

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Квантовые эффекты в конденсированных телах при высоких давлениях

С.М. Стишов

Дан анализ экспериментальных данных, характеризующих влияние квантовых эффектов на уравнение состояния и плавление вещества при высоких давлениях. Показано, что сжатие веществ с преимущественно кулоновским взаимодействием вызывает увеличение квантовых изотопических эффектов, в то время как сжатие "ван-дер-ваальсовых" веществ действует в противоположном направлении. Обсуждается проблема "холодного" плавления "кулоновского" вещества при высоких давлениях.

PACS numbers: 05.70.Ce, 64.10.+h, 64.70.Dv

Содержание

1. Введение (299).
 2. Немного истории (299).
 3. Простые оценки (300).
 4. Обзор экспериментальных данных (302).
 - 4.1. Уравнения состояния. 4.2. Плавление.
 5. Заключение (304).
- Список литературы (305).

1. Введение

Как известно, одна и та же система многих частиц может вести себя и как квантовая, и как классическая в зависимости от условий ее существования. В частности, изменение плотности (давления) системы может существенно влиять на ее квантовые свойства. Но в любом случае прямое наблюдение квантовых многочастичных эффектов достаточно затруднительно, если только мы не сталкиваемся с явлениями типа сверхпроводимости и сверхтекучести. Тем не менее, изучая зависимость свойств вещества от массы составляющих его частиц (изотопический эффект), можно получить представление о тех или иных проявлениях квантовых законов природы. Ниже анализируются доступные экспериментальные данные, характеризующие изотопические эффекты при высоких давлениях. В последующем, имея в виду, что все экспериментальные данные, так или иначе используемые в настоящей статье, получены при температурах значительно ниже соответствующих дебаевских температур,

мы ограничимся анализом только основного состояния вещества.

2. Немного истории

Как следует из квантовой теории, энергия основного состояния любой связанной или конденсированной системы частиц содержит динамическую часть, часто называемую "нулевой" энергией. Существование "нулевой" энергии обусловлено соотношением неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta x \Delta p \geq h, \quad (1)$$

устанавливающим связь между неопределенностью координаты Δx и импульса Δp . Из (1) следует, что локализация частицы неизбежно сопровождается увеличением ее кинетической энергии. По этой причине "нулевая" энергия обязательно возрастает при сжатии вещества, однако ее влияние на свойства вещества зависит также от других составляющих полной энергии. В общем случае "нулевая" энергия является убывающей функцией массы частиц, составляющих систему, но ее точная функциональная форма зависит от характера межчастичных взаимодействий и фазового состояния вещества¹.

Очевидно, что "нулевая" энергия играет особенно важную роль в случае систем с малой массой частиц и относительно слабым межчастичным взаимодей-

С.М. Стишов. Институт физики высоких давлений РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Российская Федерация
Тел. (095) 334-00-10
Факс (095) 334-00-12
E-mail: stish@ips.ras.ru/sergei@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 11 августа 2000 г.

¹ Из принципа неопределенности Гейзенберга (1) следует выражение для кинетической энергии $E_k \cong h/2m(\Delta x)^2$. Соответственно для системы невзаимодействующих частиц получим $E_k \cong h/2mV^{2/3}$. Для "ван-дер-ваальсового" газа имеем $E_k = h/2m(V-b)^{2/3}$. Кинетическая часть нулевой энергии "дебаевского кристалла" равна $E_k = (9/16)(k/m)^{1/2} = (9/16)\Theta_D$. Полная нулевая энергия в этом случае равна $E_z = (9/8)\Theta_D$ [1]. Здесь m — масса, V — объем, b — константа, характеризующая "недоступный" объем, Θ_D — дебаевская температура.

ствием². Именно поэтому изотопы гелия ^3He и ^4He не кристаллизуются вплоть до самых низких температур при низких давлениях в противоположность более тяжелым благородным газам. Нулевая энергия вносит также значительный вклад в уравнение состояния гелия, водорода и других легких веществ и, очевидно, оказывает серьезное влияние на процессы, происходящие в недрах "холодных" звезд и массивных планет.

Одним из наиболее интересных эффектов, связанных с существованием нулевой энергии, является так называемое "холодное" плавление сильно сжатого вещества, впервые рассмотренное Д.А. Киржницем [2, 3]. Несколько позже эта проблема рассматривалась А.А. Абрикосовым [4]. В дальнейшем задача о холодном плавлении исследовалась в целом ряде работ (см. библиографию в [5, 6]). Напомним, что в отсутствие теории плавления соответствующий анализ в работах [2, 4] и во многих последующих фактически основывался на использовании критерия Линдемана [7, 8]. Ранее И. Померанчук [9] действовал аналогичным образом, пытаясь объяснить неустойчивость кристаллической фазы гелия при атмосферном давлении. Напомним, что, согласно Линдеману, кристалл плавится тогда, когда отношение среднеквадратичной амплитуды колебаний атомов $\langle \delta r^2 \rangle^{1/2}$ к межатомному расстоянию r достигает некоторой критической величины, или

