

УДК 536

Испарение "модельных" газов

А. А. Собко

Академия инженерных наук имени А. М. Прохорова, Москва, Россия

Представлен полный термодинамический расчет параметров испарения для газа Ван-дер-Ваальса и газа Бергло. Дано сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными для реальных газов.

"Модельные" газы

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

- уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$(V - b) \left(P + \frac{a}{V^2} \right) = RT \text{ или } P = \frac{RT}{(V - b)} - \frac{a}{V^2}; \quad (1)$$

- уравнение Бергло:

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

- первое уравнение Дитеричи:

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

- второе уравнение Дитеричи:

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

В данной работе рассмотрены модели (1)—(2). Все уравнения написаны для одного моля вещества и, как показано в монографиях [1, 2], приводятся к безразмерной форме.

Испарение газа Ван-дер-Ваальса

Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса — первое и наиболее популярное, описывающее процесс испарения, для одного моля оно имеет вид

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

В большинстве учебников и монографий исследования уравнения Ван-дер-Ваальса ограничи-

ваются вычислением критических параметров из условий существования критической точки:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T = -\frac{RT}{(V - b)^2} + \frac{2a}{V^3} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} \right) = \frac{2RT}{(V - b)^3} - \frac{6a}{V^4} = 0.$$

Решая эти уравнения совместно с уравнением (1), находят критические значения термодинамических параметров:

$$V_c = 3b; \quad T_c = \frac{8a}{27Rb}; \quad P_c = \frac{a}{27b^2}.$$

Переходя к приведенным термодинамическим параметрам $P^* = \frac{P}{P_c}, T^* = \frac{T}{T_c}, V^* = \frac{V}{V_c}$, получают уравнение Ван-дер-Ваальса в приведенной форме:

$$P^* = \frac{8T^*}{(3V^* - 1)} - \frac{3}{V^{*2}}, \quad (4)$$

или $3P^*V^{*3} - (P^* + 8T^*)V^{*2} + 9V^* - 3 = 0,$

из которого исключены все индивидуальные характеристики газа — постоянные a и b .

Этот результат представляет собой частный случай более общего утверждения — закона соответственных состояний. Затем рассматривается правило Максвелла, позволяющее определить равновесное давление, и правило рычага для определения доли жидкости x

$$x = \frac{V_2 - V_0}{V_2 - V_1}.$$

На рис. 1, a представлен график изотермы—изобары.

