

УДК: 524.354.6—43

К ТЕОРИИ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. I

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

Поступила 12 мая 1988

Исследована нейтронная звезда в режиме радиальной аккреции вещества. Показано, что на ее поверхности формируется обогащенная водородом оболочка, на дне которой при плотностях $\rho \approx 3 \cdot 10^7$ г см⁻³ происходит процесс нейтронизации. Образованные на этой глубине нейтроны быстро поглощаются ядрами, при этом выделяется энергия ~ 7 МэВ на частицу.

1. *Введение.* Достаточно точное определение параметров орбит тесных двойных систем, одним из компонентов которых является нейтронная звезда (радиопульсар в двойной системе, рентгеновский пульсар, барстер), вместе с целеустремленными исследованиями всего комплекса явлений в этих объектах позволит найти массы M , радиусы R и моменты инерции I нейтронных звезд. При этом открывается заманчивая возможность проверки теории гравитации в случае чрезвычайно сильных полей, поскольку вычисленные параметры нейтронных звезд чувствительны к изменениям в теории гравитации, положенной в основу расчетов.

Однако ситуация осложняется тем, что параметры нейтронных звезд M , R , I зависят также от принятого уравнения состояния вырожденного звездного вещества. Для разных вариантов уравнения состояния параметры сверхплотных звезд отличаются друг от друга не более чем в два раза [1—3]. Поэтому сопоставление значений параметров, определенных из наблюдений, с их теоретическими значениями в принципе позволит обнаружить радикальные отклонения от теории гравитации Эйнштейна, если они имеются. Исследование тесных двойных систем, содержащих нейтронную звезду, позволит также решить проблему обнаружения гравитационного излучения и проверки известной формулы квадрупольного излучения.

В работе исследовано физическое состояние внешних слоев нейтронной звезды, входящей в состав тесной двойной системы.

2. *Конфигурации нейтронных звезд.* Холодная нейтронная звезда представляет собой самогравитирующее образование из ядерного вещества,

окруженное оболочкой, состоящей из атомных ядер и вырожденного электронного газа (Ae -плазма), играющей роль атмосферы. В сверхплотном ядре плотности $\rho \gg \rho_0 = 2.85 \cdot 10^{14}$ г/см³, поэтому здесь вещество представляет собой сильно вырожденную плазму, состоящую в общем случае из барионов (нуклоны, гипероны, резонансы), мезонов и, возможно, кварков в центральной области (при больших плотностях). Эту сложную фазу вещества будем называть адронной плазмой. Для ее термодинамической стабильности следует допустить также наличие в ней сравнительно небольшой ($\sim 0.1\%$) примеси лептонов.

Масса, радиус и момент инерции сферически-симметрической нейтронной звезды определяются уравнениями [1, 2]

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G(\rho c^2 + P)}{c^2 r (r - 2Gm/c^2)} \left(m + \frac{4\pi r^3 P}{c^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{dJ}{dr} = \frac{8}{3} \pi r^4 \frac{\rho c^2 + P}{c^2 - 2Gm/r} \left(1 - \frac{2GJ}{c^2 r^3} \right) \left(1 - \frac{GJ}{2c^2 r^3} \right),$$

где ρc^2 — плотность энергии сверхплотного вещества, P — его давление, r — радиальная координата, $m(r)$ и $J(r)$ — „накопленная“ масса и „накопленный“ момент инерции звезды, G — гравитационная постоянная, c — скорость света. На поверхности звезды давление $P(R) = 0$, а $m(R)$ и $J(R)$ совпадают соответственно с массой и моментом инерции всей звезды. Для интегрирования (1) необходимо задать зависимость $\rho = \rho(P)$ для сверхплотного вещества. На рис. 1 представлены уравнения состояния Саакяна и Вартаняна [4], Пандарипанде, Бетте, Бейма и Петика [5, 6], а также Григоряна и Саакяна [2] (см. также [3]).

