Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 4, с. 245 – 246

О фазах сжатого вещества

В. И. Марченко

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 2007 г.

После переработки 11 января 2008 г.

Показано, что по мере сжатия в условиях полного термодинамического равновесия при низких температурах вещество должно находиться последовательно в 14 моноизотопных фазовых состояниях. Почти во всех фазах ядерная подсистема является вигнеровским кристаллом, а при максимальном давлении – квантовой жидкостью.

PACS: 64.90.+b

Наблюдаемое в нормальных (земных) условиях вещество находится, как правило, в метастабильном по отношению к ядерным реакциям состоянии. При сильном сжатии вещества, когда межъядерные расстояния становятся заметно меньше атомного, но все еще велики по сравнению с радиусом ядер, электроны теряют связь с ядрами и становятся практически идеальным ферми-газом [1]. Тепловое движение ядер приводит к их столкновениям, и в присутствии электронного резервуара возможно установление равновесного ядерного состава. Обычно такое равновесие рассматривается при высоких температурах [2]. Принципиальный интерес представляет задача о равновесном ядерном составе сжатого вещества при низких температурах [3]. Фактически, низкими здесь являются температуры меньше mc^2, где m – масса электрона. При таких температурах релятивистский электронный газ сильно вырожден. Величина $\sim mc^2$ также соответствует характерному масштабу отличия в энергии на один нуклон у разных ядер и изотопов.

При нулевой температуре равновесию соответствует минимум энергии E вещества, заключенного в объеме V при заданном химическом потенциале нуклонов μ. Пренебрежем вначале кулоновской энергией. Тогда подлежащий минимизации потенциал $\Omega = E - \mu N$ равен

$$\Omega = \sum_{ZA} M_{ZA}c^2 N_{ZA} + E_e(N_e/V)V - \mu N, \qquad (1)$$

где N_{ZA} и M_{ZA} – число и масса ZA-ядер, E_e – энергия электронного газа, $N_e = \sum_{ZA} ZN_{ZA}$ – число электронов, $N = \sum_{ZA} AN_{ZA}$ – число нуклонов. Нейтринный вклад учитывать не следует (см. [1]).

Провариируем потенциал (1) по числам изотопов

$$\delta\Omega = \sum_{ZA} (M_{ZA}c^2 + Z\mu_e - A\mu)\delta N_{ZA},$$

где μ_e – химический потенциал электронов. Состояние будет равновесным, если для всех имеющихся в данной фазе ядер выполнено условие $\mu = (M_{ZA}c^2 + Z\mu_e)/A$. Для устойчивости состояния необходимо, чтобы для всех остальных ядер было верно неравенство $M_{Z'A'}c^2 + Z'\mu_e - \mu A' > 0$. Тогда их добавление $\delta N_{Z'A'} > 0$ приведет к увеличению Ω. Ясно, что при изменении μ_e в некотором интервале равновесию соответствует лишь один тип изотопов с минимальной величиной μ.

При высоких температурах равновесный ядерный состав включает некоторое количество изотопов, и их концентрация, определяемая условиями химического равновесия, меняется непрерывно как функция температуры и давления [2]. При нулевой же температуре должны реализоваться моноизотопные фазы, и смена состава $ZA \to Z'A'$ происходит при критических значениях давлений, соответствующих химическим потенциалам электронов $\mu_e = \mu_e^c$:

$$\mu_e^c = \frac{A'M_{ZA} - AM_{Z'A'}}{Z'A - ZA'}c^2. \qquad (2)$$

Эти переходы сопровождаются скачками плотности ядерной составляющей плотности массы

$$\Delta\rho = \frac{ZA' - Z'A}{AZ}\rho,$$

а электронная плотность остается неизменной.

Анализ параметров 3180 известных изотопов [4][1)] показывает, что всего 14 ядер (см. таблицу) могут появиться при нулевой температуре на фазовой диаграмме вещества. Нельзя, конечно, исключить существование еще не обнаруженных изотопов с коротким временем жизни, которые могут конкурировать с указанными в таблице. Современное состояние теории, однако, не позволяет сделать

[1)] В [4] приведены массы изотопов, и для наших целей из этих величин следует вычесть массы Z электронов.

сколько-нибудь надежного заключения по этому вопросу (^{118}Kr, ^{120}Sr?).

При $\mu > Mc^2$, где M – масса нейтрона, в системе появляется нейтронный ферми-газ. Это событие происходит в фазе ^{78}Ni при $\mu_e > \mu_e^* \approx 47.4mc^2$. Дальнейшее повышение давления приводит к заполнению нейтронной ферми-сферы.

