

УДК 536

Прикладные аспекты классической термодинамики

Часть III*. Термодинамика "модельных" газов

А. А. Собко

Проведено рассмотрение ряда ранее не решенных задач классической термодинамики. Получено точное выражение для теплоты перехода фазовых превращений первого рода, а также получены выражения, связывающие теплоту испарения и теплоту плавления с другими термодинамическими параметрами процессов. Предложен новый метод определения эффективных объемов молекул. Проведен анализ некоторых "модельных" газов, а именно газа Ван-дер-Ваальса и газа Бертло. Показано, что обобщенное уравнение газа Ван-дер-Ваальса—Бертло не только качественно, но и количественно описывает реальные газы.

PACS: 64.60.Bd, 64.60.F, 64.70.F, 51.30.+i

Ключевые слова: фазовые переходы первого рода, теплота испарения, теплота плавления, объемы молекул, коэффициент поверхностного натяжения, газ Ван-дер-Ваальса, газ Бертло.

"Модельные" газы

Под "модельными" газами подразумеваются системы, для которых получены из тех или иных предположений, учитывающих размеры молекул и их взаимодействие, уравнения состояния $P = f(T, V)$. К таким газам относятся следующие "модельные" системы:

1. Уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$(V - b) \left(P + \frac{a}{V^2} \right) = RT \quad \text{или} \quad P = \frac{RT}{(V - b)} - \frac{a}{V^2}. \quad (23)$$

2. Уравнение Бертло:

$$(V - b) \left(P + \frac{a}{V^2 T} \right) = RT \quad \text{или} \quad P = \frac{RT}{(V - b)} - \frac{a}{V^2 T}. \quad (24)$$

3. Первое уравнение Дитеричи:

$$(V - b)P = RTe^{-\frac{a}{RTV}} \quad \text{или} \quad P = \frac{RTe^{-\frac{a}{RTV}}}{(V - b)}. \quad (25)$$

4. Второе уравнение Дитеричи:

$$(V - b) \left(P + \frac{a}{V^{5/3}} \right) = RT \quad \text{или} \quad P = \frac{RT}{(V - b)} - \frac{a}{V^{5/3}}. \quad (26)$$

В предлагаемой работе будут рассматриваться модели (23) и (24). Все уравнения написаны для одного моля вещества и, как показано, в частности, в монографии [3], приводятся к безразмерной форме.

График изотермы — изобары уравнения Ван-дер-Ваальса приводится во всех учебниках, поэтому график приводить не будем. Изотерма — изобара уравнения Бертло — имеет аналогичную форму. Ниже приводится алгоритм расчета приведенных значений равновесных давлений для газа Ван-дер-Ваальса. Для газа Бертло расчет аналогичный.

Алгоритм нахождения равновесных значений давления P^*

1. Решаем уравнение:

$$\left(\frac{\partial P^*}{\partial V^*} \right)_{T^*} = -\frac{24T^*}{(3V^* - 1)} + \frac{6}{V^{*3}} = 0$$

или после элементарных преобразований

$$4T^*V^{*3} - 9V^{*2} + 6V^* - 1 = 0.$$

Находим корни кубического уравнения V_{\min}^* и V_{\max}^* . Третий корень $V^* < \frac{1}{3}$ относится к нефизической ветви уравнения, лежащей в области $0 < V^* < \frac{1}{3}$.

Собко Александр Александрович, исполнительный директор. Академия инженерных наук имени А. М. Прохорова. Россия, 123557, Москва, ул. Пресненский вал, 19. Тел./факс 8 (499) 702-83-79. E-mail ainrf@mail.ru

Статья поступила в редакцию 25 января 2010 г.

* Часть I статьи ("Вычисление теплоты перехода фазовых превращений первого рода") была опубликована в журнале "Прикладная физика" № 1 за 2011 г. Часть II статьи ("Некоторые следствия из выражений для теплоты перехода фазовых переходов первого рода") опубликована в журнале "Прикладная физика" № 4 за 2011 г. Рубрикация разделов и нумерация формул и рисунков в представленной части III являются продолжением этих позиций в частях I и II.

