

УДК: 524.354.6—622

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 27 июня 1986

Найдены параметры, характеризующие тепловую эволюцию нейтронных звезд, адронное вещество которых содержит π^- -мезонный компонент. Показано, что поверхностная температура T_R типичных нейтронных звезд меняется в интервале $10^5 \leq T_R \leq 10^6$. При $T_R > 10^6$ их остывание в основном обусловлено нейтринными потерями. Для звезд со временем жизни $10^3 - 10^6$ лет фотонная светимость порядка $10^{29} - 10^{33}$ эрг/с.

1. *Введение.* Процессу остывания нейтронных звезд посвящены многочисленные исследования (см. [1]). Казалось, их ценность ограничена чисто академическим интересом к проблеме. Однако, после запуска околосемных обсерваторий с целью измерения параметров компактных рентгеновских источников, возникла перспектива выбора между различными теоретическими моделями. Дело в том, что не только параметры нейтронных звезд, но и процесс их остывания чувствительны к уравнению состояния вещества. Таким образом, данные наблюдений, по-видимому, позволят выделить наиболее реалистичные уравнения состояния и тем самым уточнить имеющиеся сведения о вырожденном звездном веществе.

В настоящее время мы располагаем сравнительно новым уравнением состояния, учитывающим наличие π^- -мезонного компонента [2]. Согласно результатам [2], π^- -мезоны имеют отличный от нуля граничный импульс и при плотностях, примерно в два раза превышающих ядерную, дают ощутимый вклад в давление адронного вещества нейтронной звезды. На параметрах нейтронных звезд существенно сказывается также скачок плотности (в 500 раз) на границе раздела сверхплотного ядра и «Ае»-оболочки. π^- -мезонный компонент вносит заметные коррективы в оценки нейтринной светимости [3], что не может не сказаться на времени остывания. Цель настоящей работы — найти параметры тепловой эволюции нейтронных звезд с таким уравнением состояния.

2. *Источник энергии.* Масса, радиус и распределение масс нейтронных звезд определяются центральным давлением. Реальная температура в недрах этих небесных тел значительно меньше температуры вырождения и поэтому практически не играет роли при определении их параметров. В связи с этим первоначально нейтронные звезды считали «мертвыми» объектами, проявляющими себя только благодаря гравитационному полю. Это представление в определенном смысле было опровергнуто открытием пульсаров — на сегодняшний день принято считать, что магнитосфера вращающихся нейтронных звезд является источником пульсирующего излучения. Единственно ли проявление нейтронных звезд в качестве пульсаров? Нам кажется, что некоторые из них после своего формирования достаточно долго могут существовать также и как уникальные источники рентгеновского излучения. Ниже будет показано, что эти небесные объекты за счет выделения весьма малой доли запасов своей гравитационной энергии будут пребывать в горячем состоянии в течение 10^3 — 10^6 лет.

Здесь рассматриваются лишь устойчивые нейтронные звезды, центральные плотности, ρ_0 , которых заключены в интервале $3.14 \cdot 10^{14} \leq \rho_0 \leq 1.7 \cdot 10^{15}$ г/см³. Сверхплотное ядро, в котором сосредоточена значительная часть массы нейтронной звезды, окружено плазменной оболочкой из ядер и вырожденного электронного газа («Ае»-оболочка с плотностью $\rho \lesssim 5.8 \cdot 10^{11}$ г/см³). При плотностях $\rho > 3.4 \cdot 10^{14}$ г/см³ ядерная сердцевина нейтронной звезды, кроме нуклонов, содержит в относительно большом количестве адроны и некоторые резонансы. Необходимая информация об этих объектах вынесена в таблицу 1 [2, 4, 5].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ УСТОЙЧИВЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

$10^{-33} \rho_0$ (эрг/см ³)	$10^{-14} \rho_0$ (г/см ³)	R_0 (км)	M_0/M_\odot	R (км)	$10^5 \frac{\Delta M}{M_\odot}$
373	16.9	12.021	2.139	12.23	1.43
98.4	6.82	12.512	1.759	12.85	2.53
39.6	4.65	11.191	1.086	11.73	3.24
15.3	3.76	8.667	0.461	9.165	3.35
9.58	3.55	7.320	0.269	8.615	3.18
6.48	3.43	6.273	0.166	8.002	3.02
3.97	3.33	5.114	0.0881	7.779	2.86
1.82	3.19	3.642	0.0308	12.82	3.33

Примечание. P_0 — давление, ρ_0 — плотность массы в центре, M_0 — масса, R_0 — радиус центрального сверхплотного шара из ядерного вещества, R — полный радиус звезды, ΔM — масса «Ае»-оболочки. В таблице представлена только устойчивая ветвь нейтронных звезд.

