АСТРОФИЗИКА

ТОМ 30 ИЮНЬ, 1989 ВЫПУСК 3

УДК:524.354.6—43

К ТЕОРИИ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. II

Г.П.АЛОДЖАНЦ, Л.Ш.ГРИГОРЯН, Г.С.СААКЯН, А.В.САРКИСЯН

Поступила 1 июня 1988

Продолжены начатые в [1] исследования нейтронной звезды в режиме радиальной аккреции. Вычислены толщины и массы характерных наружных слоев Ae-оболочки, в которых химический состав отличается от равновесного.

В предыдущей статье [1] исследован вопрос об источниках энергии в нейтронной звезде, находящейся в режиме непрерывной аккреции вещества от обычной звезды, образующей с ней тесную двойную систему. Было показано, что энергия аккреционного потока выделяется в основном в трех тонких слоях: вблизи поверхности звезды при $r\approx R$ (порядка $\frac{GMm_p}{R}\sim 100$ МэВ/нуклон), на дне «водородной оболочки» при $r\approx r_2$ и на дне «гельевого слоя» при $r\approx r_1$. С точки зрения наблюдателя на поверхности нейтронной звезды в этих слоях в единицу времени выделяется энергия

$$\frac{dW_R}{dt}=\dot{M}c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-r_g/R}}-1\right),\quad \frac{dW_1}{dt}\approx\frac{\dot{M}b_1}{m_n},\quad \frac{dW_2}{dt}=\frac{\dot{M}Xb_2}{m_n}. \tag{1}$$

Здесь $\dot{M}$ — темп аккреции, $r_g=2GM/c^2$ — гравитационный радиус нейтронной звезды, X — концентрация (по массе) водорода в аккреционном потоке,

$$\begin{aligned} b_1&=0.25m_{He}c^2+0.5\mu_e(r_1)-\mu_n(r_1)\approx 1.7\,\text{МэВ},\\ b_2&=m_pc^2+0.5\mu_e(r_2)-0.25m_{He}c^2\approx 7.1\,\text{МэВ}, \end{aligned} \tag{2}$$

где μ_e,μ_n — граничные энергии электронов и нейтронов соответственно [1].

В настоящей статье определены параметры внешних областей Ae-оболочки аккрецирующей нейтронной звезды, в которых химический состав отличается от равновесного. Массы этих областей и их толщины достаточно малы по сравнению с массой и радиусом всей звезды. Учитывая это обстоятельство, уравнение гидростатического равновесия запишем в приближенном виде

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{GM\rho}{R^2(1-r_g/R)}. \tag{3}$$

Интегрируя (3) с учетом аппроксимации

$$P=\begin{cases} B_1\rho^{5/3} & \text{при} \quad \rho<2\cdot 10^6 \text{г/см}^3, \\ B_2\rho^{4/3} & \text{при} \quad 2\cdot 10^6<\rho<6\cdot 10^{11} \text{г/см}^3 \end{cases}$$

уравнения состояния плазмы Ae-оболочки (см.[2,3]), где

$$B_1=(3\pi^2)^{\frac{2}{3}}h^2(Z/Am_p)^{5/3}/5m_e,$$

$$B_2=0.25(3\pi^2)^{1/3}ch(Z/Am_p)^{4/3},$$

находим

$$\rho(r)=\begin{cases} \rho_i[1-(r-r_i)/h_i]^3, & r_i<r<r_{i+1}, \quad i=1,2 \\ \rho_3[1-(r-r_3)/h_3]^{3/2}, & r_3<r<r_4. \end{cases} \tag{4}$$

Здесь r_1, r_2— радиусы сфер, выше которых могут существовать гелий и водород, соответственно (радиусы оснований гелиевой и водородной оболочек), $r=r_3$— примерная «граница» раздела релятивистской и нерелятивистской областей Ae—плазмы, $\rho(r_2)\approx 3\cdot 10^7 \text{г/см}^{-3}$, $\rho(r_1)\approx 10^8 \text{г}\cdot\text{см}^{-3}$,

$\rho(r_3)\approx 2\cdot 10^6 \text{г/см}^3$;$r=r_4$— «поверхность» раздела вырожденной и невырожденной плазм;

$\bar{Z}/\bar{A} \approx 0.5$ при $r_1\leqslant r\leqslant r_2$ и $\bar{Z}/\bar{A}=X+\frac{Y}{2}$ при $r\geqslant r_2$ и, наконец,

$$h_1\approx 3\cdot 10^{-14}B_2\rho_1^{1/3}F\approx 6.8\cdot 10^3F,$$

$$h_2\approx 3\cdot 10^{-14}B_2\rho_2^{1/3}F\approx 1.2\cdot 10^4\left(X+\frac{Y}{2}\right)^{4/3}F,$$

$$h_3\approx 1.9\cdot 10^{-14}B_1\rho_3^{2/3}F\approx 3\cdot 10^3\left(X+\frac{Y}{2}\right)^{5/3}F,$$

$$F(R,M)=R_6^2\left(1-\frac{r_g}{R}\right)M_\odot/M, \; R_6=R/10^6. \tag{5}$$

Здесь и далее используется система единиц СГС. Y — массовая концентрация гелия в аккреционном потоке.

