

УДК: 524.38—43

## О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ БАРСТЕРОВ. I

Г. С. СААКЯН, Г. П. АЛОДЖАНЦ, А. В. САРКИСЯН

Поступила 24 декабря 1990

Исследовано явление вспышек барстеров. В компактной двойной системе, состоящей из нейтронной и обычной звезд, характерной величиной является темп аккреции  $\dot{M}_E \approx 1.3 \cdot 10^{18}$  г/с, соответствующий эддингтозовскому пределу светимости  $L_E$ . Когда темп аккреции  $\dot{M} < \dot{M}_E$ , мы имеем дело с источником мягкого рентгеновского излучения, который при достаточно сильном магнитном поле проявляет себя как рентгеновский пульсар. Барстеры — это объекты с  $\dot{M} \gtrsim \dot{M}_E$  и, по-видимому, сравнительно слабым магнитным полем, и, наконец, в объектах с релятивистскими струями (например, SS 433)  $\dot{M} > \dot{M}_E$ . Показано, что в барстерах температура нейтронной звезды практически одна и та же от центра до ее поверхности, где происходит остановка аккреционного потока, причем  $T \approx 2 \cdot 10^7$ . Колебания температуры около этого среднего значения порядка  $\Delta T \approx 10^{-3} T$ . Показано, что вспышки обусловлены тепловым состоянием адронного ядра, являющимся огромным резервуаром тепловой энергии нейтронной звезды. Именно небольшие колебания тепловой энергии этого резервуара служат причиной регулярных вспышек. Перед вспышкой тепловая энергия адронного ядра достигает своего наибольшего значения, при этом светимость  $L$  становится чуть больше  $L_E$ . За время вспышки аккреция на нейтронную звезду приостанавливается, а потери возрастают: адронное ядро расходует небольшую часть своей тепловой энергии на совершение работы при выбросе масс и значительно меньше на излучение. Вспышка прекращается, и аккреция возобновляется как только  $L$  становится меньше  $L_E$ . После этого до определенного времени  $t = \tau_1$  ( $\tau_1$  — время спокойного периода жизни барстера) часть выделенной по поверхности аккреционной энергии передается вовнутрь звезды на разогрев ее адронного ядра, но с течением времени поступающей к адронному ядру поток энергии уменьшается и когда  $L$  достигает значения  $L_E$ , происходит новая вспышка, затем история повторяется. В барстерах нейтринные потери энергии не играют сколько-нибудь заметной роли.

1. *Введение.* Нейтронные звезды представляют исключительный научный интерес не только из-за того, что являются звездными конфигурациями из ядерного вещества и обладают мощным магнитным полем, но и не в меньшей мере благодаря своим уникальным астрофизическим проявлениям. Так, изолированные, достаточно быстро вращающиеся нейтронные звезды проявляют себя как пульсары, излучающие направленный пульсирующий поток радиоизлучения. Вторым важным типом

интенсивно исследуемых объектов является двойная система, один из компонентов которой—нейтронная звезда. Характерной особенностью этих объектов является непрерывное перетекание масс от заполняющего свою полость Роша рыхлого компонента (обычная звезда) к сверхплотному компоненту, то есть аккреция вещества на нейтронную звезду. Аккреционный поток вещества при своем торможении разогревает тонкий поверхностный слой нейтронной звезды, и затем выделенная тепловая энергия излучается в виде чернотельного мягкого рентгеновского излучения. При этом, в зависимости от темпа аккреции, ориентации оси магнитного диполя относительно оси вращения нейтронной звезды и величины магнитной индукции, тесная двойная система проявляет себя как рентгеновский пульсар, барстер, объект с релятивистскими струями (например, SS 433) или же просто как точечный источник рентгеновского излучения. В течение последних двух десятилетий опубликовано много работ, посвященных проблеме аккрецирующих нейтронных звезд. Мы не имеем возможности привести здесь их полный список. Отметим лишь, что ссылки на многие из них можно найти в [1—3].

Нас интересует здесь проблема барстеров, теоретическому исследованию которой посвящены работы [2—12]. В этих работах предложен интересный механизм возникновения рентгеновских вспышек в аккрецирующих нейтронных звездах и разработана соответствующая теория. Предполагается, что по ходу аккреции вещества, в промежутке между вспышками, на глубине, где  $\rho \approx 10^8$  г/см<sup>3</sup>, происходит накопление гелия (при больших плотностях ядра гелия не могут существовать, так как они быстро исчезают в пикноядерных реакциях), который имеется в падающем потоке и возможно отчасти образуется в процессах термоядерного синтеза водорода в верхнем слое. Далее считается, что когда плотность числа ядер гелия достигает определенного критического значения, при температуре  $T \approx 5 \cdot 10^8$  (достижение такой высокой температуры считается возможным благодаря термоядерному синтезу водорода в тех же местах) происходит внезапный мгновенный синтез ядер этого элемента, в реакциях так называемого тройного столкновения  $\alpha$ -частиц [13], и в результате этого в виде взрыва выделяется то количество энергии, которое наблюдается в вспышках. Однако нам представляется более правдоподобным, что на поверхности нейтронной звезды ни коим образом не могут возникнуть те экстремальные условия, которые необходимы для взрывного сгорания гелия в тройных столкновениях его ядер. Мы считаем, что невозможны ни столь высокие температуры, ни накопление гелия. Скорее всего аккреционный поток после остановки на поверхности продолжает медленно всасываться вглубь звезды. При этом часть водорода по пути конечно подвергается термоядерному синтезу, но, по-видимому, основная его часть достигает слоя с  $\rho(r_2) \approx 3 \cdot 10^7$  г/см, где

протоны распадаются на нейтроны, которые сразу же поглощаются атомными ядрами. Что касается гелия (в том числе и той части его, которая образуется в процессах термоядерного синтеза водорода), то он, просачиваясь под поверхность, где  $\rho(r_1) \approx 10^8$  г/см<sup>3</sup>, исчезает в пикноядерных реакциях синтеза [14]. Мы придерживаемся той точки зрения, что причину вспышек барстеров следует искать в тепловом состоянии нейтронной звезды. Подавляющая часть тепловой энергии звезды накоплена в её адронном ядре, которое является тепловым резервуаром, управляющим её состоянием. Ниже мы убедимся, что вспышки в барстерах являются откликами на те небольшие изменения температуры, которые происходят в адронном ядре по ходу аккреции.

