

УДК 524.3 539.126.34

ФИЗИКА

Г. Б. Алавердян, Ю. Л. Вартанян

О коллапсе нейтронной звезды к слоистой конфигурации с пиконденсатным ядром

(Представлено чл.-корр. АН АрмССР Д. М. Седракяном 30/VI 1988)

Известно, что явление пионной конденсации ⁽¹⁾ приводит к значительному смягчению уравнения состояния вещества нейтронной звезды $P(n)$, так что оно приобретает ван-дер-ваальсовский характер. Из-за трудностей теории сильного взаимодействия многих частиц, к сожалению, в настоящее время невозможно построить однозначную теоретическую модель. В зависимости от недостаточно точно известного параметра $a = g_A^2 (1 - \gamma) / F^2$ (g_A — аксиальная константа, γ — фактор, учитывающий нуклонные корреляции, а F — константа распада пиона) возможны различные варианты, которые могут привести в сплошном веществе к фазовым переходам первого рода.

Такой фазовый переход обуславливает существование критических конфигураций нейтронных звезд, которые нестабильны по отношению к увеличению общего числа барионов ⁽²⁾. Важным наблюдательным проявлением этого феномена является энерговыделение, имеющее место при переходе обычной нейтронной звезды в результате увеличения общего числа барионов (например, из-за аккреции вещества) к слоистой конфигурации, в центре которой расположено пиконденсированное ядро.

В настоящей работе путем численного интегрирования релятивистских уравнений гидростатического равновесия (уравнения Толмена—Оппенгеймера—Волкова) вычислены значения полной массы M , массы покоя M_0 , радиуса R для звездных конфигураций при разных значениях центрального давления P_c . Эти вычисления позволили исследовать вопросы, связанные с вышеупомянутым энерговыделением.

Вычисления проводились с тремя разными уравнениями состояния, полученными путем сочетания двух уравнений состояния нормального вещества—Пандерипанде (PN) и Бете-Джонсона (BJ), с разными значениями параметра развитого пионного конденсата a . В отличие от работы ⁽³⁾ здесь учтено также наличие вырожденных электронов и μ^- -частиц.

В табл. 1 для этих уравнений состояния приведены значения характерных параметров фазового перехода (см. рис. 1), определенные согласно правилу Гиббса: $\mu_N = \mu_K$, $P_N = P_K = P_{NK}$, где $\mu = (P + \rho c^2) / n$ — химический потенциал.

Параметр λ в этой таблице определяется выражением $\lambda = \rho_K / (\rho_N +$

Параметры фазового перехода первого рода

Уравнение состояния		$\rho_N,$ 10^{15} г/см^3	$\rho_K,$ 10^{15} г/см^3	$P_{NK},$ 10^{34} дин/см^2	λ
нормального вещества	пионного конденсата				
PN	$a=0,475$	0,338	1,713	0,546	4,98
VI	$a=0,411$	0,845	1,280	8,311	1,36
VI	$a=0,5$	0,568	1,180	3,166	1,96

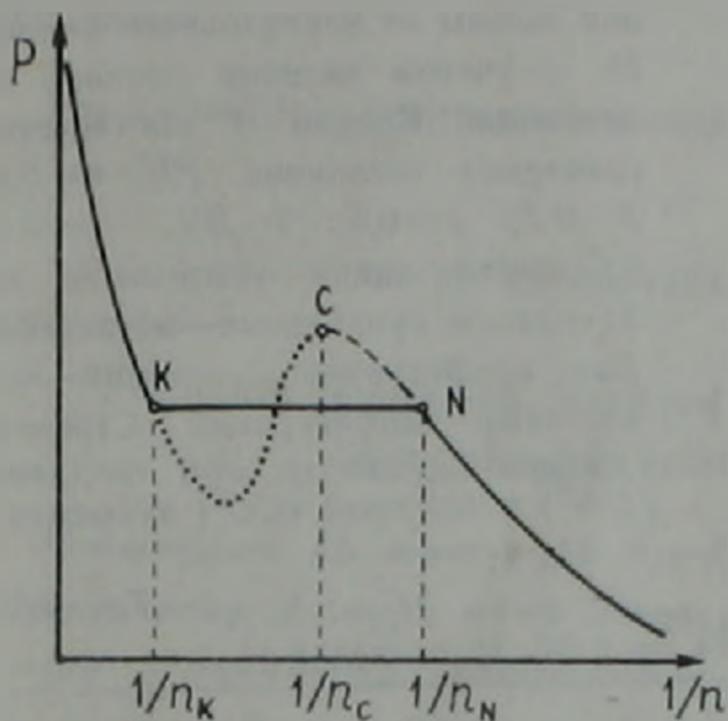


Рис. 1. Определение характерных параметров фазового перехода первого рода по правилу равных площадей Максвелла. n_c — пороговая плотность рождения пионного конденсата. Отрезок NC соответствует метастабильным конфигурациям.

$+P_{NK}/c^2$) и характеризует скачок плотности на границе сосуществования двух фаз.