Нейтронные звезды являются релятивистскими объектами, и исследование связанных с ними эффектов должно проводиться в рамках релятивистской теории, однако, как показано в [4], правильные представления можно получить и на базе нерелятивистской теории, которая с целью упрощения расчетов используется в дальнейшем.

Почти вся масса нейтронной звезды заключена в ее сверхплотном ядре (см. табл. 1), следовательно, ее гравитационная энергия

$$E_g \approx -\frac{GM_0^2}{R_0} = -\frac{2.64 \cdot 10^{59}}{R_0} \left(\frac{M_0}{M_\odot}\right)^2, \quad (1)$$

где M_0 — масса, R_0 — радиус сверхплотного ядра. Из (1) следует, что даже при небольшом изменении радиуса R_0 выделяется значительная энергия.

$$\Delta E_g \approx \frac{GM_0^2}{R_0} y_0, \quad y_0 = \frac{\Delta R_0}{R_0}. \quad (2)$$

3. *Тепловой эффект.* Допустим, что после формирования нейтронной звезды в ее центре установилась температура $\sim 10^8$ К (катастрофические нейтринные потери ограничивают величину центральной температуры). Теплопроводность ядерного вещества чрезвычайно велика, поэтому ядро нейтронной звезды можно считать изотермическим. В нашем нерелятивистском рассмотрении не учитывается обусловленное влиянием гравитационного поля несущественное изменение температуры вдоль радиуса. Поскольку ядерный шар разогрет, то, строго говоря, его радиус чуть больше того значения, которое получается в предположении полного вырождения адронного газа. Оценим величину этого теплового расширения.

Допустим, что вещество ядерного шара состоит лишь из нуклонов, без учета различия между ними. На окончательных результатах это упрощение существенно отразиться не может. Для вырожденного газа нуклонов имеем

$$n = (2mc^3/a^3)^{3/2} \varepsilon_f^{3/2}, \quad a = (3\pi^2)^{1/3} c\hbar = 9.78 \cdot 10^{-17} \text{ эрг см}, \quad (3)$$

m — масса, n — плотность, ε_f — граничная энергия нуклонов. Пусть Δn — плотность частиц с энергиями в интервале $\varepsilon_f \lesssim \varepsilon \lesssim \varepsilon_f + kT$, тогда из (3) находим

$$\Delta n = \frac{3mc^3}{a^3} n^{1/3} kT. \quad (4)$$

По сравнению с совершенно холодным шаром разогретый шар, разумеется, имеет больший радиус. Величина этого разбухания определяется соотношением

$$\frac{4\pi}{3} R_0^3 \Delta n \cdot kT \approx \frac{GM_0^2}{R_0} y,$$

что с учетом (4) дает

$$y \approx \frac{4\pi mc^2 k^3}{Ga^2} \cdot \frac{R_0^4}{M_0^2} n^{1/3} T^2. \quad (5)$$

Подставив в (5) плотность числа барионов в виде $n \approx 3M_0/(4\pi R_0^3 m)$, приходим к следующей зависимости относительного расширения ядерного шара от его радиуса, массы и температуры:

$$y \approx \frac{3c^2 k^2}{Ga^2} \left(\frac{4\pi m}{3} \right)^{2/3} \frac{R_0^3}{M_0^{5/3}} T^2. \quad (6)$$

Некоторому начальному значению y_0 соответствует гравитационный (тепловой) запас энергии (2). Скорость остывания звезды определяется поверхностными потерями. Излучая, звезда постепенно сжимается и в пределе $y_0 \rightarrow 0$ превращается в холодное тело, которое, конечно, может продолжать свое существование как пульсар.