2. Затем вычисляем P_{\min}^* и P_{\max}^* из уравнения

$$P^* = \frac{8T^*}{(3V^* - 1)} - \frac{3}{V^{*2}}. \text{ Интервал } P_{\max}^* - P_{\min}^* \text{ делим}$$

на k частей и для каждого P^* в этом интервале решаем уравнение

$$V^{*3} - \frac{(P^* + 8T^*)}{3P^*} V^{*2} + \frac{3}{P^*} V^* - \frac{1}{P^*} = 0.$$

3. Вычисляем площади под изотермой по формулам над прямой P^*

$$F_u = \int_{V_0^*}^{V_G^*} P^* dV^* - P^*(V_G^* - V_0^*)$$

и под прямой P^*

$$F_d = P^*(V_0^* - V_L^*) - \int_{V_L^*}^{V_0^*} P^* dV^*,$$

затем вычисляется разность

$$\begin{aligned} \Delta F &= F_u - F_d = \int_{V_0^*}^{V_G^*} P^* dV^* - P^*(V_G^* - V_0^*) - \\ &- \left(P^*(V_0^* - V_L^*) - \int_{V_L^*}^{V_0^*} P^* dV^* \right) = \int_{V_L^*}^{V_G^*} P^* dV^* - P^*(V_G^* - V_L^*) = \\ &= \frac{8T^*}{3} \ln \left(\frac{3V_G^* - 1}{3V_L^* - 1} \right) + 3 \left(\frac{1}{V_G^*} - \frac{1}{V_L^*} \right) - P^*(V_G^* - V_L^*) \end{aligned}$$

и находится интервал, на котором эта разность меняет знак. Интервал опять делится на k частей, и процесс продолжается до тех пор, пока не будет достигнута необходимая точность определения P^* ,

причем последнее значение P^* определяется линейной интерполяцией.

При расчетах равновесных значений давлений P^* необходимо решать уравнение третьей степени вида $x^3 + ax^2 + bx + c = 0$. Оно заменой $y = x + \frac{a}{3}$

сводится к уравнению $y^3 + py + q = 0$, решение которого согласно [14] имеет вид:

$$y_n = 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \left(\frac{\varphi + 2n\pi}{3} \right),$$

где $\cos \varphi = -\frac{q}{2} \sqrt{-\left(\frac{3}{p}\right)^3}$.

Все расчеты ведутся только для $P^* > 0$.

При равновесном значении P^* разность $\Delta F = 0$, поэтому можно получить уравнение для определения P^* :

$$P^* = \frac{8T^*}{3(V_G^* - V_L^*)} \ln \left(\frac{3V_G^* - 1}{3V_L^* - 1} \right) - \frac{3}{V_G^* V_L^* T^{*\alpha}}, \quad (27)$$

которое решается методом итераций. Как показывает опыт расчетов, нахождение равновесного значения P^* значительно эффективней при использовании уравнения (27).

Приведенная теплота испарения $\lambda^* = \frac{\lambda}{P_c V_c} = T^* \frac{dP^*}{dT^*} \Delta V^*$ вычисляется из уравнения Клаузиуса—Клапейрона.

Результаты расчетов приведены в табл. 11, 12 и на рис. 11.

Таблица 11

Приведенные термодинамические параметры процесса испарения газа Ван-дер-Ваальса

T^*	P^*	dP^*/dT^*	V_L^*	V_G^*	V_0^*	F_d	F_u	δ	λ^*
0,60	0,0870	0,7850	0,4326	16,6982	1,5910	1,0873	1,0850	0,213	7,66
0,62	0,1048	0,8950	0,4387	14,1255	1,5393	0,9747	0,9728	0,195	7,59
0,64	0,1250	1,0050	0,4451	12,0530	1,4914	0,8689	0,8675	0,160	7,47
0,66	0,1475	1,1400	0,4520	10,3639	1,4469	0,7699	0,7691	0,102	7,46
0,68	0,1725	1,2600	0,4593	8,9808	1,4053	0,6773	0,6783	0,148	7,30
0,70	0,2005	1,3986	0,4672	7,8104	1,3670	0,5915	0,5914	0,018	7,19
0,72	0,2311	1,5319	0,4756	6,8343	1,3311	0,5120	0,5118	0,036	7,01
0,74	0,2647	1,6774	0,4848	6,0072	1,2975	0,4386	0,4383	0,084	6,85
0,76	0,3011	1,8224	0,4947	5,3035	1,2658	0,3713	0,3712	0,031	6,66
0,78	0,3407	1,9776	0,5055	4,6975	1,2362	0,3101	0,3100	0,019	6,47
0,80	0,3834	2,1377	0,5174	4,1717	1,2084	0,2547	0,2545	0,070	6,25
0,82	0,4293	2,2960	0,5306	3,7139	1,1820	0,2050	0,2049	0,021	5,99
0,84	0,4786	2,4642	0,5453	3,3110	1,1572	0,1610	0,1609	0,042	5,72
0,86	0,5313	2,6322	0,5620	2,9544	1,1338	0,1225	0,1225	0,019	5,42
0,88	0,5874	2,8055	0,5811	2,6359	1,1116	0,0895	0,0894	0,010	5,07
0,90	0,6470	2,9816	0,6034	2,3488	1,0905	0,0618	0,0617	0,006	4,68
0,92	0,7102	3,1607	0,6302	2,0869	1,0706	0,0393	0,0393	0,003	4,24
0,94	0,7771	3,3429	0,6637	1,8438	1,0516	0,0220	0,0220	0,015	3,71
0,96	0,8476	3,5273	0,7082	1,6118	1,0336	0,0097	0,0097	0,008	3,06
0,98	0,9219	3,7147	0,7755	1,3761	1,0164	0,0024	0,0024	0,006	2,19
1,00	1,0000	3,9044	1,0000	1,0000	1,0000				0,00