На рис. 2 приведена зависимость полной массы от центрального давления. В точках N_1 , N_2 и N_3 , соответствующих конфигурациям с центральным давлением $P_c = P_{NK}$ (P_{NK} — давление фазового перехода), производная dM/dP_c имеет скачок. Размеры этого скачка зависят от параметра скачка плотности. При значениях $\lambda > 3/2$ скачок dM/dP_c настолько велик, что на устойчивой ветви нейтронных звезд образуется локальный максимум (кривые 1 и 2) и конфигурации на отрезке NB, где $dM/dP_c < 0$, являются неустойчивыми (4). Конфигурация, находящаяся у дополнительного максимума (точки N_1 и N_2 на рис. 2), неустойчива по отношению к увеличению общего числа барионов. В случае аккреции вещества конфигурация должна сжаться (сколлапсировать) и перейти на устойчивую ветвь.

Динамика коллапса нейтронной звезды к слоистой конфигурации, имеющей ядро с пионным конденсатом, достаточно сложна и зависит как от параметра скачка, так и от времени образования пиконденсатных зародышей в нормальном сверхплотном веществе и скорости аккреции (2, 5). Поскольку время зародышеобразования τ_c сильно модельнозависящая величина, то рассмотрим два крайних случая: $\tau_c \ll \tau_A$ и $\tau_c \gg \tau_A$, где τ_A время, характеризующее быстроту процесса аккреции. В случае $\tau_c \ll \tau_A$ процесс образования зародышей протекает намного быстрее процесса аккреции и переход к конфигурации с пиконденсатным ядром происходит в точке N (рис. 2). В этом случае при $\lambda > 3/2$ конфигурация должна сжаться и перейти на устойчивую ветвь кривой (N_1 и N_2 на рис. 2). Такой переход сопровождается выделением

энергии $\Delta\epsilon_N = [M(N) - M(N')]c^2$, где N' — конфигурация, имеющая такое же число барионов, что и N , т. е. $M_0(N') = M_0(N)$.

Когда $\tau_c \gg \tau_A$, то переход к конфигурации с пиконденсатным ядром происходит из метастабильного состояния C (см. рис. 2), соответ-

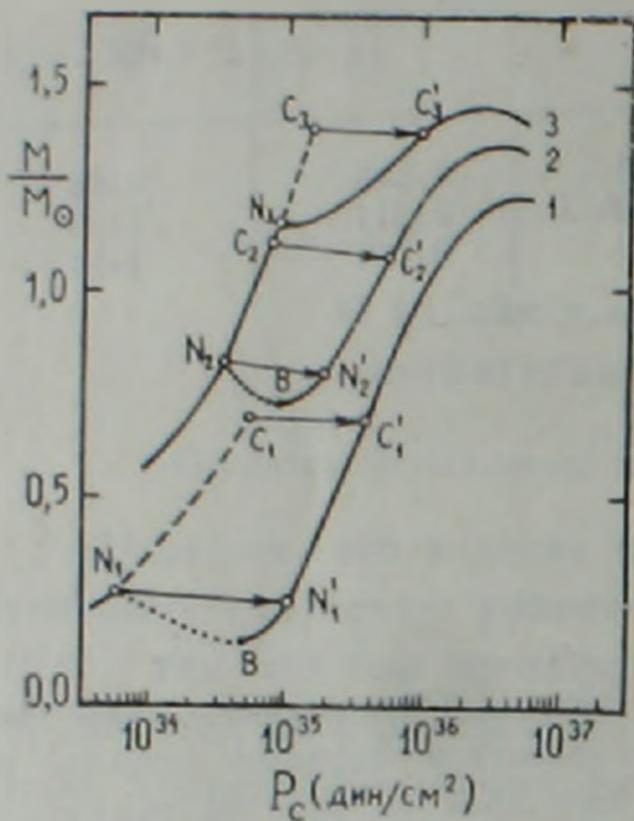


Рис. 2. Зависимость массы нейтронной звезды от центрального давления P_c с учетом явления пионной конденсации. Кривая 1 соответствует уравнению состояния PN , $a=0,475$; 2— BJ , $a=0,5$; 3— BJ , $a=0,411$. Сплошная линия—устойчивые конфигурации; пунктирная—метастабильные конфигурации; отточия—неустойчивые конфигурации. Стрелками указаны переходы при медленной ($N'N'$) и быстрой (CC') аккреции

Таблица 3

Характеристики конфигураций до и после коллапса

Уравнение состояния	Начальная конфигурация				Конечная конфигурация				$\Delta\epsilon$ 10^{51} эрг
	P_c 10^{35} дин/см ²	M_0 M_\odot	M M_\odot	R км	P_c 10^{35} дин/см ²	M_c M_\odot	M M_\odot	R км	
PN $a=0,475$	0,05	0,265	0,262	17,8	1,08	0,265	0,258	7,1	8,0
BJ $a=0,5$	0,32	0,847	0,803	17,7	1,90	0,847	0,802	12,3	1,2
PN $a=0,475$	0,53	0,746	0,708	12,0	4,05	0,746	0,677	6,3	54,5
BJ $a=0,411$	1,41	1,541	1,395	14,0	9,63	1,541	1,388	9,6	11,6
BJ $a=0,5$	0,73	1,204	1,115	15,0	5,63	1,204	1,097	9,3	31,5

ствующего конфигурации, центральная плотность которой равна пороговой плотности рождения пионного конденсата— n_c (см. рис. 1). При этом выделяется энергия $\Delta\epsilon_c = [M(C) - M(C')]c^2$, где C' — конфигурация, для которой $M_0(C') = M_0(C)$.

