

КВАЗИРАДИАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ
БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
В НЬЮТОНОВСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

В. В. ПАПОЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 26 марта 1971

Пересмотрена 5 июля 1971

Найдены частоты квазирadiaльных пульсаций вращающихся белых карликов и нейтронных звезд в рамках теории тяготения Ньютона. Получены критические, в смысле нарушения устойчивости, значения центральных плотностей для тех же моделей. Показано, что вблизи максимальных значений массы существует довольно узкий интервал центральных плотностей, которому соответствуют пары устойчивых, конфигураций с равными массами, но различными центральными плотностями.

1. В работах [1, 2] рассматривались вращающиеся модели равновесных белых карликов и нейтронных звезд в рамках ньютоновской теории тяготения. Результаты, полученные в [1, 2], приводят, в частности, к интересному заключению: максимум массы, как в случае белых карликов, так и в случае нейтронных звезд, при наличии вращения достигается при меньших, чем в отсутствие вращения, центральных плотностях. Известно, что центральные плотности, соответствующие максимумам массы статических конфигураций, являются критическими в смысле нарушения устойчивости, т. е. при этих плотностях частота малых колебаний обращается в нуль. Вращающаяся конфигурация с центральной плотностью, равной критической плотности статической конфигурации, будет стабильна из-за положительности связанных с вращением поправок к частоте осцилляций. Поэтому очевидно, что нарушение стабильности вращающейся конфигурации наступает при большей, чем в статическом случае центральной плотности. Таким образом, благодаря смещению максимумов массы вращающихся конфигураций в сторону меньших центральных плотностей, с одной стороны, и увеличению значения критической централь-

ной плотности, с другой, в окрестности максимумов массы вращающихся моделей имеются пары устойчивых конфигураций с одинаковыми массами, но разными центральными плотностями. Расчеты, выполненные в настоящей работе, показывают, что величина интервала центральных плотностей, которому соответствуют вышеуказанные парные решения, в основном определяется смещением максимумов массы, причем, так как влияние вращения существеннее для менее плотных объектов, обсуждаемый эффект заметнее в случае белых карликов.

Отметим, что если рассматривать последовательность моделей с постоянным вдоль кривой $M = M(\rho_c)$ полным моментом вращения, то устойчивость терялась бы при центральных плотностях, соответствующих максимальному значению массы. В данной работе полный момент вращения меняется вдоль кривой $M = M(\rho_c)$, поэтому потеря устойчивости происходит за максимумом массы.

2. Недавно предложен метод рассмотрения адиабатических квазирадиальных пульсаций малой амплитуды около равновесных состояний вращающихся релятивистских объектов [3]. Используя результаты [3], легко получить основные уравнения проблемы в ньютоновском пределе. В частности, уравнение, определяющее частоту малых колебаний, имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma^2 \int_0^{R_0} \rho_0 r^{2\xi} dr = 4 \int_0^{R_0} r^{\xi^2} \frac{dP_0}{dr} dr + \int_0^{R_0} \frac{P_0}{r^2} \left[\frac{d(r^{2\xi})}{dr} \right]^2 dr + \\ + \frac{2}{3} \Omega^2 \int_0^{R_0} \rho_0 r^{2\xi} \left(2r \frac{d\xi}{dr} - \xi \right) dr. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — плотность, P_0 — давление, R_0 — радиус, Ω — угловая скорость вращения, ξ — амплитуда пульсаций рассматриваемой модели, индексом „0“ снабжены значения вращающихся, но не пульсирующих конфигураций. Величины, необходимые для подсчета σ^2 , являются решениями системы следующих дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dm_0}{dr} = 4\pi\rho_0 r^2, \\ \frac{dP_0}{dr} = -\rho_0 \left(\frac{Gm_0}{r^2} - \frac{2}{3} \Omega^2 r \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Выберем $\xi = r + \lambda r^2$, тогда из (1) получим

$$\sigma^2 = \frac{I_4 + \lambda I_5 + \lambda^2 I_6 + \frac{2}{3} \Omega^2 (5I_1 + 12\lambda I_2 + 7\lambda^2 I_3)}{I_1 + 2\lambda I_2 + \lambda^2 I_3}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^{R_0} \rho_0 r^4 dr, & I_2 &= \int_0^{R_0} \rho_0 r^5 dr, & I_3 &= \int_0^{R_0} \rho_0 r^6 dr, \\ I_4 &= \int_0^{R_0} r (9\gamma P_0 r - 4Gm_0 \rho_0) dr, \\ I_5 &= \int_0^{R_0} 8r^2 (3\gamma P_0 r - Gm_0 \rho_0) dr, \\ I_6 &= \int_0^{R_0} 4r^3 (4\gamma P_0 r - Gm_0 \rho_0) dr, \\ \gamma &= \frac{\rho_0 dP_0}{P_0 d\rho_0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Согласно вариационному принципу (см., например, [4]), значения пробной функции ξ и собственной частоты пульсаций σ^2 , удовлетворяющие основному уравнению (1), соответствуют тем значениям произвольного параметра λ , которые минимизируют выражение (3) для σ^2 . Поэтому, если для данных ρ_c и Ω найти решения (2), подсчитать интегралы (4), а также значения λ , соответствующие минимуму σ^2 , то задача будет решена.