В условиях Ae -плазмы плотность массы в основном определяется атомными ядрами, а давление — электронами. При плотностях выше $2 \cdot 10^8$ г/см³ электронный газ является релятивистским. Начиная с $\rho \approx \approx 3 \cdot 10^7$ г/см³, когда граничная энергия электронов превышает значение $(m_n - m_p) c^2 = 1.29$ МэВ, проявляется, так называемый, эффект нейтронизации, состоящий в том, что с возрастанием плотности в атомных ядрах часть протонов превращается в нейтроны,



Когда граничная энергия электронов достигает ≈ 23 МэВ в плазме появляется свободный нейтронный газ, что обусловлено сильным обогащением атомных ядер нейтронами. В результате образуется Aen -фаза, состоящая из атомных ядер и свободного газа вырожденных электронов и

нейтронов. В основном состоянии плазмы массовое число ядер зависит от плотности: с повышением плотности оно монотонно растет. В *Aep*-фазе (чуть выше порога ее образования) доминирующим является давление нейтронного газа, а в энергию основной вклад вносят атомные ядра и нейтроны. В рамках описанной общей физической картины состояние вырожденной плазмы и ее уравнение состояния исследовались в [1, 4, 5, 7] и других работах.

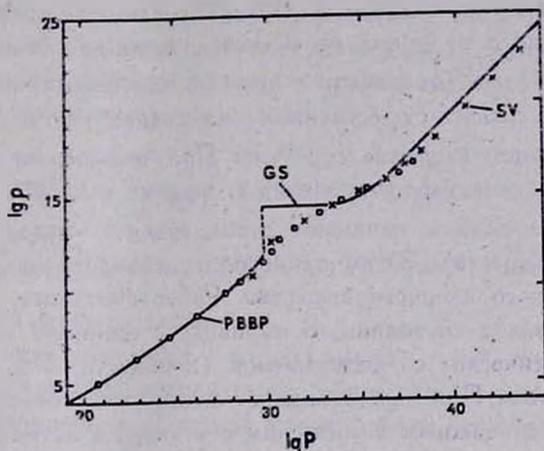


Рис. 1. Уравнения состояния для холодного вырожденного вещества. Сплошная кривая показывает результат Григоряна и Саакяна [2] (кривая "GS"), крестики — уравнение состояния Саакяна и Варганияна [4] (кривая "SV"), кружочки — уравнение состояния Пандерипанде, Бейма, Бете и Петюка [5, 6] (кривая "PBVP").

При плотностях выше ядерной картина довольно сложная. Эта область в приближении идеального газа подробно исследовалась в основополагающих работах [8, 9]. Было показано, что в плазме чуть выше ядерной плотности помимо нуклонов имеются гипероны, барионные резонансы, конденсат π^- -мезонов и лептоны (электрон, μ^- -мезон). Учет ядерных взаимодействий между частицами не изменяет качественной картины, установленной для варианта идеального газа, но вносит заметные изменения в значения порогов стабилизации частиц. Особенно сильно изменяются представления о пионном конденсате. Точный учет роли ядерных взаимодействий при определении концентраций частиц и уравнения состояния — весьма сложная задача. Речь может идти только о приближенном учете этих взаимодействий. Такая задача для реального газа барионов рассматривалась в [1, 4—6] (см. рис. 1) и других работах.

Новый этап в изучении термодинамических свойств вырожденной плазмы был связан с открытием явления пионной конденсации в ядерном

веществе [10—13]. Было показано [14], что при плотностях $\rho_0 \leq \rho \leq 2\rho_0$ в плазме образуется пионный конденсат. Понятно, что в сплошном ядерном веществе всегда имеются виртуальные пионы. Они должны быть термодинамически равновесным компонентом сверхплотного ядерного вещества, поскольку ипускаются и поглощаются нуклонами, которые сами находятся в состоянии равновесия. Более или менее аккуратное определение термодинамических характеристик пионного компонента ядерного вещества теоретическим путем представляет собой сложную задачу. Можно пытаться ее решить, анализируя богатый экспериментальный материал об атомных ядрах (энергия связи и др.). В [15] найдены ковенные данные, свидетельствующие о наличии нескольких мезонов (точнее, излишка π^- -мезонов над π^0 и π^+ -мезонами) в ядрах с массовыми числами $A \geq 200$. Такое допущение вносит существенные изменения в представления об Ae -плазме и ядерном веществе с $\rho \approx \rho_0$. При повышении плотности Ae -плазмы, начиная с некоторого значения ρ , эффект нейтронизации приостанавливается, ядра плазмы начинают заполняться π^- -мезонами вплоть до конца Ae -фазы вещества. Затем происходит скачкообразный переход в состояние сплошного ядерного вещества. Ранее считалось, что оно находится в газообразном состоянии. В варианте с пионным конденсатом мы имеем дело практически с несжимаемой (в области $P \leq 5 \cdot 10^{33}$ эрг/см³) ядерной жидкостью. При еще больших плотностях происходит переход плазмы в фазу со сложным химическим составом, а затем — в кварковую фазу, состоящую из партонов и небольшой примеси лептонов (кривая "GS" на рис. 1).