4. *Время остывания.* Оценим время, в течение которого расходуется запас гравитационной (тепловой) энергии. Пренебрегая сравнительно малым количеством тепловой энергии, заключенной в «Ае»-оболочке, запишем следующее уравнение баланса:

$$\frac{GM_0^2}{R_0} \frac{dy}{dt} = -(L_1 + L_2), \quad (7)$$

где $L_1 = 4\pi c R^2 T_R^4$ — радиационные потери, а $L_2 = 10^{-63} \cdot T_0^8 \cdot M$ — нейтринные потери [3]. Здесь R — радиус нейтронной звезды. T_R — температура на ее поверхности, T_0 — температура изотермического ядра. Время жизни звезды τ в нагретом состоянии можно оценить следующим образом:

$$\frac{dy}{dt} \approx -\frac{y_0}{\tau} = -\frac{L_1 + L_2}{GM_0^2} R_0. \quad (8)$$

Подставив в (8) выражение y_0 из (6), для времени жизни звезды в горячем состоянии найдем

$$\tau \approx \frac{3.48 \cdot 10^{20}}{(1 + \alpha)} \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \left(\frac{M_0}{M_\odot} \right)^{1/3} \frac{T_0^2}{T_R^4}, \quad \alpha = \frac{L_2}{L_1}. \quad (9)$$

Таким образом, время остывания нейтронной звезды пропорционально отношению T_0^2/T_R^4 . Поверхностная же температура T_R определяется темпе-

ратурой ядерного шара T_0 , для ее вычисления необходимо знать непрозрачность вещества «Ае»-оболочки.

В вырожденном электронном газе «Ае»-оболочки основным каналом переноса энергии к поверхности является теплопередача. Вопрос непрозрачности вырожденного электронного газа изучен достаточно подробно. В наших расчетах мы будем пользоваться следующей сравнительно простой формулой [6]:

$$\chi_c = 3.85 \cdot 10^{-13} \cdot T^2 \cdot \frac{1 + x^2}{x^6}, \quad x = \frac{p_f}{m_e c}, \quad (10)$$

m_e — масса, p_f — граничный импульс электронов.

В тонком слое у поверхности «Ае»-оболочки определенную роль в переносе энергии играют радиационные процессы. Связанно-свободные переходы и комптоновское рассеяние оказываются совершенно несущественными. Для непрозрачности, обусловленной свободно-свободными переходами, будем пользоваться аппроксимацией [7]

$$\chi_r = 1.4 \cdot 10^{23} \sqrt{\rho} \cdot T^{-3.5}. \quad (11)$$

Результирующая непрозрачность равна

$$\chi = \frac{\chi_c \cdot \chi_r}{\chi_c + \chi_r} \quad (12)$$

Радиационный канал переноса энергии становится существенным при $\chi_r \gg \chi_c$, что выполняется при $x \ll 1$, $A/Z \approx 2$. В этой области плотность массы

$$\rho \approx \frac{n_e}{Z} m_p A \approx 2 m_p n_e = 1.95 \cdot 10^6 x^3. \quad (13)$$

Другими словами, поглощение определяется коэффициентом непрозрачности (11) при $\rho \leq 0.23 T_0^3$ ($x \leq 5 \cdot 10^{-3} T_0$), что легко обнаружить, сопоставляя (10) и (11) с учетом (13).

Функциональная связь между поверхностной T_R и центральной T_0 температурами может быть найдена при определенном выборе уравнения состояния $\rho(P)$. Нам кажется наиболее обоснованным принять в качестве уравнения состояния следующие соотношения [2]:

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n [x(2x^2 - 3) \sqrt{1 + x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1 + x^2})], \quad (14)$$

$$\rho = \frac{32}{5} \frac{K_n}{c^2} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 \frac{x^3}{0.451 - 8.8 \cdot 10^{-4} x - 9.6 \cdot 10^{-5} x^2} \left\{ 1 + \frac{m_e}{m_n} \left[-18.34 + \right. \right.$$

$$+ (0.451 - 4.4 \cdot 10^{-4} x - 3.2 \cdot 10^{-5} x^2) \sqrt{1+x^2} + \\ + 4.4 \cdot 10^{-4} \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \left. \right\} - \frac{P}{c^2},$$

где $K_n \equiv m_n^4 c^3 / 32 \pi^2 h^3$.

В теории нейтронных звезд удобно пользоваться так называемыми единицами Оппенгеймера—Волкова: $c = G = 4\pi K_n = 1$ (c — скорость света, G — гравитационная постоянная). Коэффициент непрозрачности в этих единицах

$$\chi = \frac{3.79 \cdot 10^4 (1+x^2) T^2 \sqrt{\rho}}{x^6 \sqrt{\rho} + 3.24 \cdot 10^{-51} (1+x^2) T^{5.5}} \quad (15)$$

5. *Градиент температуры. Число рентгеновских квантов.* В нерелятивистском приближении градиент температуры определяется уравнением

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3}{64 \pi \tau} \cdot \frac{\chi \rho L_T}{r^2 T^3}, \quad r > R_0, \quad (16)$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} \text{ г/с}^2 \text{ град}^4$ — постоянная Стефана — Больцмана.

