

$x/t \ll 1$ . Результаты расчета приведены на рисунках 1 и 2, на которых показан ход эволюции (равновесные состояния) для различных масс и точки потери устойчивости. Ход этих кривых качественно совпадает со случаем, когда не учтена нейтронизация [3]. Однако учет последней приводит к тому, что потеря устойчивости происходит при плотностях на целый порядок более низких, чем без учета нейтронизации. Соответственно оказывается более низкой и температура, при которой происходит потеря устойчивости. Сравнение рисунков 1 и 2 показывает, что химический состав может слегка повлиять на величину критической массы (для звезд, состоящих из более легких элементов, величина массы оказывается чуть больше). Однако область температур и плотностей, при которых происходит потеря устойчивости, а также вид кривых равновесия весьма слабо зависят от химического состава.

В заключение выражаем глубокую благодарность Г. С. Саакяну за обсуждения.

*The effect of neutronization on the critical parameters of the isothermic white dwarfs.* The critical parameters of quasidegenerated isothermic white dwarfs are calculated by taking into account both the correction of the general relativity and neutronization of atomic nucleus.

10 июля 1968

Ю. Л. ВАРТАНЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
Ереванский государственный университет

А. В. ОВСЕПЯН

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. А. Baglin, *Comp. Rend.*, 260, 2424, 1965.
2. М. А. Baglin, *Ann. d'Astrophys.*, 29, 103, 1966.
3. Г. С. Бисноватый-Кочан, *Астрон. ж.*, 43, 89, 1966.
4. Ю. Л. Вартамян, *Астрофизика*, 4, 373, 1968.
5. С. А. Каплан, *Уч. зап. Львовского ун-та*, 15, вып. 4, 1949.
6. E. Schatzman, *White Dwarfs*, North Holland Publ. Comp., 1958.

### ПОЛИТРОПНЫЕ МОДЕЛИ ПО НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

1. Нерелятивистской обобщенной теории гравитации посвящены работы [1 — 3]. В них сформулирована краевая задача для определения интегральных параметров и внутренних решений статической сферически-симметрической холодной звездной конфигурации. Для политропных моделей с уравнением состояния вещества

$$P = A \rho^{1+1/n}, (n \neq \infty) \quad (1)$$

внутренняя задача сводится к решению системы уравнений

$$\begin{aligned} \mu' &= 4\pi M^2 A^{-n} q^n y^2, \\ q' &= -\frac{1}{n+1} \frac{k\mu}{y^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$k'' + \frac{2}{y} k' - \frac{3}{2} \frac{k'^2}{k} = \frac{1}{2} \frac{k^2 \mu^2}{y^4}$$

с краевыми условиями

$$\mu(0) = 0, Y = R/M = 1, w, q(Y) = 0, \mu(Y) = 1, \quad (3)$$

$$k(Y) = \frac{1}{1 + 2\alpha w + \beta w^2}, k'(Y) = 2w^2(\alpha + \beta w) k^2(Y).$$

Здесь использованы обозначения и система единиц статей [1—3] и введена переменная

$$q = P/\rho = A \rho^{1/n}. \quad (4)$$

Если при заданном  $n$  нам известны решения уравнений (2) с условиями (3) для какого-то значения  $A_*$ , то они же являются решениями для произвольного  $A = \alpha A_*$ , но при этом

$$P = \alpha^{-n} P_*, \rho = \alpha^{-n} \rho_*, M = \alpha^{\frac{n}{2}} M_*, R = \alpha^{\frac{n}{2}} R_* \quad (5)$$

(звездочкой отмечены величины, соответствующие значению  $A_*$ ). Заметим, что подстановка (4) удобна еще тем, что на поверхности  $Y$  величина  $q$  имеет конечную производную  $q'(Y)$ , тогда как  $\rho'(Y) = \infty$ , что делает затруднительным численное интегрирование с поверхности, где  $\rho(Y) = 0$ .

