

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.354

## КОНВЕКЦИЯ В ВЫРОЖДЕННЫХ ОБОЛОЧКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. А. УРПИН

Поступила 6 июня 1980

Принята к печати 5 декабря 1981

Показано, что в вырожденных слоях звезд конвекция возникает при значительно меньших градиентах температуры, чем в невырожденных. Поэтому в вырожденных оболочках достаточно горячих нейтронных звезд (поверхностная температура  $T_s > 10^6$  К) может не выполняться критерий конвективной устойчивости. Толщина конвективной зоны растет с увеличением  $T_s$  и может составлять несколько метров. Характерные конвективные скорости порядка  $10^3$  см/с.

1. *Введение.* Гидродинамические движения, которые могут возникать в вырожденных оболочках нейтронных звезд благодаря разного рода неустойчивостям, будут оказывать существенное влияние на эволюцию этих звезд и на их различные наблюдательные характеристики. Прежде всего, движения могут приводить к конвективному выносу энергии из глубоких слоев на поверхность и, следовательно, к изменению скорости остывания звезд. Гидродинамические движения могут также весьма эффективно перемешивать вещество в оболочке, что в свою очередь повлияет на скорость ядерного горения аккрецированного нейтронными звездами вещества, на параметры термоядерных взрывов и на условия их возникновения. Наличие движений будет существенно сказываться и на магнитных полях звезд, в частности мелкомасштабная турбулентность может способствовать более быстрому затуханию поля. Кроме того, нестационарные движения в околоповерхностных областях могут сопровождаться довольно быстрыми флуктуациями светимости или вспышками в фотосферах, аналогичными солнечным.

Вещество вырожденных оболочек состоит главным образом из практически свободных вырожденных электронов и невырожденных нереляти-

вистских полностью ионизованных ионов с зарядовым числом  $Z$  и атомным номером  $A$ . Под вырожденной оболочкой мы будем подразумевать область, в которой плотность  $\rho$  изменяется в пределах от  $\sim Z^2 \text{ г/см}^3$  (при меньших  $\rho$  нарушается условие идеальности вырожденного электронного газа) до  $\sim 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$  (при больших  $\rho$  в веществе могут появляться свободные нейтроны [1]). Температура  $T$  ограничена неравенством

$$T < T_F, \quad T_F = (\mu - mc^2)/k,$$

где  $\mu = (m^2c^4 + c^2p_F^2)^{1/2}$  — энергия Ферми электронов,  $p_F = \hbar(3\pi^2n_e)^{1/3}$  — фермиевский импульс,  $n_e$  — концентрация электронов,  $k$  — постоянная Больцмана.

Состояние ионов определяется газовым параметром  $\Gamma = Z^2e^2/kTa$ ,  $a = (3/4\pi n_i)^{1/3}$ ,  $n_i$  — концентрация ионов. При  $\Gamma < 1$  ионы образуют идеальный газ, при  $1 < \Gamma < \Gamma_M$  — жидкость [2], а при  $\Gamma > \Gamma_M \approx 150$  — кристалл [3]. Температура кристаллизации равна

$$T_M = Z^2e^2/a k \Gamma_M \approx 1.51 \cdot 10^3 Z^{5/3} (\rho_0/\mu_e)^{1/3} (150/\Gamma_M) \text{ К},$$

здесь  $\rho_0 = \rho/10^8 \text{ г/см}^3$ ,  $\mu_e = A/Z$ .

В данной работе нами будет изучена возможность существования конвективных зон в вырожденных оболочках нейтронных звезд. Мы получим критерий конвективной неустойчивости в вырожденной плазме, учитывающий неидеальность ионного газа, и покажем, что в оболочках достаточно горячих нейтронных звезд даже при отсутствии ядерного горения могут возникать конвективные зоны. Будут оценены параметры этих зон и характерные скорость и масштаб конвективных движений.