Примерная величина плотности $\rho_4=\rho(r_4)$ определяется из условия

$$B_1\rho_4^{5/3}\approx\rho_4 kT/\mu m_p,\ \frac{1}{\mu}\approx 2X+\frac{3}{4}Y,$$

k — постоянная Больцмана, T— температура плазмы. Отсюда

$$\rho_4\approx 6{,}8\cdot 10^4 T_8^{3/2}(r_4)\frac{(X+\frac{3}{8}Y)^{3/2}}{(X+\frac{1}{2}Y)^{5/2}},\ T_8=T/10^8. \tag{6}$$

Из (4) непосредственно получаем для толщин слоев

$$r_2-r_1=h_1[1-(\rho_2/\rho_1)^{1/3}]\approx 2.3\cdot 10^3 F,$$

$$r_3-r_2=h_2[1-(\rho_3/\rho_2)^{1/3}]\approx 6.9\cdot 10^3 (X+\frac{Y}{2})^{4/3}F, \tag{7}$$

$$r_4-r_3=h_3[1-(\rho_4/\rho_3)^{2/3}]\approx h_3\approx 3\cdot 10^3(X+\frac{Y}{2})^{5/3}F.$$

Для масс этих слоев

$$\Delta M_i\approx 4\pi R^2\int_{r_i}^{r_{i+1}}\rho(r)dr$$

имеем

$$\Delta M_1\approx 1.8\cdot 10^{24}\cdot R_6^2\cdot F,\qquad r_1\leqslant r\leqslant r_2,$$

$$\Delta M_2\approx 1.1\cdot 10^{24}R_6^2(X+\frac{Y}{2})^{4/3}F,\qquad r_2\leqslant r\leqslant r_3, \tag{8}$$

$$\Delta M_3\approx 3\cdot 10^{22}R_6^2(X+\frac{Y}{2})^{5/3}F,\qquad r_3\leqslant r\leqslant r_4.$$

Торможение аккреционного потока происходит в наружной невырожденной оболочке нейтронной звезды. В стационарном режиме состояние плазмы в этой оболочке описывается следующей системой уравнений [4,5]:

$$\frac{dP}{dr}=-\frac{GM\rho}{R^2(1-r_g/R)}-\frac{4}{3}aT^3\frac{dT}{dr}, \tag{9}$$

$$\frac{d(Lg_\infty)}{dr}=\frac{4\pi R^2\rho\varepsilon g_\infty}{(1-r_g/R)^{1/2}}, \tag{10}$$

$$\frac{d}{dr}(T\sqrt{g_{00}})=-\frac{3\chi\rho L\sqrt{g_{00}}}{16\pi acT^3R^2(1-r_g/R)^{1/2}}, \tag{11}$$

$$P=k\rho T/\mu m_p. \tag{12}$$

Здесь L — поток энергии излучения через сферу радиуса r, χ — непрозрачность, $\varepsilon\rho$ — энергия, выделяемая в единицу времени в 1см^3. В уравнениях (9)—(11) учтено, что толщина оболочки очень мала по сравнению с радиусом звезды. По этой же причине $g_{00}(r)\approx g_{00}(R)$, и поэтому эта функция выпадает из уравнений.

За поверхность звезды $r=R$ примем ту поверхность, выше которой происходит торможение падающих частиц и выделение основной доли их энергии. Эта сферическая поверхность разбивает невырожденный слой на две области $r_4\leqslant r\leqslant R$ и $r\geqslant R$. Область $r\geqslant R$ назовем атмосферой (или тормозящим слоем) аккрецирующей нейтронной звезды.

