АСТРОФИЗИКА

ТОМ 28 ИЮНЬ, 1988 ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.6:530.145.6

О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 4 июня 1987
Принята к печати 2 ноября 1987

В рамках мезонной σ-модели с учетом пион-нуклонного взаимодействия исследовано влияние магнитного поля на свойства неоднородного пионного конденсата внутри нейтронной звезды. Получено уравнение Лондонов, описывающее распределение магнитного поля в системе. Показано, что конденсат является сверхпроводником второго рода, в котором реализуется ламинарная (слоистая) структура смешанного состояния. Найдено нижнее критическое поле возникновения ламинарной структуры H'_{c1}. Показано, что из-за перпендикулярности импульса конденсата $\vec{k}$ и направления магнитного поля $\vec{H}$ в звезде возникает выделенное направление $\vec{z}$, перпендикулярное плоскости $(\vec{k}, \vec{H})$. Это приводит к объяснению пульсирующего излучения нейтронной звезды, даже при параллельности магнитного поля и оси вращения. Показано, что учет N^*-резонанса в модели развитого пионного конденсата $(\theta = \pi/2)$ не меняет эти результаты.

1. *Введение.* Одним из интереснейших следствий пионной конденсации в ядерной материи [1—5] является возможная сверхпроводимость конденсата π^--мезонов в недрах нейтронных звезд [6] и ее последствия для теории излучения пульсаров. Наблюдательные данные свидетельствуют о наличии на поверхности нейтронных звезд магнитных полей с индукцией 10^{10}—10^{12} Гс [7]. К таким же результатам приводят теоретические расчеты, учитывающие увлечение сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами в нейтронных вихрях в «пре»-фазе нейтронных звезд [8, 9]. В частности, напряженности магнитных полей в центрах (сердцевинах) нейтронных вихревых нитей в «пре»-фазе могут достигать значений порядка 10^{16} Гс [10]. В такой ситуации возникает вопрос: могут ли магнитные поля, индуцированные в «пре»-фазе, проникнуть в ядро нейтронной звезды, содержащей сверхтекучий пионный конденсат, и если да, то какой структурой обладает магнитное поле в нейтронной звезде?

Влияние магнитного поля на свойства однородного (с характерным импульсом $\vec{k}=0$) конденсата впервые изучалось в рамках мезонной σ-модели без учета пион-нуклонного взаимодействия в работе [11]. Оказалось, что в этом случае в пионном конденсате возникает треугольная решетка квантованных вихревых нитей с потоком $\Phi_\pi = 2\pi\hbar c/e = 4\cdot 10^{-7}$ Гс см^2. Таким образом, однородный пионный конденсат является сверхпроводником второго рода и в нем реализуется смешанное состояние.

Однако учет взаимодействия пионов с нуклонами приводит к следующим важным изменениям физической картины. Во-первых, P — волновое притягательное πN — взаимодействие превращает пионный конденсат в неоднородный с характерным импульсом $\vec{k}\neq 0$ и, во-вторых, помимо конденсата π^--мезонов возникает также конденсат π^+_s-мезонов, представляющих собой связанное состояние протона и нейтронной дырки. Отметим, что наличие конденсата π^+_s-мезонов приводит к появлению дополнительного электрического тока.

Сверхпроводящие свойства неоднородного пионного конденсата в рамках σ-модели [6] рассматривались в работе [12]. Была найдена величина критического магнитного поля H_c разрушения сверхпроводимости пионного конденсата, если он представляет собой сверхпроводник первого рода. Для случая сверхпроводника второго рода в этой же работе была найдена оценка нижнего критического поля H_{c1}, которая получена в предположении нитевидной вихревой структуры смешанного состояния системы.

Как будет показано ниже, на самом деле в системе реализуется ламинарная структура смешанного состояния. Мы также оценим величины критических магнитных полей H_c и H_{c1} для этой структуры. Отметим также, что протоны и нейтроны в ядре нейтронной звезды, содержащем π-конденсат, находятся в нормальном состоянии и заполняют одну и ту же ферми-сферу.