Вне центрального ядерного шара нет заметных источников, поэтому для $r > R_0$ поток излучения L_T постоянен и равен полной светимости $L_T = 4\pi \sigma R^2$. Учитывая это, а также выражение (15) для градиента температуры, получим

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{7.11 \cdot 10^3 \cdot R^2 T_R^4 (1+x^2) \rho^{3/2}}{r^2 T (x^6 \sqrt{\rho} + 3.24 \cdot 10^{-51} (1+x^2) T^{5.5})} \quad (16a)$$

Зависимость $x(r)$ в «Ае»-оболочке определяется условием гидростатического равновесия и имеет вид

$$\frac{dx}{dr} = - \frac{m_n}{m_e} \frac{M \sqrt{1+x^2}}{r(r-2M)x \cdot (0.451 - 8.8 \cdot 10^{-4} x - 9.6 \cdot 10^{-5} x^2)} \quad (17)$$

Разделив (16) на (17), получим

$$\frac{dT}{dx} = 5.28 \cdot 10^{-10} \frac{R^2 T_R^4}{M} \left(1 - \frac{2M}{R}\right) \frac{\sqrt{1+x^2}}{T x^2} \times \\ \times \left[1 + \frac{3.24 \cdot 10^{-51} (1+x^2) T^{5.5}}{x^6 \sqrt{\rho}}\right]^{-1}. \quad (18)$$

Таким образом, задача свелась к интегрированию уравнения (18) со следующими граничными условиями:

$$r = R, \quad x(R) = 0, \quad T = T_R,$$

$$r = R_0, \quad x(R_0) = 48.1, \quad T = T_0.$$

Значение $x = 48.1$ соответствует плотности $\rho_0 = 5.78 \cdot 10^{11}$ г/см³ и давлению $P_0 = 6.41 \cdot 10^{29}$ эрг/см³. После того, как найдена температура T_0 по заданной T_R , используя (6), можно вычислить относительное расширение ядерного шара, а по формуле (9) — время его остывания.

Для спектрального распределения потока электромагнитного излучения от поверхности, нормированного в соответствии с требованием

$$\int_0^\infty L_\omega d\omega = 4\pi R^2 T_R^4, \text{ имеем}$$

$$L_\omega d\omega = \frac{\hbar R^2}{\pi c^2} \cdot \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT_R} - 1}.$$

Светимость звезды в оптической области равна

$$L_1 = \int_{\lambda_1}^\infty L_\lambda d\lambda = \frac{8\pi^2}{3} \cdot \frac{k T_R R^2}{\lambda_1^3} = 3.63 \cdot 10^{18} R_0^2 T_0 \left(\frac{10^{-5}}{\lambda_1} \right)^3.$$

где $R_0 = 10^{-6} R$, $T_0 = 10^{-6} T$, $\lambda_1 \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см. Отсюда видно, что оптическая (болومترическая) светимость звезды $L_1 \sim 10^{18}$ эрг/с и вряд ли будет доступна наблюдениям даже за пределами земной атмосферы.

Таким образом, фактически весь поток приходится на рентгеновскую область спектра.

Вычислим поток рентгеновских квантов с частотами $\omega \gg \omega_1 = 2 \cdot 10^{18}$ с⁻¹ ($\lambda \lesssim 10$ А), $\hbar\omega_1 \gtrsim 1.32$ КэВ.

Имея в виду, что в рассматриваемой области спектра $\hbar\omega \gg kT \approx 90 \cdot T_0$ эВ, находим

$$dN_\omega \approx \frac{R^2}{\pi c^2} e^{-\hbar\omega/kT_R} \omega^2 d\omega,$$

где dN_ω — число квантов с частотами в интервале $(\omega, \omega + d\omega)$. Полное число квантов с энергией $\hbar\omega > \hbar\omega_1$ равно

$$N_1 = \frac{k^3 T_R^3 R^2}{\pi c^2 \hbar^3} (2 + 2\alpha_1 + \alpha_1^2) e^{-\alpha_1},$$

где $\alpha_1 \equiv \hbar\omega_1/kT_R$.