3. Задача решена на ЭВМ „Наири-2“ для ряда центральных плотностей ρ_c в интервале от $\rho_c = 2.0 \cdot 10^8$ г/см³ до $\rho_c = 8.5 \cdot 10^{17}$ г/см³, охватывающем области белых карликов и нейтронных звезд. В качестве уравнения состояния белых карликов использовано полученное в [5] уравнение, учитывающее явление обратного β -распада. Для центральных областей нейтронных звезд использовалось уравнение состояния идеального вырожденного газа нейтронов [6]. При этом предполагалось, что нейтронная сфера окружена оболочкой, состоящей из голых ядер и вырожденного электронного газа, состояние которого описывается тем же, что и в случае белых карликов, уравнением, полученным в [5]. Результаты расчета представлены на рис. 1—4.

На рис. 1 показана зависимость квадрата частоты квазирадиальных пульсаций от центральной плотности. Сплошная кривая относится к случаю $\Omega = 0$, пунктирная — к случаю вращения с максимально

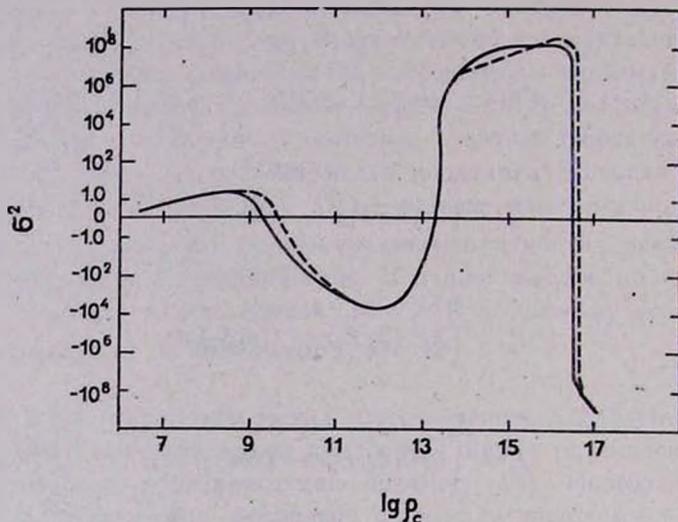


Рис. 1. Зависимость квадрата частоты пульсаций ω^2 ($1/\text{сек}^2$) от центральной плотности ($1/\text{см}^3$). На оси абсцисс — $\lg \rho_c$. Пунктирная кривая относится к вращающимся конфигурациям. Сплошная — к случаю отсутствия вращения.

возможной без истечения вещества угловой скоростью $\Omega = \Omega_{\text{max}}$. Точки пересечения обеих кривых с осью абсцисс дают критические значения центральных плотностей, при которых нарушается стабиль-

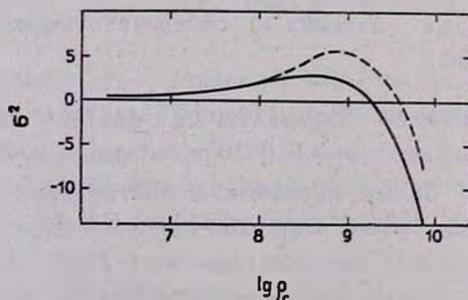


Рис. 2. Зависимость ω^2 ($1/\text{сек}^2$) от центральной плотности ($1/\text{см}^3$) для белых карликов. На оси абсцисс — $\lg \rho_c$.

ность. Область центральных плотностей, соответствующая положительным значениям ω^2 — область конфигураций, устойчивых относи-

тельно квазирадиальных пульсаций. Уже на этом рисунке видно, во-первых, смещение критических, в смысле нарушения устойчивости центральных плотностей вращающихся белых карликов и нейтронных звезд в сторону больших значений и, во-вторых, увеличение собственных частот пульсаций вращающихся моделей по сравнению с частотами статических конфигураций вблизи точки потери устойчивости. Это становится нагляднее на более подробных рис. 2 (белые карлики) и рис. 3 (нейтронные звезды), которые изображают ту же, что и на рис. 1, зависимость вблизи точек потери устойчивости. Критическая по отношению к потере устойчивости центральная плотность для вращающихся белых карликов оказывается равной $3.715 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, а в отсутствие вращения $1.978 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Значения аналогичных величин для нейтронных звезд есть $3.981 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ и $3.709 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ соответственно.