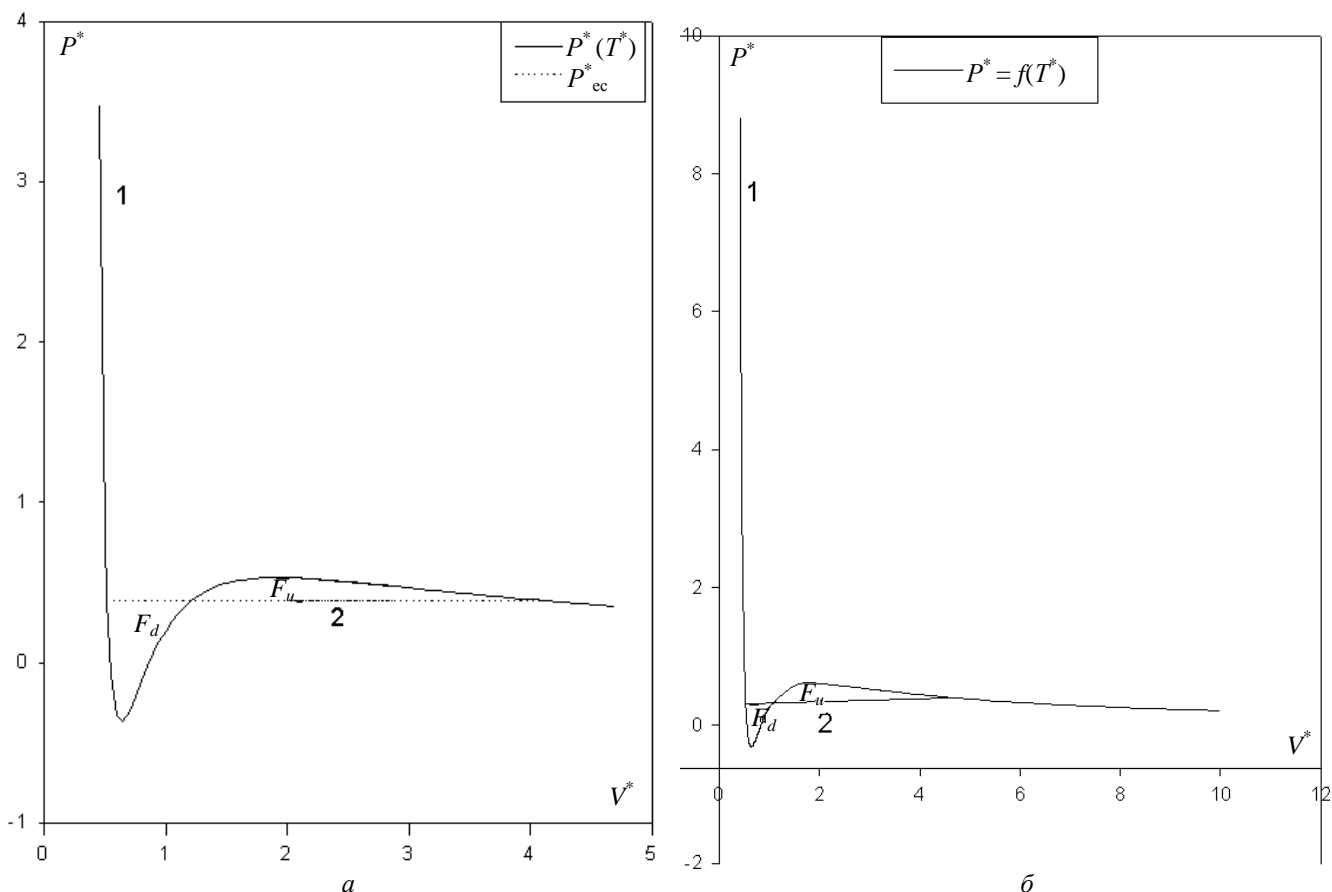


Рис. 1. Изотермы:

a — 1 — Ван-дер-Ваальса $P^* = f(V^*)$, $T^* = 0,8$; 2 — изобары $T^* = 0,8$, $P_{ec}^* = 0,3834$;
b — Бергто $P^* = f(V^*)$, $T^* = 0,9$; 2 — изобары $T^* = 0,9$, $P_{ec}^* = 0,451$

Ни в одной монографии не приводятся результаты расчетов линии насыщения (кривой испарения) $P^* = f(T^*)$, отсутствуют также результаты расчетов объемов жидкой V_L^* и газообразной V_G^* фаз на линии равновесия и теплоты испарения. Даже в фундаментальной "Физической энциклопедии" [3] в статье "Ван-дер-Ваальса уравнение" отсутствуют результаты численных расчетов линии насыщения $P^* = f(T^*)$ или ее график.

Кроме критической точки, на изотерме Ван-дер-Ваальса есть еще одна точка, термодинамические параметры которой можно определить аналитически: это точка, в которой минимум изотермы совпадает с линией $P^* = 0$, эта точка определяется системой уравнений:

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

$$\left(\frac{\partial P^*}{\partial V^*} \right)_{T^*} = -\frac{24T^*}{(3V^* - 1)^2} + \frac{6}{V^{*3}} = 0.$$

Решение этой системы:

$$V_s^* = \frac{2}{3}; T_s^* = \frac{27}{32} = 0,84375.$$

Интересно отождествить температуру T_s^* с температурой плавления (затвердевания), но, как видно из табл. 1, для реальных газов эта величина значительно меньше.

Таблица 1

Отношение температуры плавления T_s к критической температуре T_c

| Вещество | T_s | T_c | T_s/T_c |
|------------------|--------|--------|-----------|
| Ne | 24,50 | 44,40 | 0,552 |
| Ar | 83,78 | 150,86 | 0,555 |
| Kr | 115,76 | 209,40 | 0,553 |
| Xe | 161,30 | 289,70 | 0,557 |
| H ₂ | 13,95 | 32,98 | 0,423 |
| N ₂ | 63,15 | 126,25 | 0,500 |
| O ₂ | 54,35 | 154,77 | 0,351 |
| F ₂ | 54,00 | 144,00 | 0,375 |
| Cl ₂ | 172,67 | 417,17 | 0,414 |
| NH ₄ | 195,47 | 405,47 | 0,482 |
| CO | 68,00 | 133,00 | 0,511 |
| CO ₂ | 216,55 | 304,19 | 0,712 |
| CH ₄ | 90,66 | 190,55 | 0,476 |
| H ₂ O | 273,17 | 647,30 | 0,422 |
| SO ₂ | 197,87 | 430,67 | 0,459 |

В этой таблице приводятся результаты расчетов термодинамических параметров при испарении газа Ван-дер-Ваальса.