2. *Основные уравнения.* Выпишем те уравнения, которые определяют внутреннее строение, параметры и тепловое состояние нейтронной звезды, находящейся в квазистационарном режиме аккреции [15, 16]:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G(\rho c^2 + P)}{c^2 r^2 (1 - 2Gu/c^2 r)} \left( u + \frac{4\pi}{c^2} P r^2 \right), \quad (1)$$

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2, \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dr} = - \frac{2}{\rho c^2 + P} \frac{dP}{dr}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(Le^3)}{\partial r} = \frac{4\pi r^3 e^3}{(1 - 2Gu/c^2 r)^{1/2}} \left( \rho_0 e^3 - \rho_0 e^3 - c_v \frac{\partial T}{\partial \tau} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial(Te^{3/2})}{\partial r} = - \frac{3\chi \rho_0 Le^{3/2}}{64\pi\sigma T^3 r^2 (1 - 2Gu/c^2 r)^{1/2}}. \quad (5)$$

Здесь за основу принята шварцшильдовская метрика,

$$ds^2 = e^{\nu} c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - 2Gu/c^2 r} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2),$$

$P$ —давление,  $\rho c^2$ —плотность полной энергии, включающая в себя энергию покоя частиц, кинетическую энергию, ядерную и гравитационную энергию взаимодействий,  $\rho_0(r) = \sum m_k n_k(r)$ —собственная плотность массы покоя,  $n_k$ —собственная плотность частиц

$$\int n_k dV_p = N_k, \quad dV_p = dV (1 - 2Gu/c^2 r)^{-1/2},$$

$u(r)$ —с определенной оговоркой является накопленной массой,  $c_v$ —собственная теплоемкость единицы объема ( $c_v = c n$ ,  $c$ —теплоемкость на одну частицу),  $\rho_0 e^3$ —собственная плотность энергии источника (энергия,

выделяемая в единице объема за единицу собственного времени).

$$E_l = \int \rho_0 \epsilon_l dV_p$$

полная энергия, выделяемая в единицу времени,  $\rho_0 \epsilon_0$ —собственная мощность нейтринных потерь энергии:

$$E_v = \int \rho_0 \epsilon_v dV_p$$

полная энергия нейтринных потерь за 1 с (нейтринная светимость звезды),  $\chi(r)$ —коэффициент непрозрачности, наконец,  $\tau$ —собственное время.

Граничные и начальные условия к уравнениям (1)—(5):

$$r = 0, P(0) = P_c, u(0) = 0,$$

$$v(R) = \ln(1 - r_*/R), T(0, 0), L(0, 0) = 0, \quad (6)$$

где  $R$ —радиус звезды. Переменные  $P$ ,  $u$ ,  $v$  зависят только от расстояния до центра  $r$ , а  $T$  и  $L$  кроме  $r$  зависят также от времени  $\tau$ .

В определенных экстремальных случаях у самой поверхности звезды возникает необходимость учета в уравнении (1) также вклада давления излучения. Но независимо от того, в каком тепловом состоянии находится нейтронная звезда, первые три уравнения, по сути дела, не переплетаются с двумя последними, и поэтому можно их проинтегрировать отдельно. Иначе говоря, распределение масс в звезде и, следовательно, масса, радиус и момент инерции нейтронной звезды заметным образом не подвержены влиянию температуры. В отличие от этого уравнения (4) и (5) существенным образом связаны с (1)—(3) и их интегрирование возможно только совместно с ними.

3. *Материальные параметры.* Мы придерживаемся той точки зрения, что при переходе от  $A_e$ -оболочки (где плазма состоит из атомных ядер и вырожденного газа электронов) нейтронной звезды к её адронному ядру плотность массы изменяется от значения  $5.8 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> к значению  $2.85 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. на поверхности их раздела испытывает скачок примерно в 500 раз, при неизменном давлении  $P = 6.4 \cdot 10^{29}$  эрг/см<sup>3</sup>, сравнительно тонкая оболочка из  $A_e$ -плазмы является как бы атмосферой для адронного шара, в котором заключена почти вся масса звезды. У стабильных нейтронных конфигураций в центре кварков нет, адронное ядро при центральных давлениях  $6.5 \cdot 10^{29} < P(0) \lesssim 6 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup> состоит только из ядерного вещества (нуклоны,  $\pi^-$ —мезоны и сравнительно небольшая примесь электронов), при  $6 \cdot 10^{33} \lesssim P(0) \lesssim 4 \cdot 10^{36}$  эрг/см<sup>3</sup> в центральной области из адронного вещества (нуклоны, гипероны, резонансные частицы,  $\pi^-$ —мезоны и небольшая примесь электронов), а в наружном слое из ядерной материи. Под ядерной материей здесь подразумевается вырожденная плазма при плотности  $\rho = 2.8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Она

характеризуется тем, что обладает высокой степенью несжимаемости (жидкая фаза при  $P \leq 6 \cdot 10^{33}$  г/см<sup>3</sup>) и состоит из смеси нейтронов, протонов,  $\pi$ -мезонов с примерно одинаковой концентрацией с небольшой примесью электронов:

$$y_n = 0.591, y_p = 0.409, y_\pi = 0.4, y_e = 0.0035,$$

где  $y_k = n_k/n$ ,  $n = n_n + n_p = 1.7 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup> — плотность числа нуклонов [17, 18, 19]. Таким образом, в вырожденной плазме нейтронных звезд ни при каких плотностях не существует ситуации с преобладающим числом нейтронов. В связи с этим уместно напомнить, что название этих объектов условное и не соответствует реальной картине, существующей в них. Ниже мы пользуемся уравнением состояния и значениями материальных параметров, соответствующих именно этому представлению. Отметим, однако, что во многих работах по физике нейтронных звезд придерживаются представления о том, что переход от Ae-фазы к фазе ядерного вещества совершается плавно, без какого-либо скачка, и что ядерное вещество состоит преимущественно из нейтронов. Заметим однако, что упомянутое различие представлений о сверхплотной вырожденной плазме не так уж сильно сказывается на значениях интегральных параметров нейтронных конфигураций.

Для мощности нейтринных потерь энергии для ядерного вещества с учетом роли пионного конденсата мы пользуемся формулой

$$\epsilon_\nu = 10^{-63} T^8 \text{ эрг/г}\cdot\text{с}, \quad (7)$$

полученной в работе [20]. По известной причине вклад Ae-оболочки в нейтринную светимость звезды весьма мал.

Мощность источника энергии, обусловленная аккрецией вещества на нейтронную звезду, описывается следующей удобной формулой:

$$\begin{aligned} \epsilon_1(r) = & \frac{\dot{M} c^2 \sqrt{1 - r_g/R}}{4 \pi \rho_0(R) R^2} \left( \frac{1}{\sqrt{1 - r_g/R}} - 1 \right) \delta(r - R) + \\ & + \frac{X_H \dot{M} b_2 \sqrt{1 - r_g/r_2}}{4 \pi m_p \rho_0(r_2) r_2^2} \delta(r - r_2) + \frac{M b_1 \sqrt{1 - r_g/r_1}}{4 \pi m_p \rho_0(r_1) r_1^2} \delta(r - r_1). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $r_g$  — гравитационный радиус звезды,  $M = \frac{dM}{dt}$  — темп аккреции.

