

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 7

АВГУСТ, 1971

ВЫПУСК 3

ВРАЩАЮЩИЕСЯ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Г. Г. АРУТЮНЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 20 мая 1970

Приведены основные интегральные характеристики вращающихся белых карликов, рассчитанные в приближении Ω^2 (Ω — угловая скорость вращения) с учетом и без учета эффекта нейтронизации.

Проведено сравнение с результатами аналогичных расчетов в теории Ньютона.

1. До недавнего времени все расчеты вращающихся белых карликов проводились по теории Ньютона. Так, в работах [1—3] исследованы модели белых карликов в приближении малых угловых скоростей (в приближении Ω^2 , Ω^4) и получены основные интегральные характеристики. Задача о вращающихся белых карликах рассмотрена также энергетическим методом [4].

Целью настоящей работы является исследование вращающихся белых карликов в общей теории относительности. Подобное рассмотрение представляет значительный интерес, поскольку во многих вопросах, в частности, в вопросах об устойчивости небесных тел, достаточно учесть малые поправки на ОТО, чтобы ощутимо изменились результаты исследований. Кроме того, интересно сравнить расчеты, проведенные по общей теории относительности, с результатами нерелятивистской теории.

В последнее время Хартлом [6] и независимо от него Седракяном и Чубаряном [5] разработаны методы расчета структуры равновесных вращающихся звезд в приближении малых угловых скоростей.

В данной работе рассчитаны интегральные характеристики (масса, большая и малая полуоси, квадрупольный момент и т. д.) вращающихся белых карликов на основе метода, предложенного в [5]. Рассмотрение ограничивается вторым приближением по Ω (Ω — угловая скорость вращения).

Аналогичные расчеты проделаны в работе [10], где использованы отличное от нашего уравнение состояния и другой метод расчета [6].

2. Состояние вещества сверхплотных небесных тел подробно рассмотрено в работах [7]. Общим для всех этих работ допущением является предположение о том, что температура вещества конфигураций много меньше температуры вырождения частиц, образующих это вещество. В области плотностей ниже ядерной ($\rho < 2.56 \cdot 10^{11}$ г/см³), то есть в „Ае“-фазе состояние вещества сходно с состоянием твердого тела. Вещество состоит из голых ядер, совершающих нулевые колебания около положений равновесия, и свободного газа вырожденных электронов. Уравнение состояния для электронно-ядерной фазы записывается в виде [6]

$$\rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 K_n \left(\frac{\bar{A}}{Z} \right) x^3, \quad (1)$$

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n \left[x (2x^2 - 3) \sqrt{1+x^2} + 3 \ln (x + \sqrt{1+x^2}) \right],$$

то есть плотность энергии определяется ядрами, а давление — электронами. Здесь A, Z — атомный вес и номер соответствующих ядер, $K_n = (m_n^4 c^3) / (32 \pi^2 \hbar^3)$, а $x = p_e / m_e c$. При учете эффекта нейтронизации $\bar{A}/Z$ достаточно точно аппроксимируется полиномом [7]

$$\frac{\bar{A}}{Z} = 2 + 1.255 \cdot 10^{-2} x + 1.755 \cdot 10^{-5} x^2 + 1.376 \cdot 10^{-6} x^3. \quad (2)$$

Расчеты выполнены для $(\bar{A}/Z)$, определяемого из (2), а также для $(\bar{A}/Z) = 2$.

3. В работах [5] приведена метрика гравитационного поля, создаваемого равновесным распределением масс, вращающихся как твердое тело, получены уравнения Эйнштейна и разработан метод интегрирования этих уравнений. Вращение в задаче рассматривается как возмущение к соответствующим статическим конфигурациям. В качестве малого параметра разложения в ряд компонент метрического тензора берется не имеющий размерности параметр $\beta = \Omega^2 / 8\pi \rho_c$ (ρ_c — центральная плотность, Ω — угловая скорость вращения).