6. **Заключение.** Результаты расчета параметров остывающих нейтронных звезд с уравнением состояния (14), учитывающим наличие π -мезонного компонента, представлены таблицей 2 и на рис. 1, 2. Поверхностная

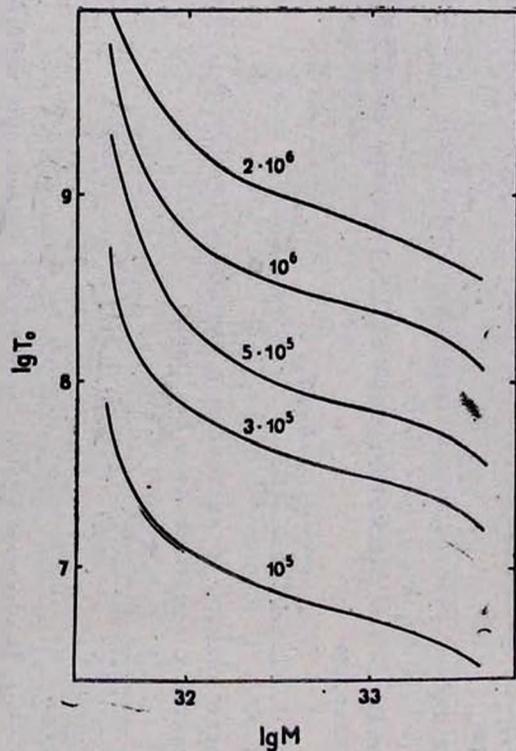


Рис. 1. Зависимость центральной температуры T_0 от массы звезды M (в граммах) для указанных на кривых значений поверхностной температуры.

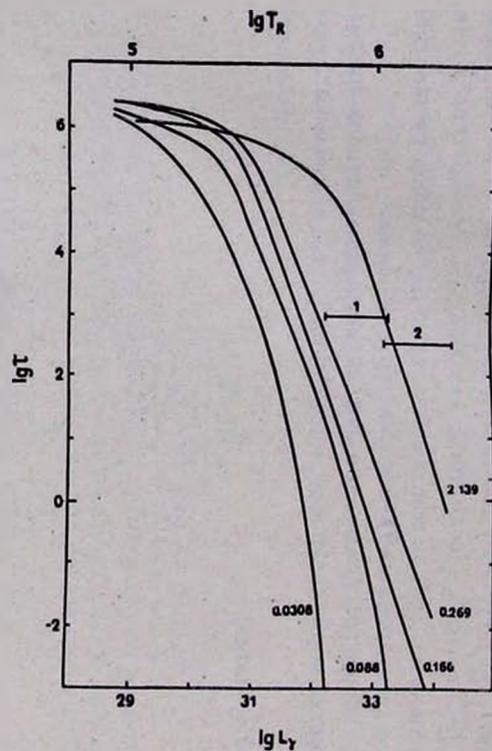


Рис. 2. Зависимость времени остывания нейтронной звезды τ (в годах) от фотонной светимости L_γ (в эрг/с) (нижняя шкала) и от поверхностной температуры (верхняя шкала) для ряда конфигураций с указанными на кривых массами (в единицах массы Солнца). Изображенные на рисунке данные наблюдений относятся к SN 1006 (1) и сверхновой Тихо (2).

температура T_R таких объектов заключена в пределах 10^5 — 10^6 К, что согласуется с наблюдательной оценкой верхнего предела этой величины целого ряда рентгеновских источников. Зависимость центральной температуры от поверхностной на основании выполненных расчетов можно аппроксимировать следующей формулой:

$$T_0 = 10^{-2} [1.81 + 0.21 (M_{\odot}/M)^{9/3}] \cdot T_R^{1.65}. \quad (19)$$

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

$\frac{M}{M_{\odot}}$	$10^{-6} T_R$	$10^{-8} T_0$	$10^3 y_0$	L_{\uparrow} (эрг/с)	N_{\uparrow}	L_{\downarrow} (эрг/с)	τ (годы)
1	2	3	4	5	6	7	8
2.14	0.1	0.029	0.00394	$1.1 \cdot 10^{29}$	$1.0 \cdot 10^{21}$	$2.1 \cdot 10^{22}$	$1.2 \cdot 10^6$
	0.5	0.36	0.586	$6.6 \cdot 10^{31}$	$7.6 \cdot 10^{30}$	$1.1 \cdot 10^{31}$	$2.4 \cdot 10^5$
	0.8	0.77	2.73	$4.4 \cdot 10^{32}$	$1.2 \cdot 10^{36}$	$5.0 \cdot 10^{33}$	$1.6 \cdot 10^4$
	1	1.1	5.79	$1.1 \cdot 10^{33}$	$7.2 \cdot 10^{37}$	$1.0 \cdot 10^{35}$	$1.8 \cdot 10^3$
	2	3.7	62.9	$1.7 \cdot 10^{34}$	$3.4 \cdot 10^{41}$	$1.4 \cdot 10^{39}$	0.69
1.76	0.1	0.035	0.009	$1.2 \cdot 10^{29}$	$1.1 \cdot 10^{21}$	$7.9 \cdot 10^{22}$	$1.6 \cdot 10^6$
	0.5	0.44	1.37	$7.3 \cdot 10^{31}$	$8.4 \cdot 10^{30}$	$4.6 \cdot 10^{31}$	$2.4 \cdot 10^5$
	0.8	0.95	6.15	$4.8 \cdot 10^{32}$	$1.3 \cdot 10^{36}$	$2.4 \cdot 10^{34}$	$5.6 \cdot 10^3$
	1	1.4	13.8	$1.2 \cdot 10^{33}$	$7.9 \cdot 10^{37}$	$4.9 \cdot 10^{35}$	$5.9 \cdot 10^2$
	2	4.6	152	$1.9 \cdot 10^{34}$	$3.8 \cdot 10^{41}$	$7.2 \cdot 10^{39}$	0.44
1.09	0.1	0.043	0.0208	$9.8 \cdot 10^{28}$	$9.2 \cdot 10^{20}$	$2.5 \cdot 10^{23}$	$1.9 \cdot 10^6$
	0.5	0.54	3.29	$6.1 \cdot 10^{31}$	$7.0 \cdot 10^{30}$	$1.5 \cdot 10^{32}$	$1.4 \cdot 10^5$
	0.8	1.2	15.9	$4.0 \cdot 10^{32}$	$1.1 \cdot 10^{36}$	$7.8 \cdot 10^{34}$	$1.8 \cdot 10^3$
	1	1.7	33.9	$9.8 \cdot 10^{32}$	$6.6 \cdot 10^{37}$	$1.6 \cdot 10^{36}$	$1.8 \cdot 10^2$
	2	5.7	375	$1.6 \cdot 10^{34}$	$3.2 \cdot 10^{41}$	$2.5 \cdot 10^{40}$	0.13
0.461	0.1	0.054	0.0652	$6.6 \cdot 10^{28}$	$6.2 \cdot 10^{20}$	$6.7 \cdot 10^{23}$	$2.0 \cdot 10^6$
	0.5	0.61	10.7	$4.1 \cdot 10^{31}$	$4.7 \cdot 10^{30}$	$1.8 \cdot 10^{32}$	$9.9 \cdot 10^4$
	0.8	1.5	52.4	$2.7 \cdot 10^{32}$	$7.5 \cdot 10^{35}$	$2.8 \cdot 10^{35}$	$3.8 \cdot 10^2$
	1	2.3	112	$6.6 \cdot 10^{32}$	$4.4 \cdot 10^{37}$	$6.1 \cdot 10^{36}$	3.9
0.269	0.1	0.061	0.0832	$5.1 \cdot 10^{28}$	$5.1 \cdot 10^{20}$	$1.0 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^6$
	0.5	0.81	21.7	$3.3 \cdot 10^{31}$	$3.8 \cdot 10^{30}$	$1.0 \cdot 10^{33}$	$1.7 \cdot 10^4$
	0.8	1.8	107	$2.2 \cdot 10^{32}$	$6.1 \cdot 10^{35}$	$5.9 \cdot 10^{35}$	$1.5 \cdot 10^2$
	1	2.7	231	$5.3 \cdot 10^{32}$	$3.6 \cdot 10^{37}$	$1.3 \cdot 10^{37}$	14