$$\frac{\langle \delta r^2 \rangle^{1/2}}{r} \cong C. \quad (2)$$

Нетрудно показать, что в случае системы частиц, взаимодействующих по закону $\Phi(r) \propto 1/r^n$, для нулевых колебаний имеем [2–4, 9]:

$$\frac{\langle \delta r^2 \rangle^{1/2}}{r} \propto r^{(n/2)-1}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что относительная амплитуда нулевых колебаний при $n > 2$ возрастает при увеличении объема³. В противоположность этому в кулоновском случае, или точнее в случае квантовой системы точечных зарядов на компенсирующем фоне относительная амплитуда нулевых колебаний [2]

$$\frac{\langle \delta r^2 \rangle^{1/2}}{r_S} \propto r_S^{-1/2} \quad (4)$$

возрастает при уменьшении объема. Здесь r_S определяется из условия $V/N = (4/3)\pi r_S^3$.

Таким образом, согласно представлениям, развитым в [2, 4, 9], квантовые эффекты приводят к возникновению двух типов глобальной фазовой диаграммы вещества, изображенной на рис. 1. Подчеркнем, однако, что соотношение Линдемана (2) не является критерием плавления, а представляет собой по существу соотношение подобия, справедливое только в случае систем классических частиц, взаимодействующих по степенному закону [8].

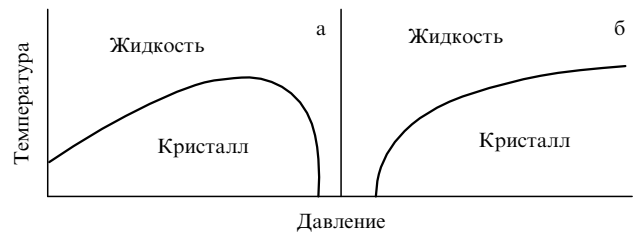


Рис. 1. Влияние квантовых эффектов на кривую плавления: (а) случай кулоновского взаимодействия; (б) случай короткодействующего отталкивания.

Тем не менее, принимая во внимание, что в обоих рассмотренных случаях отношение нулевой E_z и статической E_{st} энергий пропорционально относительной амплитуде нулевых колебаний

$$\frac{E_z}{E_{st}} \propto \frac{\langle \delta r^2 \rangle^{1/2}}{r}, \quad (5)$$

соотношения (3) и (4) означают, что роль нулевой энергии усиливается при сжатии в кулоновской системе и ослабевает в системе с короткодействующим степенным взаимодействием.

Однако взаимодействие в реальных веществах не всегда сводится к взаимодействиям вида $\Phi(r) \propto 1/r^n$, и вопрос о поведении квантовых эффектов при сжатии в общем случае является открытым. В этой связи экспериментальные исследования квантовых эффектов при высоких давлениях представляют несомненный интерес. К сожалению, прямого способа измерения нулевой энергии не существует, но, как отмечалось ранее, изучение различного рода изотопических эффектов позволяет сделать определенные заключения о характере изменения нулевой энергии при сжатии вещества.

Доступные экспериментальные данные, характеризующие изотопические эффекты в конденсированной материи при высоких давлениях, являются, в основном, результатом исследования уравнений состояния и (или) фазовых диаграмм изотопически различных веществ. Стандартный набор данных обычно представляет собой объем вещества V , давление P и температуру T . Из этих данных с привлечением результатов термодинамических измерений можно вычислить значения различного рода макроскопических величин, включая полную энергию.

3. Простые оценки

Прежде чем перейти к анализу экспериментальных данных, полезно оценить макроскопические эффекты, обусловленные существованием нулевой энергии (по этому поводу см. также [10]).

Запишем полную энергию E_t и давление P произвольной системы при $T = 0$ в виде

$$E_t = E_{st} + E_z, \quad (6)$$

$$P = P_{st} + P_z. \quad (7)$$

"Квантовое" давление P_z по порядку величины равно плотности нулевой энергии E_z , или

$$P_z \propto \frac{E_z}{V}. \quad (8)$$

² В том случае, когда взаимодействие в системе можно описать с помощью характерной длины σ и характерной энергии ϵ , квантовые эффекты удобно характеризовать, используя так называемый параметр де Бура $L^* = h/\sigma\sqrt{m\epsilon}$ [1].

³ Ввиду того, что при $n < 3$ энергия системы с потенциалом вида $\Phi(r) \propto 1/r^n$ расходится, физический смысл имеют значения $n > 3$.

Если квантовые эффекты малы⁴, то, используя тривиальное соотношение $P_z = K(\Delta V/V)$, получим:

$$\frac{\Delta V}{V} \propto \frac{E_z}{KV}. \quad (9)$$

В квазигармоническом приближении Грюнайзена соотношения (8) и (9) можно придать количественную форму, переписав их в виде (10) и (12). Нетрудно также написать соответствующее выражение для модуля объемной упругости (11):

$$\frac{P_z}{K_0} = \gamma \frac{E_z}{K_0 V_0} \cong \gamma \frac{E_z}{KV}, \quad (10)$$

$$\frac{K_z}{K_0} = \gamma(\gamma + 1) \frac{E_z}{K_0 V_0}, \quad (11)$$

$$\frac{\Delta V}{V_0} \cong \frac{P_z}{K_0} = \gamma \frac{E_z}{K_0 V_0} \cong \gamma \frac{E_z}{KV}. \quad (12)$$

Здесь предполагается, что постоянная Грюнайзена γ не зависит от объема. Индекс 0 используется для идентификации "классических" значений физических величин. Поскольку, вообще говоря, эти значения неизвестны, ниже всюду используются текущие значения соответствующих величин. Это не создает никаких проблем, если квантовые эффекты малы. В противоположном случае справедливость соотношений (10)–(12) сама оказывается под вопросом.

