

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

524.354.6

**НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ
ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ*****В. С. Бескин***

Нейтронные звезды (их массы M порядка солнечной массы $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г, а радиусы $R \sim 10$ км) по праву считаются лабораторией современной физики. Дело в том, что такие звезды, теоретически предсказанные еще в тридцатые годы, являются на сегодняшний день единственными наблюдаемыми объектами, макроскопическая плотность вещества в которых достигает 10^{14} — 10^{16} г/см³ (ядерные и сверхъядерные плотности), магнитные поля B — значений 10^{11} — 10^{13} Гс (что близко к так называемому критическому магнитному полю $B_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4,4 \cdot 10^{13}$ Гс, при котором энергия, соответствующая переходу между двумя соседними уровнями Ландау $\hbar e B / mc$, сравнивается с энергией покоя электрона mc^2), а гравитационные поля — величин, когда становятся существенными эффекты общей теории относительности (радиус нейтронной звезды солнечной массы лишь в несколько раз превышает гравитационный радиус $R_g = 2GM/c^2$, так что характерные значения безразмерного гравитационного потенциала на поверхности звезды $\Phi/c^2 = R_g/R$ составляют 0,2—0,4)^{1,2}. Такие параметры, как известно, пока еще не достижимы в земных условиях *)³. Поэтому возможность использовать свойства нейтронных звезд для получения информации о характеристиках вещества в подобных экстремальных состояниях обсуждалась еще задолго до их экспериментального обнаружения^{4,5}. Открытие же ряда новых космических источников, активность которых, как полагают, как раз определяется процессами, происходящими вблизи компактных нейтронных звезд, привлекло еще большее внимание к этой проблеме^{1,2,6}. В частности, получила дальнейшее развитие и теория нейтронных звезд, опирающаяся на теорию межнуклонного взаимодействия, теорию сверхтекучести нейтронной жидкости, теорию твердого тела⁷⁻¹⁰.

Исторически первыми в 1967 г. были открыты радиопульсары — источники импульсного космического радиоизлучения. Затем в 1971 г. были обнаружены рентгеновские пульсары, в 1973 г. — источники γ -всплесков, а в 1975 г. — барстеры, т. е. источники рентгеновских всплесков. Заметим правда, что отождествление γ -всплесков с нейтронными звездами в настоящее время еще окончательно не установлено. Что же касается остальных источников, то сейчас построены достаточно надежные модели, позволяющие объяснить многие характеристики наблюдаемого излучения. Так, радиопульсары связывают с вращающимися одиночными нейтронными звездами, активность которых обусловлена потерей кинетической энергии вращения¹. Остальные источники отождествлены с нейтронными звездами, входящими в тесные двой-

*) Здесь важно не само значение плотности вещества (сверхъядерные плотности уже достижимы при соударениях тяжелых ионов), а удаленность нейтронного вещества от долины стбильности.

ные системы, причем их активность обусловлена энергией вещества, перетекающего на компактную нейтронную звезду со звезды-компаньона¹¹.

Какую же информацию можно получить, анализируя излучение таких космических источников? По-видимому, одно из наиболее интересных направлений связано с тем, что наблюдения позволяют оценить параметры реальных нейтронных звезд и, следовательно, сравнить их с предсказаниями теории. Это, в свою очередь, позволяет в принципе сделать вполне определенные заключения о внутренней структуре таких звезд, об уравнении состояния нейтронного вещества, а, следовательно, и о характере межнуклонного взаимодействия.

Напомним, что большинство моделей строения нейтронных звезд основывались на решении уравнения Толмена — Оппенгеймера — Волкова⁴

$$\frac{dP}{dr} = \frac{G}{r^2} \frac{[\rho(r) + (P(r)/c^2)] [m(r) + (4\pi r^3 P(r)/c^2)]}{1 - (2Gm(r)/rc^2)};$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r),$$