2. *Обобщая результат работы* [6], запишем плотность полной энергии сверхпроводящего состояния системы в σ-модели при учете пион-нуклонного взаимодействия во внешнем магнитном поле $\vec{H}$ в виде:

$$\varepsilon_s(n,\ \theta,\ H) = \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{10M}\, n^{5/3} + \frac{1}{2} f_\pi^2 (\vec{K}^2 - \mu^2)\sin^2\theta + f_\pi^2 m_\pi^2 (1-\cos\theta) +$$

$$+ Mn + \frac{n}{2}\,\{\mu - [(\mu\cos\theta)^2 + (g_A \vec{K}\sin\theta)^2]^{1/2}\} + \vec{H}^2, \tag{1}$$

где n и M — соответственно плотность и масса нуклонов, μ и m_π —

химический потенциал и масса π^--мезонов, $f_\pi = 0.675\ m_\pi$ — константа распада пиона, θ — угол кирального вращения, $g_A = 1.36$ — аксиальная константа слабого взаимодействия, $\vec{K} = \vec{k} - e\vec{A}$, где $\vec{k}$ — постоянный импульс пионного конденсата, а $\vec{A}(\vec{r})$ — векторный потенциал магнитного поля, удовлетворяющий условию:

$$\operatorname{div} \vec{A}(\vec{r}) = 0. \tag{2}$$

Микроскопическое магнитное поле $\vec{h}(\vec{r})$ связано с векторным потенциалом обычным соотношением

$$\vec{h}(\vec{r}) = \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r}). \tag{3}$$

Здесь и в дальнейшем использована система единиц $\hbar = c = m_\pi = 1$, $e^2/4\pi = 1/137$.

Заряженный пионный конденсат в «древесном» приближении описывается следующей функцией:

$$\langle \pi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\, a(\vec{r}) \sin\theta(\vec{r})\, e^{i\vec{k}\vec{r}}. \tag{4}$$

Устремляя массу σ-мезона $m_\sigma \to \infty$, мы получаем, что амплитуда пионной волны $a(\vec{r})$ стремится к f_π, т. е. отсутствует пространственное изменение амплитуды. Так как нас интересует распределение магнитных полей внутри нейтронной звезды, наличие нейтрального конденсата не изменит полученные без его учета результаты.

Для получения выражения сверхпроводящего тока достаточно продифференцировать (1) по векторному потенциалу

$$\vec{j} = -\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial \vec{A}} = e f_\pi^2 \sin^2\theta\, \vec{K} - \frac{e n g_A^2 \sin^2\theta \vec{K}}{2\left[(\mu\cos\theta)^2 + (g_A K \sin\theta)^2\right]^{1/2}}. \tag{5}$$

Здесь первое слагаемое в правой части (5) представляет собой чисто мезонный вклад в ток, обусловленный конденсатом π^--мезонов, а второе слагаемое — «нуклонный» вклад, обусловленный токами π^+-мезонов и протонов. Выражение для тока (5) сильно упрощается в случае $\theta = \pi/2$ (предельное конденсатное поле), который описывает конденсацию при $n \gg n_c$. Положив в (5) $\theta = \pi/2$, получим выражение тока для развитого конденсата:

$$\vec{j} = e f_\pi^2 \vec{K} - \frac{e n g_A \vec{K}}{2|\vec{K}|}. \tag{6}$$

Заметим, что при $\theta = \pi/2$ независимо от соотношения между числами нейтронов и протонов в нормальной фазе, число голых нейтронов и протонов в системе с конденсатом одинаково. Тогда плотность заряда нуклонной подсистемы в терминах голых частиц равна $-en/2$, следовательно, согласно (6), скорость движения заряженной нуклонной материи равняется $g_A\vec{K}/|\vec{K}|$.