Обратим внимание, что именно параметр E_z/KV фактически определяет относительную величину макроскопических квантовых эффектов в конденсированной системе.

Соотношения (10)–(12) трудно использовать, поскольку квантовые вклады в термодинамические величины нельзя измерить непосредственно. Однако дифференциальные эффекты могут быть измерены и, как отмечалось ранее, именно результаты этих измерений позволяют сделать определенные суждения о характере и эволюции квантовых вкладов в макроскопические свойства системы. Подчеркнем, что под дифференциальными эффектами здесь понимается разница в значениях тех или иных наблюдаемых величин для двух изотопически различных веществ⁵.

⁴ Интересно выяснить, какой из макроскопических параметров в наилучшей степени может служить мерой квантовых эффектов. Казалось бы, что таким параметром может быть отношение E_z/E_{st} . Однако в отличие от случая модельных систем, упомянутых в тексте, статическая энергия E_{st} для реальных систем является знакопеременной величиной, и соответствующее отношение не имеет смысла при умеренных сжатиях. В то же время из доступных макроскопических переменных можно составить две комбинации с размерностью энергии — PV и KV (здесь P — давление, K — модуль объемной упругости, V — объем). Легко видеть, что произведение KV оказывается единственным возможным масштабным множителем. Подчеркнем, что для устойчивых состояний величина KV всегда положительна и приблизительно пропорциональна полной энергии при высоких давлениях.

⁵ Заметим, что дифференциальное уравнение Г. Лондона [11] для объемного изотопического эффекта

$$\frac{m}{V} \frac{dV}{dm} = -\frac{9}{16} \gamma \frac{\Theta_D}{KV} \quad (m \text{ — массовое число})$$

получается из (12) простым дифференцированием.

Из соотношений (10)–(12) получаются следующие выражения для дифференциальных квантовых эффектов:

$$\frac{\Delta P^{mn}}{K} \cong \gamma \frac{\Delta E_z}{KV}, \quad (13)$$

$$\frac{\Delta K^{mn}}{K} \cong \gamma(\gamma + 1) \frac{\Delta E_z}{V}, \quad (14)$$

$$\frac{\Delta V^{mn}}{V} \cong \gamma \frac{\Delta E_z}{KV}. \quad (15)$$

Индексы m и n в соотношениях (13)–(15) означают массовые числа. Выражения (13)–(15) вполне пригодны для проведения конкретных оценок⁶, при этом можно воспользоваться приближением $\Delta E_z \cong \Delta \Theta_D$.

Из приведенных выше соотношений следует несколько эквивалентных способов представления экспериментальных данных при анализе изотопических эффектов. Анализ величины $\Delta V^{mn}/V$ может оказаться более предпочтительным, поскольку ее вычисление из P – V данных является простой процедурой, практически не вносящей дополнительных погрешностей.

Ниже мы начинаем описание экспериментального материала. Вначале для уяснения общей ситуации полезно рассмотреть рис. 2, демонстрирующий поведение различных вкладов в полную энергию при сжатии вещества на примере ⁴Ne. В данном случае видно, что нулевая энергия E_z растет при сжатии несколько медленнее, чем полная энергия E_t .

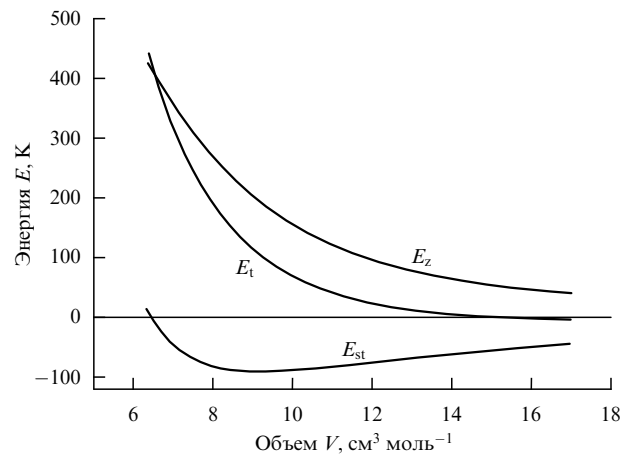


Рис. 2. Энергетические соотношения для твердого ⁴Ne: $E_t = E_{st} + E_z$ — полная энергия рассчитывалась как $E_t = E_t^0 + \int_{V_0}^V p dV$ ($E_t^0 = -1,35$ К, $V_0 = 17$ см³ моль⁻¹ [15], P – V данные [16]); статическая энергия E_{st} оценивалась с помощью выражения $E_{st} = 2\varepsilon[12,13229(\sigma/r)^{12} - 14,45489(\sigma/r)^6]$, где $\varepsilon = 10,22$ К, $\sigma = 2,556$ Å.