В качестве независимых уравнений, определяющих искомые функции, выбраны следующие:

$$\begin{aligned} G_1^1 - G_0^0 &= 8\pi(T_1^1 - T_0^0), \quad G_2^1 = 0, \\ G_2^2 - G_3^3 &= 8\pi(T_2^2 - T_3^3), \quad G_3^0 = 8\pi T_3^0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$M(R, \theta) = 2 \int \frac{dP'}{P' + \rho'} = -v - \ln[1 - e^{\mu-v} (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta] + C.$$

Компоненты метрического тензора, а также давление, плотность и $M(R, \theta)$ представляются в виде

$$\begin{aligned} e^{-\lambda} &= e^{-\lambda_0} [1 + \beta f(R, \theta)], \quad M(R, \theta) = m(R) + \beta N(R, \theta), \\ e^v &= e^{v_0} [1 + \beta \Phi(R, \theta)], \quad P' = P_0 + \beta P, \\ e^\mu &= R^2 [1 + \beta U(R, \theta)], \quad \rho' = \rho_0 + \beta \rho, \\ \omega &= \sqrt{\beta} q(R), \end{aligned} \quad (4)$$

где f , Φ , U и q — неизвестные функции; а $e^{-\lambda_0}$, e^{v_0} , m , P_0 , ρ_0 — величины, соответствующие статической задаче.

В первом по угловой скорости Ω приближении вращение белых карликов рассмотрено в работе [8]. Недиагональная компонента метрики g_{03} , отличная от нуля для аксиально-симметричных тел, приводит в этом приближении к появлению добавочной силы, действующей на частицу в вакууме, аналогичной силе Кориолиса. С помощью g_{03} может быть рассчитан, в частности, релятивистский момент инерции тела. Необходимо отметить, что значение этой величины остается неизменным и в следующем по Ω приближении.

Во втором приближении по Ω , в отличие от первого, изменяются диагональные компоненты метрики, возникает необходимость учета центральных сил и квадрупольного момента.

Уравнения Эйнштейна вне распределения масс интегрируются аналитически. Результаты представлены в [5]. Для решения же внутренней задачи необходимо прибегнуть к численному интегрированию.

Система уравнений допускает разделение переменных, если искать решения в виде рядов по полиномам Лежандра. Выражая все неизвестные функции через $N_i(R)$ (при этом давление и плотность равны $P_i = 1/2(P_0 + \rho_0) N_i(R)$, $\rho_i = 1/2(P_0 + \rho_0) N_i(R) (d\rho_0/dP_0)$), сведем поставленную задачу к интегрированию следующей системы уравнений, совместно с (1):

$$\frac{dx}{dR} = 1.069 \cdot 10^{12} (P_0 + \rho_0) \frac{\sqrt{1+x^2}}{x^4} F(R), \quad \frac{du}{dR} = \rho_0 R^2, \\ \frac{dv}{dR} = -2F(R), \quad (5)$$

$$\frac{d^2 Q}{dR^2} = - \left[4/R - \frac{R^2 (P_0 + \rho_0)}{R - 2u} \right] \frac{dQ}{dR} + 4 \frac{(P_0 + \rho_0)}{R - 2u} Q,$$

$$\frac{d^2 N_l}{dR^2} = -\gamma(R) \frac{dN_l}{dR} - Y_l(R) N_l(R) + Z(R) \delta_{l0} + V(R) \delta_{l2}, \quad (l = 0, 2),$$

где

$$\gamma(R) = \frac{2}{R} + \frac{u - \rho_0 K^3}{R(R - 2u)} - F(R)$$

$$Y_0(R) = -4F^2(R) + \frac{R}{R - 2u} \left[9P_0 + 5\rho_0 + \frac{d\rho_0}{dP_0} (P_0 + \rho_0) \right],$$

$$Y_2(R) = Y_0(R) - \frac{6}{R(R - 2u)},$$

$$Z(R) = \rho_0(R) \left[\frac{2R(3P_0 + \rho_0)}{R - 2u} + \frac{2F(R)}{R} - 2F^2(R) \right] +$$