2. При больших и малых значениях параметра  $w = M/R$  можно найти асимптотические выражения интегральных характеристик полнотропных моделей. Нетрудно убедиться [1], что внутри модели функция  $k(y)$  имеет следующие асимптотические решения:

$$k(y) \sim y^2 \text{ при } w \gg 1, \quad k(y) \approx 1 \text{ при } w \ll 1.$$

Подставляя их в первые два уравнения системы (2), находим:

при  $w \gg 1$ ,

$$\mu' = 4\pi M^2 A^{-n} q^n y^2,$$

$$q' = \text{const } \mu,$$

при  $w \ll 1$ ,

$$\mu' = 4\pi M^2 A^{-n} q^n y^2,$$

$$q' = \text{const } \mu/y^2.$$

Эти уравнения и соответствующие граничные условия удовлетворяют следующим преобразованиям подобия:

$$y \rightarrow ay, \quad q \rightarrow aq, \quad M \rightarrow a^{\frac{3+n}{2}} M, \quad \mu \rightarrow \mu, \quad (w \gg 1)$$

$$y \rightarrow ay, \quad q \rightarrow a^{-1}q, \quad M \rightarrow a^{\frac{3-n}{2}} M, \quad \mu \rightarrow \mu, \quad (w \ll 1).$$

Отсюда следуют асимптотические зависимости интегральных параметров  $M$  и  $R$  от центральной плотности  $\rho_0$  для политропы с индексом  $n$ :

$$M \sim \rho_0^{\frac{3+n}{4n}}, \quad R \sim \rho_0^{\frac{1+n}{2n}}, \quad \text{при } w \gg 1, \quad (6)$$

$$M \sim \rho_0^{\frac{3-n}{2n}}, \quad R \sim \rho_0^{\frac{1-n}{2n}}, \quad \text{при } w \ll 1. \quad (7)$$

3. Численное интегрирование уравнений (3) проводилось для политроп с  $A = 1$  и индексами  $n = 0, 1, 1.5, 3$  и  $5$ . Зависимость массы от центральной „плотности“  $q_0$  конфигураций приведена на рис. 1.

Мы видим, что статические политропные модели не могут иметь центральные плотности, превышающие определенную величину. Физически это означает, что давление в центре звезды, обусловленное гравитационным притяжением масс, с увеличением массы звезды перестает расти и даже падает, по той причине, что притяжение, характеризующееся функцией  $k(y)$ , становится слабее.

Каждому значению центральной плотности отвечают две равновесные конфигурации с разными интегральными параметрами  $M$ ,  $R$  и  $w$ .

Нижние части кривых  $M(q_0)$  (малые значения  $w$  и  $M$ ) представляют конфигурации с массами порядка солнечной и мало отличаются от соответствующих моделей, рассчитанных по обычной теории Ньютона (с постоянной  $k$ ). Конфигурации же, лежащие на верхних частях кривых  $M(q_0)$  (большие значения  $w$ ) обладают массами, намного превышающими массу Солнца, и плотностями порядка ядерной.