⁶ В качестве примера попытаемся оценить изотопический объемный эффект для случая изотопов лития [12]. Учитывая, что природный литий состоит преимущественно из изотопа ⁷Li, и полагая, что $\Theta_D^{7Li} = 344$ К, имеем для $\Theta_D^{6Li} = 372$ К. Полагая $V = 12,7$ см³ моль⁻¹ и $K = 12$ ГПа, получим с помощью соотношения (15)

$$\frac{\Delta V}{V} \approx \frac{V^{6Li} - V^{7Li}}{V^{7Li}} = 1,5 \times 10^{-3}.$$

Любопытно, что существенно более сложные расчеты [13], основанные на вычислении фононного спектра Li, дают значения $\Delta V/V = 1,8 \times 10^{-3}$. Соответствующее экспериментальное значение $\approx 1,2 \times 10^{-3}$ при комнатной температуре [14].

4. Обзор экспериментальных данных

4.1. Уравнения состояния

Гелий. Как следует из рис. 2, квантовые эффекты в конденсированном гелии при умеренных давлениях весьма велики. Равновесный объем ^4He приблизительно в два раза превосходит классическое значение. В этой связи соотношения, выведенные из условия малости квантовых эффектов, вообще говоря, несправедливы. Тем не менее очевидно, что безразмерные величины вида $\Delta V/V$ и $\Delta P/K$ могут характеризовать квантовые эффекты даже и в этом случае.

На рисунке 3 представлены результаты P – V измерений для ^3He и ^4He [16]. Здесь же приведены рассчитанные значения

$$\frac{\Delta V}{V} \cong \frac{V(^3\text{He}) - V(^4\text{He})}{V(^4\text{He})}.$$

Вызывает удивление относительное постоянство величины $\Delta V/V$ в диапазоне давлений 5–20 кбар. Однако не следует спешить с какими-либо определенными заключениями о характере поведения $\Delta V/V$ при сжатии, поскольку в данном случае значения $\Delta V/V$ есть величины порядка точности измерения объема в эксперименте [16].

Водород и дейтерий. На рисунке 4а, б приведены кривые сжатия и значения $\Delta V/V$ для изотопов водорода по данным двух независимых экспериментальных серий [17, 18]. Видно, что экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются между собой. В этой связи укажем, что данные [18] представляются более надежными. Следует также отметить, что согласно измерениям [19] относительная разница в объеме $\Delta V/V$ для водорода и дейтерия составляет величину $\approx 6 \times 10^{-4}$ при давлении порядка 100 ГПа.

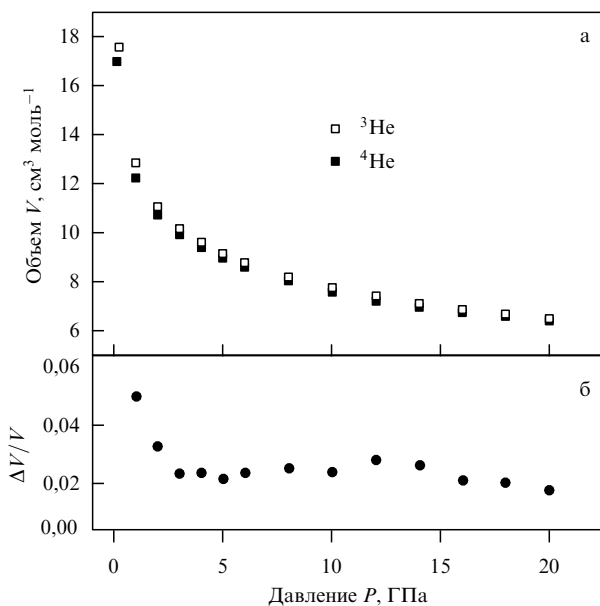


Рис. 3. (а) Изотермы сжатия для ^3He и ^4He [16] при 4 К. (б) Зависимость относительной разности объемов ^3He и ^4He от давления по данным [16]: $\Delta V/V = [V(^3\text{He}) - V(^4\text{He})]/V(^4\text{He})$.