$$+ K(R) \zeta(R) F(R) + K(R) \left\{ \frac{6}{R^2} + \frac{4F(R)}{R} + F^2(R) - \right.$$

$$\left. - \frac{4PR}{R - 2u} + \frac{\alpha}{Q} \left[\frac{4}{R} + \frac{\alpha}{Q} + 6F(R) \right] \right\},$$

$$V(R) = \frac{Z(R)}{2} - \frac{3}{2} K(R) \left\{ \frac{6}{R^2} + \frac{4F(R)}{R} + \frac{2R(P_0 + \rho_0)}{R - 2u} - \right.$$

$$\left. - \frac{4}{R(R - 2u)} + \frac{\alpha}{Q} \left[\frac{4}{R} + \frac{\alpha}{Q} + 4F(R) \right] \right\},$$

$$\zeta(R) = 16(P_0 + \rho_0)R + 4R^2(P_0 + \rho_0)F(R) \left(3 + \frac{d\rho_0}{dP_0} \right) - 2F(R) -$$

$$- \frac{2}{R} + \frac{\alpha}{Q} \left[16(P_0 + \rho_0)R^2 - 2 - 4(R - 2u) \frac{\alpha}{Q} \right],$$

$$\beta_0(R) = -[4(P_0 + \rho_0)R^2 - 1]K(R) - \frac{2}{3}R^4 e^{-\alpha},$$

$$F(R) = -\frac{R^3 P + u}{R(R - 2u)}, \quad \alpha = \frac{dQ}{dR}, \quad K(R) = \frac{2}{3}R^2 Q^2 e^{-\alpha}.$$

Неизвестные функции $N_l(R)$ удобно искать в виде

$$\begin{aligned} N_0(R) &= N_0(R), \\ N_2(R) &= B_2 L_2(R) + S_2(R), \end{aligned} \quad (6)$$

где $B_2 L_2(R)$ — общее решение однородного уравнения с индексом $l = 2$, а $S_2(R)$ — частное решение того же уравнения (B_2 — постоянная интегрирования).

Наличие произвольной постоянной в выражении $M(R, \theta)$ позволяет выбрать для $N_0(R)$ следующие начальные условия:

$$N_0(0) = \frac{dN_0(0)}{dR} = 0. \quad (7)$$

Вблизи центра конфигурации $L_2(R) \sim R^2$, $S_2(R) \sim R^4$, поэтому

$$L_2(0) = \frac{dL_2(0)}{dR} = S_2(0) = \frac{dS_2(0)}{dR} = 0. \quad (8)$$

Что касается функций $N_l(R)$ с $l > 2$, то, как было показано в [5], они в рассматриваемом приближении тождественно равны нулю.

В расчетах принята система единиц, в которой $k = c = 1$, $(m_n^4 c^3)/(8\pi h^3) = 1$. Интегрирование выполнено для ряда значений центральной плотности в интервале от $\rho_c = 1.716 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$ до $\rho_c = 2.441 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

4. Внутренние и внешние решения содержат произвольные постоянные, которые определяются условиями непрерывности компонент метрического тензора и их первых производных на границе конфигурации. Потребовав непрерывности g_{03} и g_{00} , а также воспользовавшись равенствами $M(R, \theta) = m(R) = 0$, на границе конфигурации для неизвестных постоянных будем иметь

$$C_1 = \frac{\sqrt{2\rho_c} \alpha(R_0) R_0^4}{3Q(R_0) + R_0 \alpha(R_0)}, \quad C_0 = \ln \left(1 - \frac{2u}{R_0} \right),$$

$$A_0 = \frac{1}{\left(\frac{2u}{R_0} - \frac{2u^2}{R_0^2} - 1\right)} \left\{ \left(\frac{dk(R_0)}{dR} - \frac{dN_0(R_0)}{dR} \right) R_0^2 \left(1 - \frac{2u}{R_0^2} \right)^2 - \right. \\ \left. - C_1^2 \frac{\left(\frac{13u}{R_0} - \frac{16u^2}{R_0^2} - 2 \right)}{R_0^3} \right\},$$

