Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Федеральное государственное автономное образовательное учереждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 539.1.05

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ

НЕЙТРОННАЯ ЗВЕЗДА КАК ДЕТЕКТОР СКРЫТОЙ МАССЫ

Студент ________ С. О. Пугачев

Преподаватель,
д.ф.-м.н. ________ М. Ю. Хлопов

Москва 2021

1. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Нейтронные звезды - это крайне интересные астрономические объекты, которые были предсказаны теоретически до их открытия наблюдателями. В 1932 году Джеймс Чедвик открывает нейтрон, а уже в 1933 году Вальтер Бааде и Фриц Цвикки на съезде Американского физического общества сделали предсказание о существовании нейтронных звезд. Они предположили, что такие объекты должны обладать высокой плотностью и малым радиусом. Также они выдвинули предположение, что нейтронные звезды должны образовываться в результате взрыва сверхновой. Теперь необходимо было найти такие объекты, но расчеты показывали, что излучение в оптическом диапазоне от нейтронных звезд крайне слабое, чтобы обнаружить от оптических телескопов того времени.

Интерес к нейтронным звёздам усилился в 1960-х годах, когда начала развиваться рентгеновская астрономия, так как теория предсказывала, что максимум их теплового излучения приходится на область мягкого рентгена. Однако неожиданно они были открыты в радионаблюдениях. В 1967 году Джоселин Белл, аспирантка Э. Хьюиша, открыла объекты, излучающие регулярные радиоимпульсы. Это явление было объяснено узкой направленностью радиолуча от быстро вращающегося космического объекта — своеобразный «космический радиомаяк». Но любая обычная звезда разрушилась бы от центробежных сил при столь высокой скорости вращения. На роль таких «космических маяков» были пригодны только нейтронные звёзды. Пульсар PSR B1919+21 считается первой открытой нейтронной звездой. В 1971 г. рентгеновским спутником «Ухуру» были зарегистрированы «рентгеновские пульсары», излучение которых объяснили аккрецией вещества на нейтронную звезду в тесной двойной системе.

2. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ

2 Основные сведения о нейтронных звёздах Нейтронные звезды – компактные объекты, недра которых в значительной мере состоят из нейтронов. При типичной массе M 1 2M

, где M

= 2 × 1033 г – масса Солнца нейтронная звезда обладает радиусом R 10 14 км, средняя массовая плотность в такой звезде 1014 г см3 , примерно 3 втрое превышая типичную плотность тяжёлого атомного ядра – нормальную ядерную плотность 0 = 2.8 × 1014 г см3 . Состав такого вещества до сих пор обсуждается. Для нейтронных звёзд, в отличие от обычных, большую роль играют эффекты общей теории относительности [3]. Структура невращающихся звёзд определяется релятивистским уравнением гидростатического равновесия сферически симметричного тела – уравнением Толмена-Оппенгеймера-Волкова. Следует отметить, что почти для всех вращающихся нейтронных звёзд это уравнение даёт очень хорошее приближение, если этого недостаточно, то эффекты вращения можно учесть по теории возмущения [4]. Наименьший возможный период вращения составляет 0.5 мс, но наименьший наблюдаемый на сегодня период почти в три раза больше, 1.396 мс [5]. Решение уравнения ТОВ для заданного уравнения состояния вещества нейтронной звезды даёт семейство моделей структуры звезды, параметром которого является плотность c в центре звезды. Условие устойчивости, требующее, чтобы M(c) была возрастающей функцией, выполняется в некотором интервале масс и радиусов, определяемых уравнением состояния. Верхняя допускаемая современной теорией граница массы звезды Mmax [1.5M

: 2.5M

], а нижняя граница Mmin 0.1M

Ещё в обзоре В.Л.Гинзбурга 1971 г. [6] было отмечено, что типичные магнитные поля нейтронных звёзд должны составлять B 1012 Гс, что на шесть порядков превосходит типичные поля белых карликов, но для оказания существенного влияния на крупномасштабную структуру нейтронной звезды необходимы поля по крайней мере большие B 1016 Гс. Тем самым известные нам магнитные поля могут оказывать существенное влияние лишь на процессы в оболочках. Ценность нейтронных звёзд и пульсаров для современной физики сложно преувеличить: помимо изучения сверхплотного вещества, которое невозможно получить в лаборатории, эти звёзды предоставляют возможность тестировать теории гравитации. Рассмотрим параметр компактности для нейтронной звезды: g = rg R , (1) где rg = 2GM c 2 2.95M M

км – гравитационный радиус Шварцшильда Подставляя в (1) параметры канонической нейтронной звезды: M = 1.4M