Кулоновские поправки приводят прежде всего к упорядочению ядерной подсистемы почти всех фаз в кристаллическую решетку. Ситуация здесь, при пренебрежении пространственной модуляцией плотности электронов, полностью эквивалентна задаче о вигнеровском кристалле. Согласно известным результатам [5], наиболее вероятно расположение ядер в узлах объемноцентрированной кубической решетки. Кулоновская энергия структуры, состоящей из ZA-ядер, отличается от энергии решетки с локализованными электронами заменой $e \to Ze$:

$$E_C = -\lambda_F Z^2 e^2 (4\pi N_{ZA}/3V)^{1/3} N_{ZA}, \tag{3}$$

где $\lambda_F = 1.79186$ – константа вычисленная Фуксом [6]. Кулоновский вклад (3) дает малые поправки к химическому потенциалу нуклонов и давлению. Нетрудно убедиться, что учет этих поправок приводит к малым $\sim 10^{-3}$ относительным скачкам электронной плотности при рассматриваемых переходах и к малым $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ сдвигам значений критических точек по давлению.

В фазах максимального давления становятся важными эффекты квантовой делокализации ядер. Действительно, сравнивая кинетическую энергию $\sim \hbar^2/AM(\delta x)^2$ движения ядер вблизи узла решетки с характерным изменением энергии кулоновского взаимодействия ядер $\sim z^2e^2(\delta x)^2/a^3$, получим

$$\beta = \frac{\langle(\delta x)^2\rangle}{a^2} \sim \frac{\hbar}{Ze\sqrt{AMa}} \sim \frac{1}{Z\sqrt{A}}\sqrt{\frac{ma_0}{Ma}}, \tag{4}$$

где $a_0 \sim 10^{-8}$ см – атомный размер. Оценка параметра β показывает, что фаза ^{7}H вероятно является фермижидкостью уже при переходе из фазы ^{10}He ($\beta \sim 1$). В фазе ^{10}He возможно квантовое плавление ($\beta \sim 0,3$). В остальных фазах $\beta \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$.

При низких температурах в равновесном веществе появляются термоактивированные примеси других ядер. В таблице указаны примеси с минимальной энергией в каждой из фаз вблизи точки перехода при повышении давления. При дальнейшем повышении температуры, так же как и в случае обычных фазовых переходов, линии изотопических переходов должны оканчиваться в критических точках.

Таблица изотопических фаз

Изотоп	μ_e^c	Δ	μ_e^*	a
$^{7}_{1}$H	74	^{40}Mn:9.2	16	20
$^{10}_{2}$He	72	^{7}H:0.9	32	24
$^{40}_{12}$Mg	61	^{51}Cl:2.3	45	55
$^{49}_{16}$S	55	^{51}Cl:0.4	46.7	67
$^{53}_{18}$Ar	54	^{49}S:0.6	47	71
$^{78}_{28}$Ni	26	^{79}Cu:1.5	47.4	170
$^{80}_{30}$Zn	21	^{78}Zn:1.4		220
$^{82}_{32}$Ge	15	^{80}Ge:0.2		300
$^{84}_{34}$Se	11	^{86}Kr:0.7		420
$^{66}_{28}$Ni	8.1	^{60}Fe:1.2		550
$^{64}_{28}$Ni	5.2	^{62}Ni:0.3		850
$^{58}_{26}$Fe	3.9	^{64}Ni:0.9		1100
$^{62}_{28}$Ni	1.9	^{58}Fe:0.4		2300
$^{56}_{26}$Fe	0	^{62}Ni:1.5		

Примечание. μ_e^c – переход при повышении давления, Δ – минимальная энергия ядерной примеси, μ_e^* – возникновение нейтронов в фазе, a – расстояние между ближайшими ядрами в ОЦК-решетке при минимальном давлении. Энергии указаны в единицах mc^2, длины – в единицах 10^{-13}см.

Обсуждаемые фазы должны реализоваться на последней стадии остывания звезд. Тогда ядерные реакции внутри фаз будут прекращены и, пока межфазные границы не остановятся в положениях равновесия, единственным источником выделения энергии будет кинетика изотопических фазовых переходов.

Благодарю А.Я. Паршина за полезные дискуссии.

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, ч. 1, М.: Наука, 1995.
2. Д. А. Киржниц, УФН **104**, 489 (1971).
3. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, М.: Наука, 1971.
4. http://www.nndc.bnl.gov/amdc.
5. W. J. Carr, Phys. Rev. **122**, 1437 (1961).
6. K. Fuchs, Proc. Roy. Soc. (London) A **151**, 585 (1935).