Далее, используя уравнение Максвелла и уравнение непрерывности

$$\operatorname{rot}\vec{h} = \vec{j} \text{ и } \operatorname{div}\vec{j} = 0,$$

получим уравнение, описывающее распределение поля $\vec{h}(\vec{r})$:

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{h} + e^2 f_\pi^2 \vec{h} = \frac{ne^2\vec{K}(\vec{K}\cdot\vec{h})}{2|\vec{K}|^3}. \qquad (7)$$

Если импульс пионного конденсата $\vec{k} \perp \vec{h}$, то уравнение (7) сводится к обычному уравнению Лондонов:

$$\vec{h} + \lambda^2 \operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{h} = 0,$$

где $\lambda = (1/e^2 f_\pi^2)^{1/2}$ — глубина проникновения магнитного поля в систему с сильно развитым пионным конденсатом. Таким образом, вещество ядра нейтронной звезды, состоящей из нормальных нуклонов и сверхтекучего пионного конденсата, при $\vec{k} \perp \vec{h}$ имеет свойства обычного сверхпроводника, т. е. в нем имеет место эффект Мейсснера. Это означает, что внешние магнитные поля (скажем, поле, генерируемое в «пре»-фазе нейтронной звезды [8, 9]) или должны огибать ядро звезды, или проникать в него в виде вихревых нитей или слоев. В данном случае, так как кроме направления $\vec{h}$ имеется еще одно направление $\vec{k} \perp \vec{h}$, естественно появление в системе еще одного выделенного направления $\vec{z}$, перпендикулярного плоскости, составленной векторами $\vec{k}$ и $\vec{h}$. При такой геометрии расположения векторов $\vec{k}$ и $\vec{h}$ магнитное поле проникает в виде структуры, представляющей собой периодически расположенные нормальные плоские (плоскость $\vec{k}$, $\vec{h}$) слои шириной ξ (ξ — длина когерентности взаимодействия пионов), между которыми располагаются сверхпроводящие области. Такая структура смешанного состояния системы называется ламинарной. Она впервые рассматривалась в теории сверхпроводимости металлов [13].

Однако в металлических сверхпроводниках, как впрочем и в «пре»-фазе нейтронных звезд, реализуется нитевидная структура смешанного состояния [14, 8, 9].

Для выяснения вопроса о проникновении магнитного поля в ядро нейтронной звезды и создании вышеуказанных структур, мы должны оценить как критическое поле H_C и нижнее критическое поле H_{C1} для нитевидной структуры вихря, так и H'_{C1} — нижнее критическое поле для ламинарной структуры магнитного поля. Используя приведенные в [12] выражения для H_C и H_{C1}, после некоторых преобразований получим для случая предельного конденсатного поля:

$$H_C\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=\sqrt{\frac{n^2(g_A^2-1)}{4f_\pi^2}-2f_\pi^2},$$
$$H_{C1}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=\frac{1}{2}ef_\pi^2\ln\frac{n^3}{8ef_\pi^7}. \tag{8}$$

Нижнее критическое поле возникновения ламинарной структуры определяется следующим образом:

$$H'_{C1}\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)=\frac{H_C\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)}{\sqrt{\varkappa\left(\theta=\frac{\pi}{2}\right)}}=\sqrt{\frac{2ef_\pi^5}{n}\left[g_A^2-1-\frac{8f_\pi^4}{n^2}\right]}, \tag{9}$$

где $\varkappa=\lambda/\xi$ — параметр Гинзбурга—Ландау пионного конденсата, равный для случая предельного конденсатного поля:

$$\varkappa=\frac{n^3}{8ef_\pi^7}.$$

Как видно из (8) и (9), при увеличении n ($n\gg n_c$) критические поля H_C и H_{C1} увеличиваются, причем H_C растет линейно, а H_{C1} — логарифмически, тогда как H'_{C1} уменьшается обратно пропорционально $n^{1/2}$. Это означает, что при больших плотностях магнитное поле проникает в ядро нейтронной звезды с структурой ламинарного состояния.

3. *Рассмотрим общий случай*, когда $\theta\neq\pi/2$. В этом случае θ зависит от координат, и уравнение, описывающее распределение магнитного поля, примет следующий вид:

$$\text{rot rot}\,\vec{h}+e^2f_\pi^2N\sin^2\theta\,\vec{h}-e^2f_\pi^2Q\sin\theta\cos\theta\,[\vec{K}\nabla\theta]=0, \tag{10}$$

где коэффициенты N и Q являются функциями координат и равны:

$$N = \left\{1 - \frac{ng_A^2 \cos^2\theta\mu^2}{2f_\pi^2[(\mu\cos\theta)^2 + (g_A\vec{K}\sin\theta)^2]^{3/2}}\right\},$$
$$Q = \left\{2 - \frac{ng_A^2\,[\mu^2 + (\mu\cos\theta)^2 + (g_A\vec{K}\sin\theta)^2]}{2f_\pi^2\,[(\mu\cos\theta)^2 + (g_A\vec{K}\sin\theta)^2]^{3/2}}\right\}. \qquad (11)$$

Отметим, что при выводе уравнения (10) были использованы условие $\vec{k} \perp \vec{h}$ и уравнение непрерывности, которое приводит к взаимной перпендикулярности $\vec{K}$ и $\nabla\theta$.