2. *Критерий конвективной неустойчивости в вырожденной области.* Толщина вырожденной оболочки нейтронных звезд много меньше радиуса (см., например, [4]), поэтому мы можем рассматривать ее как плоский слой. Считаем, что ось  $z$  направлена вертикально вверх и все невозмущенные величины в оболочке зависят лишь от  $z$ -координаты. Ускорение силы тяжести  $g = -GM/R^2(1 - R_g/R)$ ,  $R_g = 2GM/c^2$ ,  $M$  и  $R$  — масса и радиус звезды. Будем рассматривать области, в которых не происходит энерговыделения из-за ядерных реакций, вязкости и т. д. В таких областях необходимым (но не достаточным) условием для возникновения конвекции является  $ds/dz < 0$ ,  $s$  — энтропия единицы объема. Используя термодинамические соотношения, это условие можно записать как

$$\frac{dT}{dz} - \left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} < 0, \quad \left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} = \frac{\tilde{\epsilon}}{\rho c_p} \frac{d\rho}{dz},$$

$$\tilde{\epsilon} = - \left(\frac{\partial \ln \varphi}{\partial \ln T}\right)_n = \frac{T(\partial p_e / \partial T + \partial p_i / \partial T)}{\rho(\partial p_e / \partial \rho + \partial p_i / \partial \rho)}.$$
(1)

Здесь  $c_p$  — теплоемкость единицы массы при  $p = \text{const}$ ,  $\rho = p_e + p_i$  — полное давление,  $p_e$  и  $p_i$  — давление электронов и ионов соответственно. Таким образом, для определения адиабатического градиента температуры  $(dT/dz)_{ad}$  необходимо знать ионное давление  $p_i$  и теплоемкость плазмы. При достаточно больших плотностях, характерных для оболочек нейтронных звезд и ядер белых карликов, возможно

$$T < 2.27 \cdot 10^5 Z^2 (\rho_a / \mu)^{1/3} \text{ К}$$

и параметр  $\Gamma > 1$ , т. е. ионы будут образовывать кулоновскую жидкость. Ионное давление и теплоемкости для этого случая вычислялись в работе [2]. Используя результаты [2], можно написать

$$c_{pi} = \frac{2.5k}{Am_p} \varphi(\Gamma), \quad \tilde{\epsilon} = \frac{n_i k T}{\rho (\partial p_e / \partial \rho)} \Phi(\Gamma),$$
(2)

$m_p$  — масса протона,  $c_{pi}$  — ионная теплоемкость при  $p = \text{const}$ . Функции  $\varphi(\Gamma)$  и  $\Phi(\Gamma)$  рассчитывались нами численно и приведены на рис. 1.

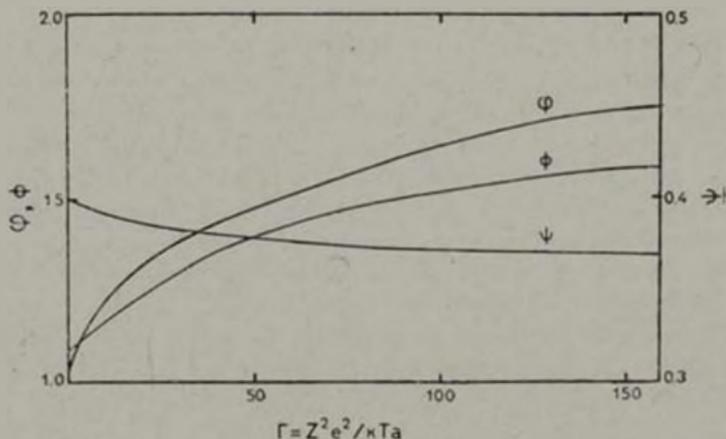


Рис. 1.

Отметим, что с помощью аппроксимирующих выражений для термодинамических величин, приведенных в [2], можно получить аналитические формулы для  $\varphi(\Gamma)$  и  $\Phi(\Gamma)$ , однако они имеют очень громоздкий вид

и мы их приводить не будем. При вычислении  $\bar{\delta}$  мы пренебрегли в выражении (1) слагаемым  $\partial p_e / \partial \rho_e$  по сравнению с  $\partial p_e / \partial \rho_e$  (это справедливо, если  $p_e \gg p_i$ ) и слагаемым  $\partial p_e / \partial T$  по сравнению с  $\partial p_e / \partial T$ . Используя формулу для давления вырожденного электронного газа с температурными поправками, полученную в работе [5], нетрудно показать, что последнее оправдано при  $(n_e k T / p_e) (mc / p_e)^4 (k T / mc^2)^2 \ll 1$ .