Приведенные термодинамические параметры процесса испарения газа Бергло

T^*	P^*	dP^*/dT^*	V_L^*	V_G^*	V_0^*	F_d	F_u	δ	λ^*
0,68	0,0236		0,3986	74,625	2,0936	3,0265	3,0254	0,034	20,37
0,70	0,0346	0,5487	0,4045	51,927	1,9662	2,6210	2,6204	0,024	19,79
0,72	0,0491	0,7261	0,4110	37,165	1,8513	2,2504	2,2500	0,018	19,21
0,74	0,0678	0,9367	0,4182	27,253	1,7475	1,9129	1,9125	0,024	18,60
0,76	0,0915	1,1803	0,4262	20,414	1,6536	1,6073	1,6070	0,017	17,93
0,78	0,1206	1,4589	0,4351	15,572	1,5685	1,3320	1,3319	0,011	17,22
0,80	0,1561	1,7727	0,4451	12,065	1,4912	1,0860	1,0858	0,017	16,48
0,82	0,1985	2,1202	0,4565	9,4726	1,4209	0,8680	0,8679	0,017	15,67
0,84	0,2485	2,5018	0,4695	7,5204	1,3567	0,6769	0,6768	0,015	14,82
0,86	0,3069	2,9171	0,4846	6,0241	1,2980	0,5116	0,5115	0,015	13,90
0,88	0,3742	3,3645	0,5024	4,8585	1,2443	0,3711	0,3711	0,009	12,90
0,90	0,4510	3,8443	0,5238	3,9356	1,1950	0,2546	0,2545	0,011	11,80
0,92	0,5381	4,3542	0,5504	3,1924	1,1496	0,1609	0,1609	0,012	10,58
0,94	0,6360	4,8935	0,5848	2,5822	1,1077	0,0894	0,0894	0,003	9,188
0,96	0,7452	5,4622	0,6326	2,0668	1,0690	0,0393	0,0393	0,008	7,520
0,98	0,8664	6,0578	0,7092	1,6072	1,0332	0,0097	0,0097	0,008	5,331
1,00	1,0000	6,6802	1,0000	1,0000	1,0000	0,0000	0,0000	0,000	0,000

Примечание. В табл. 11, 12 использованы следующие обозначения:

T^* — приведенная температура; P^* — приведенное давление; dP^*/dT^* — производная на приведенной линии испарения; V_L^* — приведенный объем жидкости на изотерме-изобаре; V_G^* — приведенный объем газа на изобаре-изотерме; V_0^* — приведенный промежуточный объем на изотерме-изобаре; F_d, F_u — площади под и над изотермой-изобарой; $\delta = 100(F_d - F_u)/F_d$ — относительная ошибка; λ^* — приведенная теплота испарения. Все экспериментальные данные, используемые в этой и следующей главе, взяты из работы [7].

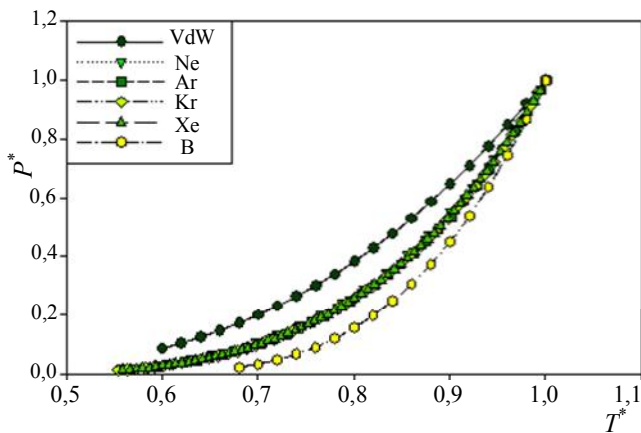


Рис. 11. Линии равновесия $P^* = f(T^*)$ газа Ван-дер-Ваальса, инертных газов Ne, Ar, Kr, Xe и газа Бергло

Из анализа приведенных выше графика (см. рис. 11) можно сделать два заключения:

линии равновесия инертных газов находятся между линиями равновесия газа Ван-дер-Ваальса и газа Бергло;

линии равновесия инертных газов совпадают между собой с хорошей точностью, что естественно, так как потенциал межатомного взаимодействия у них имеет одинаковую форму.