Полученное нами уравнение (10) описывает распределение магнитного поля в общем случае, как в слое перехода от нормальной к сверхпроводящей части вещества, так и в глубине сверхпроводящих областей. Покажем, что для магнитных полей, удовлетворяющих условию $H \ll H_{c2}$, в основном массиве вещества имеет место уравнение Лондонов. Действительно, при вышеуказанных значениях магнитных полей плотность вихревых нитей или ламинарных слоев не очень велика. Это позволяет считать, что ширина переходного слоя между нормальными сердцевинами вихрей или ламинарными слоями и сверхпроводящим массивом вещества гораздо меньше, чем расстояния между этими вихрями и ламинарными слоями. Тогда основной объем вещества занимает сверхпроводящее вещество, где $\vec{K} = \vec{K}_0$, $\theta = \theta_0$ и $\vec{A} = 0$, а уравнения, описывающие величины μ, $|\vec{K}_0|$ и θ_0, сводятся к следующим алгебраическим соотношениям [12]:

$$\mu = \frac{ng_A^2}{2f_\pi^2\,[1 + (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0]},$$
$$|\vec{K}_0| = \frac{\mu}{g_A}[g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2\cos^2\theta_0]^{1/2}, \qquad (12)$$
$$\left(\frac{n}{n_c}\right)^2 \cos\theta_0 = [1 + (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0]^2,$$

где критическая плотность возникновения конденсата n_c (при $\theta \neq 0$) определяется следующим образом:

$$n_c = \frac{2f_\pi^2}{g_A\,(g_A^2 - 1)^{1/2}}. \qquad (12\text{a})$$

Уравнение (12) определяет угол θ_0 как функцию плотности нуклонов n. Так как плотность нуклонов в ядре нейтронной звезды почти постоянна, то постоянны также μ, $|\vec{K_0}|$ и θ_0, а $\nabla\theta$ обращается в нуль. Следовательно, третье слагаемое уравнения (10) исчезает, а коэффициент при втором слагаемом становится постоянным, и мы получаем уравнение Лондонов:

$$\vec{h} + \lambda_\pi^2 \operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{h} = 0,$$

где λ_π — глубина проникновения магнитного поля в систему с неоднородным пионным конденсатом:

$$\lambda_\pi = \left\{ e^2 f_\pi^2 \sin^2\theta_0 \left[1 - \frac{\cos^2\theta_0 \left(1 + (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0\right)}{\left[\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0 \left(g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2 \cos^2\theta_0\right)\right]^{3/2}} \right] \right\}^{-1/2}. \tag{13}$$

В случае развитого конденсата, т. е. при $\theta = \pi/2$, второе слагаемое в квадратных скобках обращается в нуль, и формула (13) дает полученный выше результат. В случае $\theta_0 \to 0$, $\lambda_\pi \to \infty$, т. е. вещество переходит в нормальное состояние из-за исчезновения сверхпроводящего пионного конденсата.

Выражения для H_c, H_{c1} и H_{c1}' в этом случае также меняются, но зависимость от плотности нуклонов при больших n остается такой же, как в случае развитого конденсата. Следовательно, структура смешанного состояния в σ-модели является в общем случае ламинарной. В конце приведем выражения для критических полей H_c, H_{c1}, H_{c1}':

$$H_c = \left[\frac{g_A^2 n^2 (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0}{4 f_\pi^2 P} - 2 f_\pi^2 (1 - \cos\theta_0) \right]^{1/2},$$

$$H_{c1} = \frac{\Phi_\pi}{4\pi\lambda_\pi^2} \ln \varkappa = \frac{1}{2} e f_\pi^2 \sin^2\theta_0 T^2 \ln \frac{n^3 g_A^6}{8 e f_\pi^7 T P^3}, \tag{14}$$

$$H_{c1}' = \frac{H_c}{\sqrt{\varkappa}} = \left[\frac{2 e f_\pi^5 P^2 T (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0}{n g_A^4} - \frac{16 e f_\pi^9 T P^3 (1 - \cos\theta_0)}{n^3 g_A^6} \right]^{1/2},$$