т. е. уравнения гидростатического равновесия холодной сферически-симметричной звезды, в котором учитываются эффекты общей теории относительности. При этом давление $P(r)$ и плотность $\rho(r)$ должны быть связаны уравнением состояния $P = P(\rho)$, в определении которого и заключены основные трудности. Грубо говоря, они обусловлены тем, что для (достаточно хорошо известного сейчас) потенциала межнуклонного взаимодействия можно построить различные модели, согласующиеся с «земными» ограничениями, т. е. с данными о рассеянии свободных нуклонов и по экспериментальному определению энергии и равновесной плотности ядерного вещества¹². Это связано главным образом с тем, что определение свойств плотного ($\rho \sim \rho_{\text{я}} \approx 2 \cdot 10^{14}$ г/см³) вещества является нетривиальной задачей проблемы многих тел*). Поэтому в настоящее время существует около 20 моделей, простирающихся от так называемых «мягких» уравнений состояния (выводимых из моделей, в которых при плотностях порядка ядерной средняя энергия взаимодействия отвечает притяжению) до жестких уравнений состояния (получаемых для моделей, в которых уже при плотностях ниже ядерной имеется отталкивание). Более жесткие уравнения состояния имеют большие давления при равной плотности вещества.

Зависимости гравитационной массы M от центральной плотности ρ_c и от радиуса нейтронной звезды R для различных уравнений состояния показаны на рис. 1². Мы видим, что более жесткие уравнения состояния дают большую максимальную массу и радиус звезды, меньшую плотность вещества в ее центре. При этом максимальные массы лежат в пределах $(1,4-2,7) M_{\odot}$, а соответствующие радиусы R составляют 7—10 км.

Отметим, что основные неопределенности возникают в случае достаточно массивных звезд, для которых, как видно из рис. 1, плотность в центре звезды должна существенно превысить ядерную. Одна из причин такой неопределенности заключена в том, что при таких плотностях возможны различные фазовые переходы, причем их параметры известны сейчас лишь с точностью порядка 100%. Среди таких фазовых переходов:

1. Кристаллизация ядерной жидкости¹³.
2. Пионная конденсация¹⁴.
3. Переход в кварк-глюонную плазму¹⁵.

Поскольку, как мы видели, различные модели, отвечающие различным уравнениям состояния, приводят к достаточно широкому спектру параметров, характеризующих нейтронную звезду, можно было бы надеяться, что точное определение таких параметров позволило бы конкретизировать и само

*) На сегодняшний день уравнение состояния не удалось получить и в рамках квантовой хромодинамики.

уравнение состояния нейтронного вещества, сам характер межнуклонного взаимодействия. К сожалению, до настоящего времени не удалось получить уверенные оценки даже для основных характеристик нейтронных-звезд. Так, точность в определении радиуса R составляла в среднем 50—100%¹². Подобная же точность имела место и в тех случаях, когда удавалось оценить момент инерции звезды¹⁶.

Что же касается массы нейтронной звезды, то сейчас известна лишь одна достаточно точная оценка, основанная на анализе эффектов общей теории

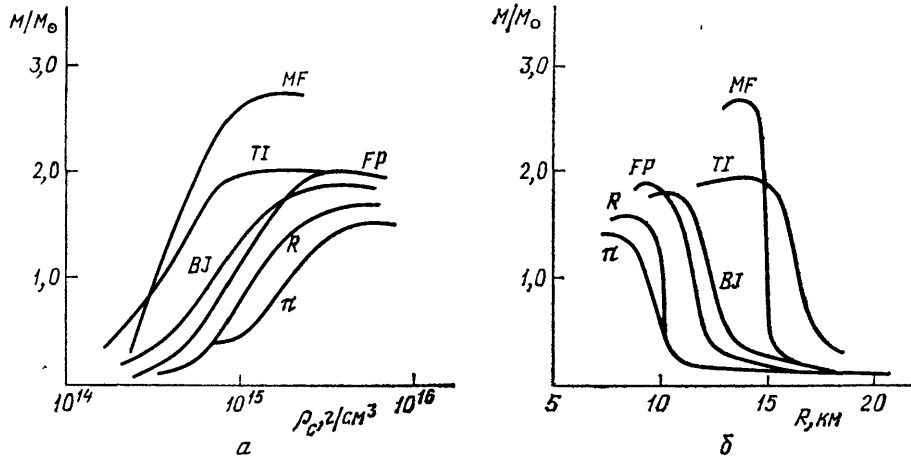


Рис. 1. Зависимость гравитационной массы нейтронной звезды от ее радиуса R и центральной плотности ρ_c ; буквами помечены кривые, соответствующие различным уравнениям состояния, свойства которых подробно обсуждаются в работах^{2,7,8}. Жесткие уравнения состояния (TI , MF) дают меньшие центральные плотности ρ_c и большие радиусы звезды R по сравнению с мягкими уравнениями состояния (R , π)