Это выражение написано в соответствии с обсуждением, проведенным в [14]. Первое слагаемое в (8) — кинетическая энергия аккреционного потока, выделяемая при его торможении на поверхности звезды, где плотность порядка нескольких г/см<sup>3</sup> [21]. Второе слагаемое — энергия, выделяемая при распаде протонов и с последующим поглощением нейтро-

нов ядрами под поверхностью  $r=r_2$ , где плотность  $\rho(r_2) = 3.2 \cdot 10^7$  г/см<sup>3</sup>,  $b_2 = 7.13$  МэВ,  $X_H$  — массовая концентрация водорода в аккреционном потоке. Ниже предполагается, что аккреционный поток в основном состоит из водорода и гелия с массовыми концентрациями  $X_H = 0.64$ ,  $X_{He} = 0.34$ , а доля остальных элементов составляет  $X_z = 0.02$ . Последнее слагаемое представляет собой энергию, выделяющуюся в пикно-ядерных реакциях под поверхностью  $r=r_1$ , где плотность  $\rho(r_1) \approx 10^8$  г/см<sup>3</sup>,  $b_1 = 1.63$  МэВ. В (8)  $\delta$ -функции введены ради удобства.

Теплоемкость единицы объема вырожденного газа частиц со спином  $1/2$  равна

$$c_v = \frac{cm^2 k^2 x (1+x^2)^{1/2}}{3n^3} T, \quad (9)$$

где  $m$  — масса частиц,  $x$  — граничный импульс Ферми в единицах  $mc$ . Используя эту формулу, можно оценить теплоемкость адронного ядра звезды. Прежде всего заметим, что здесь вклад электронов пренебрежимо мал, так как плотность их числа на несколько порядков меньше плотности числа барионов. Не существенна также и роль  $\pi$ -мезонного конденсата, поскольку для его теплового возбуждения требуются чрезвычайно высокие температуры. Таким образом, тепловая энергия адронного ядра определяется в основном барионами. Адронная плазма имеет весьма сложный химический состав. Поэтому фактически речь может идти только об оценках. С этой целью мы рассматриваем адронную плазму как барионный газ, состоящий из частиц со средней массой  $m \approx 2.3 \cdot 10^{-24}$  г, что является неплохим приближением для рассматриваемых здесь вопросов. Теперь мы можем использовать формулу (9) для оценки удельной теплоемкости такого вещества. Учитывая, что здесь  $x \ll 1$ , находим

$$c_b \approx \frac{k^2 m}{n^2} n^{1/3} T \approx \frac{k^2 m^{2/3}}{n^2} \rho^{1/3} T \approx 3 \cdot 10^5 T \rho_0^{1/3}, \quad (10)$$

где  $n$  — плотность числа барионов.

Практически вся масса звезды, а следовательно и тепловая энергия заключены в её адронном ядре, поэтому малый вклад Ae-оболочки в тепловую энергию можно не учитывать.

Перейдем к вопросу непрозрачности адронного ядра. Для сильно вырожденной плазмы доминирующим механизмом переноса энергии является теплопроводность. Обусловленный ею коэффициент непрозрачности равен

$$\chi = \frac{16\sigma T^3}{3\rho_0 \lambda}, \quad (11)$$

где  $\lambda$ —коэффициент теплопроводности, для оценки которого используем элементарную формулу кинетической теории газов:

$$\lambda \approx \frac{c_v \bar{v}^2}{3\nu}, \quad (12)$$

где  $c_v$ —удельная теплоемкость (единицы объема) для данного сорта частиц,  $\bar{v}$ —средняя скорость их хаотического движения,  $\nu$ —число столкновений пробной частицы в единицу времени. При оценке величины необходимо учесть, что вследствие вырождения в столкновениях с пробной частицей принимают участие в основном только барионы (число электронов относительно мало), с энергией в полосе шириной  $\Delta \epsilon_b \approx kT$ , вблизи поверхности Ферми. Число таких частиц порядка

$$\Delta n \approx \frac{3}{2} \cdot \frac{\Delta \epsilon_b}{\epsilon_b} n = \frac{3mkTn^{1/3}}{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^3}, \quad (13)$$

где  $\epsilon_b = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n^{2/3}/2m$ .

Для числа столкновений электрона с барионами имеем

$$\nu_{eb} \approx \frac{\Lambda e^4 \epsilon_e \Delta n}{c^2 P_e^3} \approx \frac{\Lambda c e^4 \Delta n}{\epsilon_e}. \quad (14)$$

В адронной плазме электроны ультрарелятивистские,  $\Lambda$ —кулоновский логаритм. Учитывая (12)—(14) из (11) для электронной непрозрачности в адронном ядре находим

$$\chi_e \approx \frac{96 \Lambda \sigma \hbar m^{2/3} e^4 T^3}{(3\pi^2)^{2/3} k m_e^4 c^6 x_e^4 \rho_0^{2/3}} \approx 3 \cdot 10^{-30} T^3 / \rho_0^{2/3}. \quad (15)$$

Здесь  $x_e = \frac{P_e}{m_e c} \approx 100$ , а кулоновский логаритм для ультрарелятивистского электронного газа  $\Lambda \approx 0.5 \ln \left( \frac{\pi c \hbar}{4 e^2} \right) \approx 2.5$ .

Число столкновений бариона с барионами порядка

$$\nu_b \approx \pi r_0^2 \bar{v}_b \Delta n, \quad (16)$$

где  $\bar{v}_b \approx (3\pi^2)^{1/3} \frac{\hbar n^{1/3}}{m}$ , а  $r_0 = 1.12 \cdot 10^{-13}$ —радиус действия ядерных сил.

Используя (16), (13), (12) из (11) для непрозрачности, определяемой барионами, находим

$$\chi_b \approx \frac{32 \sigma r_0^3 m^{4/3} T^3}{3 \pi k \hbar \rho_0^{4/3}} = 4.2 \cdot 10^{-19} \frac{T^3}{\rho_0^{4/3}}. \quad (17)$$

Отношение электронной и барионной непрозрачностей приблизительно равно

$$\chi_e/\chi_b \approx 7 \cdot 10^{-12} \rho_0^{-2/3}.$$

Для устойчивых нейтронных конфигураций плотность в пределах адронного ядра изменяется в интервале  $3 \cdot 10^{14} \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> ( $\rho_0 \lesssim \rho$ ). В этом интервале  $\chi_e \ll \chi_b$  поэтому непрозрачность адронной плазмы определяется электронами, т. е. формулой (15).