На рис. 12, 13 приводятся графики линий равновесия для газов, состоящих из симметричных двухатомных молекул H_2, N_2, O_2, F_2, Cl_2 , а также для $CO_2, CO, CH_4, NH_3, SO_2$.

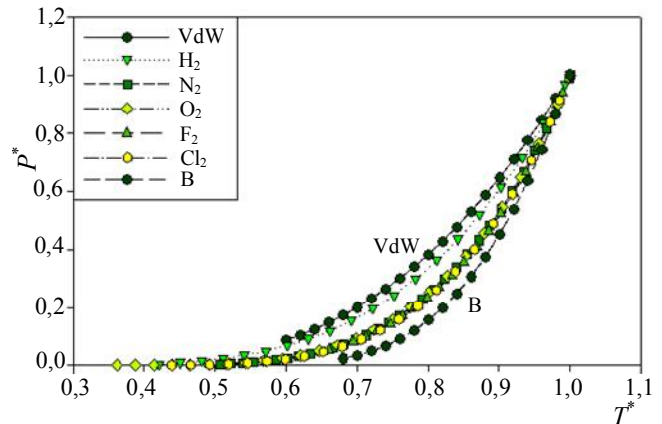


Рис. 12. Линии равновесия $P^* = f(T^*)$ газа Ван-дер-Ваальса, H_2, N_2, O_2, F_2, Cl_2 и газа Бергло

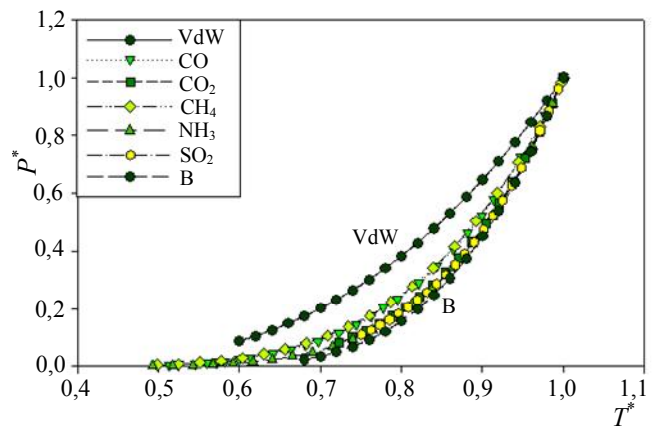


Рис. 13. Линии равновесия $P^* = f(T^*)$ газа Ван-дер-Ваальса, $CH_4, NH_3, CO, CO_2, SO_2$ и газа Бергло

Обобщенное уравнение Ван-дер-Ваальса—Бертло

Нетрудно заметить, что уравнения состояния Ван-дер-Ваальса и Бертло являются частными случаями обобщенного уравнения состояния

$$P = \frac{RT}{(V-b)} - \frac{a}{T^\alpha V^2}$$

при $\alpha = 0$ (уравнение Ван-дер-Ваальса) и при $\alpha = 1$ (уравнение Бертло). Варьируя показатель степени α , можно получить уравнения состояния для описания реальных газов.

Переходя к приведенным переменным $P^* = P/P_c$, $V^* = V/V_c$, $T^* = T/T_c$, получим:

$$P^* = \frac{8T^*}{(3V^*-1)} - \frac{3}{T^{*\alpha}V^{*2}}, \quad (28)$$

т. е. обобщенное уравнение Ван-дер-Ваальса—Бертло в приведенной форме с критическими параметрами:

$$V_c = 3b, \quad T_c = \left(\frac{8a}{27Rb}\right)^{\frac{1}{\alpha+1}}, \quad P_c = \frac{R}{8b} \left(\frac{8a}{27Rb}\right)^{\frac{1}{\alpha+1}}.$$

Как было показано выше, линии испарения инертных газов практически совпадают.

Варьируя параметр α в уравнении (28) и используя алгоритм нахождения равновесных значений давления, получим, что при $\alpha = 0,5$ линии равновесия инертных газов и обобщенного уравнения Ван-дер-Ваальса—Бертло совпадают с хорошей точностью. Результаты расчетов для аргона приведены на рис. 14. Для других инертных газов результаты аналогичны.