относительности в тесной двойной системе, содержащей радиопульсар 1913 + 16¹⁷. Оказалось, что масса пульсара $M = (1,42 \pm 0,06) M_\odot$, причем масса невидимого компаньона также близка к этому значению: $M_c = (1,41 \pm \pm 0,06) M_\odot$ ¹⁸. Эти величины, впрочем, удивительно точно совпадают с теоретической оценкой массы нейтронной звезды, основанной на анализе звездной эволюции. Дело в том, что масса нейтронной звезды должна быть близка к так называемому чандрасекхаровскому пределу $M_{Ch} = 1,4 M_\odot$ (так что $M_{теор} = (1,4 \pm 0,2) M_\odot$ ¹⁹), независимо от того, образуется ли звезда в результате коллапса плотного ядра массивной звезды или же вследствие коллапса белого карлика, который благодаря аккреции вещества достиг предельно устойчивой массы M_{Ch} . Как видно из таблицы, все другие, менее

Массы некоторых рентгеновских пульсаров¹⁹

Рентгеновский пульсар	Her X-1	Cen X-3	4U1538-52	SMC X-1	4U0900-40	LMC X-4
M/M_\odot	$1,45^{+0,35}_{-0,40}$	$1,07^{+0,63}_{-0,60}$	$1,87^{+1,33}_{-0,87}$	$1,05^{+0,40}_{-0,30}$	$1,85^{+0,35}_{-0,30}$	$1,70^{+1,90}_{-1,00}$

точные оценки масс нейтронных звезд, связанные с анализом излучения рентгеновских пульсаров, согласуются с этим теоретическим выводом¹⁹.

Таким образом, реально наблюдаемые нейтронные звезды не позволяли до сих пор сделать выбор среди имеющихся моделей, за исключением, правда, достаточно очевидного факта, что нереалистичной является модель свободных нейтронов (в этом случае максимальная масса устойчивой нейтронной звезды составляет лишь $0,7 M_\odot$). Это, в частности, было связано с тем, что

масса нейтронной звезды менее удобна для определения уравнения состояния, чем, например, радиус R . Действительно, как видно из рис. 1, при всех рассмотренных уравнениях состояния возможна устойчивая конфигурация нейтронной звезды с массой $M \approx 1,4 M_{\odot}$. Что же касается оценок параметров нейтронных звезд, основанных на анализе ряда других наблюдаемых явлений, например, резких скачков периода, имеющих место у некоторых радиопульсаров¹, то, к сожалению, такие оценки в значительной степени опирались на конкретный механизм подобных явлений, т. е. оказались модельно зависимыми¹². В настоящее время они также не позволяют однозначно определить истинное уравнение состояния нейтронного вещества.

Как бы то ни было, стало ясно, что необходимо одновременное определение как минимум двух параметров, характеризующих нейтронную звезду, например, ее массу и радиус. Лишь в этом случае можно было бы надеяться получить однозначную информацию об истинном уравнении состояния нейтронного вещества. И вот в последнее время появился целый ряд работ, посвященных анализу излучения самых разных космических источников, в которых предприняты попытки провести подобные комплексные исследования^{20–25}.

Появление этих работ связано, по-видимому, с несколькими причинами. Во-первых, теория излучения некоторых источников (например, рентгеновских всплесков) достигла такого уровня, когда по наблюдаемому излучению можно достаточно надежно определить массу и радиус нейтронной звезды. Во-вторых, открытие быстровращающихся радиопульсаров (три из них имеют периоды $P < 10$ мс, что соответствует нескольким сотням оборотов в секунду) стимулировало развитие теории вращающихся нейтронных звезд и, в частности, теории устойчивости таких вращающихся звезд. Наконец, как уже говорилось, теория звездной эволюции сейчас достаточно уверенно определяет массу нейтронной звезды, образовавшейся в результате гравитационного коллапса, что также может быть использовано при анализе наблюдений.

Итак, обсудим некоторые конкретные работы, в которых была сделана попытка определить параметры наблюдаемых нейтронных звезд.