В области $r_4\leqslant r\leqslant R$ нет источников и поэтому $L=L_R=const$, а непрозрачность при $r\geqslant r_4$ обусловлена томсоновским рассеянием на электронах: $\chi=0.19(1+X)$. Тогда из уравнений (9) и (11) следует

$$\frac{dP}{dT}=\frac{4}{3}a\left(\frac{L_E}{L_R}-1\right)T^3,$$

откуда

$$P(r)=P(r_4)-\frac{a}{3}\left(\frac{L_E}{L_R}-1\right)[T^4(r_4)-T^4(r)], \tag{13}$$

где релятивистский эддингтоновский предел

$$L_E=\frac{4\pi GMc}{\chi(1-r_g/R)^{1/2}}\approx 2.65\cdot 10^{38}\frac{M/M_\odot}{(1+X)(1-\frac{r_g}{R})^{1/2}}. \tag{14}$$

Используя (11), можно оценить массу слоя, $r_4\leqslant r\leqslant R$:

$$\Delta M_4\approx 4\pi R^2\int_{r_4}^{R}\rho dr\approx\frac{16\pi^2acR^4(1-r_g/R)^{1/2}}{3XL_R}[T^4(r_4)-T^4(R)]\approx$$

$$\approx 6.3\cdot 10^{18}\frac{T_8^4(r_4)}{1+X}[1-T_R^4/T^4(r_4)]\frac{R_6^4}{L_{36}}\left(1-\frac{r_g}{R}\right)^{1/2}. \tag{15}$$

Перейдем к изучению атмосферы, в которой происходит торможение потока. Ввиду того, что тормозящий слой достаточно тонкий и именно в нем выделяется основная часть энергии аккреционного потока, атмосферу можно приближенно считать изотермической. Интегрирование уравнения (9) с учетом (12) и $T=const$ дает для плотности в атмосфере барометрическую формулу

$$\rho=\rho_R e^{-(r-R)/h_5}, \qquad (16)$$

где

$$h_5=\frac{kT_R R^2(1-r_g/R)}{GM\mu m_p}\approx\frac{6T_7(R)F}{\mu}. \qquad (17)$$

Не учитывая возможные коллективные эффекты, будем считать, что торможение частиц аккреционного потока в основном обусловлено их парными кулоновскими столкновениями с частицами атмосферной плазмы. Тогда торможение, например, водорода качественно определяется уравнением [6].

$$\frac{dv}{dr}\approx\frac{4\pi e^4\Lambda}{v^3 m_e m_p}\rho(r), \qquad (18)$$

где $v(r)$— скорость падающих частиц на расстоянии r от центра нейтронной звезды, e— заряд электрона, $\Lambda\approx 5$— кулоновский логарифм атмосферной плазмы. Подставляя (16) и (17) в (18) и интегрируя с учетом $v>>v_T$, (v_T— тепловая скорость частиц атмосферы), получаем

$$\rho_R\approx\frac{m_e m_p^2 v_a^4}{80\pi e^4 h_5}\approx 2.2\frac{\mu(M/M_\odot)^3}{T_7(R)R_6^4(1-r_g/R)}. \qquad (19)$$

Оптическая толщина тормозящего слоя приблизительно равна

$$\tau=\int_R^\infty\frac{\chi\rho(r)dr}{\sqrt{1-r_g/r}}\approx\frac{0.19(1+X)\rho_R h_5}{\sqrt{1-r_g/R}}\approx\frac{2.6(1+X)}{\sqrt{1-r_g/R}}R_6^{-2}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2. \qquad (20)$$

Для нейтронных конфигураций эта величина изменяется в интервале от

$$\tau\approx 0.003 \text{ до } \tau\approx 23 \text{ при } X\approx 1.$$

Плотность ρ_R у дна атмосферы определяется в основном массой конфигурации и ее температурой. Эффективная длина торможения аккреционного потока порядка h_5, которая очень мала по сравнению с R.

Выражаем благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ.

Ереванский государственный
университет

Институт прикладных проблем физики
АН Арм. ССР.

ON THE THEORY OF ACCRETING NEUTRON STARS. II

G.P.ALOJANTS, L.Sh.GRIGORIAN, G.S.SAHAKIAN, A.V.SARKISSIAN

The investigation of neutron star in the regime of radial accretion of matter are continued. Thickness and masses of characteristic external layers (where the chemical composition is different from the equilibrium) of Ae-shell are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.П.Алоджанц, Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, А.В.Саркисян,* Астрофизика, **29**, 573, 1988.
2. *Г.С.Саакян,* Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
3. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian,* Astrophys. and Space Sci., **95**, 305, 1983.
4. *М.Шварцшильд,* Строение и эволюция звезд, М., 1961.
5. *K.S.Thorne,* Astrophys. J., **212**, 825, 1977.
6. *Н.Кролл, А.Трайвелис,* Основы физики плазмы, Мир, М., 1975.