Удельная теплоемкость ионов в вырожденном газе превосходит теплоемкость электронов и  $c_p \approx c_{pi}$ . Поэтому с помощью соотношения (2) условие конвективной неустойчивости (1) можно переписать в виде

$$\frac{dT}{dz} < \psi(\Gamma) \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{dz}, \quad (3)$$

где  $\psi(\Gamma) = 0.4 \Phi(\Gamma) / \varphi(\Gamma)$ . Зависимость  $\psi$  от  $\Gamma$  изображена на рис. 1. Функция  $\psi$  оказывается очень медленно меняющейся; при изменении  $\Gamma$  от 0 до 150 она изменяется от 0.4 до 0.36. Поэтому везде в дальнейшем мы будем полагать  $\psi \approx 0.37$ . Тогда вместо (3) получим

$$\frac{d \ln T}{d \ln \rho} > 0.37. \quad (4)$$

В плазме с невырожденным электронным газом и с  $\Gamma \ll 1$  в качестве условия неустойчивости мы получили бы  $d \ln T / d \ln \rho > 2/3$ , т. е. в вырожденных областях конвекция начинается при меньших градиентах температуры. Это видно и непосредственно из соотношений (1). В невырожденной плазме  $\bar{\delta} = 1$ , а в вырожденной  $\bar{\delta} \sim n_e k T / p_e \ll 1$ , и при одном и том же ускорении силы тяжести  $g$  адиабатический градиент температуры для вырожденной плазмы будет в  $\sim (p_e / n_e k T)$  раз меньше, чем для невырожденной. Следовательно, вырождение электронов обеспечивает возникновение конвекции.

В некоторых случаях условие неустойчивости (3) удобно представить в несколько иной форме. Так как мы рассматриваем области, в которых не происходит энерговыделения, то градиент температуры можно определить из условия сохранения теплового потока  $F: dT/dz = -F/\kappa$ ,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности. Для определения  $d\rho/dz$  воспользуемся уравнением гидростатического равновесия:  $dp/dz = -\rho g$ . Если пренебречь ионным давлением, то  $d\rho/dz = -\rho g / (dp_e/d\rho_e)$ . Подставляя эти выражения в (3), получим

$$\frac{F}{\kappa} \frac{d\rho_e}{d\rho_e} > \frac{GM}{R^2} T \psi(\Gamma) \left(1 - \frac{R_g}{R}\right)^{-1}. \quad (5)$$

Как мы уже отмечали, условие (1) не является достаточным для развития конвекции. При учете конечных теплопроводности и вязкости среды

конвективные движения возникают, если реальный градиент температуры в звезде превосходит адиабатический на некоторую конечную величину, определяемую критическим числом Релея  $R_c$  (см., например, [6]),  $R = L^3 \beta_g (\Delta \nabla T) / \nu \chi$ ,  $\Delta \nabla T = \nabla T - (\nabla T)_{ad}$ ,  $L$  — характерный масштаб в оболочке нейтронной звезды,  $\beta_g$  — коэффициент теплового расширения,  $\beta = -T^{-1} (\partial \ln \rho / \partial \ln T)_p$ ,  $\nu$  и  $\chi$  — коэффициенты вязкости и температуропроводности соответственно. Точное значение критического числа Релея  $R_c$  зависит от граничных условий, однако оно всегда порядка  $10^3$ . Поскольку в рассматриваемых нами областях нейтронных звезд ионы являются невырожденными, а вязкость в основном определяется ион-ионными столкновениями, то для оценки  $\nu$  можно пользоваться обычными формулами, получаемыми для невырожденной плазмы (см., например, [7]). Учитывая это, а также считая  $L \sim \pi c^2 / \lambda_m \mu_g$  [4], получим, что конвекция будет возникать уже при ничтожных превышениях адиабатического градиента ( $\sim 10^{-15} (\nabla T)_{ad}$ ). Таким образом, достаточное условие образования конвективной зоны в оболочке нейтронной звезды мало отличается от необходимого.