Приведем сводку формул непрозрачностей для вырожденной и невырожденной областей нейтронной звезды. В области адронного ядра коэффициент непрозрачности определяется формулой (15). В Ae-оболочке

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{64 \pi \sigma e^4 \hbar^3}{m_p m_e^4 c^6 k^2} \left( \sum_I \frac{X_I Z_I^2 (\ln 26.3 Z_I)}{A_I} \right) \times \frac{1 + x_e^2}{x_e^6} T^2 = \\ &= 4.45 \cdot 10^{-20} \left( \sum_I \frac{X_I Z_I^2 \ln 26.3 Z_I}{A_I} \right) \frac{1 + x_e^2}{x_e^6} T^2, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $X_I$  — массовая концентрация ядра с параметрами  $Z_I, A_I$ . Если принять, что Ae-плазма в среднем состоит из ядер железа  $Z = 26, A = 56$ , то

$$\chi \approx 3.5 \cdot 10^{-18} T^2 \frac{1 + x_e^2}{x_e^6}.$$

Формула (18) взята из работ [23, 24], она непосредственно получается по вышеприведенной простой схеме с использованием формул (11) и (12) и соответствующего выражения для числа столкновений  $\nu$ . Далее в наружной невырожденной оболочке звезды [13]

$$\chi_{ff} \approx 3.68 \cdot 10^{22} (X_H + X_{He}) (1 + X_H) \frac{\rho}{T^{3.5}}, \quad (19)$$

$$\chi_{bf} \approx 4.34 \cdot 10^{25} X_x (1 + X_H) \frac{\rho}{T^{3.5}}. \quad (20)$$

Наконец, в области, где  $\rho < 100$  г/см<sup>3</sup> непрозрачность определяется томсоновским рассеянием

$$\chi_e = 0.19 (1 + X_H). \quad (21)$$

Примерная граница раздела вырожденной и невырожденной областей определяется соотношением

$$\rho(r_4) \approx 2.2 \cdot 10^3 T_7^{3/2},$$

(мы сохраняем обозначения, принятые в [21]). Масса области  $r > r_4$  порядка

$$\Delta M_4 \approx 10^{15} T_7^4 / L_{36}.$$

Для нейтронной звезды, находящейся в режиме непрерывной аккреции, химический состав области  $r > r_4$  будет сходным с химическим составом падающего на поверхность звезды потока вещества.

4. О тепловом состоянии нейтронной звезды. Выберем конкретную конфигурацию нейтронной звезды [25], что позволит провести более предметное обсуждение проблемы:

$$P(0) = 3.96 \cdot 10^{34} \text{ эрг/см}^3, \quad R_0 = 11.19 \text{ км}, \quad R = 11.73 \text{ км}, \quad (22)$$

$$M = 2.162 \cdot 10^{33} \text{ г}, \quad \Delta M = 3.24 \cdot 10^{-5} M_{\odot}, \quad r_g = 3.206 \text{ км},$$

где  $R_0$ —радиус адронного ядра,  $\Delta M$ —масса Ae-оболочки. Приведенному значению центрального давления соответствует плотность массы  $\rho(0) = 4.65 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ .

Следующим важным параметром барстера является его эддингтоновский предел светимости, который для рассматриваемой конфигурации равен

$$L_E = \frac{4\pi GM_c}{\chi_e \sqrt{1 - r_g/R_1}} = 2.04 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с}. \quad (23)$$

Здесь  $\chi_e = 0.19(1 + X_H) = 0.312$ —коэффициент непрозрачности для томпсоновского рассеяния в предположении, что на поверхности звезды массовая доля водорода равна 0.64. При квазистационарном режиме и в предположении, что нейтринная светимость относительно мала (это в самом деле так), для звезды с параметрами (22) соответствующий эддингтоновскому пределу светимости темп аккреции равен

$$\dot{M}_E \approx \frac{4\pi GM}{c\chi_e \sqrt{1 - r_g/R}} = 1.31 \cdot 10^{18} \text{ г/с}.$$

Здесь не учтен вклад ядерных реакций, происходящих в аккрецирующем веществе при  $r \approx r_2$  и  $r \approx r_1$ , его учет приводит к небольшому уточнению  $\dot{M}_E$ :

$$\dot{M}_E = 1.262 \cdot 10^{18} \text{ г/с}. \quad (24)$$

Заметим, что для нейтронных звезд темп аккреции, соответствующий эддингтоновскому пределу светимости почти не зависит от массы. В этом мы убеждаемся рассматривая нерелятивистское приближение

$$\frac{4\pi GM_c}{\chi_e} \approx \frac{GM\dot{M}_E}{R}.$$

Отсюда

$$\dot{M}_E \approx \frac{4\pi cR}{\chi} \approx 1.2 \cdot 10^{18} R_0 \text{ г/с}.$$

Нейтронные звезды имеют примерно одинаковый радиус, следовательно и их предельные темпы аккреции мало отличаются друг от друга.

При постоянном темпе аккреции  $\dot{M} < \dot{M}_0$  нейтронная звезда безупрочно находится в стационарном тепловом состоянии и в зависимости от магнитного поля, проявляет себя либо как рентгеновский пульсар (при сильном магнитном поле), либо как компактный источник рентгеновского излучения (когда магнитное поле относительно слабое). Мы считаем, что барстеры являются объектами с  $\dot{M} \approx \dot{M}_0$ . В этом случае в нейтронной звезде устанавливается квазистационарное тепловое состояние, в котором спокойные продолжительные периоды ( $\tau \sim 10^4 \div 10^6$  с) медленного нагревания прерываются короткими вспышками, сопровождаемыми выбросом определенного количества вещества и лучистой энергии, когда светимость достигая эддингтоновского предела чуть превышает его.

Для последующего, важным является понимание того очевидного обстоятельства, что за короткое время вспышки  $\tau \approx 10$  с звезда теряет лишь весьма малую часть своей тепловой энергии, поэтому ее состояние и следовательно профиль температуры не изменяются заметным образом. Но тем не менее эти небольшие изменения приводят к важным следствиям. Это обусловлено тем, что темп аккреции близок к его критическому значению  $\dot{M}_E$ , вследствие чего звезда находится в метастабильном состоянии. В самом деле, как только светимость чуть превышает  $L_E$  радиационная сила на поверхности превышает гравитационную, что приводит к истечению вещества от звезды и, наоборот, когда светимость спускается чуть ниже  $L_E$  превалирует гравитационная сила и сразу же возобновляется процесс аккреции. Поскольку при вспышке внутренняя энергия звезды уменьшается, то за этот короткий промежуток времени  $\dot{T}(r, \tau) < 0$ . В промежутке времени между вспышками звезда находится в режиме аккреции, она получает энергию, но основная часть этой энергии излучается от поверхности и лишь её небольшая часть идет во внутрь на разогрев адронного ядра. Звезда медленно накапливает ту небольшую энергию, которую потеряла во время вспышки, поэтому за спокойный период её жизни  $\dot{T}(r, \tau) > 0$ . Со временем  $\dot{T}$  уменьшается, так как звезда стремится выйти на стационарное состояние, но этот процесс прерывается следующей вспышкой. Качественная картина изменения  $\dot{T}$  со временем изображена на рис. 1.