$$A_2 = \frac{V}{W},$$

$$V = \frac{dL_2(R_0)}{dR} [S_2(R_0) + K(R_0) + p(R_0)] - L_2(R_0) \frac{d}{dR} [S_2(R_0) + \\ + K(R_0) + p(R_0)],$$

$$W = L_2(R_0) \left[\frac{\frac{dF\left(3, 1, 6, \frac{u}{R_0}\right)}{dR}}{R_0^3 \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)} - F\left(3, 1, 6, \frac{u}{R_0}\right) \frac{3 - \frac{4u}{R_0}}{R_0^4 \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)^3} \right] - \\ - \frac{F\left(3, 1, 6, \frac{u}{R_0}\right) dL_2(R_0)}{R_0^3 \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right) dR},$$

$$p(R_0) = - \frac{C_1^2}{4uR_0^3} \frac{\left(\frac{4u^2}{R_0^2} + \frac{2u}{R_0} - 2\right)}{\left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)}, \quad (9)$$

$$d_0 = \frac{N_0(R_0) \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)}{\frac{2u}{R_0^2}},$$

$$d_2 = - \frac{[A_2 \Phi_2(R_0) + K(R_0)] \left(1 - \frac{2u}{R_0}\right)}{\frac{2u}{R_0^2}},$$

$$C_{10} = A_0 \Phi_0(R_0) - K(R_0) + N_0(R_0),$$

$$B_2 = - \frac{\frac{d}{dR} \Phi_2(R_0) [S_2(R_0) + K(R_0)] - \Phi_2(R_0) \frac{d}{dR} [S_2(R_0) + K(R_0)]}{\frac{d}{dR} L_2(R_0) [S_2(R_0) + K(R_0)] - L_2(R_0) \frac{d}{dR} [S_2(R_0) + K(R_0)]} A_2.$$

Необходимо отметить, что функции, через которые выражаются постоянные, берутся на границе соответствующих сферических конфигураций, что значительно упрощает расчеты, позволяя интегрировать исходную систему уравнений до R_0 (R_0 — радиус сферической конфигурации).

5. Проинтегрировав систему уравнений и сшив внешние и внутренние решения, можем определить интегральные характеристики рассматриваемых конфигураций.

Осуществляя переход к нерелятивистской механике в выражении компоненты метрического тензора g_{00} , для массы вращающегося тела и квадрупольного момента получим

$$\begin{aligned} M_{\text{нр.}} &= M - \beta \frac{A_0}{2} \\ D(R_0) &= \beta A_2 + \beta \frac{C_1^2}{2M}. \end{aligned} \quad (10)$$

Поскольку несферичность формы поверхности возникает во втором приближении по $\mathcal{Q}$, то радиус конфигурации в направлении θ можно записать в виде

$$R(\theta) = R_0 + \beta \sum_{l=0}^{\infty} d_l P_l(\gamma). \quad (11)$$

В этом приближении отличны от нуля лишь коэффициенты d_0 и d_2 , поэтому полярный и экваториальный радиусы равны соответственно

$$\begin{aligned} R_p &= R_0 + \beta (d_0 + d_2) \\ R_e &= R_0 + \beta (d_0 - 0.5 d_2). \end{aligned} \quad (12)$$

Параметр β меняется от нуля до некоторого значения β_{max} , которое определяется из условия отсутствия истечения вещества с экватора и выражается следующим образом:

$$\beta_{\text{max}} = \frac{1}{8\pi\rho_e} \sqrt{\frac{M - \beta \frac{A_0}{2}}{R_e^3}}.$$

6. Численное интегрирование системы уравнений выполнено на ЭВМ „Раздан-3“. Результаты представлены табл. 1 и 2, а также на рис. 1—3.