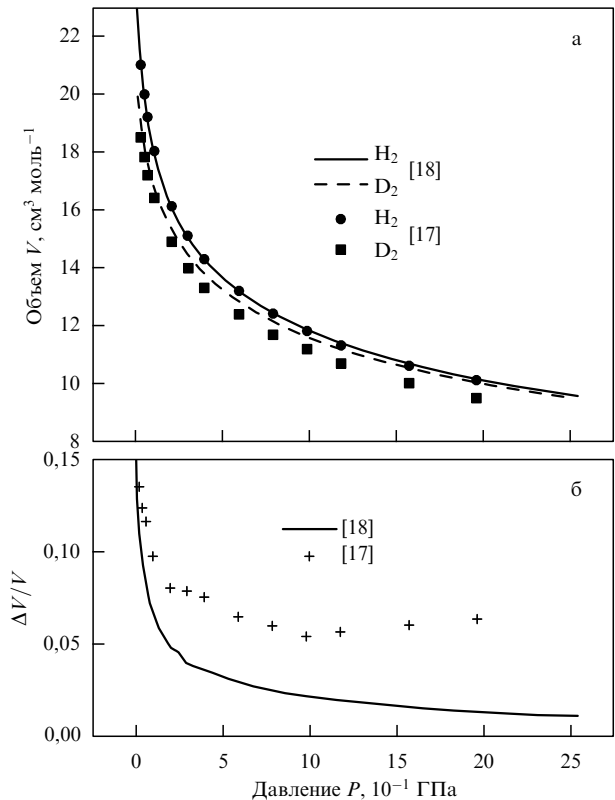


Рис. 4. (а) Изотермы сжатия H_2 и D_2 [17, 18] при 4 К. (б) Относительная разность объемов H_2 и D_2 как функция давления по данным [17, 18]: $\Delta V/V = [V(\text{H}_2) - V(\text{D}_2)]/V(\text{D}_2)$.

Литий. Небольшое, но измеримое различие в постоянных решетки ^6Li и ^7Li было установлено в [14]. В работе [12] исследовалось уравнение состояния ^6Li и ^7Li ультразвуковым методом. Некоторые результаты этого исследования представлены на рис. 5. Как видно, величина

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V(^6\text{Li}) - V(^7\text{Li})}{V(^7\text{Li})}$$

растет с увеличением давления.

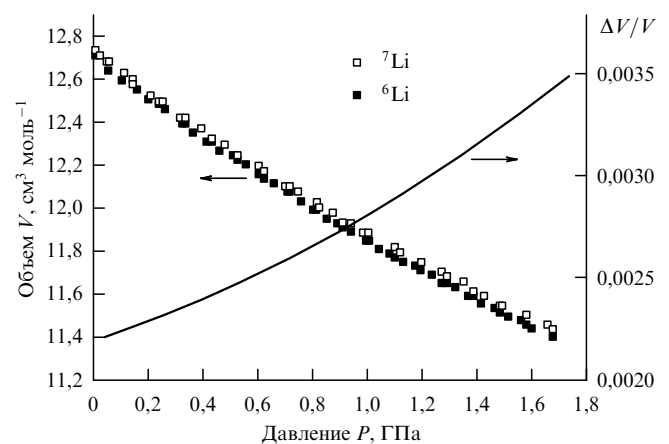


Рис. 5. Изотермы сжатия и относительная разность объемов ^6Li и ^7Li как функция давления при 77 К по данным [12]: $\Delta V/V = [V(^6\text{Li}) - V(^7\text{Li})]/V(^7\text{Li})$.

Углерод (алмаз). Недавно в работе [20] были измерены параметры решетки изотопически чистых алмазов ¹²C и ¹³C при различных давлениях. Мы воспользовались аналитическими представлениями результатов [20] для расчета интересующих нас величин (рис. 6). Снова, как и в случае лития, мы обнаруживаем отчетливый рост величины

$$\frac{\Delta P}{K} \cong \frac{\Delta V}{V} = \frac{V(^{12}\text{C}) - V(^{13}\text{C})}{V(^{13}\text{C})}$$

при сжатии. Ранее заключение об усилении роли квантовых эффектов в алмазе при высоких давлениях было получено в [21] на основе исследований рамановского рассеяния света в алмазах ¹²C и ¹³C.

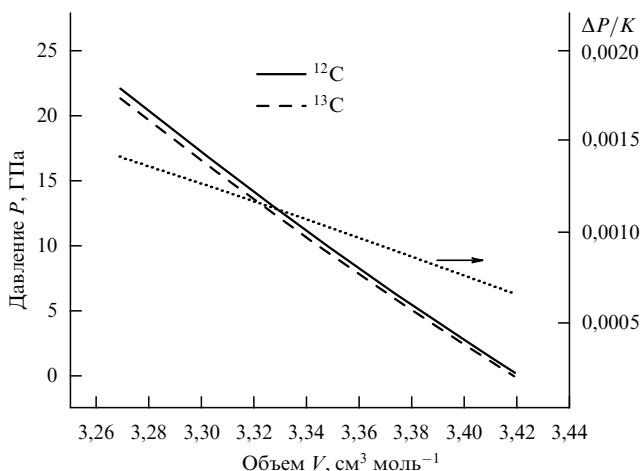


Рис. 6. Сжатие изотопически различных алмазов при комнатной температуре [20]. Величина $\Delta P/K \cong \Delta V/V = [V(^{12}\text{C}) - V(^{13}\text{C})]/V(^{13}\text{C})$ рассчитана по данным [20].