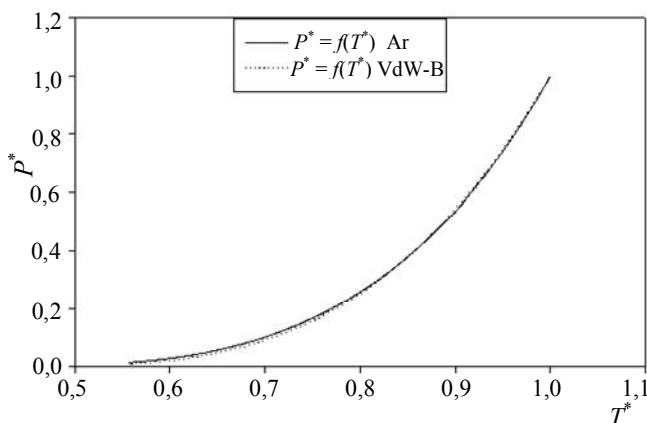


Рис. 14. Линии равновесия аргона и обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B

Как видно из графиков на рис. 12, линии равновесия N_2 , O_2 , F_2 , Cl_2 практически совпадают, а

линия равновесия H_2 лежит значительно ближе к линии равновесия уравнения Ван-дер-Ваальса. Расчеты показывают, что линии равновесия N_2 , O_2 , F_2 , Cl_2 хорошо описываются обобщенным уравнением Ван-дер-Ваальса—Бертло с показателем степени $\alpha = 0,5$. Результаты представлены на рис. 15 для азота.

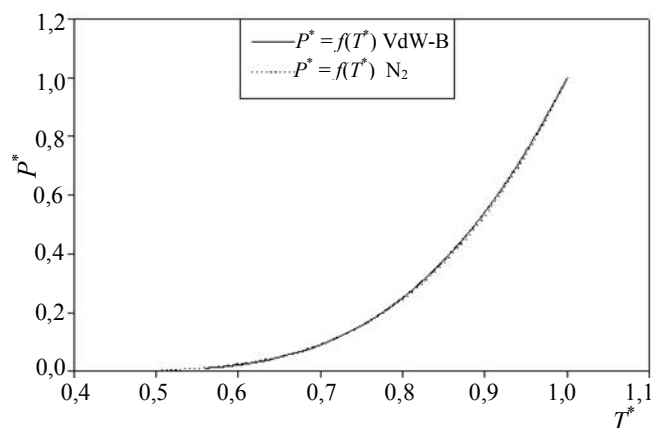


Рис. 15. Линии равновесия азота и обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B

На рис. 13 представлены линии испарения для CH_4 , NH_3 , CO , CO_2 , SO_2 . Видно, что линии равновесия CH_4 , CO совпадают и описываются обобщенным уравнением Ван-дер-Ваальса—Бертло с показателем степени $\alpha = 0,5$. График линии испарения метана представлен на рис. 16.

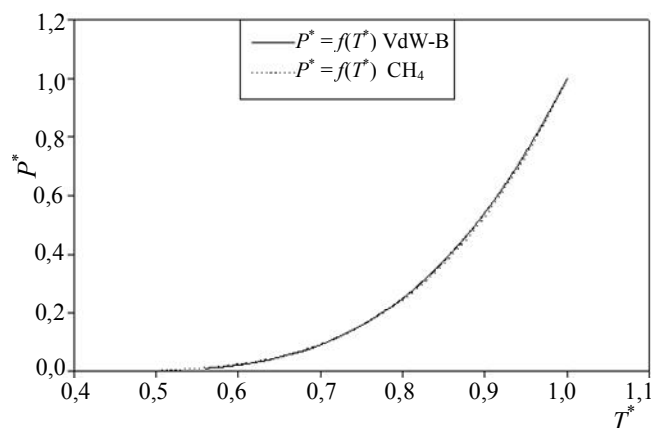


Рис. 16. Линии равновесия метана и обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B

Линия испарения H_2 описывается обобщенным уравнением Ван-дер-Ваальса—Бертло с показателем степени $\alpha = 0,2$. Результаты расчетов приведены на рис. 17.

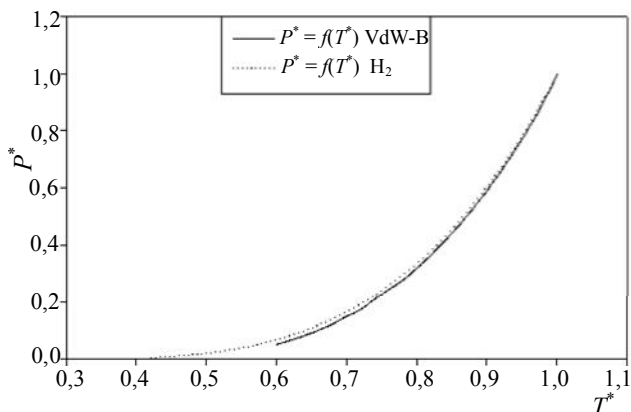


Рис. 17. Линии равновесия водорода и обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B

Из рис. 18 видно, что линия испарения аммиака (углекислого газа, двуокиси серы) хорошо описывается обобщенным уравнением Ван-дер-Ваальса—Бертло с показателем степени $\alpha = 0,8$.