В табл. 1 даны интегральные характеристики белых карликов с учетом эффекта нейтронизации. Интересно сравнить эти цифры с результатами расчета, выполненного по теории Ньютона в приближении Ω^3 и Ω^4 [1—3]. Массы равновесных сферических конфигураций по ОТО меньше масс, рассчитанных по теории Ньютона; для вращающихся конфигураций имеет место то же самое, так в области максимума $\rho_c \approx 2 \cdot 10^3 M_{\text{вр.}}^{\text{ОТО}} = 1.339$, $M_{\text{вр.}}'' = 1.366$ (в приближении Ω^3) и 1.359 (в приближении Ω^4). Полярный радиус для этой же конфигурации по Ньютону $R_p = 1.867 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^3) и $1.903 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^4), а по ОТО $R_p = 1.896 \cdot 10^3$; что касается экваториального радиуса, то здесь ситуация меняется: $R_e = 2.529 \cdot 10^3$ (по теории Ньютона в приближении Ω^3), $R_e = 2.637 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^4), тогда как R_e по Эйнштейну равен $2.422 \cdot 10^3$.

По-видимому, причина уменьшения массы в отсутствие вращения в ОТО в следующем. Известно, что в области максимума массы последовательности белых карликов состояние вещества в них описывается политропой $n = 3$. Уже первая релятивистская поправка в отсутствие вращения приведет к неустойчивости рассматриваемых конфигураций для определенных значений массы. Поэтому неудивительно, что для сферических белых карликов по теории Эйнштейна масса в области максимума получается меньше, чем по теории Ньютона. Вращение ликвидирует эту неустойчивость [9].

В табл. 2 представлены результаты аналогичного расчета для белых карликов без учета нейтронизации. Сравнение с ньютоновскими расчетами дает следующее: при $\rho_c \approx 6 \cdot 10^9 M = 1.3938$ (по ОТО), $= 1.407$ (по Ньютону), $M_{\text{вр.}} = 1.575$ (по ОТО), $= 1.509$ (по Ньютону, в приближении Ω^3) $= 1.502$ (по Ньютону, в приближении Ω^4); $R_p = 1.377 \cdot 10^3$ (по ОТО), $= 1.35 \cdot 10^3$ (по Ньютону, в приближении Ω^3), $= 1.374 \cdot 10^3$ (по Ньютону, в приближении Ω^4), $R_e = 1.749 \cdot 10^3$ (по ОТО), $= 1.817 \cdot 10^3$ (по Ньютону в приближении Ω^3), $= 1.896 \cdot 10^3$ (в приближении Ω^4).

На рис. 1 представлена зависимость массы равновесных конфигураций от центральной плотности. Нижние две кривые относятся соответственно к статическим и вращающимся равновесным конфигурациям с учетом эффекта нейтронизации, две верхние изображают то же, но при постоянном $A/Z = 2$. Как видно из рис. 1, вращение