Сравнивая приведенные три уравнения состояния (см. рис. 1), замечаем, что в области давлений $P < 6.4 \cdot 10^{29}$ эрг/см³ между ними нет существенного различия. В то же время они заметно отличаются в ядерной области плотностей. Здесь имеются два принципиальных момента. Первый состоит в том, что в отличие от двух других уравнений состояния в уравнении "GS" имеется скачок плотности (примерно в 500 раз) при переходе от Ae -плазмы к ядерному веществу, когда давление достигает значения $6.4 \cdot 10^{29}$ эрг/см³. Вторым моментом является то, что уравнение "GS" обладает асимптотикой $P \approx \rho c^3/3$, отражающей факт асимптотической свободы частиц при чрезвычайно больших плотностях. В уравнении "SV" не учтено это обстоятельство и использована асимптотика $P \approx \rho c^2$, следующая из требования $v_s \leq c$ (v_s — скорость звука).

Результаты интегрирования системы уравнений (1) образуют однопараметрическое семейство решений, определяемое давлением в центре звезды $P(0)$. В табл. 1 кроме $P(0)$ и $\rho(0)$ приведены радиусы массы, моменты инерции адронного ядра и нейтронной звезды в целом, а также полное число барнионов N и энергия связи

$$(m_n - M/N) c^2$$

для уравнения состояния Григоряна и Саакяна [2]. Для различных реалистических уравнений состояния параметры нейтронных звезд не сильно отличаются друг от друга (максимальное значение массы нейтронных звезд $1.5 \leq M_{\max} \leq 2.5 M_{\odot}$ [1—3]).

3. *Аккреционный источник энергии.* Рассмотрим нейтронную звезду, находящуюся в режиме непрерывной аккреции вещества от обычной звезды, образующей с ней тесную двойную систему. Захватываемые частицы приходят с достаточно больших по сравнению с радиусом нейтронной звезды расстояний, поэтому в момент соударения с ее поверхностью их кинетическая энергия равна

$$mc^2 \left[\left(1 - \frac{r_g}{R} \right)^{-1/2} - 1 \right] \approx mc^2 \frac{r_g}{2R} \approx \frac{mv_a^2}{2}, \quad (3)$$

где $v_a = \left(\frac{2GM}{R} \right)^{1/2}$ — скорость частицы у самой поверхности, а r_g — гравитационный радиус звезды.

Выясним, что происходит с веществом после его захвата нейтронной звездой. По ходу аккреции непрерывно возрастает полное число барионов, являющееся основным параметром вырожденных звездных конфигураций. При этом соответствующим образом изменяются центральная плотность, масса и радиус конфигурации. Время релаксации для восстановления гидростатического равновесия, нарушаемого в процессе аккреции, определяется скоростью протекания гидродинамических процессов, то есть скоростью звука. Так как в сверхплотном ядре скорость звука чрезвычайно велика, то это время определяется практически *Ae*-оболочкой, скорость звука в которой $v_a \geq 10^8$ см/с, и, следовательно, время восстановления гидростатического равновесия $\tau \sim \frac{R}{v_a} \leq 10^{-2}$ с. Таким образом, по ходу аккреции конфигурация практически все время находится в состоянии гидростатического равновесия.