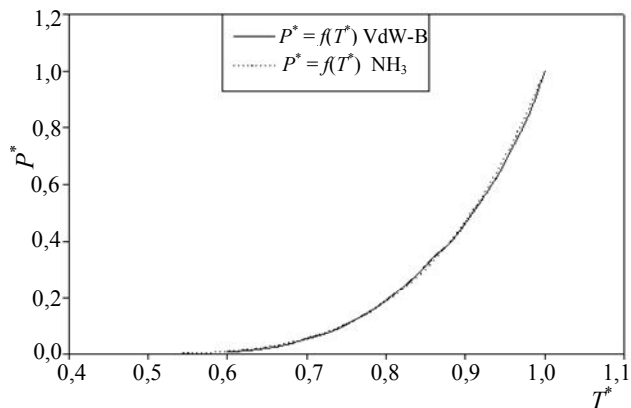


Рис. 18. Линии равновесия аммиака и обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B

В качестве примера на рис. 19 представлены линии испарения кислорода и криптона. Видно, что эти линии совпадают с хорошей точностью. Таким образом, линии испарения инертных газов, состоящие из двухатомных симметричных молекул, кроме водорода, а также метана и окиси углерода, хорошо описываются обобщенным уравнением Ван-дер-Ваальса—Бертло с показателем степени $\alpha = 0,5$.

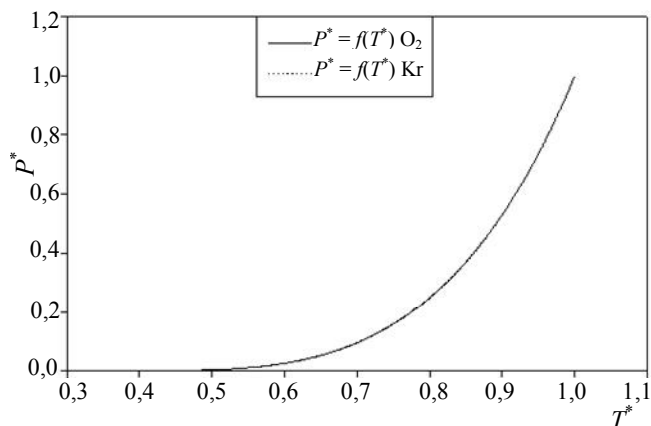


Рис. 19. Линии равновесия кислорода и криптона

В табл. 13 приведены термодинамические параметры испарения газа, описываемого обобщенным уравнением Ван-дер-Ваальса—Бертло с показателем степени $\alpha = 0,5$.

На рис. 20 и 21 представлены графики температурной зависимости объемов жидкой и газовой фазы для газа Ван-дер-Ваальса—Бертло и криптона.

Таблица 13

Термодинамические параметры испарения обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B, $\alpha = 0,5$

T^*	P^*	dP^*/dT^*	V_L^*	V_G^*	ΔV^*	λ^*
0,5600	0,0101	0,1618	0,3900	146,94	146,55	14,27
0,5800	0,0150	0,2436	0,3940	100,85	100,46	14,19
0,6000	0,0215	0,3254	0,3990	72,270	71,871	14,03
0,6200	0,0300	0,4232	0,4040	53,070	52,666	13,82
0,6400	0,0407	0,5377	0,4090	39,670	39,261	13,51
0,6600	0,0541	0,6694	0,4150	29,560	29,145	12,88
0,6800	0,0705	0,8184	0,4220	24,750	24,328	13,54
0,7000	0,0902	0,9849	0,4280	19,020	18,592	12,82
0,7200	0,1135	1,1686	0,4360	15,180	14,744	12,40
0,7400	0,1409	1,3693	0,4440	12,590	12,146	12,31
0,7600	0,1727	1,5866	0,4530	10,220	9,7670	11,78
0,7800	0,2091	1,8202	0,4630	8,4350	7,9720	11,32
0,8000	0,2505	2,0694	0,4740	7,0550	6,5810	10,89
0,8200	0,2971	2,3339	0,4860	5,9170	5,4310	10,39
0,8400	0,3494	2,6131	0,5000	4,9920	4,4920	9,860
0,8600	0,4075	2,9063	0,5160	4,2260	3,7100	9,273
0,8800	0,4718	3,2131	0,5340	3,5950	3,0610	8,655
0,9000	0,5424	3,5328	0,5570	3,0650	2,5080	7,974
0,9200	0,6197	3,8650	0,5840	2,5970	2,0130	7,158
0,9400	0,7039	4,2092	0,6180	2,1970	1,5790	6,247
0,9600	0,7952	4,5647	0,6640	1,8310	1,1670	5,114
0,9800	0,8938	4,9312	0,7380	1,4930	0,7550	3,649
1,0000	1,0000	5,3082	1,0000	1,0000	0,0000	0,000