Итак, за время между вспышками (между точками С и D кривой  $\dot{T}$ , рис. 1) температура звезды медленно растет и происходит накопление добавочной тепловой энергии, необходимой для очередной вспышки. В этой части плавного возрастания температуры адронного ядра звезды,

в качестве хорошего приближения можно принять за основу следующую аппроксимацию

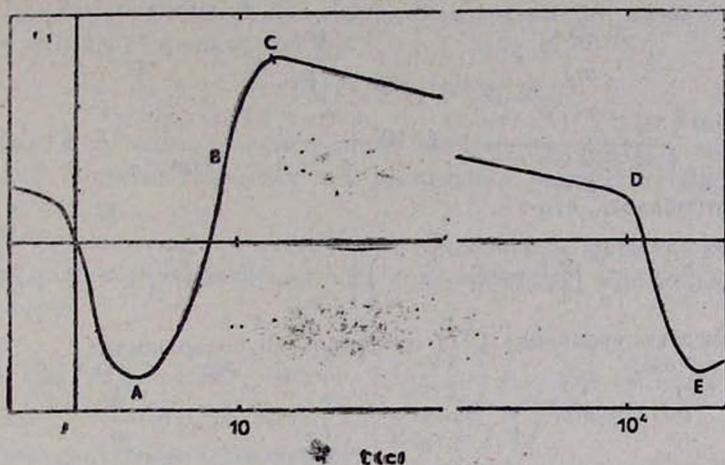


Рис. 1. Кривая зависимости  $\dot{T}$  от времени. Масштабы по осям—произвольные.

$$T(r, \tau) = T(r, \tau_0) \left[ 1 - \alpha \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 \right], \quad (25)$$

где  $\tau = t \cdot \exp(\nu/2)$ —собственное время, отсчитываемое с начала спокойного периода жизни барстера,  $\alpha$  и  $\tau_0$ —параметры, определяющие медленный рост температуры в промежутке между вспышками. По сути дела  $\tau_0$  время выхода звезды на стационарное тепловое состояние,  $\alpha = [T(r, \tau_0) - T(r, 0)]/T(r, \tau_0) \ll 1$ , в чем мы скоро убедимся. У остывающих изолированных нейтронных звезд температура при движении от центра к поверхности падает, но настолько медленно, что вплоть до слоя, где снимается вырождение, она почти остается постоянной. Фактически заметное падение температуры происходит в наружном тонком слое Ae-оболочки, где плазма невырождена. В случае нейтронной звезды, находящейся в условиях непрерывной аккреции эта картина усугубляется. Изотермичность звезды (речь идет о сохранении произведения  $T \cdot e^{\nu/2}$  сохраняется вплоть до поверхности, где происходит остановка падающего потока, так что в (25) зависимость температуры от  $r$  носит символический характер. Скорость изменения температуры звезд за спокойный период времени определяется формулой

$$\dot{T}(r, \tau) = \frac{2\alpha}{\tau_0} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) T(r, \tau_0). \quad (26)$$

Учитывая (7), (8), (10) и (26) уравнение переноса энергии (4) представим в следующем виде

$$\begin{aligned} \frac{d(L e^{\nu})}{dr} = & \dot{M} c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-r_g/R}} - 1 \right) e^{\nu} \delta(r-R) + \\ & + \frac{X_H \dot{M} b_2}{m_p} e^{\nu} \delta(r-r_2) + \frac{\dot{M} b_1}{m_p} e^{\nu} \delta(r-r_1) - \\ & - 10^{-63} \frac{4 \pi \rho_0 r^2 T^3(r, \tau) e^{\nu}}{\sqrt{1-2Gu/c^2 r}} - 6 \cdot 10^6 \frac{\alpha \cdot 4 \pi \rho_0^{1/3} T^3(r, \tau) e^{\nu} r^2}{\tau_0 \sqrt{1-2Gu/c^2 r}} \cdot \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right). \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь учитывалось, что

$$T \dot{T} = \frac{2\alpha}{\tau_0} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) \left| 1 - \alpha \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) \right| T^2(r, \tau) \approx \frac{2\alpha}{\tau_0} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) T^2(r, \tau).$$

Проинтегрируем уравнение (27) от центра до поверхности:

$$\begin{aligned} L(\tau) = & \dot{M} c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-r_g/R}} - 1 \right) + (X_H b_2 + b_1) \frac{\dot{M}}{m_p} - \\ & - \frac{10^{-63}}{1-r_g/R} \int_0^{R_0} \frac{4 \pi \rho_0 r^2 T^3(r, \tau) e^{\nu} dr}{\sqrt{1-2Gu/c^2 r}} - \\ & - \frac{6 \cdot 10^6 \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_0} \right) \alpha}{(1-r_g/R) \tau_0} \int_0^{R_0} \frac{4 \pi \rho_0^{1/3} r^2 e^{\nu} T^3(r, \tau) dr}{\sqrt{1-2Gu/c^2 r}}, \end{aligned} \quad (28)$$

где в верхнем пределе интеграла радиус звезды мы заменили радиусом её адронного ядра  $R_0$ , ошибка, допускаемая при этом совершенно несущественна, поскольку масса Ae-оболочки на несколько порядков меньше массы адронного ядра.

Ниже необходимо иметь правильное представление о профиле температуры нейтронной звезды. Барстеры—это объекты со светимостями, близкими к эддингтоновскому пределу (23), поэтому для них температура на поверхности звезды равна

$$T_R = \left( \frac{L_E}{4 \pi \tau R^2} \right)^{1/4} = 2.14 \cdot 10^7. \quad (29)$$

Это число относится к конфигурации с параметрами, приведенными в (22). Примерно такая же поверхностная температура и у других барстерных нейтронных звезд. Из-за высокой теплопроводности вырожденного вещества (в условиях квазистационарного режима аккреции), с точностью до релятивистского множителя  $\exp(\nu/2)$ , такая же температура будет и в адронном ядре. Итак, для темпов аккреции, соответству-

ющей эддингтоновскому пределу светимости, характерное значение температуры нейтронной звезды с массой  $M \approx M_{\odot}$ , приблизительно равно  $2 \cdot 10^7$ . При таких температурах нейтронная светимость звезды на много порядков меньше её фотосветимости:

$$L_{\nu} \approx 10^{-63} M T^8 \approx 5 \cdot 10^{28} M / M_{\odot}. \quad (30)$$

Как видим в Ae-оболочке нейтронной звезды температура значительно меньше той, которая требуется для протекания реакций тройного столкновения  $\alpha$ -частиц.