где коэффициент P и T выражаются через угол θ_0 и константу g_A следующим образом:

$$P = 1 + (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0,$$
$$T = \left\{ 1 - \frac{P\cos^2\theta_0}{\left[\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0 \left(g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2\cos^2\theta_0\right)\right]^{3/2}} \right\}^{1/2}. \tag{15}$$

Уместно также отметить, что в работе [15] изучалось поведение неоднородного пионного конденсата в магнитном поле вблизи порога конденсации. Исследование проводилось методом разложения Лангранжиана системы по амплитуде конденсатного поля. В ней было показано, что пионный конденсат является сверхпроводником второго рода с параметром $\varkappa \gg 1$, в котором реализуется ламинарная (слоистая) структура смешанного состояния. Здесь мы фактически доказали, что этот результат верен для любой амплитуды конденсатного поля, в частности и для предельного случая $\theta = \pi/2$, т. е. развитого конденсата. Отметим также, что результат работы [15] и наше обобщение находятся в противоречии с результатом работы [12], в которой была допущена ошибка при оценке структуры конденсата. Неверно также выражение для критического поля H_{c1}, полученное в [12].

4. *В конце рассмотрим случай*, когда в σ-модели учитывается наличие N^*-резонанса с массой $M_{N^*} = 1236$ Мэв. Аналитическое выражение для плотности энергии ядерного вещества можно написать только в случае предельного конденсатного поля, то есть при $\theta = \pi/2$:

$$\varepsilon_s^*(n, H) = \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{10M} n^{5/3} + Mn + \frac{1}{2} f_\pi^2 (\vec{K} - \mu^2) + f_\pi^2 +$$

$$+ n\left(\frac{\mu}{2} - \frac{3g'_A|\vec{K}|}{2} + \frac{\Delta}{3}\right) + \vec{H}^2, \tag{16}$$

где $g'_A = 3g_A/5$, $\Delta = M_{N^*} - M_N = 2.1$. Ток пионного конденсата определяется следующим выражением:

$$\vec{j} = -\frac{\partial \varepsilon_s^*}{\partial \vec{A}} = ef_\pi^2 \vec{K} - \frac{3eng'_A \vec{K}}{2|\vec{K}|}. \tag{17}$$

Отметим, что при больших плотностях барионная подсистема существенно перестраивается: вместо двух ферми-сфер протонов и нейтронов заполняется одна ферми-сфера барионных квазичастиц, являющихся суперпозицией шести барионов — N^{*++}, N^{*+}, p, n, N^{*0}, N^{*-}, концентрации которых одинаковы [6]. Поэтому плотность электрического заряда барионной подсистемы равна $-en/2$, следовательно, скорость движения заряженной барионной материи равна $3g'_A\vec{K}/|\vec{K}|$.

Налагая дополнительное условие $\vec{k} \perp \vec{h}$, из (17) легко получить уравнение Лондонов с $\lambda = 1/ef_\pi$. Это означает, что учет N^*-резонанса не меняет структуру смешанного состояния магнитного поля рассмотренной системы. Только теперь критическое магнитное поле определяется из условия:

$$\varepsilon_s^*(n, H_C) = \varepsilon_n^*(n, H_C), \tag{18}$$

где ε_n^* — энергия нормального состояния, равная

$$\varepsilon_n^*(n, H) = \frac{3(3\pi^2)^{2/3}}{10M} n^{5/3} + Mn + \frac{1}{2}\vec{H}^2.$$

Из (18) для критического магнитного поля H_c получаем следующее выражение:

$$H_C = \left\{\frac{n^2}{4f_\pi^2}[(3g_A^*)^2 - 1] - 2f_\pi^2 - \frac{2n\Delta}{3}\right\}^{1/2}. \tag{19}$$

Соответственно с (19) изменяются выражения для H_{C_2} и H_{C_1}, но выводы, сделанные выше для больших n, останутся в силе и для случая наличия в σ-модели N^*-резонансов.