Используя соотношение  $(d \ln T / d \ln \rho)_{ad} = 0.37$  и считая, что  $\nabla T$  в конвективной зоне приблизительно равен адиабатическому, нетрудно получить зависимость  $T$  от  $\rho$  в зоне:

$$(T/T_0) = (\rho/\rho_0)^{0.27}, \quad (6)$$

$T_0$  и  $\rho_0$  — значения температуры и плотности на границе конвективной зоны.

**3. Конвективные зоны в оболочках нейтронных звезд.** Для определения границ конвективных зон необходимо знать ход температуры в оболочках нейтронных звезд. Изучению этого вопроса был посвящен ряд исследований (см., например, [4, 8]). В работе [8] был рассчитан ход температуры в областях с невырожденными и с вырожденными электронами. Авторы пришли к выводу об отсутствии конвективно неустойчивых областей в оболочках нейтронных звезд с поверхностными температурами в интервале от  $7.7 \cdot 10^5$  до  $2 \cdot 10^7$  К. Однако в вырожденной оболочке использовался критерий неустойчивости, справедливый лишь в идеальной невырожденной плазме, который является более жестким. Поэтому вывод [8] об отсутствии конвекции в нейтронных звездах является неверным. Кроме того, в работе [4] было показано, что в [8] использовалось неправильное в области релятивистского электронного газа значение коэффициента электронной теплопроводности, благодаря чему значения  $\nabla T$  в оболочке получались сильно заниженными, особенно для горячих звезд. Увеличение градиента температуры в звезде, найденное в [4], также будет способствовать появлению конвекции.

На рис. 2 в качестве примера показана зависимость  $T^*$  от  $\mu_e$  в оболочке, состоящей из чистого железа, построенная по результатам работ [4, 8]. Разные кривые соответствуют различным значениям поверхностной температуры  $T_e$ . При малых  $\mu_e$  кривые обрываются на границе вырождения, где  $\mu = 2.5kT$ . Штрих-пунктирные линии соответствуют значениям  $\Gamma = 1$  и  $\Gamma = 150$ , они разграничивают области идеального ионного газа, кулоновской жидкости и ионного кристалла. Используя неравенство (4), мы рассчитали нижнюю границу конвективной зоны (на рис. 2 она показана пунктирной линией). Везде в заштрихованной области вырожденной оболочки выполняется условие конвективной неустойчивости (1). Верхняя граница конвективной зоны, по-видимому, находится в области с  $\mu \sim kT$  и для ее определения требуются более детальные численные расчеты.

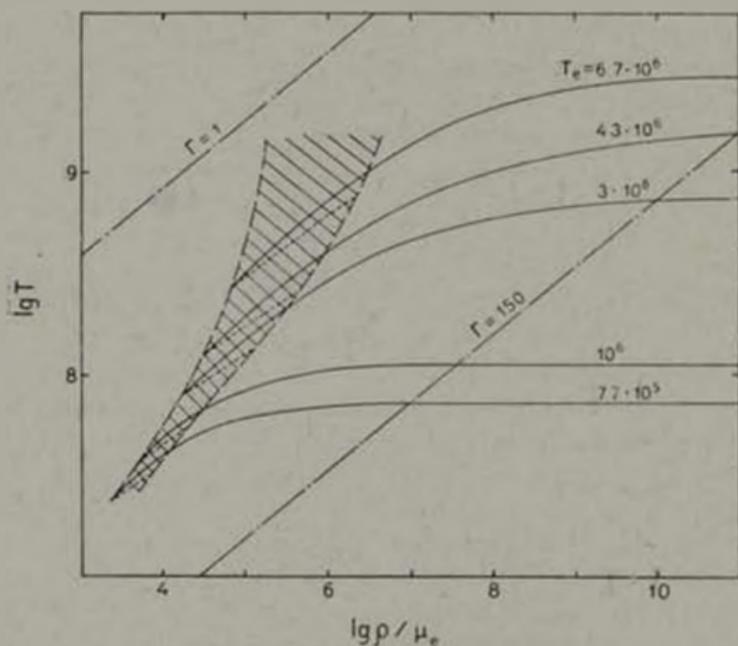


Рис. 2.