Гидрид и дейтерид лития. На рисунке 7 представлены рассчитанные нами на основании результатов работы [22] изотермы сжатия LiH и LiD, а также величина

$$\frac{\Delta P}{K} \cong \frac{\Delta V}{V} = \frac{V(\text{LiH}) - V(\text{LiD})}{V(\text{LiD})}$$

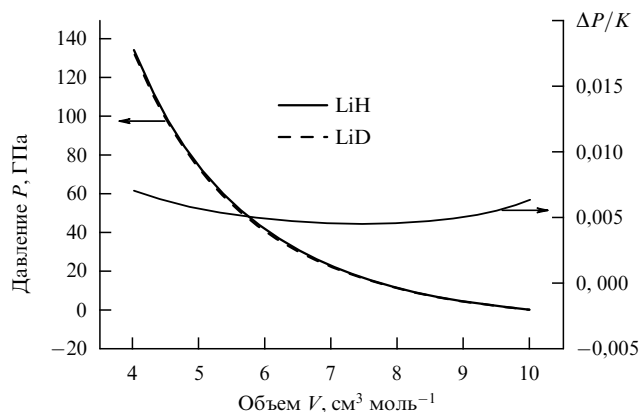


Рис. 7. Изотермы сжатия для LiH и LiD при комнатной температуре по данным [22]. Величина $\Delta P/K \cong \Delta V/V = [V(\text{LiH}) - V(\text{LiD})]/V(\text{LiD})$ рассчитана из данных [22].

как функция объема. Обратим внимание на высокую степень сжатия, достигнутую в данном случае. Как видно, зависимость $\Delta P/K$ от V имеет нетривиальную форму, что, однако, ввиду погрешностей измерения и процедур аппроксимации, скорее всего указывает на относительное постоянство величины $\Delta P/K \cong \Delta V/V$.

4.2. Плавление

Обратимся вновь к влиянию квантовых эффектов на кривую плавления. Запишем кривую плавления вещества в виде $T_m \propto \rho^{n/3}$, или $T_m \propto V^{-n/3}$, где T_m — температура плавления, ρ — плотность, n — показатель степени в законе межчастичного взаимодействия [8]. Очевидно, что роль квантовых эффектов вдоль кривой плавления будет меняться в соответствии с соотношением

$$\frac{\lambda_T}{r} \propto T^{(2-n)/2n}, \tag{16}$$

где $\lambda_T = \hbar/(mkT)^{1/2}$ — тепловая длина волны де Бройля, r — межчастичное расстояние.

Из (13) следует, что при плавлении систем с короткодействующим отталкиванием, подобных гелию и водороду, квантовые эффекты исчезают в высокотемпературном пределе, что не противоречит экспериментальным данным [23, 24] (рис. 8, 9)⁷. С другой стороны, нельзя не заметить, что разность температур плавления ΔT изотопов гелия меняется неожиданно мало при изменении давления (см. рис. 8).

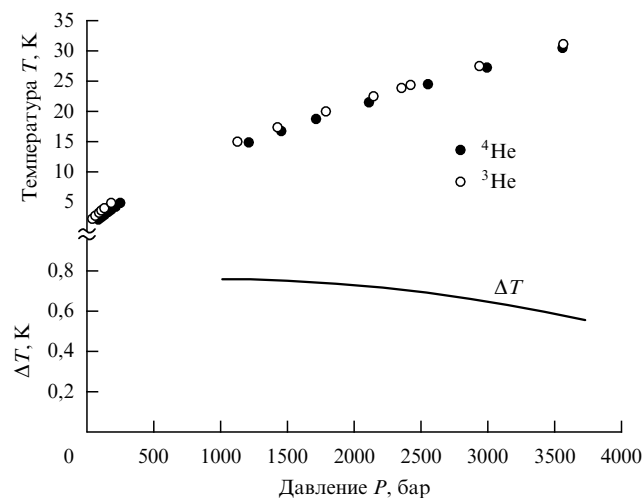


Рис. 8. Кривые плавления ³He и ⁴He [23]. ΔT — разность температур плавления изотопов при постоянном давлении.

В то же время для кулоновской системы квантовые эффекты при плавлении должны возрастать с ростом давления. Это утверждение может быть проиллюстрировано на примере численных экспериментов по плавлению однокомпонентной плазмы [6] (рис. 10)⁸. Как видно из рис. 10, квантовые эффекты приводят к появлению

⁷ В литературе имеются сведения об инверсии знака изотопического эффекта при плавлении гелия при температурах выше 200 K [25].

⁸ Нельзя не отметить, что ввиду "патологических" свойств модели однокомпонентной плазмы [26] любые выводы, сделанные на ее основе, следует воспринимать с определенной долей скептицизма.