Таблица 2 (окончание)¹

1	2	3	4	5	6	7	8
0.166	0.1	0.072	0.24	$4.6 \cdot 10^{28}$	$4.3 \cdot 10^{20}$	$2.4 \cdot 10^{24}$	$1.9 \cdot 10^6$
	0.5	0.95	41.6	$2.8 \cdot 10^{31}$	$3.3 \cdot 10^{30}$	$2.2 \cdot 10^{33}$	$7.0 \cdot 10^3$
	0.8	2.2	207	$1.9 \cdot 10^{32}$	$5.2 \cdot 10^{35}$	$1.9 \cdot 10^{36}$	40
	0.9	2.6	311	$3.0 \cdot 10^{32}$	$4.9 \cdot 10^{36}$	$6.7 \cdot 10^{36}$	17
0.0881	0.1	0.091	0.59	$4.3 \cdot 10^{28}$	$4.1 \cdot 10^{20}$	$8.3 \cdot 10^{24}$	$1.7 \cdot 10^6$
	0.5	1.2	108	$2.7 \cdot 10^{31}$	$3.1 \cdot 10^{30}$	$8.6 \cdot 10^{33}$	$1.6 \cdot 10^3$
	0.7	2.2	341	$1.0 \cdot 10^{32}$	$2.8 \cdot 10^{34}$	$8.7 \cdot 10^{35}$	50
	0.8	2.8	456	$1.9 \cdot 10^{32}$	$1.2 \cdot 10^{35}$	$5.9 \cdot 10^{36}$	13
0.0308	0.1	0.21	16.0	$1.2 \cdot 10^{29}$	$6.0 \cdot 10^{20}$	$1.9 \cdot 10^{27}$	$1.1 \cdot 10^6$
	0.3	1.2	23.2	$9.5 \cdot 10^{30}$	$6.7 \cdot 10^{22}$	$3.4 \cdot 10^{33}$	$1.5 \cdot 10^3$
	0.5	4.2	616	$7.3 \cdot 10^{31}$	$8.4 \cdot 10^{30}$	$5.5 \cdot 10^{37}$	0.54
	0.8	6.6	7500	$3.9 \cdot 10^{32}$	$1.3 \cdot 10^{35}$	$2.1 \cdot 10^{39}$	0.057

Примечание. T_R — поверхностная температура, T_0 — температура центрального ядерного шара, y_0 — начальное тепловое расширение центрального ядерного шара, L_γ — фотонная светимость, N_γ — число рентгеновских квантов с длинами волн $\lambda \lesssim 10 \text{ \AA}$, L_ν — нейтринная светимость, τ — время жизни в горячем состоянии.

Время остывания нейтронных звезд с $T_0 > 10^3$ ($T_R > 10^6$) очень мало, что связано с большими нейтринными потерями. Для $10^5 \leq T_R \leq 10^6$ время остывания τ оказывается порядка 10^3 — 10^6 лет. Основная часть теплового излучения «долгоживущих» нейтронных звезд сосредоточена в рентгеновском диапазоне с длинами волн $\lambda \lesssim 10 \text{ \AA}$ и имеет фотонные светимости в интервале 10^{29} — 10^{33} эрг/с.

Интересно отметить, что данные для компактных рентгеновских источников в остатках сверхновых SN 1006 и Тихо, полученные обсерваторией «Эйнштейн», в пределах точности наблюдений укладываются в рамки рассматриваемой модели.

Здесь уместно подчеркнуть также, что тепловые параметры нейтронных звезд обнаруживают заметную зависимость от ее массы (радиуса), в то время как в некоторых работах при сравнении результатов расчетов с данными наблюдений (см., например, [1]) эта зависимость считается несущественной.

Авторы признательны участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за интересные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THERMAL RADIATION NEUTRON STARS

G. HAROUTYUNIAN, V. RAPOYAN, G. SAHAKIAN

Parameters of thermal evolution of neutron stars are found whose hadronic matter contains π^- -meson component. The surface temperature T_R for typical neutron stars is shown to lie in the range of $10^5 \leq T_R \leq 10^6$. The cooling of neutron stars at $T_R > 10^6$ is due to the neutrino loss. For neutron stars of 10^3 — 10^6 years lifetime photon luminosity lies within 10^{29} — 10^{33} erg/s.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Шапиро, С. Тюкольски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Мкр, М., 1985.
2. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 305, 1983.
3. А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 17, 398, 1981.
4. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
5. А. Ш. Григорян, Г. Г. Арутюнян, *Астрофизика*, 18, 380, 1982.
6. E. Schatzman, *Handbuch der Physik*, Bd. 51, Springer-Verlag, Berlin, 1958, p. 729.
7. B. J. Brinkworth, *Nature*, 201, 1308, 1964.