В заключение отметим, что полученный нами результат о том, что при наличии сверхтекучего пионного конденсата в ядрах нейтронных звезд реализуется ламинарная структура магнитного поля, может объяснить пульсирующий характер радиоизлучения пульсаров, даже если магнитное поле звезды параллельно оси вращения. Действительно, при наличии в ядре нейтронной звезды ламинарной структуры магнитного поля энергетически выгодным будет продолжение такой структуры расположения вихревых нитей и в «пре»-фазе. Тогда в плоскостях, перпендикулярных оси вращения звезды, появится выделенное направление $\vec{z}$, перпендикулярное ламинарным плоскостям, где фактически находится магнитное поле. При уменьшении угловой скорости вращения звезды должно уменьшаться и магнитное поле. Это происходит из-за движения этих плоскостей (носителей магнитного поля) наружу от звезды в направлении $\vec{z}$ и их исчезновения. Выделенная при этом энергия магнитного поля «нагреет» поверхность нейтронной звезды [16]. Итак, на поверхности нейтронной звезды появится «горячая область», расположенная вблизи точки пересечения вектора $\vec{z}$, лежащего в экваториальной плоскости, с поверхностью звезды. При вращении звезды это «горячее пятно» будет вращаться, имитируя пульсирующее излучение.

Как было показано в работе [16], мощность выделенной энергии на границе между «пре»-фазой и корой нейтронной звезды достаточна для объяснения радиоизлучения пульсаров, однако надо еще доказать, что эта мощность выделяется именно в радиодиапазоне, как показывают наблюдения.

Академия наук Армянской ССР
Ереванский государственный
университет

ABOUT THE SUPERCONDUCTIVITY OF A PION CONDENSATE IN THE NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKYAN, K. M. SHAHABASSIAN

The influence of a magnetic field on the properties of an inhomogeneous pion condensate is investigated within the framework of the mesonic σ model. The πN interaction has also been taken into account. The London equation is derived which describes the spatial distribution of a magnetic field in the system. It has been shown that the pion condensate is a type-II superconductor in which the laminar structure of the mixed state is realised. The first critical penetration field H'_{C1} for a laminar state is found. Since condensate momentum $\vec{k}$ and magnetic field $\vec{H}$ are always perpendicular, the selected direction $\vec{z}$, perpendicular to plane $(\vec{k}, \vec{H})$, arises in the interior of a star. This fact explains the pulsating nature of the radio emission of pulsars, even in the case when magnetic field is parallel to the rotation axis. It has been shown that the inclusion of a N^* resonance in the strong condensate model does not change these results.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Б. Мигдал*, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 2209, 1971.
2. *А. Б. Мигдал*, Фермионы и бозоны в сильных полях, Мир, М., 1978.
3. *R. F. Sawyer, D. J. Scalapino*. Phys. Rev., D7, 953, 1973.
4. *Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян*, Астрофизика, 13, 669, 1977.
5. *Ю. Л. Вартанян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян*, Астрон. ж., 61, 677, 1984.
6. *D. Campbell, R. Dashen, J. Manassah*, Phys. Rev., D12, 979, 1975.
7. *J. Trümper, W. Pietsch, C. Reppin, W. Voges, R. Staubert, E. Kenztorra*, Astrophys. J., 219, L105, 1978.
8. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, Астрофизика, 19, 303, 1983.
9. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, Астрофизика, 21, 547, 1984.
10. *К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 25, 533, 1986.
11. *B. J. Harrington, H. K. Shepard*. Phys. Rev., D16, 3437, 1977.
12. *B. J. Harrington, H. K. Shepard*, Phys. Rev., D19, 1713, 1979.
13. *B. B. Goodman*, Phys. Rev. Lett., 6, 597, 1961.
14. *А. А. Абрикосов*, Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 1442, 1957.
15. *Д. Н. Воскресенский, Н. Ю. Анисимов*, Ж. эксперим. и теор. физ., 78, 28, 1980.
16. *Д. М. Седракян*, Астрофизика, 25, 323, 1986.