и R = 10 км, мы видим, что для неё эффекты ОТО составляют десятки процентов, тем самым есть надежда зафиксировать гравитационные волны от вращающейся нейтронной звезды, форма которой отлична от эллипсоида вращения 4 или от слияния двух нейтронных звёзд. По всей видимости наилучшим инструментом для регистрации этих волн могут служить двойные нейтронные звёзды с компактными орбитами, подобные пульсару Халса-Тейлора, открытому в 1974 г. (Нобелевская премия 1993 г.). За счёт компактности двойной системы Халса-Тейлора (большая полуось орбиты составляет около двух миллионов километров), удалось измерить уменьшение орбитального периода, которое оказалось в полном согласии с предсказаниями ОТО. Также удалось измерить релятивистское смещение перицентра для этой системы: 4.22◦/год – на порядки превосходит вековое смещение перигелия Меркурия (точнее те 7.5Безусловно достойно упоминание открытие пульсара PSR J1903 + 0327 в 2005 г. Этот объект вращается по сильно вытянутой орбите(e = 0.44) в паре со звездой главной последовательности – обычной звездой с массой M M

. По наблюдениям на радиотелескопе Аресибо и в предположении, что прецессия орбиты вызвана исключительно эффектами ОТО, была получена оценка массы пульсара M = 1.67 ± 0.01M

[7]

3. СТРОЕНИЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

В типичной нейтронной звезде можно выделить две основные области – ядро и оболочку. Оболочка, в свою очередь подразделяется на твёрдую кору и жидкий океан, а ядро – на внешнее и внутреннее. Внешнее ядро нейтронной звезды обычно имеет толщину порядка нескольких километров и массовую плотность в диапазоне $0.5\rho_0 < \rho < 2\rho_0$. О веществе внешнего ядра существуют чёткие представления: оно представляет собой сверхтекучую нейтронную жидкость с примесью сверхпроводящей протонной компоненты, а также электронов и μ мезонов, все компоненты сильно вырождены. Внутреннее ядро занимает центральную область с $\rho > 20$, радиус которой может доходить до нескольких километров, но присутствует только у массивных нейтронных звёзд: $M > 1.4M$. Состав и свойства вещества во внутреннем ядре неизвестны, так как результат их расчёта зависит от используемого теоретического описания. Известные теоретические модели допускают следующие возможности: • гиперонизация вещества – появление различных гиперонов (прежде всего и -гиперонов); • каонная конденсация – образование бозе-конденсата из коллективных возбуждений, имеющих свойства K-мезонов; • пионная конденсация – образование аналогичного конденсата из -мезонов • деконфайнмент – фазовый переход к кварковой материи. Последние три варианта возможны, в отличии от первого, не для всех современных теоретических моделей вещества сверхъядерной плотности, поэтому их именуют экзотическими, глава 7 из [4]. Кора нейтронной звезды подразделяется на внутреннюю, в которой ядра, составляющие кулоновскую кристаллическую решётку, погружены в «море» свободных электронов и нейтронов и внешнюю, где свободных нейтронов нет. «Дно» внутренней коры определяется плотностью 0.50, при которой атомные ядра сливаются в однородную массу. Внешняя кора нейтронной звезды имеют толщину в несколько сотен метров и состоит из полностью ионизованной электрон-ионной плазмы. Давление почти полностью определяется сильно вырожденной электронной составляющей, при   106 г см3 электроны становятся релятивистскими и в глубоких слоях их импульс Ферми возрастает настолько, что ядра начинают обогащаться нейтронами за счёт бета-захватов. Наконец при = drip 5×1011 г см3 появляются свободные нейтроны. Наружную границу внешней коры традиционно располагают в точке кри сталлизации кулоновской жидкости, из которой состоит океан нейтронной звезды. Пограничный слой нейтронной звезды– газообразная плазменная атмосфера. В атмосфере формируется спектр теплового электромагнитного излучения, он содержит ценную информацию об эффективной температуре поверхности, гравитационном ускорении, химическом составе, магнитном поле, а также о массе и радиусе звезды. Геометрическая толщина атмосферы варьируется от нескольких миллиметров в достаточно холодных нейтронных звёздах (с эффективной температурой поверхности Teff 105.5 K) до десятков сантиметров в сравнительно горячих звёздах (Teff 106.5 K); звёзды с очень низкой эффективной температурой могут иметь твёрдую или жидкую конденсированную поверхность. Слои близкие к океану (оптическая толщина для излучения достигает единицы) могут иметь плотность от 104 до 106 г см3 , в зависимости от магнитного поля B, температуры T, химического состава, ускорения свободного падения. Присутствие в атмосфере атомов, молекул и ионов, имеющих связанные состояния, существенно изменяет коэффициенты поглощения, а значит влияет на наблюдаемый спектр. Модели атмосфер нейтронных звёзд сталкивается с большими проблемами, в частности для магнитных полей B 1012 1014 Гс задача моделирования решена только для водородных атмосфер при Teff 105.5 K [8]. Ограничение снизу на Teff связано с требованием малости доли молекул по сравнению с атомами, которое, в свою очередь, обусловлено не выясненными квантовомеханическими свойствами молекул в сильном магнитном поле. При B 10121013 Гс и Teff [105.5K : 106K] разработаны модели частично ионизованных атмосфер, состоящих из углерода, азота или кислорода [9]. В данном случае ограничение на Teff сверху обусловлено приближённой трактовкой эффектов движения ионов поперёк магнитного поля, справедливых при небольших тепловых скоростях.

