Omega_0\right) \frac{e^{-t/\tau^+}}{\tau^+} dp. \tag{23}$$

В обратном предельном случае $\gamma/\alpha \gg 1$, из (19) находим решение для уравнения (18):

$$\begin{aligned} \delta\Omega - \delta\Omega_0 &= -\gamma\tau \ln\left\{1 + \left(\frac{\alpha}{2\gamma} e^{\delta\Omega_0/\gamma\tau} - 1\right)\left(1 - e^{-t/\tau^+}\right)\right\} \approx \\ &\approx -\gamma\tau\left(\frac{\alpha}{2\gamma} e^{\delta\Omega_0/\gamma\tau} - 1\right)\left(1 - e^{-t/\tau^+}\right), \end{aligned} \tag{24}$$

так как, с учетом выражения (20) и относительной малости скачков угловой скорости пульсара, т.е. $\delta\Omega_\infty \approx \delta\Omega_0 \approx \delta\Omega$, имеем:

$$\left(\frac{\alpha}{2\gamma} e^{\delta\Omega_0/\gamma\tau} - 1\right)\left(1 - e^{-t/\tau^+}\right) \ll 1.$$

Для $\dot{\Omega}_c(t)$ получаем:

$$\dot{\Omega}_c(t) = -\gamma' + \gamma \int \left(\frac{\alpha}{2\gamma} e^{\delta\Omega_0/\gamma\tau} - 1\right) e^{-t/\tau} dp. \tag{25}$$

Это выражение может описать релаксацию с характерным временем, определяемым формулой (15). Таким образом, в области пиннингованных вихрей, в зависимости от того, выполняется условие $\gamma/\alpha \gg 1$ или $\gamma/\alpha \ll 1$, релаксация происходит с характерными временами, определяемыми формулами (15) и (22) соответственно. Отметим также, что в пиннингованной области в основном реализуются решения (21) и (24), так как величина γ/α зависит экспоненциально от E_p. Переход решения (21) в (24) происходит в точке звезды, где $E_p = 0.34\text{MeV}$ (kT = 11 KeV, $v_0 \approx 10^7$ см с$^{-1}$, $1/\gamma = \tau_0 \approx 2 \cdot 10^4$ лет) [7].

В области свободных вихрей уравнение (17) имеет вид:

$$\frac{\partial\delta\Omega}{\partial t} + \frac{\delta\Omega}{\tau^*} = \gamma. \tag{26}$$

Решение этого уравнения с начальным условием $\delta\Omega(0) = \delta\Omega_0$ следующее:

$$\delta\Omega - \delta\Omega_0 = \left(\gamma\tau^* - \delta\Omega_0\right)\left(1 - e^{-t/\tau^*}\right), \tag{27}$$

Подставляя (27) в (5) получаем:

$$\dot{\Omega}_c(t) = -\gamma' - \int \left(\gamma\tau^* - \delta\Omega_0\right) \frac{e^{-t/\tau^*}}{\tau^*} \mathrm{dp}. \tag{28}$$

Таким образом, свободные вихри участвуют в релаксационном процессе с характерными временами, определяемыми из (16). Как увидим ниже, с помощью формул (15), (16) и (22) можно получить времена релаксации порядка межскачковых времен. Тогда, в формулах (25), (28) и (23) экспоненциальное слагаемое можно разложить в ряд и получить выражения, описывающие линейные релаксационные процессы.

3. Сравнение с наблюдениями. Рассмотрим, как распределяются области пиннингованных и свободных вихрей внутри звезды в зависимости от плотности вещества ρ. Исходя из вычислений длины когерентности ξ и энергии пиннинга E_p, формулой (10) с $c = 0.7$, на основе значений энергетической щели нейтронной сверхтекучей жидкости [11], константы решетки a [12] и плотности числа сверхтекучих нейтронов n_s [12,14], в звезде можно выделить следующие области:

1) Область с плотностью $7.2 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ $\le \rho \le 1.1 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$, где $2\xi \ge a$, следовательно, в ней вихри свободны. Времена релаксации в этой области, полученные из (16), меняются от 3 часов до 1000 дней.

2) Область с плотностью $1.7 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ $\le \rho \le 7.2 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$, где $2\xi \le a$, соответствует области пиннингованных вихрей. При $1.7 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ $\le \rho \le 2.05 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ и $6.7 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ $\le \rho \le 7.2 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ имеем $\gamma/\alpha \ll 1$, следовательно, в этих частях релаксационные времена вычисляются формулой (22) и дают значения от нескольких часов до порядка 500 дней и от 1000 дней до 14 дней, соответственно. А при плотностях $2.05 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ $\le \rho \le 6.7 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ имеем $\gamma / \alpha \gg 1$, и релаксационные времена по формуле (15) меняются от 500 дней до 1000 дней. Области плотностей $\rho \ge 1.1 \cdot 10^{14}$ г см$^{-3}$ и $\rho \le 1.7 \cdot 10^{13}$ г см$^{-3}$ также могут участвовать в релаксации, но их характерные времена не наблюдаемы. Таким образом, релаксационные решения пиннингованных и свободных вихрей могут описать как экспоненциальные, так и линейные релаксации угловой скорости пульсара. Причем, для каждого характерного времени τ_i, в этих областях существуют участки, которые будут вносит вклад в относительный момент инерции, соответствующий времени τ_i.