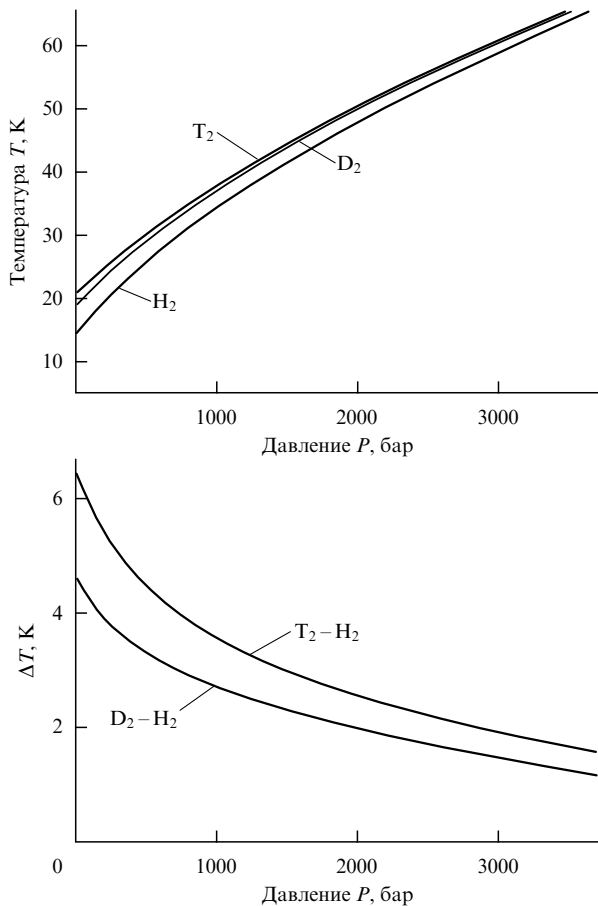


Рис. 9. Кривые плавления H_2 , D_2 и T_2 [24]. ΔT — разность температур плавления изотопов при постоянном давлении.

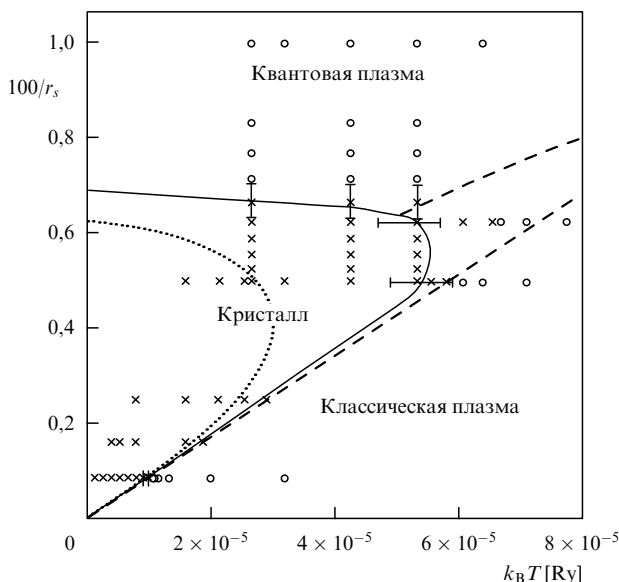


Рис. 10. Фазовая диаграмма однокомпонентной квантовой плазмы [6].

максимума на кривой плавления и в конечном счете делают невозможным существование кристаллической фазы при любых температурах. Интересно отметить, что согласно [6] в точке максимума на кривой плавления

кристаллической плазмы (см. рис. 10) тепловая длина волны де Бройля практически равна среднему межчастичному расстоянию, т.е. имеет место соотношение $\lambda_T/r \approx 1$.

5. Заключение

Весь, хотя и весьма ограниченный экспериментальный и иной материал, приведенный выше, вообще говоря, согласуется с выводами работ [2–4, 9] о характере изменения квантовых эффектов в системах с различным видом взаимодействия при сжатии. Действительно, мы видим, что квантовые эффекты нарастают при сжатии металлов и ковалентных кристаллов, т.е. систем с существенно кулоновским взаимодействием.

С другой стороны, квантовые эффекты явно уменьшаются при сжатии ван-дер-ваальсовых веществ. Ситуация с "ионным" веществом LiH является неопределенной. В связи с изложенным хотелось бы верить, что кулоновское вещество будет плавиться даже при температуре абсолютного нуля при достижении достаточно высоких давлений. Однако отвергая подходы, восходящие к Линдеману, и не довольствуясь общими словами о роли квантовых эффектов, желательно иметь ясную картину того, почему это может происходить.

На первый взгляд ситуация достаточно ясна. Согласно наивной точке зрения частицы в жидкости свободно движутся по всему объему, занимаемому веществом и, следовательно, в соответствии с принципом (1) их кинетическая энергия всегда меньше, чем кинетическая энергия частиц в кристалле. Отсюда следует, что "нулевая" энергия жидкости всегда меньше, чем "нулевая" энергия соответствующего твердого тела, и поэтому увеличение статической энергии при плавлении компенсируется соответствующим уменьшением "нулевой" энергии. На самом деле это не так, или не совсем так.

На рисунке 11 приведены результаты прямого измерения кинетической энергии жидкого и твердого 4He по данным глубоко неупругого рассеяния нейтронов [27]. Удивительно, но, как видно из рис. 11, кинетическая энергия жидкого гелия всегда выше, чем твердого при одной и той же плотности. Этот факт был впервые отмечен в работе [28].