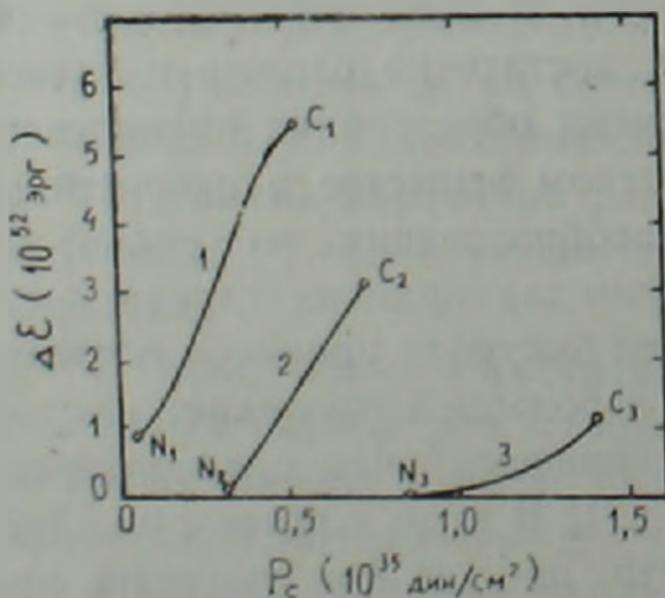


Рис. 3. Энергия, выделяемая при коллапсе нейтронной звезды (в результате аккреции вещества) к слоистой конфигурации с пиконденсированным ядром в зависимости от центрального давления P_c . Кривые 1, 2, 3 соответствуют тем же уравнениям состояния, что и кривые на рис. 2

На рис. 3 представлена зависимость энергии $\Delta\epsilon$, выделяемой при аккреции нейтронной звезды к слоистой конфигурации с пиконденсатным ядром, от центрального давления начальной конфигурации, находящейся на отрезке NC кривой $M-R_c$ (см. рис. 2)

В табл. 2 для трех уравнений состояния приведены параметры конфигураций до и после коллапса в двух крайних случаях $\tau_c \ll \tau_A$ (переход $N \rightarrow N'$) и $\tau_c \gg \tau_A$ (переход $C \rightarrow C'$).

Из рис. 3 и табл. 2 следует, что выделяемая энергия сильно зависит от уравнения состояния ядерного вещества и в некоторых моделях может значительно превосходить энергию, выделяемую при взрыве сверхновых.

Ереванский государственный университет

Կ. Բ. ԱՎԱԿԵՐԻՅԱՆ, ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԳԱՆՅԱՆ

Պլյուկոնդենսատային կորիզով շերտավոր կոնֆիգուրացիայի
նեյտրոնային աստղի կոլապսի մասին

Դիտարկված են աստղային նյութի վիճակի հավասարման երեք տարբերակներ, որոնք առաջին սևի ֆազային անցման շնորհիվ բերում են պիկոնդենստային կոնդենսատի առաջացման: Հիդրոստատիկ հավասարակշռության ուղյակով հստակապես հավասարումների թվային ինտեգրման միջոցով հաշվված են աստղային կոնֆիգուրացիաների լրիվ M զանգվածը, հանգստի M_0 զանգվածը և R շառավիղը, կենտրոնական P_c ճնշման տարրեր արժեքների դեպքում: Վերջինս հնարավորություն է տվել ուսումնասիրելու նեյտրոնային աստղի պարամետրերի փոփոխություններն ու կներգաանջատման հարցերը, երբ աստղի մակերևույթի վրա նյութի ներհոսի հետևանքով նեյտրոնային աստղն անցնում է պիկոնդենսատային կորիզով շերտավոր կոնֆիգուրացիայի: Այսպիսի անցման ժամանակ անջատված էներգիան կարող է զգալի գերազանցել գերնորների պայթման ժամանակ անջատված էներգիային:

ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ A. B. Migdal, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978. ² A. B. Migdal, A. J. Chernoutsan, I. N. Mishustin, Phys. Letters, v. 83 B, p. 158 (1979).
³ P. Haensel, M. Proszynski, Phys. Letters, v. 96 B, p. 233 (1980). ⁴ P. Haensel, M. Proszynski, Astrophys. J., v. 258, p. 306 (1982). ⁵ З. Ф. Сеидов, Астрон. журн., т. 253, с. 908 (1971). ⁶ Ю. А. Березин, О. Е. Дмитриева, Н. Н. Яненко, Письма АЖ, т. 8, с. 86 (1982).