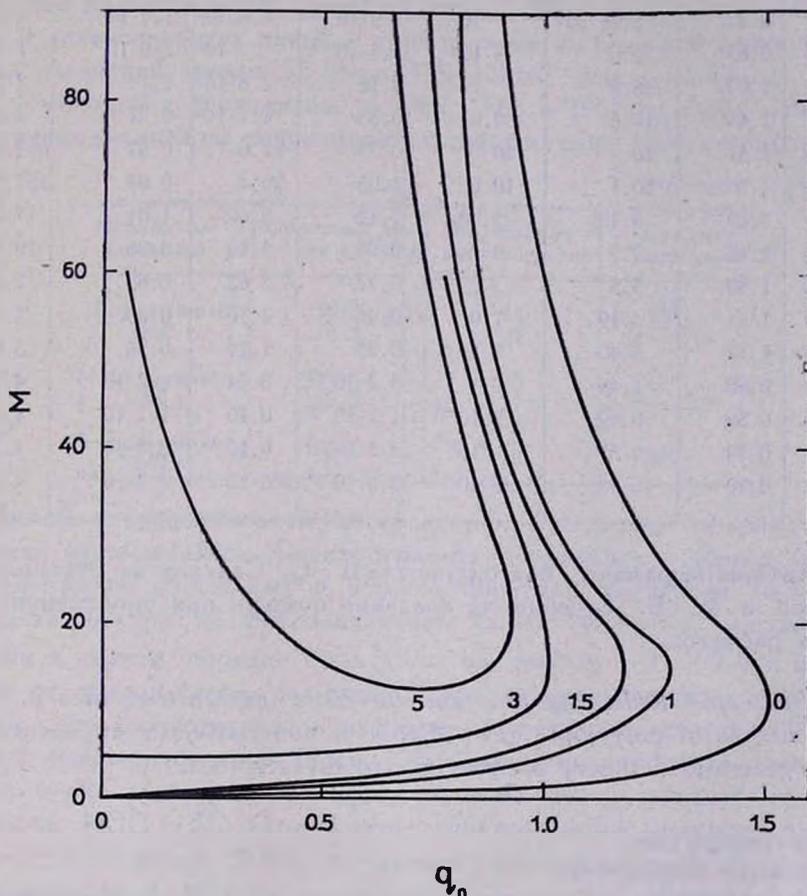


Рис. 1. Зависимость массы  $M$  от  $q_0$  для политроп с  $A=1$  и индексами  $l=0, 1, 1.5, 3, 5$ , указанными на соответствующих кривых.

Значения наиболее важных параметров статических политропных моделей ( $A=1$ ) приводятся в табл. 1. Что касается внутренних решений, то мы их не приводим, так как в этом отношении политропные конфигурации сильно напоминают рассмотренные в [1—3] модели.

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛИТРОПНЫХ МОДЕЛЕЙ В  
 НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ

n=0			n=1.5				n=3	
$\omega$	$q_0$	$M$	$\omega$	$q_0$	$M$	$q_0$	$M$	
419.0	$7 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^6$	$7.1 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^5$	
105.0	0.27	$5.24 \cdot 10^3$	$10^3$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^7$	
41.9	0.63	132.0	$5 \cdot 10^2$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$10^5$	$2.9 \cdot 10^{-2}$	$7.6 \cdot 10^6$	
20.9	1.07	46.8	$10^2$	0.18	$2.8 \cdot 10^3$	0.14	$2 \cdot 10^4$	
10.5	1.46	16.6	50.0	0.35	$6.1 \cdot 10^2$	0.27	$2.7 \cdot 10^3$	
7.96	1.51	10.9	20.0	0.73	91.0	0.61	392.0	
7.54	1.50	10.1	10.0	1.05	26.4	0.87	157.0	
6.7	1.49	8.48	5.00	1.12	9.60	1.01	17.0	
6.28	1.48	7.7	3.0	0.96	5.40	0.96	10.1	
5.03	1.40	5.5	2.0	0.77	3.62	0.85	7.7	
4.19	1.31	4.19	1.0	0.46	2.10	0.60	5.8	
3.35	1.17	3.00	0.5	0.25	1.14	0.36	5.0	
2.09	0.85	1.48	0.1	$5.3 \cdot 10^{-2}$	0.34	$8.2 \cdot 10^{-2}$	4.7	
1.26	0.56	0.69	$2 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	0.10	$1.7 \cdot 10^{-2}$	4.6	
0.84	0.39	0.37	$10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$6.10^{-2}$	$8.4 \cdot 10^{-3}$	4.56	
0.42	0.20	0.13	$5 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	4.55	

Авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну за руководство работой и А. В. Терезиш за оказание помощи при проведении численных расчетов.

*Polytropic models by the nonrelativistic generalized theory.* The static models of polytropic gas spheres in nonrelativistic approximation of the generalized theory of gravity are investigated.

30 сентября 1968

Бюраканская астрофизическая  
 обсерватория  
 Ереванский государственный  
 университет

М. А. МНАЦАКАНЯН  
 Р. М. АВАКЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 3, 103, 1967.
2. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 4, 567, 1968.
3. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Сообщ. Бюр. обс.*, 41, 1958 (в печати).