1. Как известно, в спектре многих γ -всплесков наблюдается линия излучения, лежащая в диапазоне 400–500 кэВ²⁶. Если предположить, что она соответствует линии 511 кэВ двухфотонной аннигиляции электрон-позитронных пар, сдвинутой за счет гравитационного красного смещения

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{GM}{c^2 R}, \quad (1)$$

то, как видно из формулы (1), мы можем оценить отношение M/R , характеризующее нейтронную звезду.

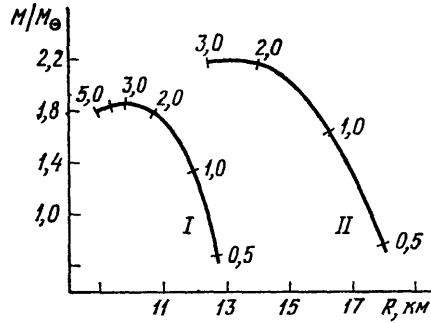
Анализ, проведенный в работе²³ для 40 источников, показал, что красные смещения составляют $z = 0,30 \pm 0,05$. Если предположить, что массы реальных нейтронных звезд близки к своему «эволюционному» значению $(1,4 \pm 0,2) M_{\odot}$, то, как оказалось, наблюдаемые красные смещения z находятся в соответствии с моделями, построенными на основе мягких уравнений состояния. Напротив, более жесткие уравнения состояния приводят к значениям $z = 0,1–0,2$, что меньше наблюдаемых величин. Таким образом, в рамках рассмотренной интерпретации более предпочтительными оказываются мягкие уравнения.

2. Более детально была рассмотрена проблема быстровращающихся нейтронных звезд. В частности, в последнее время проведен подробный анализ их устойчивости, построены конкретные модели таких вращающихся звезд^{20, 22, 27}. Оказалось, что они имеют большие радиусы R , меньшие центральные плотности ρ_c по сравнению с невращающимися звездами той же массы (рис. 2). Это, впрочем, не удивительно, поскольку вращение уменьшает влияние гравитации.

Далее, было показано, что основным процессом, приводящим к потере устойчивости вращающейся нейтронной звезды, является гравитационное излучение, которое возникает благодаря неосесимметричным возмущениям поверхности пульсара^{22,27}. При этом предельный период P_{\min} , при котором

Рис. 2. Зависимость масса — экваториальный радиус, определенная для модели ВJ^{2,7,8}.

Кривая I соответствует невращающейся нейтронной звезде, а кривая II — звезде, вращающейся с предельной угловой скоростью. Цифры показывают значения центральной плотности ρ_c , выраженные в единицах 10^{15} г/см³.



звезда теряет устойчивость, близок к «кемеровскому» периоду P_K , когда скорость экватора, достигает первой космической скорости

$$P_{\min} \approx P_K = \alpha \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2}.$$

В рамках ньютоновской механики для однородного сфероида Маклорена $\alpha = 11,8$ ²⁸. У реальных вращающихся нейтронных звезд, для которых необходимо учитывать как эффекты общей теории относительности, так и неоднородность плотности, зависящей к тому же от конкретного уравнения состояния вещества, $\alpha = 11,5 - 13,7$ ^{20, 27}.

Оказалось, что для самых жестких уравнений состояния предельный период вращения нейтронной звезды с массой $M = 1,4 M_{\odot}$ равен $1,65 \pm \pm 0,15$ мс²⁷, т. е. он практически совпадает с периодом самого быстрого миллисекундного пульсара PSR 1937 + 214, у которого $P = 1,56$ мс. Что же касается моделей нейтронных звезд, основанных на мягких уравнениях состояния, то для них возможно еще более быстрое вращение, вплоть до $P_{\min} = 0,6$ мс. На рис. 2 показана зависимость массы от радиуса нейтронной звезды, вращающейся с периодом P_K , для одного из уравнений состояния²⁷.

Точность в определении P_{\min} , как мы видели, невелика. Поэтому не исключено, что жесткие уравнения состояния в действительности противоречат наблюдениям и, следовательно, более предпочтительным окажутся мягкие уравнения состояния. Такой вывод был сделан в работе²².