5. *Механизм вспышек в барстерах.* Рассмотрим формулу светимости (28) для модели нейтронной звезды с параметрами, представленными в (22). Имеем

$$L_{38} = 1.617 \dot{M}_{18} - 1.785 \cdot 10^6 \cdot \frac{\alpha}{\tau_0} \cdot \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right) J_1 - 7.6 \cdot 10^{-10} J_2, \quad (31)$$

где введены следующие обозначения:

$$J_1 = \frac{10^{10}}{M} \int_0^{R_0} \frac{4\pi \rho^{1/2} r^2 e^{\nu} T^2(r, \tau) dr}{\sqrt{1 - \frac{2G \cdot u}{c^2 r}}},$$

$$J_2 = \frac{0.01}{M} \int_0^{R_0} \frac{4\pi \rho_0 r^2 e^{\nu} T^8(r, \tau) dr}{\sqrt{1 - 2Gu/c^2 r}}.$$

Нетрудно убедиться, что  $J_1 \approx 2T_7^2 \approx 10$ ,  $J_2 \approx T_7^8 \approx 3$ . Заметим, что  $Te^{\nu/2} \approx \text{const}$ , поэтому соответствующие комбинации этого выражения можно вынести из под интегралов. Ниже в (31) член, представляющий нейтронную светимость мы опускаем, что вполне оправданное приближение для рассматриваемых здесь темпов аккреции. Итак,

$$L_{38} \approx 1.617 \dot{M}_{18} - 1.785 \cdot 10^6 \frac{\alpha}{\tau_0} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_0}\right) J_1. \quad (32)$$

С течением времени светимость звезды растёт до выхода при  $\tau = \tau_0$  на стационарный режим.

По сути дела, в уравнении (32) содержится идеология действия барстера. Так, рассмотрим ситуацию, где выполнены условия

$$1.617 \dot{M} > 10^{-20} L_E, \quad \text{т. е. } \dot{M} > \dot{M}_E, \quad (33)$$

$$1.617 \dot{M} - 1.785 \cdot 10^{14} \frac{\alpha}{\tau_0} J_1 < 10^{-20} L_E. \quad (34)$$

Они как раз и являются необходимыми и достаточными условиями для того, чтобы аккрецирующая нейтронная звезда работала в качестве барстера. Второе условие означает, что в момент времени  $\tau = 0$  (конец вспышки, начало спокойного периода барстера) светимость нейтронной звезды должна быть меньше своего эддингтоновского предела

$$L \approx 1.617 \cdot 10^{20} \dot{M} - 1.785 \cdot 10^{11} \frac{\alpha}{\tau_0} J_1 < L_E.$$

Это наименьшее значение светимости нейтронной звезды, при темпах аккреции, совместимых с условиями (33) и (34).

Согласно (26), начиная с момента  $\tau = 0$ , скорость изменения температуры,  $\dot{T} > 0$ , это означает, что в спокойном периоде барстера имеется поток энергии от поверхности к адронному ядру, в результате чего температура звезды медленно растет. Как видно из (32) с течением времени светимость растет, и если ничего не случится, то она при  $\tau = \tau_0$  достигнет своего наибольшего значения  $L_{\text{вс}} \approx 1.617 M_{18}$ , которое больше эддингтоновского предела. Но это не происходит, ибо как только  $L$  достигает значения  $L_E$  и начинает превышать его, на поверхности звезды нарушается равновесие сил, и происходит вспышка. Во время вспышки адронное ядро теряет сравнительно небольшую порцию энергии, а в спокойном периоде приобретает её и создает условие для очередной вспышки. Итак, все обстоит весьма просто: этот огромный резервуар тепловой энергии естественным образом регулирует хронологию вспышки.

Момент вспышки барстера определяется условием  $L = L_E$ , т. е.

$$1.617 \dot{M}_{18} - 1.785 \cdot 10^{11} \frac{\alpha}{\tau_0} \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_0}\right) J_1 = 2.04. \quad (35)$$

Этим уравнением определяется время  $\tau_1$  между двумя последовательными вспышками, конечно  $\tau_1 < \tau_0$ . За время вспышки  $\Delta\tau$  выдувается поглощающий слой вещества над поверхностью, и благодаря этому светимость несколько повышается, что приводит к некоторому уменьшению внутренней энергии звезды (адронного ядра). Однако, за этот короткий промежуток времени значительно больше энергии теряется в виде работы, совершаемой при выбросе масс от поверхности. Вспышка прекращается как только температура звезды понижается настолько, что светимость снова опускается ниже эддингтоновского предела, затем наступает спокойный период, в течение которого адронное ядро пополняет потерянную внутреннюю энергию. Из (35) получаем

$$\frac{\alpha}{\tau_0} \left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_0}\right) J_1 = 9.06 \cdot 10^{-25} (\dot{M} - \dot{M}_E). \quad (36)$$

При  $M \rightarrow M_E$ ,  $\tau_1 \rightarrow \tau_0$ , т. е. прекращается поток энергии от поверхности к адронному ядру, звезда выходит на стационарный тепловой режим, но это не успевает произойти, так как до этого наступает вспышка. Уч-

тывая, что  $J_1 \approx 10$ ,  $\tau_0 \sim 10^5$ ,  $M - M_E \sim 10^{18}$ . и  $1 - \frac{\tau_1}{\tau_0} \approx 1$  мы убеж-

даемся, что  $\alpha = \frac{\Delta T}{T} \lesssim 10^{-3}$ , где  $\Delta T$  — максимальное значение изменения температуры.

6. *Баланс энергии в промежутке между вспышками.* Тепловая энергия адронного ядра равна

$$Q = \int dv_p \int_0^{\tau} e^{\nu} c_p dT = 1.5 \cdot 10^6 \int_0^{R_0} \frac{4\pi \rho_0^{3/2} T^2(r, \tau) e^{\nu} r^2 dr}{\sqrt{1 - 2Gu/c^2 r}}, \quad (37)$$

здесь использована формула (10) для удельной теплоемкости, и по известной причине вклад Ae-оболочки не учтен. Энергия  $Q$  приблизительно равна  $3 \cdot 10^{43} J_1 \approx 3 \cdot 10^{44}$  эрг. За интервал времени между двумя соседними вспышками тепловая энергия нейтронной звезды возрастает на величину

$$\Delta Q = 1.5 \cdot 10^6 \int_0^{R_0} \frac{4\pi \rho_0^{3/2} [T^2(r, \tau_1) - T^2(r, 0)] e^{\nu} r^2 dr}{\sqrt{1 - 2Gu/c^2 r}}.$$