Отметим также, что в невырожденных слоях не слишком горячих нейтральных звезд тяжелые атомы будут ионизованы не полностью. Поэтому возможно образование внешних конвективных зон, обусловленных частичной ионизацией и аналогичных конвективным зонам белых карликов (см., например, [9]). Это обстоятельство не было принято в расчет авторами работы [8] и их вывод об отсутствии конвекции в невырожденной оболочке

ке является не слишком убедительным. На поздних стадиях эволюции нейтронных звезд такие зоны могут существенным образом влиять на зависимость центральной температуры от поверхностной.

Предполагая, что верхняя граница конвективной зоны расположена при  $\rho \approx \kappa T$ , мы построили кривые, описывающие ход температуры в зоне (показаны на рис. 2 точками). Видно, что наличие конвекции приводит к понижению внутренней температуры звезд при заданной поверхностной температуре.

Оценим теперь характерные масштабы и скорости конвективных движений. Плотность в оболочке нейтронной звезды зависит от глубины  $H$  по закону [4]

$$\frac{\rho}{\rho_e} = \left| \frac{H(H + 2H_R)}{H_R^2} \right|^{3/2}, \quad (7)$$

$$H_R = \frac{mc^2}{\rho_e m_p K} = 1.71 \cdot 10^3 \frac{R^2}{M} \left( \frac{2.15}{\rho_e} \right) \left( 1 - 0.3 \frac{M}{R} \right) \text{ см},$$

$R = R/10^6$  см,  $M = M/2 \cdot 10^{33}$  г. Используя это соотношение и рис. 2, легко построить зависимость толщины конвективной зоны  $\Delta H$ , в звезде с железной оболочкой от поверхностной температуры  $T_e$ . Эта зависимость приведена на рис. 3. Видно, что толщина конвективной зоны быстро растет с увеличением  $T_e$  и при  $T_e \sim 10^7$  К она порядка  $H_R$ . Максимально возможный масштаб конвективных ячеек в зоне будет примерно совпадать с  $\Delta H$ , и будет составлять несколько метров.

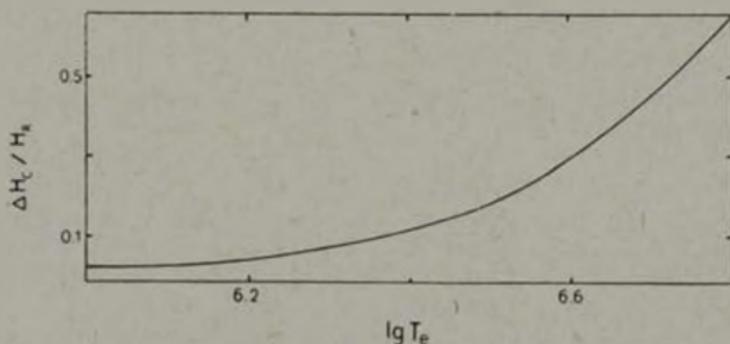


Рис. 3.

Скорость конвективных движений в вырожденной оболочке можно оценить по «теории длины перемешивания» (см., например, [9, 10]). В соответствии с этой теорией скорость конвективного элемента  $v$  определяется кинетической энергией, которую элемент получает благодаря рабо-