В работе [7], на основе наблюдательных данных первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela, показано, что послескачковый релаксационный процесс можно описать тремя экспоненциальными кривыми с характерными временами $\tau_1 = 10$ часов, $\tau_2 = 3.2$ дня и $\tau_3 = 32$ дня, и прямой линией с характерным временем, порядка τ_4, порядка 1000 дней. В первых восьми столбцах табл. 1 приведены относительные моменты инерции в единицах 10^{-3}, найденные из наблюдательных данных для этих скачков пульсара Vela, соответствующих вышеуказанным характерным временам [7].

Для сравнения вышеизложенной теории релаксации с наблюдательными данными, мы выбрали две модели нейтронных звезд, отличающиеся друг от друга уравнениями состояния, но имеющие одинаковую массу $M = 1.4\,M_{\odot}$. Первая из них, с не очень жестким уравнением состояния, имеет центральную плотность $\rho_c = 1.1 \cdot 10^{15}$ г см$^{-3}$ и радиус $R = 10.13$ км, а вторая, с экстремально жестким уравнением состояния, имеет центральную плотность $\rho_c = 0.8 \cdot 10^{15}$ г см$^{-3}$ и радиус $R = 13.29$ км. Вычисленные нами суммарные относительные моменты инерции областей пиннингованных и свободных вихрей, для каждого релаксационного времени τ_i, указаны в последних двух столбцах табл. 1, для первой и второй модели соответственно.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ

	1	2	3	4	5	6	7	8	Модель	
$\left(\frac{I_1}{I}\right)_{-3}$	0.59	0.59	0.59	0.59	0.59	0.59	0.59	0.59	1.16	4.42
$\left(\frac{I_2}{I}\right)_{-3}$	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.2	3.48
$\left(\frac{I_3}{I}\right)_{-3}$	5.8	6.4	5.1	10	3.2	12.1	9.0	9.5	1.13	4.35
$\left(\frac{I_4}{I}\right)_{-3}$	7.1	7.2	7.2	6.6	6.3	6.0	6.5	4.9	5.09	10.4

Из сравнения вычисленных значений относительных моментов инерции с значениями, полученными из наблюдательных данных для пульсара Vela, можно сделать следующие выводы:

а) Для модели с не очень жестким уравнением состояния теория согласуется с наблюдательными данными для кратковременной релаксации, однако, существует проблема нехватки моментов инерции в областях, соответствущих средним и большим релаксационным временам. Следовательно, эта теория не может объяснить релаксацию угловой скорости нейтронной звезды для моделей с мягкими и не очень жесткими уравнениями состояния.

б) Для модели с экстремально жестким уравнением состояния теория согласуется с наблюдениями также частично. Приходится предположить, что часть областей, имеющих короткие и большие времена релаксации, не должна участвовать в релаксации. Также остается проблема нехватки момента инерции области, соответствующей времени релаксации τ_3.

Таким образом, теория скачков и релаксации угловой скорости пульсара Vela, на основе динамики движения вихрей в "Aen" - фазе, может согласоваться с наблюдениями только для моделей звезд с экстремально жесткими уравнениями состояния. Однако, как отметили выше, даже для этих моделей сравнение теории с наблюдениями сталкивается с определенными трудностями.

Ереванский государственный
университет, Армения

ON THE VELA PULSAR ANGULAR VELOCITY RELAXATION AFTER ITS JUMPS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The dynamics of a vortex lattice in the internal crust of a neutron star is considered. The general equation of motion and solution of this equation in the assumption of presence of regions of pinned and free vortex lines is received. The relative moments of inertia of the relaxation regions with characteristic times for two models of stars with various equations of state are calculated from comparison of the received solution with observational data of Vela pulsar. It is shown, that the theory can be in agreement with observations of the pulsars' angular velocity relaxations only for models of stars with extremely stiff equations of state.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, Astrophys.J., 330, 841, 1988.
2. *P.M.McCulloch, P.A.Hamilton, D.McConnel, F.A.King*, Nature, 346, 822, 1990.
3. *C.S.Flanagan*, Nature, 345, 416, 1990..
4. *C.S.Flanagan,* IAU Circ. No5311, 1991.
5. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, Astrophys.J., 447, 305, 1995.
6. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian*, Astrophys.J., 447, 324, 1995.
7. *M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines*, Astrophys.J., 409, 345, 1993.
8. *P.B.Jones*, Mon.Not.Roy.Astr.Soc., 243, 257, 1990.

9. *P.B.Jones*, Mon.Not.Roy.Astr.Soc., 246, 315, 1990.
10. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, ЖЭТФ, 102, 721, 1992.
11. *T.L.Ainsworth, J.Wambach, D.Pines*, Phys. Lett. B, 222, 173, 1989.
12. *J.W.Negele, D.Vautherin*, Nucl. Phys. A, 207, 298, 1973.
13. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, ЖЭТФ, 108, 631, 1995.
14. *A.D.Sedrakian*, Astrophys. Space Sci., 1996, in press.