Заметим, однако, что полученные результаты могут быть интерпретированы и по-другому. Дело в том, что быстровращающиеся радиопульсары, как полагают, были раскручены за счет аккреции вещества, перетекавшего на нейтронную звезду со звезды-компаньона²⁹. Два миллисекундных пульсара действительно находятся в двойных системах³⁰. После же завершения аккреционной стадии период таких пульсаров должен остаться практически постоянным, так как наблюдаемые скорости их замедления dP/dt чрезвычайно малы. Поэтому можно предположить, что наблюдаемый период $P = 1,56$ мс как раз совпадает с периодом P_{\min} , при котором весь момент количества движения, переносимый аккрецирующим веществом, шел уже не на дальнейшее увеличение угловой скорости вращения звезды, а на излучение гравитационных волн. В рамках такой интерпретации предпочтение, напротив, должно быть отдано жестким уравнениям состояния²⁷.

3. Наконец, важную информацию удалось получить из анализа излучения рентгеновских всплесков. Напомним, что их активность обусловлена термоядерным горением вещества, аккрецирующего на нейтронную звезду, обладающую слабым магнитным полем. Благодаря слабому полю вещество будет накапливаться по всей поверхности звезды в отличие, например, от

рентгеновских пульсаров, у которых все активные процессы происходят вблизи магнитных полюсов¹¹.

Спустя некоторое время (для большинства наблюдаемых источников она составляет несколько часов) температура поверхностных слоев достигает значений $10^7 - 10^8$ К, при которой начинается термоядерная реакция. Ее длительность составляет обычно несколько секунд, а спектр излучения близок к спектру абсолютно черного тела с некоторой температурой T .

На рис. 3 показан характерный ход температуры T и потока излучения F , принимаемого на бесконечности. Мы видим, что при этом достаточно уверенно выделяются две стадии. На первой стадии — стадии нагрева — происходит рост температуры T , который, однако, не сопровождается ростом светимости $L = 4\pi d^2 F$ (d — расстояние до источника). Такое постоянство потока находится в соответствии с теорией, согласно которой на этой стадии светимость L должна быть близка к так называемой эддингтоновской светимости

$$L_0 = 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ эрг/с}, \quad (2)$$

зависящей лишь от массы нейтронной звезды^{28, 31, 32}. На второй же стадии — стадии охлаждения — светимость и температура хорошо следуют закону

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (3)$$

соответствующему охлаждению абсолютно черного тела.

Подчеркнем, что реальные расчетные формулы должны быть более сложными, поскольку в них необходима учитывать эффекты общей теории относительности, неизбежное искажение теплового излучения, связанное с

комptonизацией, а также некоторую неопределенность химического состава вещества (от которого зависит эддингтоновская светимость (2)), возможную анизотропию всплеска и т. д.²⁵. В целом же, как видно из соотношений (2) — (3), сравнение наблюдаемых параметров рентгеновских всплесков с теорией позволяет произвести одновременную оценку массы и радиуса нейтронной звезды.

Так, анализ двух всплесков, наблюдавшихся у источника 4U 1746-37 на европейском спутнике EXOSAT, показывает, что масса и радиус нейтронной звезды лежат в следующих пределах²⁵:

$$M = (1,0 \pm 0,8) M_\odot,$$

$$R = 6 \pm 3 \text{ км.}$$

Как видно из рис. 1, а, такие значения соответствуют более мягким уравнениям состояния. Если же следовать авторам работы²⁴, то для источника MXB 1636-536, наблюдения которого проводились на японском спутнике ТЕНМА, удастся получить еще большую точность. Согласно этой работе (см. также³³)

$$M = (1,46 \pm 0,19) M_\odot,$$

$$R = 10,2 \pm 1,1 \text{ км,}$$

причем эти величины согласуются лишь с одним из предлагавшихся ранее уравнений состояния, а именно с моделью Фридмана и Пандхарипанде²⁷. Эта модель является промежуточной в том смысле, что она лежит между жесткими и мягкими уравнениями состояния (см. рис. 1).

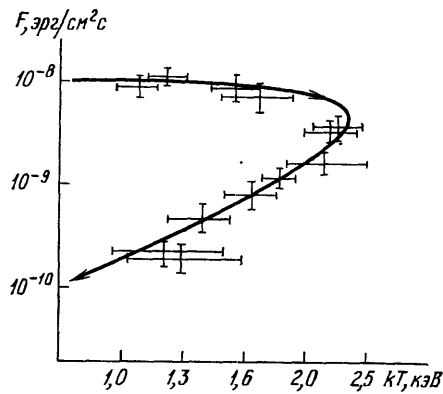


Рис. 3. Эволюция температуры T и потока энергии F в течение рентгеновского всплеска.