те силы плавучести на пути  $l$ ,  $l$  — так называемая «длина перемешивания». Несложные вычисления дают оценку

$$v^2 \sim F^2 \left( \frac{\rho g}{T} \right) (\Delta \nabla T), \quad (8)$$

$|\nabla T|_{ad} \sim \rho g / c_p$ . Величина  $(\Delta \nabla T)$  определяется двумя процессами: отклонением  $\nabla T$  от  $(\nabla T)_{ad}$  благодаря теплопроводности (характерное время этого процесса  $\tau_c \sim l^2 \rho c_p / \chi$ ) и приближением  $\nabla T$  к  $(\nabla T)_{ad}$  благодаря конвективному переносу энергии (характерное время  $\sim l/v$ ). Поэтому в стационарном состоянии при  $\tau_c \gg l/v$  по порядку величины будет  $(\Delta \nabla T) \sim (l/v \tau_c) (\nabla T)_{ad}$ . Подставляя это выражение в (8), получим следующую оценку для скорости  $v \sim l (\rho g / c_p \tau_c)^{1/3} (\rho g / T)^{1/3}$ . В качестве «длины перемешивания» в этой формуле мы должны использовать толщину конвективной зоны  $\Delta H_c$ , тогда выражение для  $v$  можно переписать как

$$v \sim 10^3 \left( \frac{\Delta H_c}{H_R} \right)^{1/3} \left( \frac{T_b \bar{\chi}}{R^2 Z} \right)^{1/3} \left( 1 + \frac{\chi^{(r)}}{\chi^{(e)}} \right)^{1/3} \left( 1 - 0.3 \frac{\bar{\chi}}{R} \right)^{-1/3} \bar{\chi}^{-1/3} \text{ см/с.} \quad (9)$$

Здесь  $T_b = T/10^8$  К,  $\chi^{(r)}$  и  $\chi^{(e)}$  — лучистая и электронная теплопроводность,  $\bar{\chi} = \rho g / \rho_c$ . Для  $\chi^{(e)}$  использовалось выражение, полученное в работе [11]. Характерное время жизни конвективных ячеек  $t_0 \approx l/v$  будет

$$t_0 \sim 10^{-2} \left( \frac{\Delta H_c}{H_R} \right)^{2/3} \left( \frac{R^2}{\bar{\chi}} \right)^{4/3} \left( 1 - 0.3 \frac{\bar{\chi}}{R} \right)^{4/3} \left( \frac{Z}{T_b} \right)^{1/3} \left( 1 + \frac{\chi^{(r)}}{\chi^{(e)}} \right)^{-1/3} \bar{\chi}^{1/3} \text{ сек.} \quad (10)$$

Нетрудно также оценить поток тепла  $F_c$ , переносимого конвективными движениями:

$$F_c \sim \rho c_p l v (\Delta \nabla T) \sim \rho g \chi / c_p.$$

По порядку величины  $F_c$  совпадает с полным тепловым потоком  $F$ , выходящим из звезды (более точная оценка затруднена из-за грубого характера «теории длины перемешивания»).

Полученные нами выводы о наличии и размерах конвективных зон в оболочках нейтронных звезд останутся справедливыми и для звезд, обладающих не слишком сильными магнитными полями. Как было показано Чандрасекаром [6], магнитное поле изменяет критическое число Релея  $R_c$ , при котором начинается конвекция. По порядку величины  $R_c$  становится равным  $B^2 \rightarrow L^2 / \rho c^2$ ,  $B$  — напряженность магнитного поля,  $c$  — проводимость плазмы. Из условия  $R > R_c$  находим, насколько гра-

диент температуры в звезде должен превышать адиабатический для возникновения конвекции:

$$|\Delta \nabla T| > B^{-2\alpha} / \rho^2 c^2 L^2 g^2.$$

Пока  $|\Delta \nabla T / (\nabla T)_{\text{ад}}| \ll 1$  или  $B^{-2\alpha} / \rho^2 c^2 L^2 g^2 \ll 1$  необходимо лишь малое превышение  $(\nabla T)_{\text{ад}}$ . При параметрах, типичных для нейтронных звезд, последнее неравенство выполняется, если  $B \lesssim 10^{10}$ . Для звезд с такими полями полученные нами оценки размеров конвективных зон остаются справедливыми. В звездах с  $B \gtrsim 10^{11}$  Гс характер конвекции может отличаться от рассмотренного и полученные нами выводы могут быть неверны.