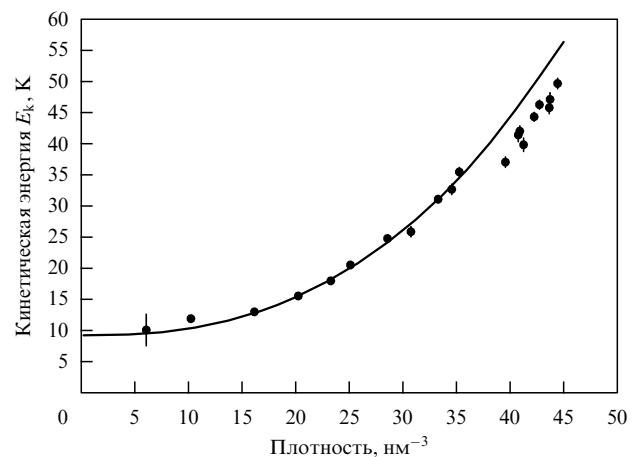


Рис. 11. Средняя кинетическая энергия атомов 4He как функция плотности при 6,1 К [27]. Точки при плотности, большей, чем $36,3 \text{ nm}^{-3}$, соответствуют твердому гелию.

Не обсуждая причин данного явления (см. по этому поводу [27]), укажем, что в этой связи только существенный ангармонизм жидкости мог бы обеспечить ей меньшую "нулевую" энергию по сравнению с кристаллом. Не исключено, что ситуация, описанная в [27, 28], не является универсальной, и поведение систем с "мягким" взаимодействием будет в большей степени соответствовать нашей интуиции. Следует также отметить, что согласно Ф. Лондону [29] при "холодном" плавлении гелия роль "нулевой" энергии сводится просто к расширению системы, при этом жидкостная конфигурация частиц становится энергетически наиболее выгодной (см. [30]). Очевидно, что подобная ситуация не может быть реализована при давлениях, соответствующих плавлению "кулоновского" вещества и, следовательно, в этом случае "нулевая" энергия должна играть более активную роль.

Список литературы

- De Boer J, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 2 (Ed. C J Gorter) (Amsterdam: North-Holland, 1957)
- Киржниц Д А *ЖЭТФ* **38** 503 (1960)
- Киржниц Д А *УФН* **104** 489 (1971)
- Абрикосов А А *ЖЭТФ* **39** 1800 (1960)
- Chabrier G, Ashcroft N W, DeWitt H E *Nature* **360** 48 (1992)
- Jones M D, Ceperley D M *Phys. Rev. Lett.* **76** 4572 (1996)
- Lindemann F A *Phys. Z.* **11** 609 (1910)
- Стишов С М *УФН* **114** 3 (1974)
- Померанчук И *ЖЭТФ* **20** 919 (1950)
- Bernardes N, Swenson C A, in *Solids under Pressure* (Eds W Paul, D M Warschauer) (New York: McGraw-Hill, 1963)
- London H Z. *Phys. Chem. Neue Folge* **16** 302 (1958)
- Громницкая Е Л, Стальгорова О В, Стишов С М *Письма в ЖЭТФ* **69** 36 (1999)
- Johansson B, Rosengren A *J. Phys.* **5** L15 (1975)
- Covington E J, Montgomery D J *J. Chem. Phys.* **27** 1030 (1957)
- Dugdale J S, in *Physics of High Pressures and the Condensed Phase* (Ed. A Van Itterbeek) (Amsterdam: North-Holland, 1965)
- Stuart J W *Phys. Rev.* **129** 1950 (1963)
- Stuart J W *J. Phys. Chem. Solids* **1** 146 (1956)
- Anderson M S, Swenson C A *Phys. Rev. B* **10** 5184 (1974)
- Loubeyre P et al. *Nature* **383** 702 (1996)
- Gillet Ph et al. *Phys. Rev. B* **60** 14660 (1999)
- Muinov M, Kanda H, Stishov S M *Phys. Rev. B* **50** 13860 (1994)
- Loubeyre P et al. *Phys. Rev. B* **57** 10403 (1998)
- Grilly E R, Mills R L *Ann. Phys.* (N.Y.) **8** 1 (1959)
- Mills R L, Grilly E R *Phys. Rev.* **101** 1246 (1956)
- Loubeyre P, Letoullec R, Pinceaux J-P *Phys. Rev. Lett.* **69** 1216 (1992)
- Stishov S M *Письма в ЖЭТФ* **67** 82 (1998)
- Celli M, Zoppi M, Mayers J *Phys. Rev. B* **58** 242 (1998)
- Ceperley D M, Simmons R O, Blasdel R C *Phys. Rev. Lett.* **77** 115 (1996)
- London F *Superfluids* Vol. 2 (New York: Wiley, 1954)
- Стишов С М, Смирнов А В *Письма в ЖЭТФ* **57** 715 (1993)

Quantum effects in condensed matter at high pressure

S.M. Stishov

*Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences,
142190 Troitsk, Moscow Region, Russian Federation
Tel. (7-095) 334-00 10
Fax (7-095) 334-00 12
E-mail: stish@ips.ras.ru/sergei@hppi.troitsk.ru*

Experimental data on the influence of quantum effects on the equation of state and melting at high pressure are reviewed. It is shown that quantum isotopic effects tend to increase upon compression of substances with predominately Coulomb interaction, whereas compression of the van der Waals substances reveals the opposite trend. The 'cold' melting of 'Coulomb' substances at high pressure is discussed.

PACS numbers: 05.70.Ce, **64.10.+h**, 64.70.Dv

Bibliography — 30 references

Received 11 August 2000