Кривая соответствует теории²⁵, кресты — наблюдениям

Рассмотренные примеры показывают, что мы сейчас подошли достаточно близко к тому моменту, когда наблюдения ряда космических источников позволят нам определить истинные параметры нейтронных звезд. На сегодняшний же день, как мы видели, в целом более предпочтительными оказались мягкие уравнения состояния.

Конечно, подобный вывод ни в какой мере нельзя считать окончательным, так как результаты анализа излучения таких космических источников еще в значительной степени зависят от их интерпретации. В частности, природа эмиссионных линий, наблюдающихся в спектрах γ -всплесков, может быть вообще не связана с аннигиляционной линией. Тем не менее, можно надеяться, что дальнейшее развитие теории и увеличение точности эксперимента позволят в ближайшем будущем сделать, наконец, выбор среди предлагавшихся ранее уравнений состояния и, следовательно, конкретизировать основные свойства сильно сжатого нейтронного вещества.

Автор благодарит В. Л. Гинзбурга, А. В. Гуревича и Д. А. Киржница за полезное обсуждение.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары.— М.: Мир, 1980.
2. Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды.— М.: Мир, 1985.
3. Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике.— М.: Наука, 1980.
4. Oppenheimer J. R., Volkoff G.//Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 374.
5. Бете Г. Теория ядерной материи.— М.: Мир, 1974.
6. Дайсон Ф., тер Хаар Д. Нейтронные звезды и пульсары.— М.: Мир, 1973.
7. Pandharipande V. R., Pines D., Smith R. A.//Astrophys. J. 1976. V. 208. P. 550.
8. Arnett W. D., Bowers R. L.//Astrophys. J. Suppl. 1977. V. 33. P. 415.
9. Alpar M. A., Anderson P. W., Pines D., Shaham J.//Astrophys. J. 1984. V. 276. P. 325.
10. Flowers E. G., Lee J. F., Ruderman M. A. et al.//Ibidem. 1977. V. 215. P. 291.
11. Амнуэль П. Р. Небо в рентгеновских лучах.— М.: Наука, 1984.
12. Пайнс Д.//УФН. 1980. Т. 131. С. 479.
13. Киржниц Д. А., Непомнящий Ю. А.//ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 2203.
14. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях.— М.: Наука, 1978.
15. Baum G., Pethick C.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1979. V. 17. P. 415.
16. Усов В. В.//Итоги науки и техники. Т. 9.— М.: ВИНТИ АН СССР, 1977.
17. Вайсберг Дж., Фаулер Л.//УФН. 1982. Т. 137. С. 707.
18. Backer D. C., Hellings R. W.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1986. V. 24. P. 537.
19. Joss P. C., Rappaport S. A.//Ibidem. 1984. V. 22. P. 537.
20. Shapiro S. L., Teukolsky S. A., Wasserman I.//Astrophys. J. 1983. V. 272. P. 702.
21. Fujimoto M. Y.//Ibidem. 1985. V. 293. P. L19.
22. Lindblom L.//Ibidem. 1986. V. 303. P. 146.
23. Liang E. P.//Ibidem. V. 304. P. 682.
24. Fujimoto M. Y., Taam R. E.//Ibidem. V. 305. P. 246.
25. Sztaino M., Fujimoto M. Y., van Paradijs J. et al.//Mon. Not. RAS. 1986. V. 226. P. 39.
26. Мазец Е. П., Голенецкий С. В.//Астрофизика и космическая физика.— М.: Наука, 1982.— С. 12.
27. Friedman J. L., Ipser J. R., Parker L.//Astrophys. J. 1986. V. 304. P. 115.
28. Ленг К. Астрофизические формулы.— М.: Мир, 1978.
29. Alpar M. A., Ruderman M. A., Shaham J.//Nature. 1982. V. 300. P. 728.
30. Taylor J. H., Stinebring D. R.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1986. V. 24. P. 285.
31. Kato M.//Publ. Astr. Soc. Japan. 1983. V. 35. P. 33.
32. Quinn T., Paczynski B.//Astrophys. J. 1985. V. 289. P. 634.
33. Ebisuzaki T., Nomoto K.//Ibidem. 1986. V. 305. P. L67.