

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет ИТМО»

Факультет программной инженерии и компьютерной техники

Лабораторная работа по информатике №6

Работа с системой компьютерной вёрстки L^AT_EX

Вариант 92

Выполнил:

Студент группы: Р3119

Ануфриев Андрей Сергеевич

Проверила:

Авксентьева Елена Юрьевна,

к. п. н., доцент

Санкт-Петербург, 2024

равно $\beta = x/D$. Модуль (коэффициент) объемной упругости G находится из условия

$$3\beta G = \rho_{\text{вн}}$$

и равен

$$G = -\frac{\rho_{\text{вн}}}{3\beta} = \frac{24U_0}{D^3} = \frac{4L\rho}{M} = 2\rho_{\text{соб}}.$$

Тепловое расширение при фиксированном внешнем давлении

При колебаниях одной молекулы вблизи среднего положения равновесия в направлении одной из ближайших соседок, в соответствии с моделью Леннарда–Джонса, должна расти средняя по времени сила отталкивания этих двух молекул. Если колебания описываются (примерно) гармонической функцией времени $x_{\text{max}} \cos \omega t$, то для колебаний вдоль оси x изменение потенциальной энергии взаимодействия этой пары молекул можно описать формулой

$$U = U_0 \left(\left(\frac{D}{D+x} \right)^{12} - 2 \left(\frac{D}{D+x} \right)^6 \right) \approx \\ \approx 36U_0 \left(\frac{x}{D} \right)^2 - 252U_0 \left(\frac{x}{D} \right)^3 + \\ + 1113U_0 \left(\frac{x}{D} \right)^4 + \dots$$

Сила взаимодействия молекул равна

$$F(x) = -\frac{dU}{dx} \approx -72U_0 \left(\frac{1}{D} \right)^2 x + \\ + 756U_0 \left(\frac{1}{D} \right)^3 x^2 - 4452U_0 \left(\frac{1}{D} \right)^4 x^3 + \dots$$

Среднее значение для x^2 при тепловых колебаниях мы теперь знаем, а третьим слагаемым, пропорциональным x^3 , мы пренебрегаем. Чтобы среднее по времени значение силы осталось равным нулю, молекулы должны в среднем удалиться друг от друга на расстояние $\Delta \approx 0,146DkT/U_0$. Таким образом, при низких температурах тепловой коэффициент линейного расширения конденсированного вещества равен

$$\gamma = \frac{0,146\kappa}{U_0}.$$

Коэффициент объемного теплового расширения вещества в конденсированном состоянии, естественно, примерно в три раза больше:

$$3\gamma = \frac{0,44\kappa}{U_0} \approx \frac{ZR}{5L}.$$

Если умножить коэффициент объемного расширения твердого вещества при температуре, составляющей определенную долю от температуры плавления, например при $T = T_{\text{пл}}/10$, на температуру плавления вещества, то можно получить безразмерные величины. В таблице 2 приведены относи-

Таблица 2

Li	Sn	Be	K	Na	Mg	Pb	Ba	Ti
0,60	0,61	0,73	0,81	0,81	0,86	0,87	0,88	0,88
Mo	W	Tl	Ir	Au	B	Zr	Pt	Ca
0,90	0,95	0,97	1,01	1,03	1,03	1,03	1,04	1,10
Al	Cd	Cu	Fe	Ag	Ni	Ta		
1,11	1,14	1,19	1,19	1,22	1,25	1,25		

тельные величины $T_{\text{пл}} \cdot \gamma$ для большой группы металлов. Из таблицы видно, что относительные величины мало отличаются друг от друга, хотя по механическим и тепловым свойствам (структуре кристаллической решетки, модулю Юнга, температуре плавления и др.) эти металлы отличаются весьма значительно. Конечно, есть и такие вещества, для которых обсуждаемая относительная величина далеко выходит за границы диапазона 0,6–1,2. Например, она больше для урана (1,8), плутония (2,4), цинка (2,5), а для галлия (0,31), индия (0,47) и сурьмы (0,54) она меньше, но эти данные в таблицу не включены.

Следовало бы рассмотреть зависимость коэффициента объемного расширения от температуры (γ растет с ростом температуры), но для ее объяснения выбранной модели взаимодействия молекул недостаточно.

Давление насыщенного пара

Нарисуем зависимости давления одного моля вещества от занимаемого им объема для двух немного отличающихся температур T и $T - \Delta T$ (рис.2). Участки с постоянными давлениями соответствуют одновременному существованию в объеме сосуда и конденсированного и газообразного состояния вещества. Кривые пунктирные линии показывают, как вело бы себя это вещество, если бы оно подчинялось законам идеального газа.

Проведем с этим веществом циклический процесс, в котором две изотермы будут соот-

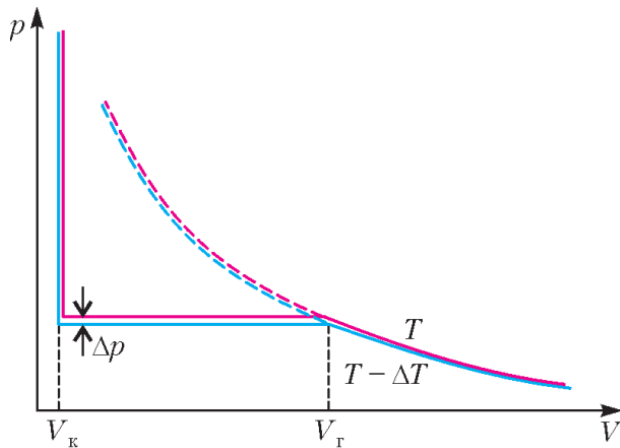


Рис. 2

ветствовать испарению вещества при более высокой температуре и конденсации вещества при более низкой температуре. Соединим эти два участка (на концах) адиабатами. Получится цикл Карно, для которого КПД известен – он равен $\Delta T/T$. Теплота, полученная от «нагревателя», соответствует моляр-

Это уравнение (уравнение Клапейрона–Клаузиуса) имеет такое решение:

$$\ln \frac{p}{p_0} = \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \frac{ZL}{Z_0 R} + \left(\frac{i}{2} - 1 \right) \ln \frac{T_0}{T},$$

где p_0 – давление насыщенного пара вещества при температуре T_0 .

Если возвести число e в степени, соответствующие правой и левой частям полученного равенства, и оставить по разные стороны от знака равенства только величины, имеющие одинаковые индексы, то получится соотношение для давления насыщенного пара:

$$p_{\text{нп}} T^{\frac{i}{2}-1} \left(\frac{ZL}{TZ_0 R} \right) = \text{const} = \Upsilon.$$

По-видимому, для давлений насыщенного пара над твердым конденсированным веществом и над жидким величины Υ будут разными.

На рисунке 3 для разных веществ приведены зависимости относительных величин