4. *Обсуждение результатов.* По-видимому, на ранних стадиях эволюции нейтронные звезды разогреты до весьма высоких температур. Так, по расчетам [8] поверхностная температура  $T_s$  превышает  $10^8$  К в течение примерно первых  $10^4$  лет. Как видно из рис. 2 все это время нейтронная звезда будет обладать развитой конвективной зоной, которая скажется и на скорости остывания, и на различных наблюдательных характеристиках (благодаря близости зоны к поверхности). Кроме того, нейтронные звезды часто входят в состав двойных систем и с невырожденного компаньона на них происходит перетекание вещества. Аккрецируемое вещество может со временем оказаться в достаточно глубоких вырожденных слоях, где оно будет гореть в ядерных реакциях. Поэтому не исключено, что и «старые» нейтронные звезды будут иметь высокую поверхностную и внутреннюю температуры и обладать развитыми конвективными зонами.

В горячих звездах толщина невырожденного слоя, расположенного над конвективной зоной, мала по сравнению с толщиной зоны, поэтому мощные конвективные движения обязательно проявят себя на поверхности. Одним из возможных проявлений конвекции в звездах с магнитным полем будут быстрые (со временем  $\sim t_0$ ) локальные (с масштабом порядка  $\Delta H_s$ ) изменения магнитного поля на поверхности. Если нейтронная звезда является рентгеновским пульсаром и на нее происходит аккреция, то такие изменения поля будут приводить к флуктуациям характеристик рентгеновского излучения (интенсивности, направленности). Другим возможным проявлением конвекции будет наличие у горячих нейтронных звезд вспышечной активности, аналогичной наблюдаемой у звезд типа UV Cet и TTau (см., например, [12]). Возможно, что такого рода вспышки будут проявляться в гамма- и рентгеновском диапазонах. Невырожденные звезды с поверхностными конвективными зонами обычно также обладают хорошо развитыми коронами и из них происходит интенсивное истечение вещества благодаря звездному ветру. Подобные же явления, только еще более усиленные, обязательно будут сопутствовать конвекции и в ней-

тронных звездах. Наиболее ярко они будут проявляться на самых ранних стадиях эволюции.

Конвекция в вырожденной оболочке нейтронной звезды может быть существенна и при рассмотрении моделей термоядерных взрывов, которые связывают со вспышками бастеров. При взрыве на фронте тепловой волны, движущейся к поверхности, возникают большие градиенты температуры и условие конвективной устойчивости может не выполняться. Нестационарные конвективные движения будут сглаживать фронт тепловой волны еще до снятия вырождения с электронного газа. Благодаря этому увеличение светимости звезды при термоядерной вспышке может происходить более плавно, чем в отсутствие конвекции.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

## CONVECTION IN DEGENERATE ENVELOPES OF NEUTRON STARS

V. A. URPIN

A condition of the convective instability in the degenerate layers of neutron stars is derived. It is shown that in the degenerate layers the lesser temperature gradient is necessary for convection than in non-degenerate ones. Thanks to this fact the extensive regions may undergo convection in the envelopes of the hot sufficiently neutron stars (of surface temperature  $T_s > 10^6$  K). At the early stage of evolution a thickness of the convective zone can reach  $\sim 10$  m and the characteristic convective velocity is of the order of  $10^3$  cm/s.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Baym, C. J. Pethick, P. Sutherland, *Ap. J.*, 170, 249, 1971.
2. J. P. Hansen, *Phys. Rev.*, 8A, 3096, 1973.
3. E. L. Pollock, J. P. Hanson, *Phys. Rev.*, 8A, 3110, 1973.
4. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 15, 647, 1979.
5. Д. К. Надежин, *Научные информации, Астросвет АН СССР*, 32, 3, 1974.
6. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, 1961.
7. С. И. Бразинский, в сб. «Вопросы теории плазмы», Госатомиздат, вып. 1, 1963.
8. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 41, 1863, 1966.
9. K. H. Bohm, J. Cassinelli, *Astron. Astrophys.*, 12, 21, 1971.
10. К. Н. Боhm, *Astrophys. Space Sci.*, 2, 375, 1968.
11. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. ж.*, 57, 526, 1980.
12. Р. Е. Гершберг, в сб. «Эруптивные звезды», ред. А. А. Боярчук и Р. Е. Гершберг. Наука, М., 1970.