4. УРАВНЕНИЕ ОППЕНГЕЙМЕРА - ВОЛКОВА И ЕГО РЕШЕНИЕ

В работе используется следующая система уравнений [3, 4]

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\epsilon(r)M(r)}{c^2r^2}\left[1+\frac{p(r)}{\epsilon(r)}\right]\left[1+\frac{4\pi r^3p(r)}{M(r)c^2}\right]\left[1-\frac{2GM(r)}{c^2r}\right]^{-1} \tag{4.1}$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2\rho(r) = \frac{4\pi r^2\epsilon(r)}{c^2} \tag{4.2}$$

$$M(r) = 4\pi\int\limits_0^r r'^2dr'\rho(r') = 4\pi\int\limits_0^r r'^2dr'\epsilon(r')/c^2 \tag{4.3}$$

где p - давление, M - масса звезды заключенная в сфере радиуса r, ρ - плотность вещества на расстоянии r от центра звезды, а ϵ - плотность энергии на расстоянии r от центра звезды.

Они представляют собой нелинейную систему дифференциальных уравнений которую мы будем решать численно.

Для начала сведем величины к безразмерным:

$$\bar{p} = p/\epsilon_0,\ \bar{\epsilon} = \epsilon/\epsilon_0,\ \overline{M} = M/M_\odot,\ \bar{r} = r/r_0, \tag{4.4}$$

где $M_\odot$ - масса солнца, а $r_0 = 1$км. Что касается ϵ_0, то эту постоянную мы будем подбирать в каждом конкретном случае для более удобного решения. Подставляя выражения для безразмерных величин в систему получим:

$$\frac{d\bar{p}}{d\bar{r}} = -\frac{GM_\odot}{r_0c^2}\frac{\bar{\epsilon}\overline{M}}{\bar{r}^2}\left[1+\frac{4\pi r_0^3\epsilon_0}{c^2M_\odot}\frac{\bar{r}^3\bar{p}}{\overline{M}}\right]\left[1-\frac{2GM_\odot}{r_0c^2}\frac{\overline{M}}{\bar{r}}\right]^{-1} \tag{4.5}$$

$$\frac{d\overline{M}}{d\bar{r}} = \frac{4\pi r_0^3\epsilon_0}{c^2 M_\odot}\bar{r}^2\bar{\epsilon} \tag{4.6}$$

где $\alpha = 1.476$, $\gamma = 2.953$, а $\beta = 7.0310^{-39}(\frac{\text{см}^3}{\text{эрг}})\ \epsilon_0$ Таким образом, задавая ϵ_0, получаем систему уравнений, которую мы уже непосредственно будем решать.

$$\frac{d\bar{p}}{d\bar{r}} = -\alpha\frac{\bar{\epsilon}\overline{M}}{\bar{r}^2}\left[1+\frac{\bar{p}}{\bar{\epsilon}}\right]\left[1+\beta\frac{\bar{r}^3\bar{p}}{\overline{M}}\right]\left[1-\gamma\frac{\overline{M}}{\bar{r}}\right]^{-1} \tag{4.7}$$

$$\frac{d\overline{M}}{d\bar{r}} = \beta\bar{r}^2\bar{\epsilon} \tag{4.8}$$

Как можно видеть, из системы необходимо исключить третью неизвестную - $\bar{\epsilon}$. Для этого нам понадобится зависимость $\bar{\epsilon}(\bar{p})$, ее мы получим когда будем рассматривать конкретные модели.