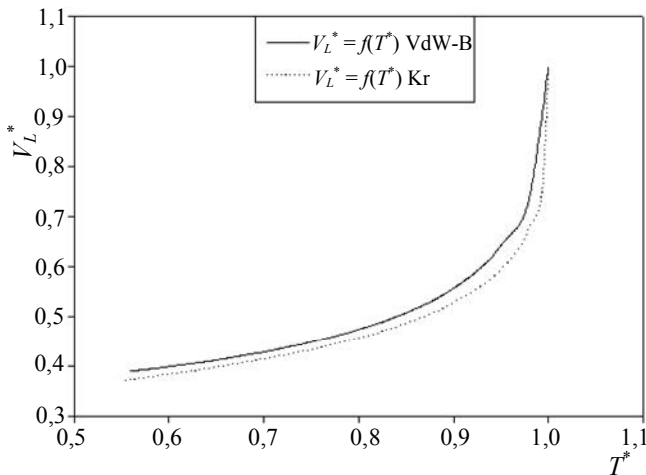


Рис. 20. График зависимости объема жидкой фазы обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B с $\alpha = 0,5$ и криптона от температуры

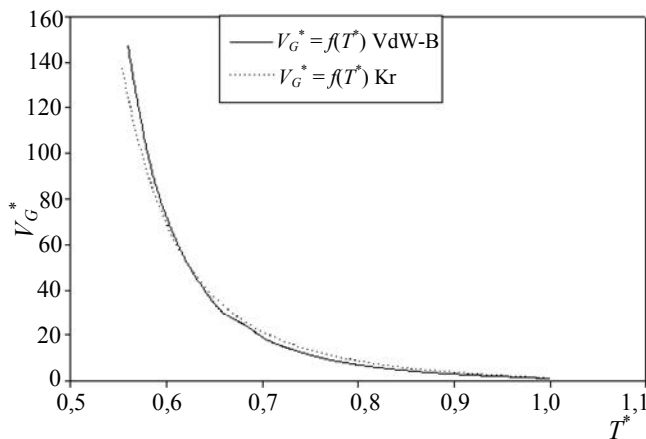


Рис. 21. График зависимости объема газовой фазы обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло VdW-B с $\alpha = 0,5$ и криптона от температуры

Принято считать, что уравнение Ван-дер-Ваальса только качественно описывает процесс испарения. Но как видно из приведенных результатов, обобщенное уравнение Ван-дер-Ваальса—

Бертло
$$P^* = \frac{8T^*}{(3V^* - 1)} - \frac{3}{V^{*2}T^{*\alpha}}$$
 достаточно точно

описывает линию испарения реальных газов.

Из графиков на рис. 14—19 видно, что обобщенное уравнение Ван-дер-Ваальса—Бертло хорошо описывает линию испарения, а из графиков на рис. 20 и 21 видно, что уравнение Ван-дер-Ваальса—Бертло неплохо описывает и другие термодинамические величины.

Выводы

Сравнение экспериментальных величин и величин, рассчитанных в рамках предлагаемой модели, позволяет сделать следующие выводы.

1. Разработана принципиально новая модель расчетов теплоты перехода фазовых превращений

первого рода, связывающая теплоту перехода и другие термодинамические измеряемые параметры процесса. Сделано предположение о поведении функции распределения кинетической энергии вблизи точки фазового перехода первого рода, позволившего вычислять объемы фазового пространства для различных состояний вещества. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных позволяет сформулировать это предположение как утверждение: при стремлении температуры к температуре T_{ph} фазового перехода первого рода функция распределения $n = f(E_{kin})$ по кинетической энергии стремится к δ -функции:

$$\lim_{T \rightarrow T_{ph}} f(E_{kin}) \rightarrow N_A \delta(E_{kin} - \bar{E}_{kin}).$$

2. В рамках этой модели получены выражения: для расчета теплоты испарения

$$\lambda = RT \ln \left(1 + \frac{\Delta V}{V_{lf}} \right) + P\Delta V + \frac{\sigma V_a}{\alpha r}$$

и теплоты плавления

$$\lambda = RTS_0 + RT \ln \left(1 + \frac{\Delta V}{V_{sf}} \right) + P\Delta V,$$

где S_0 — структурная константа плавления, равная для ГЦК-решетки 1,1765, для ОЦК-решетки — 0,1003, для ГПУ-решетки — 1,075.