Учитывая (25), малость параметра  $\alpha$  и соотношение (36), находим

$$\begin{aligned} \Delta Q &= 6 \cdot 10^6 \frac{\alpha \tau_1}{\tau_0} \left(1 - \frac{\tau_1}{2\tau_0}\right) \int_0^{R_0} \frac{4\pi \rho_0^{3/2} T^2(r, \tau_0) e^{\nu} r^2 dr}{\sqrt{1 - 2Gu/c^2 r}} = \\ &= 1.2 \cdot 10^{38} (M_{18} - 1.262) \tau_1 \frac{1 - \tau_1/2\tau_0}{1 - \tau_1/\tau_0}. \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь мы учли, что для рассматриваемой конфигурации  $M_E = 1.262$ . Время  $\tau_1 \approx (10^4 \div 10^5)$  с, последний множитель порядка единицы, поскольку  $\tau_0 > \tau_1$  (напомним, что при  $\tau_1 \rightarrow \tau_0$ ,  $M \rightarrow M_E$ ), следовательно  $\Delta Q \approx 2 \cdot 10^{38} \tau_1$ , что примерно на три порядка превышает ту энергию ( $E \sim 10^{39}$  эрг), которая выделяется в вспышке. В то время как, в соответствии с предложенным механизмом действия барстера вся энергия, накопленная за время  $\tau_1$ , должна быть израсходована во время вспышки. Выше мы отметим, что она в основном расходуется на совершение работы для извержения некоторого количества звездного вещества.

Оценим величину массы  $m_b$ , которая выбрасывается во время вспышки, от тех мест звезды, где  $L > L_E$ . По порядку величин имеем

$$\gamma \frac{GMm_B}{R} \approx \Delta Q, \quad (39)$$

где  $\gamma$ —лоренцовый фактор для выброшенных масс. Учитывая (38) получаем

$$m_B \approx 10^{18} \frac{\tau_1}{\gamma} (M_{18} - 1.262) \frac{1 - \tau_1/2\tau_0}{1 - \tau_1/\tau_0} \approx 10^{18} \frac{\tau_1}{\gamma} (M_{18} - 1.262). \quad (40)$$

Эта масса порядка  $m_B \approx 10^{21} + 10^{23}$  г.

До сих пор мы не учитывали роль магнитного поля в изучаемом явлении. Принято считать, что в барстерах магнитное поле нейтронной звезды относительно слабое, поскольку в противном случае их излучение одновременно с всплесками непременно имело бы периодически прерывающийся характер, как это имеет место в рентгеновских пульсарах. Попытаемся учесть возможное влияние магнитного поля на рассматриваемый круг вопросов в предположении, что оно по сравнению с полем пульсаров заметно слабое.

Магнитосфера нейтронной звезды состоит из области альфеновской сферы, образованной замкнутыми силовыми линиями магнитного поля и узкого канала открытых силовых линий. Последняя «невозмущенная» аккреционным потоком силовая линия, замыкающаяся внутри альфеновской сферы, выходит с поверхностей магнитных шапок под полярным углом

$$\theta_A \approx \left( \frac{R}{r_A} \right)^{1/2} \approx 0.28 \left( \frac{M_{18}^2}{1_{23}^4} \cdot \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} R_6^{1/2},$$

где  $r_A$ —радиус альфеновской сферы:

$$r_A \approx 1.35 \cdot 10^7 \left( \frac{1_{23}^4 M_\odot}{M_{18} M} \right)^{1/2},$$

а  $\mu$ —магнитный момент звезды. Исходящие от магнитных шапок открытые силовые линии образуют телесный угол

$$\Omega \approx \pi \theta_A^2 \approx 0.23 \left( \frac{M_{18}^2 M}{1_{23}^4 M_\odot} \right)^{1/2} R_6. \quad (41)$$

Аккреционный поток в основном осуществляется в рамках этого телесного угла.

Часть массы  $m_B$ , выброшенной при вспышке нейтронной звезды, видимо, попадает в область замкнутых силовых линий, окружающих звезду. Между звездой и плазмой в окружающей её области замкнутых силовых линий, очевидно, должно существовать динамическое равновесие, ибо частицы свободно двигаются по силовым трубкам, опирающимся на поверхность звезды (под воздействием радиационной, гравитационной и центробежных сил). Другая часть, равная

$$m_* \approx 2 \frac{\Omega}{4\pi} m_B \approx 4 \cdot 10^{16} (M_{18} - 1.262) \frac{\tau_1}{\gamma} R_0 \left( \frac{M_{18}^2 M}{\mu_{28}^4 M_\odot} \right)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ г} \quad (42)$$

выбрасывается по открытым силовым линиям в виде диаметрально противоположных струй. Здесь, измеряя магнитный момент в единицах  $10^{28}$  эрг/Гс, мы тем самым считаем, что магнитное поле вспыхивающей нейтронной звезды примерно на два порядка меньше, чем у пульсаров.

Теперь оценим значения параметров струи. Согласно (29) температура у дна столба, где берет свое начало струя, приблизительно равна  $2.14 \cdot 10^7$ . Начальная скорость истечения, очевидно, должна быть порядка скорости звука

$$v_R \approx \left( \frac{\Gamma P}{\rho} \right)^{1/2} = \left( \frac{\Gamma k T}{\mu_A m_p} \right)^{1/2} \approx 6.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}, \quad (43)$$

где  $\Gamma = 5/3$ —показатель адиабаты,  $\mu_A = 0.65$ —средний молекулярный вес. Начальная же плотность определяется из условия сохранения потока:

$$4\pi R^2 \rho_R v_R \Delta\tau = m_B, \quad (44)$$

где  $\Delta\tau$ —продолжительность вспышки. Отсюда, учитывая (40) и (43), находим

$$\rho_R \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \frac{\tau_1}{\gamma \Delta\tau} \frac{M_{18} - 1.262}{R_0^2} = \frac{m_B}{4\pi R^2 v_R \Delta\tau}. \quad (45)$$

Принимая  $\tau_1/\gamma\Delta\tau \approx 500$ , получаем  $\rho_R \approx 1 \text{ г/см}^3$ . Из (45) можно заключить, что

$$\frac{\tau_1}{\Delta\tau} (M - M_E) \approx \text{const.} \quad (46)$$

Продолжительность вспышки  $\Delta\tau$  у всех объектов примерно одна и та же, поэтому из (46) следует, что время между вспышками  $\tau_1$  приблизительно обратно пропорционально фоновой светимости барстера.

7. *Профиль температуры.* Как уже было отмечено выше, температура, начиная от самой поверхности нейтронной звезды до её центра, с точностью фактора красного смещения, почти не изменяется. Это утверждение было подтверждено численным интегрированием уравнений (1)—(5) с использованием (25) и (26). Оказалось, что результат совершенно нечувствителен к значениям параметров  $\alpha$ ,  $\tau_0$  и  $\tau$ . Как видно из последнего столбца таблицы с точностью четырех знаков выражение  $T_{\text{exp}}(v/2)$  остается постоянным вдоль радиуса звезды. Результат не сильно зависит также от темпа аккреции. Все это свидетельствует о том, что аккрецирующая нейтронная звезда практически все время находится в квазистационарном тепловом состоянии.