Более сложным является вопрос химического равновесия. Оно может реализоваться через термоядерные и пикноядерные реакции, а также процессами обратного β -распада (2). Падающая на нейтронную звезду плазма тормозится в сравнительно тонком наружном невырожденном слое. Затем она, сжимаясь под воздействием гравитации, теснит к центру плазму внешних слоев *Ae*-оболочки. В результате, в зависимости от химического состава падающего потока, у нейтронной звезды формируется новый наружный вырожденный слой, обогащенный водородом, гелием и другими легкими элементами.

По данным наблюдений барстеров известно [3, 16], что температура на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды $T \approx 3 \cdot 10^7$. Можно ожидать, что в глубоких слоях Ae -оболочки она должна быть заметно выше. В работах [17—20] была предложена и разрабатывалась общепризнанная в настоящее время модель, объясняющая рентгеновские вспышки барстеров термоядерным горением гелия в тонком слое Ae -оболочки, где плотность $\rho \approx 10^8$ г/см³, а температура $T \sim 10^9$ (наиболее полный список работ этого направления приведен в обзоре [16]). Согласно этой модели именно термоядерный синтез является тем механизмом, который, в конечном итоге, приводит к образованию ядер с массовыми числами вблизи железного пика и, таким образом, к установлению химического равновесия в аккрецирующей нейтронной звезде.

Однако нам кажется, что в барстерах более эффективным механизмом, регулирующим химический состав, является процесс обратного β -распада протонов (2) с последующим поглощением нейтронов ядрами. Этот канал работает на глубинах с $\rho \gtrsim 3 \cdot 10^7$ г/см³ (считая $A/Z \approx 2$), где граничная энергия электронов $\epsilon_e \geq (m_n - m_p) c^2$. В результате аккреции вещества вокруг нейтронной звезды образуется состоящая в основном из водорода и гелия квазистационарная оболочка. Мы ее будем называть водородной оболочкой. Плотность у дна этой оболочки порядка $3 \cdot 10^7$ г/см³. Ниже этого дна протонов нет — они за время $\sim 10^3$ с превращаются в нейтроны, которые практически мгновенно поглощаются находящимися там ядрами. При этом выделяется энергия, приблизительно равная 7 МэВ на один поглощенный нейтрон. Отметим, что по ходу аккреции непрерывное изменение претерпевает вся нейтронная звезда, включая и ее центральное сверхплотное ядро. Увеличение полного числа барионов в нейтронной звезде сопровождается практически мгновенным возрастанием центральной плотности и числа барионов в центральном ядре. В табл. 1 приведены параметры устойчивых нейтронных конфигураций. $\Delta M = M - M_0$, $\Delta J = J - J_0$, величины с индексом „0“ относятся к адронному ядру. Из табл. 1 видно, что $(M - M_0)/M \sim 10^{-5} \div 10^{-3}$ (M , M_0 — массы звезды и ее адронного ядра), поэтому при аккреции массы Ae -оболочки и адронного ядра должны расти в том же отношении, чтобы не нарушалось гидростатическое равновесие. Обмен веществом между сверхплотным ядром и Ae -оболочкой, а также установление равновесного химического состава в адронном шаре происходит чрезвычайно быстро (характерные времена барионных превращений $\lesssim 10^{-10}$ с). Заметим, что для строго равновесных конфигураций в силу известного соотношения [1]

$$\frac{dMc^2}{dN} = \mu_n(r) \sqrt{g_{00}(r)} = \text{const.}, \quad (4)$$

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД [2]