Говоря о начальных условиях: M(0) = 0, т.к в сфере нулевого радиуса не заключена масса, что касается p(0) 6= 0, то это значение варьируется от выбора 0 и точки на кривой M(R), которую мы хотим получить. К примеру, в ходе построения кривой для нейтронного Ферми газа значение p(0) изменялось от 0.0005 до 1000. Когда мы подаем на вход функции “odient” функцию, рассчитывающую значения производных для произвольных M, p и r (реализующую исходные уравнения), начальные условия и массив значений r, для которых надо найти решение, на выход мы получаем массив значений M и p в заданных точках. Так как критерием того, что “звезда закончилась”, служит условие p = 0, после чего решение данной системы не пренадлежит множеству действительных чисел, то мы должны, постепенно увеличивая диапазон значений r, ожидать появления ошибки в последней строчке выходного массива. После чего мы можем считать, что достигли границы звезды, а значит искомые радиус и масса найдутся в предпоследних ячейках своих массивов. Таким образом, меняя r, мы получили одну точку на плоскости M-R, теперь постепенно меняя p(0) получим множество таких точек - они и составят искомую кривую M(R). В данной реализации существует два тонких места: 1)В нахождении первых производных при r = 0 и M = 0. Так как и радиус, и масса присутствуют в знаменателе уравнения Оппенгеймера-Волкова, то формальное вычисление даст ошибку. Решение проблемы заключается в присвоении значений производным в этих случаях: при r = 0 - обе производные приравнять 0, при M = 0 приравнять нулю только производную давления. 2)Начальные условия необходимо выбирать близкими к реальным физическим значениям, иначе результат может быть практически произвольным вплоть до ошибки в ходе выполнения программы. К примеру, выбирая p(0) слишком маленьким вы рискуете получить звезду радиусом в 50000 км или в обратном случае 1010 м. Это можно увидеть по спиралям на получившихся рисунках.

5. НЕЙТРОННЫЙ ФЕРМИ ГАЗ

Для свободных нейтронов количество доступных состояний на единицу объема определляется масимальным импульсом k_F [3, 4].

$$dn = \frac{d^3k}{(2\pi h)^3} = \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi h)^3} \tag{5.1}$$

$$n = \frac{8\pi}{(2\pi h)^3} \int\limits_0^{k_F} k^2 dk = \frac{k_F^3}{3\pi^2 h^3} \tag{5.2}$$

Тогда плотность вещества определяется, как $\rho = nm_N$, где m_N - масса нейтрона, а плотоность энергии, как

$$\epsilon(k_F) = \frac{8\pi}{(2\pi h)^3} \int\limits_0^{k_F} (k^2c^2 + m_N^2c^4)^{1/2} k^2 dk \tag{5.3}$$

1)В реялтивистском случае $kc >> m_N c^2$ и потому можно принебречь вкладом массы в плотность энергии, тогда

$$\epsilon(k_F) = \frac{k_F^4 c}{4\pi^2 h^3} \tag{5.4}$$

2)В нерелятивистском случае $kc << m_N c^2$ и пренебрегаем вкладом импульса в плотность энергии, получим

$$\epsilon(k_F) = \frac{k_F^4 c}{4\pi^2 h^3} \tag{5.5}$$

Теперь рассмотрим давление. Из первого закона термодинамики следует

$$p = n^2 \frac{d(\epsilon/n)}{dn} = \frac{8\pi c^2}{3(2\pi h)^3} \int\limits_0^{k_F} \frac{k^4}{(k^2c^2 + m_N^2 c^4)^{1/2}} dk \tag{5.6}$$

Рассуждая аналогично случаю с плотностью энергии получим

1)В релятивистском случае

$$p = \frac{k_F^4 c}{12\pi^2 h^3} = \epsilon/3 \tag{5.7}$$

2)В нерелятивистском случае

$$p = \frac{k_F^5}{15\pi^2 h^3 m_N} = \frac{h^2}{15\pi^2 m_N} \left(\frac{3\pi^2 \epsilon}{m_N c^2} \right)^{5/3} \tag{5.8}$$

Окончательную же зависимость $\epsilon(p)$ мы представим в виде:

$$\bar{\epsilon} = A_{NR} \bar{p}^{3/5} + A_R \bar{p} \tag{5.9}$$

Где p = p/0 и = /0 - безразмерные величины, а 0 выбирается из соображений удобства. Мы выбрали именно такую функцию, потому что аналитическое нахождение зависимости (p) в произвольном случае сопряжено с трудностями. Представив общую зависимость в виде линейной комбинации нерелятивистского(NR) и релятивистского(R) случаев, мы получили функцию, стремящуюся к релятивисткой зависимости при p $\rightarrow$ inf и к нерелятивистской при p $\rightarrow$ 0, и плавно переходящую от одной к другой. Кофициенты ANR и AR получим аппроксимируя численную зависимость (p), полученную интегрированием уравнений (2) и (3), предложенной функцией. В нашем случае значения получаются следующими:

6.