Изменения, которые происходят во время вспышек и в промежутках между ними, лишь небольшие флуктуации на общем постоянном фоне температуры, разумеется при условии, что темп аккреции не испытывает заметных изменений.

Таблица 1

ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ АККРЕЦИРУЮЩЕЙ НЕЙТРОННОЙ  
ЗВЕЗДЫ С ПАРАМЕТРАМИ, ПРИВЕДЕННЫМИ В (22)

$\frac{r}{R}$	$\rho(r)$ (г/см <sup>3</sup> )	$T_1(r)$	$\sigma^{-1/2}$	$T_1 \sigma^{1/2}$
0.000	$4.65 \cdot 10^{14}$	2.410	0.757	1.826
$1.17 \cdot 10^{-5}$	$4.65 \cdot 10^{14}$	2.410	0.757	1.826
0.102	$4.62 \cdot 10^{14}$	2.407	0.758	1.826
0.275	$4.49 \cdot 10^{14}$	2.387	0.765	1.826
0.550	$4.06 \cdot 10^{14}$	2.320	0.787	1.826
0.805	$3.52 \cdot 10^{14}$	2.227	0.819	1.826
0.922	$3.19 \cdot 10^{14}$	2.175	0.839	1.826
0.973	$3.91 \cdot 10^{10}$	2.154	0.847	1.826
0.991	$1.49 \cdot 10^9$	2.146	0.851	1.826
0.999	$2.77 \cdot 10^3$	2.142	0.852	1.826
1.000	3.13	2.142	0.852	1.826

Определим колебания температуры вокруг среднего фона. Согласно (25) изменение температуры звезды за спокойный период её жизни равно

$$\Delta T = T(\tau_1) - T(0) = \frac{2\alpha\tau_1}{\tau_0} \left(1 - \frac{\tau_1}{2\tau_0}\right) T(\tau_0).$$

Используя (36) и учитывая, что  $J_1 \approx 2T_7^2$ , находим

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 2.3 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\tau_1}{10^4}\right) \left(\frac{2}{T_7}\right)^2 \frac{1 - \tau_1/2\tau_0}{1 - \tau_1/\tau_0} (M_{18} - M_{18}^E). \quad (47)$$

При предполагаемых темпах аккреции  $M \geq 1.3$ , отношение  $\Delta T/T \sim 0.001$ . Очевидно, такое же относительное изменение испытывает температура и за время вспышки.

Выражаем нашу благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## ON PHYSICAL NATURE OF BURSTERS

G. S. SAHAKIAN, G. P. ALOJANTS, A. V. SARKISSIAN

The phenomenon of burster flashes is examined. The characteristic value for a compact binary system, consisting of a neutron and ordinary stars, is the rate of accretion  $\dot{M}_E \approx 1.3 \cdot 10^{18}$  g/sm, which corresponds to Eddington limit of luminosity  $L_E$ . When the rate of accretion  $\dot{M} < \dot{M}_E$ , we have to deal with the source of soft X-ray emission, which becomes an X-ray pulsar in case of sufficiently strong magnetic field. Bursters are objects with  $\dot{M} \geq \dot{M}_E$  and apparently with a relatively weak magnetic field and, at last, in objects with relativistic jets (e. g. SS 433)  $\dot{M} > \dot{M}_E$ . It is shown that the temperature of neutron stars in bursters practically is the same from the centre to the surface, where the accretion flow stops, by the way  $T \approx 2 \cdot 10^7$ . The variation of temperature near that value is of the order  $\Delta T \approx 10^{-3} T$ . It is shown that the burst is conditioned by the thermal state of hadron nucleus, which is an enormous container of thermal energy of the neutron star. Exactly small variations of thermal energy of that container causes regular bursts. Before the bursts the thermal energy of hadron nucleus reaches its biggest value, when luminosity  $L$  becomes a little bigger than  $L_E$ . During the burst, accretion on the neutron star stops and the losses increase. The hadron nucleus loses a small part of its thermal energy on the work carried out during the outburst of the mass and a significantly small part on emission. The burst stops and the accretion starts just at the very moment when  $L$  becomes smaller than  $L_E$ . After

that until the definite time  $t = \tau_1$ , ( $\tau_1$  is the time of the quiet period of the burster life) a part of the accretion energy separated on the surface passes into the depth of the star to heat its hadron nucleus. After a while the flow of energy to the hadron nucleus decreases and when  $L$  reaches the value  $L_B$ , a new burst occurs, and the same story is repeated. The neutrino losses in the bursters are not of great importance.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. G. Lewin, P. C. Joss, *Space Sci. Rev.*, **23**, 3, 1981.
2. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron stars*, 1983.
3. P. C. Joss, C. A. Rappaport, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **22**, 537, 1984.
4. S. E. Woosley, R. E. Tamm, *Nature*, **263**, 101, 1976.
5. E. V. Ergma, A. V. Tutukov, *Astron. and Astrophys.*, **84**, 123, 1980.
6. L. Maraschi, A. Cavaliere, *Highlights Astron.*, **4**, 127, 1978.
7. P. C. Joss, *Astrophys. (Letters)*, **225**, L 123, 1978.
8. P. C. Joss, *Nature*, **270**, 310, 1977.
9. R. E. Tamm, R. E. Picklum, *Astrophys. J.*, **233**, 327, 1979.
10. R. E. Tamm, *Astrophys. J.*, **241**, 358, 1980.
11. R. E. Tamm, *Astrophys. and Space Sci.*, **77**, 257, 1981.
12. R. E. Tamm, *Astrophys. J.*, **247**, 257, 1981.
13. М. Шварцшильд, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, М., 1961.
14. Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, А. В. Саркисян, *Астрофизика*, **29**, 573, 1988.
15. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, 1972.
16. K. S. Thorne, *Astrophys. J.*, **212**, 825, 1977.
17. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *ЭЧАЯ*, **10**, 1075, 1979.
18. L. S. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
19. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *Астрофизика*, **13**, 669, 1977.
20. Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, **17**, 395, 1981.
21. Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, А. В. Саркисян, *Астрофизика*, **30**, 558, 1989.
22. Г. П. Алоджанц, А. А. Саарян, *Астрофизика*, **20**, 571, 1984.
23. R. E. Marshak, *Astrophys. J.*, **92**, 321, 1940.
24. E. Schatzman, *White Dwarfs*, N-Holland Pub. Com., Amsterdam, 1958.
25. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, **95**, 305, 1983.