$P(0)$ (врг/см ³)	$\rho(0)$ (г/см ³)	R_0 (км)	$10^5 \frac{\Delta M}{M_\odot}$	$10^{-40} \Delta J$ (г см ²)	R (км)	$\frac{M}{M_\odot}$	J (г см ²)	$\frac{N}{N_\odot}$	$m_n c^2 - \frac{M}{N} c^2$ (МэВ)
3.73 E35	1.69 E15	12.02	1.43	4.113	12.23	2.140	2.886 E45	2.550	151.2
1.79 E35	9.77 E14	12.59	1.98	5.886	12.84	2.040	3.028 E45	2.409	144.1
9.84 E34	6.82 E14	12.51	2.53	6.976	12.85	1.760	2.540 E45	2.033	126.2
6.01 E34	5.41 E14	11.98	2.96	7.089	12.41	1.414	1.825 E45	1.592	105.5
3.96 E34	4.65 E14	11.19	3.24	6.478	11.73	1.087	1.196 E45	1.197	86.04
2.77 E34	4.21 E14	10.32	3.36	5.551	10.98	0.818	7.503 E44	0.884	69.67
1.53 E34	3.76 E14	8.67	3.35	3.761	9.615	0.461	2.894 E44	0.485	46.23
1.20 E34	3.63 E14	7.95	3.27	3.074	9.065	0.351	1.832 E44	0.366	38.18
9.58 E33	3.55 E14	7.32	3.18	2.529	8.615	0.270	1.184 E44	0.279	31.88
7.81 E33	3.48 E14	6.76	3.10	2.105	8.262	0.211	7.829 E43	0.217	26.91
6.48 E33	3.43 E14	6.27	3.02	1.777	8.002	0.166	5.295 E43	0.171	22.96
5.45 E33	3.39 E14	5.84	2.95	1.524	7.833	0.133	3.661 E43	0.136	19.79
3.97 E33	3.33 E14	5.11	2.85	1.178	7.779	0.0882	1.846 E43	0.0896	15.05
2.31 E33	3.23 E14	4.05	2.97	0.9229	9.422	0.0428	5.590 E42	0.0433	9.44
1.82 E33	3.19 E14	3.64	3.34	1.088	12.82	0.0309	3.258 E42	0.0311	7.68
1.288 E33	3.136 E14	3.12	23.5	7374	425.9	0.0194	7.522 E43	0.0195	5.78

($\mu_n(r)$ — химический потенциал нейтронов, $g_{00}(r)$ — временной компонент метрического тензора), обмен веществом между *Ae*-оболочкой и центральным адронным сгустком происходит без выделения или поглощения энергии. Итак, после захвата некоторого числа частиц ΔN формируется новая равновесная конфигурация, соответствующая новому числу барионов $N + \Delta N$.

Кинетическая энергия аккреционного потока плазмы выделяется в очень тонком наружном слое при $r \approx R$. С точки зрения наблюдателя, находящегося на поверхности нейтронной звезды, в единицу времени выделяется энергия

$$\frac{dW_R}{dt} = Mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-r/R}} - 1 \right), \quad (5)$$

где M — темп аккреции.

На дне водородной оболочки в результате превращения $X \Delta N$ протонов в нейтроны (предполагается, что аккреционный поток состоит из водорода и гелия с массовыми концентрациями $X \approx 0.65$ и $Y \approx 0.35$) и последующего их захвата ядрами выделяется энергия

$$\Delta W_2 = X \Delta N [m_p c^2 + \mu_e(r_2)] - \sum_i \alpha_i \frac{X \Delta N}{A_i} [m_i c^2 + Z_i \mu_e(r_2)],$$

где $\mu_e(r_2) \approx 1.4$ МэВ — граничная энергия электронов при $\rho(r_2) \approx 3 \cdot 10^7$ г/см³, а $\alpha_i(r_2)$ — концентрация ядер с массой m_i на дне $r = r_2$ водородной оболочки, $\sum_i \alpha_i = 1$. Непосредственно под поверхностью $r = r_2$ будут только легкие ядра, такие, как гелий, литий, бериллий, бор и т. д., с примерно одинаковыми энергиями связи. Полагая

$$m_i/A_i \approx m_{\text{He}}/4, \quad Z_i/A_i \approx 0.5, \quad (6)$$

находим энергию, выделяемую в единицу времени в весьма тонком слое вблизи $r \approx r_2$,

$$\frac{dW_2}{dt} \approx \frac{MX}{m_n} \left[m_p c^2 + \frac{1}{2} \mu_e(r_2) - \frac{1}{4} m_{\text{He}} c^2 \right]. \quad (7)$$

Заметим, что наружный слой изолированной, строго равновесной нейтронной звезды состоит из ядер железа. Соотношение (4) здесь выполняется до самой поверхности звезды. Существование легких ядер в верхних слоях *Ae*-оболочки возможно только при наличии непрерывного аккреционного потока и в условиях сильно вырожденного электронного газа жестко ограничено процессами пикноядерных реакций. Так, более или менее продолжительное существование легких ядер (условно будем говорить о ядрах гелия) в *Ae*-плазме возможно только при плотностях $\rho \leq 10^8$ г/см³ [1].