Таблица 1
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С ПЕРЕМЕННЫМ A/Z

$\rho_c (г/см^3)$	$M/M_\odot$	$M_{вр}/M_\odot$	$R_0 (км)$	$R_p (км)$	$R_e (км)$	$D (г \cdot см^2)$	$\Omega_{max} (сек^{-1})$
$1.716 \cdot 10^6$	0.498	0.572	$9.590 \cdot 10^3$	$8.487 \cdot 10^3$	$1.161 \cdot 10^4$	$7.743 \cdot 10^{49}$	0.196
$1.544 \cdot 10^7$	0.867	0.976	$6.384 \cdot 10^3$	$5.738 \cdot 10^3$	$7.690 \cdot 10^3$	$4.630 \cdot 10^{49}$	0.476
$5.377 \cdot 10^7$	1.049	1.164	$4.918 \cdot 10^3$	$4.467 \cdot 10^3$	$5.909 \cdot 10^3$	$2.675 \cdot 10^{49}$	0.768
$1.287 \cdot 10^8$	1.145	1.254	$4.041 \cdot 10^3$	$3.749 \cdot 10^3$	$4.854 \cdot 10^3$	$1.619 \cdot 10^{49}$	1.063
$7.036 \cdot 10^8$	1.245	1.34	$2.685 \cdot 10^3$	$2.496 \cdot 10^3$	$3.210 \cdot 10^3$	$5.374 \cdot 10^{48}$	2.042
$2.091 \cdot 10^9$	1.257	1.339	$2.027 \cdot 10^3$	$1.896 \cdot 10^3$	$2.422 \cdot 10^3$	$2.434 \cdot 10^{48}$	3.105
$7.286 \cdot 10^9$	1.232	1.297	$1.466 \cdot 10^3$	$1.384 \cdot 10^3$	$1.749 \cdot 10^3$	$8.980 \cdot 10^{47}$	4.954
$1.784 \cdot 10^{10}$	1.182	1.237	$1.151 \cdot 10^3$	$1.092 \cdot 10^3$	$1.373 \cdot 10^3$	$4.374 \cdot 10^{47}$	6.964
$3.603 \cdot 10^{10}$	1.146	1.194	$9.453 \cdot 10^2$	$8.997 \cdot 10^2$	$1.127 \cdot 10^3$	$2.129 \cdot 10^{47}$	9.143
$6.446 \cdot 10^{10}$	1.101	1.144	$8.083 \cdot 10^2$	$7.715 \cdot 10^2$	$9.640 \cdot 10^2$	$1.542 \cdot 10^{47}$	11.29
$1.060 \cdot 10^{11}$	1.056	1.094	$7.124 \cdot 10^2$	$6.819 \cdot 10^2$	$8.498 \cdot 10^2$	$1.005 \cdot 10^{47}$	13.31
$1.646 \cdot 10^{11}$	1.013	1.045	$6.439 \cdot 10^2$	$6.181 \cdot 10^2$	$7.681 \cdot 10^2$	$6.793 \cdot 10^{46}$	15.11
$2.44 \cdot 10^{11}$	0.970	0.999	$5.891 \cdot 10^2$	$5.668 \cdot 10^2$	$7.028 \cdot 10^2$	$4.831 \cdot 10^{46}$	16.85

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ С $A/Z=2$

ρ_c (г/см ³)	$M/M_\odot$	$M_{\text{вр}}/M_\odot$	R_0 (км)	R_p (км)	R_e (км)	D (г·см ³)	Ω_{max} (сек ⁻¹)
$1.716 \cdot 10^6$	0.5025	0.578	$9.590 \cdot 10^3$	$8.479 \cdot 10^3$	$1.161 \cdot 10^4$	$7.969 \cdot 10^{19}$	0.185
$1.544 \cdot 10^7$	0.8828	1.000	$6.302 \cdot 10^3$	$5.663 \cdot 10^3$	$7.597 \cdot 10^3$	$4.910 \cdot 10^{49}$	0.491
$5.263 \cdot 10^7$	1.0781	1.199	$4.932 \cdot 10^3$	$4.474 \cdot 10^3$	$5.926 \cdot 10^3$	$2.860 \cdot 10^{49}$	0.777
$1.253 \cdot 10^8$	1.1859	1.304	$4.069 \cdot 10^3$	$3.721 \cdot 10^3$	$4.879 \cdot 10^3$	$1.781 \cdot 10^{49}$	1.083
$6.739 \cdot 10^8$	1.3212	1.423	$2.726 \cdot 10^3$	$2.529 \cdot 10^3$	$3.259 \cdot 10^3$	$6.026 \cdot 10^{48}$	2.059
$1.965 \cdot 10^9$	1.3669	1.460	$2.041 \cdot 10^3$	$1.190 \cdot 10^3$	$2.438 \cdot 10^3$	$2.946 \cdot 10^{48}$	3.214
$6.633 \cdot 10^9$	1.3938	1.475	$1.370 \cdot 10^3$	$1.377 \cdot 10^3$	$1.749 \cdot 10^3$	$1.213 \cdot 10^{48}$	5.294
$1.572 \cdot 10^{10}$	1.4022	1.478	$1.137 \cdot 10^3$	$1.071 \cdot 10^3$	$1.357 \cdot 10^3$	$6.562 \cdot 10^{47}$	7.728
$3.071 \cdot 10^{10}$	1.4045	1.474	$9.590 \cdot 10^2$	$9.081 \cdot 10^2$	$1.143 \cdot 10^3$	$3.793 \cdot 10^{47}$	9.960
$5.307 \cdot 10^{10}$	1.4041	1.471	$7.946 \cdot 10^2$	$7.518 \cdot 10^2$	$9.475 \cdot 10^2$	$2.734 \cdot 10^{47}$	13.22
$8.427 \cdot 10^{10}$	1.4025	1.464	$6.987 \cdot 10^2$	$6.626 \cdot 10^2$	$8.329 \cdot 10^2$	$1.921 \cdot 10^{47}$	15.96
$1.257 \cdot 10^{11}$	1.4001	1.461	$6.987 \cdot 10^2$	$5.850 \cdot 10^2$	$7.348 \cdot 10^2$	$1.468 \cdot 10^{47}$	19.24
$1.791 \cdot 10^{11}$	1.3975	1.457	$5.481 \cdot 10^2$	$5.196 \cdot 10^2$	$6.532 \cdot 10^2$	$1.291 \cdot 10^{47}$	22.92