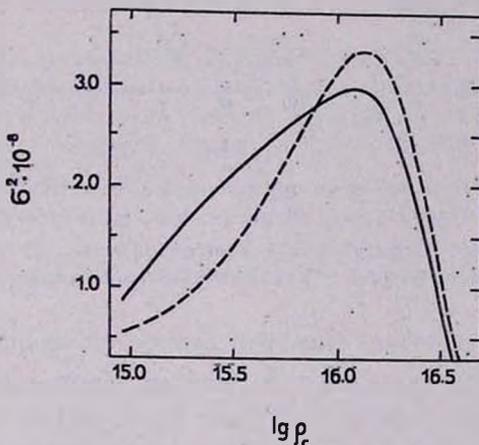


Рис. 3. Зависимость σ^2 ($1/\text{сек}^2$) от центральной плотности (г/см^3) для нейтронных звезд. На оси абсцисс — $\lg \rho_c$.

На рис. 4 показана зависимость массы вращающейся конфигурации от центральной плотности (верхняя кривая). Для сравнения приводится та же зависимость в отсутствие вращения (нижняя кривая). В области белых карликов, так же, как и в области нейтронных звезд максимальные значения массы вращающихся моделей смещены в сторону меньших центральных плотностей. Для вращающихся белых карликов максимум массы достигается при $\rho_c = 10^9 \text{ г/см}^3$, а в отсутствие вращения при $\rho_c = 2.1 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Для нейтронных звезд — при $\rho_c = 3.162 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ и $\rho_c = 3.981 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$ соответственно.

Итак, для вращающихся моделей в области обоих максимумов массы существует довольно узкий интервал центральных плотностей, которому соответствуют пары устойчивых конфигураций с равными массами, но различными центральными плотностями. В этой области возможны переходы между состояниями с равными массами, причем из-за компактности моделей с большими центральными плотностями эти переходы сопровождаются высвобождением энергии вращения, за

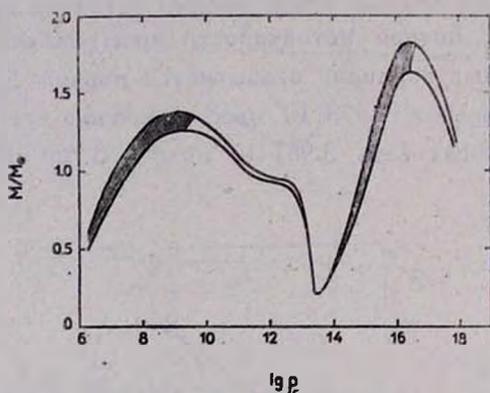


Рис. 4. Зависимость массы от центральной плотности. На ось ординат масса в единицах массы Солнца. На оси абсцисс — $\lg \rho_c$ (ρ_c в $1/\text{см}^3$). Верхняя кривая относится к вращающимся конфигурациям. Заштрихованная область заполнена устойчивыми моделями, вращающимися с разными угловыми скоростями от 0 до $\Omega = \Omega_{\text{max}}$.

счет разницы в величине угловых скоростей вращения. При переходах в области карликов высвобождается энергия порядка 10^{48} эрг, а в области нейтронных звезд — 10^{52} эрг. Если такой переход происходит достаточно быстро, то высвобожденная энергия может объяснить взрывные явления типа вспышек сверхновых. Если же он происходит медленно, то этой энергии достаточно для обеспечения наблюдаемой мощности излучения пульсаров в течение 10^{10} лет, независимо от того, с какой из вращающихся моделей (белый карлик или нейтронная звезда) будут сопоставлены пульсары.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за обсуждения, Г. Г. Арутюнян за обсуждения и большую помощь в проведении численных расчетов.

QUASIRADIAL PULSATIONS OF ROTATING WHITE DWARFS
AND NEUTRON STARS IN NEWTON'S THEORY OF GRAVITY

V. V. PAPOYAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

The frequencies of quasiradial pulsations of rotating white dwarfs and neutron stars in the frame of Newton's theory of gravity are calculated. The critical values of the central density in the sense of dynamical unstability are obtained. It is shown that near the maximum values of masses there are regions, where pairs of stable configurations with the same masses but different central densities exist.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 39, 101; 40, 87, 1968.
2. В. В. Папоян, Кандидатская диссертация, ЕрГУ, 1968.
3. В. В. Папоян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрон. ж. 1971, (в печати).
4. В. Р. Digneу, I. W. Roxburgh, Proc. R. Soc., 296 A, 189, 1967.
5. Г. С. Сиакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.
6. S. Chandrasekhar, M. N., 95, 207, 1935.