Условие строгого термодинамического равновесия (4) сравнительно точно соблюдается до поверхности $r = r_1$, где $\rho(r_1) \approx 10^8 \text{ г/см}^3$, $\mu_e(r_1) \approx 2 \text{ МэВ}$, $A \approx 64$, $Z \approx 28$.

Итак, по ходу аккреции происходит медленное протекание плазмы через область, обогащенную водородом, на дне которой протоны, превращаясь в нейтроны, поглощаются легкими ядрами. Под этим слоем, в области $r_1 \leq r \leq r_2$ формируется слой плазмы, состоящий из легких ядер (будем называть его гелиевым слоем). Легкие ядра с еще более замедленным темпом протекают через этот слой, пересекают поверхность $r = r_1$ и затем превращаются в шклядерных реакциях в ядра с $A \geq 60$. Разумеется, процесс переноса плазмы с затухающей скоростью продолжается и дальше, вплоть до адронного шара.

При захвате звездой ΔN нуклонов в среднем $\alpha_i \Delta N / A_i$ ядер с параметрами A_i , Z_i пересекают поверхность $r = r_1$, поэтому выделяется энергия

$$\Delta W_1 = \sum_i \alpha_i \frac{\Delta N}{A_i} [m_i c^2 + Z_i \mu_e(r_1)] - \Delta N \mu_n(r_1), \quad (8)$$

где $m_n c^2 - \mu_n(r_1) \approx 8.4 \text{ МэВ}$ для ядер с $A \approx 64$ при $r = r_1$. Имея в виду (6), находим

$$\frac{dW_1}{dt} \approx \frac{\dot{M}}{m_n} \left[\frac{1}{4} m_{\text{He}} c^2 - \mu_n(r_1) + \frac{1}{2} \mu_e(r_1) \right]. \quad (9)$$

Параметры внешних областей A_e -оболочки аккрецирующей нейтронной звезды будут приведены в следующей статье.

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. I

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

Neutron star in the regime of radial accretion of matter is examined. It has been shown that a shell enriched with hydrogen is formed on its surface, on the bottom of which at densities $\approx 3 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ a process of neutronization takes place. Neutrons, formed at such depth are absorbed quickly by nuclei, releasing energy of 7 Mev per particle.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурация вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, 95, 305, 1983.
3. С. Шапиро, С. Тьюкольский, Черные дыры, белые карлики, нейтронные звезды, Мир, М., 1985.
4. G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian, *Nuovo Cim. Serie X*, 30, 82, 1963.
5. G. Baym, H. A. Bethe, C. J. Pethick, *Nucl. Phys.*, A175, 225, 1971.
6. V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.*, A178, 123, 1971.
7. Р. М. Авакян, А. В. Саркисян, *Астрофизика*, 26, 129, 1987.
8. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 37, 193, 1960; 38, 785, 1961; 38, 1016, 1961.
9. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Проблемы современной космогонии*, 9, 91, 1963.
10. А. Б. Мицгал, *Ж. эксперим. и теор. физ.* 63, 1993, 1972.
11. R. F. Sawyer, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 382, 1972.
12. D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 386, 1972.
13. J. Kogut, J. T. Manassah, *Phys. Letters*, A41, 129, 1972.
14. А. Б. Мицгал, Фермионы и бозоны в скалярных полях, Наука, М., 1978.
15. А. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *ДАН СССР*, 237, 299, 1977, *Астрофизика*, 13, 463, 1977.
16. P. C. Joss, S. A. Rapport, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 537, 1984.
17. S. E. Woosley, R. E. Taam, *Nature*, 263, 101, 1976.
18. P. C. Joss, *Astrophys. J. Lett.*, 225, L123, 1978.
19. R. K. Wallace, S. E. Woosley, *Astrophys. J.*, 258, 696, 1982.
20. E. V. Ergma, A. V. Tutukov, *Astron. Astrophys.*, 84, 123, 1980.