Проведены расчеты по этим формулам и показано хорошее согласие между расчетными результатами и экспериментальными данными.

3. Использование полученных выражений для расчета теплоты плавления позволило показать, что в рамках предложенной модели на линии плавления отсутствует точка, аналогичная критической точке на линии испарения. Использование выражения для теплоты испарения позволило установить новую связь между термодинамическими параметрами в критической точке:

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_c = \frac{R}{V_{cf}} + \frac{P_c}{T_c}.$$

Справедливость этого выражения проверена на экспериментальных данных.

4. Предложен принципиально новый способ определения эффективных объемов атомов и молекул по измерениям термодинамических параметров в критической точке:

$$V_0 = \left(V_c - \frac{R}{\left(\left(\frac{dP}{dT} \right)_c - \frac{P_c}{T_c} \right)} \right) / N_A,$$

а также рассмотрены модели, позволяющие определять линейные параметры атомов и молекул.

5. Предложен новый метод расчета важной характеристики — коэффициента поверхностного натяжения, использующий измерения термодинамических параметров на линии насыщения:

$$\sigma = \frac{\alpha r}{V_a} \left(\lambda - RT \ln \left(1 + \frac{\Delta V}{V_{Lf}} \right) - P \Delta V \right).$$

Сделанные расчеты и проведенное сравнение с экспериментальными данными для ряда веществ говорят в пользу предложенного метода.

6. В рамках предложенной модели доказано, что процесс испарения металлов является не только эндотермическим, но и частично экзотермическим процессом. Анализ экспериментальных данных и расчетных результатов подтверждает этот вывод.

7. Анализ теплоты плавления свинца позволяет предположить наличие полиморфного перехода из ГЦК-решетки в ОЦК-решетку с теплотой перехода ≈ 1700 — 1800 [Дж/моль]. Экспериментальное обнаружение этого перехода было бы хорошим подтверждением предлагаемой модели.

8. Предложен алгоритм расчета термодинамических параметров испарения "модельных" газов (газа Ван-дер-Ваальса и газа Бертелло). Проведено сравнение с линией испарения реальных газов и "модельных" газов.

9. Найдено обобщение уравнений Ван-дер-Ваальса—Бертелло и показано, что оно хорошо описывает процесс испарения реальных газов.

Л и т е р а т у р а

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. — М.: ОНТИ, 1938.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Т. 1. — М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1976.
3. Пригожин И., Кондендуи Д. Современная термодинамика. — М.: Мир, 2002.
4. Black J. Lectures on the Elements of Chemistry (Edinburgh). 1803. V. 1. P. 116.
5. Физическая энциклопедия. Т. 5. Главный редактор Прохоров А. М. — М.: Большая Российская энциклопедия, 1998.
6. Хуанг К. Статистическая механика. — М.: Мир, 1966.
7. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
8. Эмсли Дж. Элементы: Спр. изд. — М.: Мир, 1993.
9. Краткий справочник физико-химических величин / Под ред. Ревдел А. А., Пономаревой А. М. — Л.: Химия, 1983.
10. Анисимов М. А., Рабинович В. А., Сычев В. В. Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ. — М.: Энергоатомиздат, 1990.
11. Тонков Е. Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении: Спр. изд. — М.: Наука, 1979.
12. Физические величины: Спр. изд. / Под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. Столович Н. Н., Миницкая Н. С. Температурные зависимости свойств некоторых металлов. — Мн.: Наука и техника, 1975.
14. Мишина А. П., Проскураков И. В. Высшая алгебра. — М.: Наука, 1965.

Applied aspects of the classical thermodynamics

Part III*. Thermodynamics of model gases

A. A. Sobko

A. M. Prokhorov Academy of Engineering Sciences, 19 Presnensky Val, Moscow, 123557, Russia
E-mail: ainrf@mail.ru

Obtained is the exact expression of a transition heat for first-order phase transitions. It is shown that the generalized equation for the Van-der-Vaals—Berthelot gas describes a real gas quantitatively and qualitatively.

PACS: 64.60.Bd, 64.60.F, 64.70.F, 51.30.+i

Keywords: first-order phase transitions, transition heat, melting heat, molecule volumes, surface tension coefficient, Berthelot gas.

* Part I of this article (Calculation of a transition heat for first-order phase transitions) has been published in No. 1, 2011. Part II of this article (Certain consequences out of expressions of a transition heat for first-order phase transition) has been published in No. 4, 2011.