не изменяет характера зависимости M от ρ_c , единственное различие в том, что равновесные вращающиеся конфигурации при той же центральной плотности имеют большую массу (при $\rho_c \sim 10^9$ — на 8%).

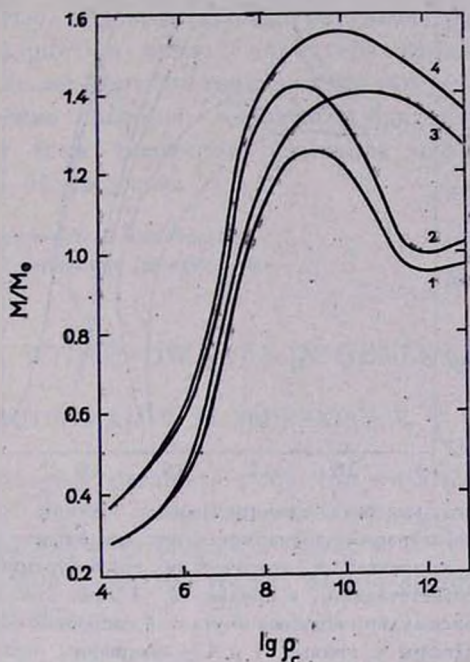


Рис. 1. Зависимость массы в единицах массы Солнца от центральной плотности. Кривые 1 и 2 относятся соответственно к статическим и вращающимся конфигурациям с учетом эффекта нейтронизации, пара кривых 3 и 4 представляет то же для $A/Z=2$.

На рис. 2 представлена зависимость массы в единицах массы Солнца от логарифма радиуса (для вращающихся конфигураций — от логарифма экваториального радиуса). Кривые 1 и 2 соответствуют статическим и вращающимся конфигурациям с учетом нейтронизации, кривые 3 и 4 дают ту же информацию, но без учета эффекта обратного β -распада. Цифры у кривых 1 и 4 — центральная плотность. Стрелки соединяют конфигурации с одинаковой центральной плотностью, по линии стрелки располагаются конфигурации, вращающиеся с угловыми скоростями от 0 до Ω_{max} .

На рис. 3 дан ход изменения квадрупольного момента для различных конфигураций (кривая 1 соответствует расчетам с перемен-

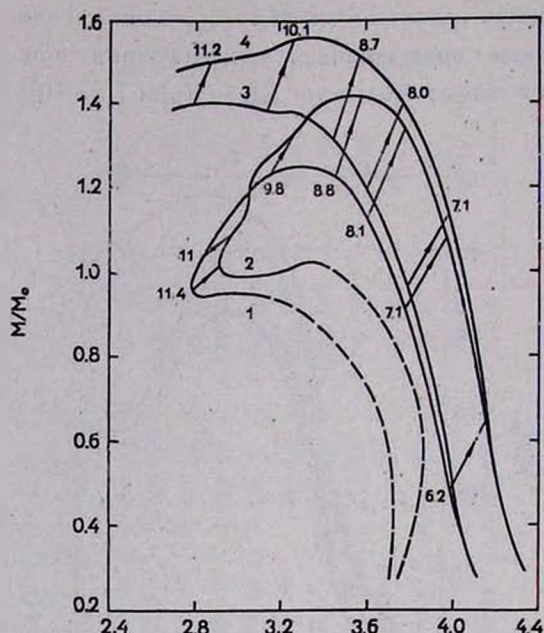


Рис. 2. Зависимость массы в единицах массы Солнца от логарифма радиуса (для вращающихся конфигураций — зависимость от логарифма экваториального радиуса). Кривые 1 и 3 относятся к статическим конфигурациям с учетом и без учета нейтронизации соответственно, а кривые 2, 4 дают аналогичную зависимость для вращающихся с максимально возможной угловой скоростью также с учетом и без учета нейтронизации. Цифры у кривых 1 и 4 — логарифмы центральной плотности. Стрелки соединяют конфигурации с одинаковой центральной плотностью, по направлению стрелки расположены конфигурации, вращающиеся с угловыми скоростями от 0 до $\frac{1}{2}$ плаха

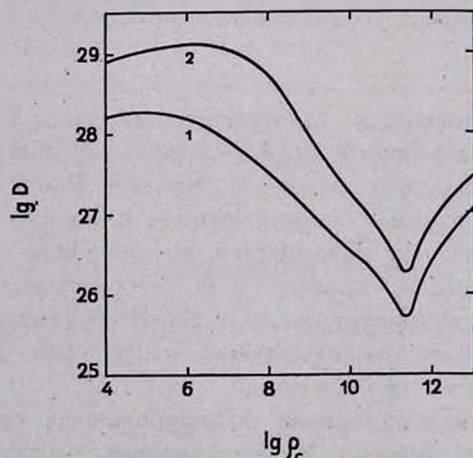


Рис. 3. Зависимость квадрупольного момента конфигураций от $\lg \rho_c$ (кривая 1 — с учетом нейтронизации, 2 — для $A/Z=2$).

ным A/Z , кривая 2 — с $A/Z = 2$). Квадрупольный момент убывает с ростом ρ_c , достигает минимума, а затем растет, почти в точности повторяет поведение радиуса.

Все кривые построены для случая вращения с максимальной угловой скоростью. Из приведенных рисунков следует, что учет эффекта нейтронизации не меняет характера кривых и приводит лишь к изменению величин соответствующих характеристик.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну и всем участникам семинара кафедры теоретической физики ЕРГУ за обсуждения.

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

ROTATING WHITE DWARFS IN GENERAL RELATIVITY

G. G. ARUTYUNIAN, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

The main integral parameters of the rotating white dwarfs are obtained in the Ω^2 (Ω — angular velocity) approximation with and without regard of the neutronisation effect.

The comparison with the results of the analogical calculations in Newton theory is done.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Паполян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 39, 101, 1968; 40, 86, 1969.
2. В. В. Паполян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, ДАН Арм.ССР, 49, 237, 1969.
3. В. В. Паполян, Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Астрофизика 7, 95, 1971.
4. Ю. А. Вартамян, А. В. Овсепян, Астрофизика, 6, 601, 1970; В. С. Имшенник, Э. Ф. Сеидов, Астрофизика, 6, 301, 1970.
5. Д. М. Седракиан, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 4, 239, 481, 1968.
6. J. B. Hartle, Ap. J., 150, 1005, 1967.
7. E. Shatzman, White Dwarfs, Amsterdam, 1958; Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.
8. В. В. Паполян, Э. В. Чубарян, Д. М. Седракиан, Астрофизика, 5, 415, 1969.
9. J. W. Roxburgh, Nature, 207, 367, 1965.
10. J. B. Hartle, K. S. Thorne, Ap. J., 153, 807, 1968.