Алгоритм нахождения равновесных значений давления P^*

Решаем уравнение

$$\left(\frac{\partial P^*}{\partial V^*}\right)_{T^*} = -\frac{24T^*}{(3V^*-1)^2} + \frac{6}{V^{*3}} = 0 \text{ или } 4T^*V^{*3} -$$

$-9V^{*2} + 6V^* - 1 = 0$ и находим V_{\min}^* и V_{\max}^* , третий корень $V^* < \frac{1}{3}$ относится к нефизической ветви уравнения, лежащей в области $0 < V^* < \frac{1}{3}$.

Затем вычисляем P_{\min}^* и P_{\max}^* из уравнения (4).

Интервал $P_{\max}^* - P_{\min}^*$ делим на k частей, и для каждого P^* в этом интервале вычисляем его значение из выражения (4). Вычисляем также площади под изотермой по формулам:

над прямой P^*

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

под прямой P^*

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

затем определяем разность $\Delta F = F_u - F_d =$

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

$$+ 3\left(\frac{1}{V_G^*} - \frac{1}{V_L^*}\right) - P^*(V_G^* - V_L^*) \text{ и находим интервал,}$$

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^* , последнее значение P^* определяется линейной интерполяцией.

При расчетах равновесных значений давлений P^* необходимо решать уравнение третьей степени вида:

$$x^3 + ax^2 + bx + c = 0.$$

Замена $x = y - \frac{a}{3}$ сводится к уравнению $y^3 + py + q = 0$, решение которого, согласно [4], 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 $P^* > 0$.

Результаты расчета линии насыщения $P^* = f(T^*)$ приведены в табл. 2, в ней же даны равновесные объемы жидкости V_L^* и V_G^* газа (пара).

Согласно уравнению Клаузиуса-Клапейрона $dP/dT = \Delta S/\Delta V$, и теплота испарения $\lambda = T\Delta V dP/dT$, или, переходя к приведенным величинам $\lambda/P_c V_c = T^* \Delta V^* dP^*/dT^*$, $\lambda^* = \lambda/P_c V_c$ и численно находя производную dP^*/dT^* , вычисляем приведенную теплоту испарения.

Результаты расчета сведены в табл. 2.

Таблица 2

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 | 7,6611 |
| 0,62 | 0,1048 | 0,8950 | 0,4387 | 14,1255 | 1,5393 | 0,9747 | 0,9728 | 0,195 | 7,5948 |
| 0,64 | 0,1250 | 1,0050 | 0,4451 | 12,0530 | 1,4914 | 0,8689 | 0,8675 | 0,160 | 7,4662 |
| 0,66 | 0,1475 | 1,1400 | 0,4520 | 10,3639 | 1,4469 | 0,7699 | 0,7691 | 0,102 | 7,4577 |
| 0,68 | 0,1725 | 1,2600 | 0,4593 | 8,9808 | 1,4053 | 0,6773 | 0,6783 | 0,148 | 7,3012 |
| 0,70 | 0,2005 | 1,3986 | 0,4672 | 7,8104 | 1,3670 | 0,5915 | 0,5914 | 0,018 | 7,1894 |
| 0,72 | 0,2311 | 1,5319 | 0,4756 | 6,8343 | 1,3311 | 0,5120 | 0,5118 | 0,036 | 7,0135 |
| 0,74 | 0,2647 | 1,6774 | 0,4848 | 6,0072 | 1,2975 | 0,4386 | 0,4383 | 0,084 | 6,8548 |
| 0,76 | 0,3011 | 1,8224 | 0,4947 | 5,3035 | 1,2658 | 0,3713 | 0,3712 | 0,031 | 6,6602 |
| 0,78 | 0,3407 | 1,9776 | 0,5055 | 4,6975 | 1,2362 | 0,3101 | 0,3100 | 0,019 | 6,4661 |
| 0,80 | 0,3834 | 2,1377 | 0,5174 | 4,1717 | 1,2084 | 0,2547 | 0,2545 | 0,070 | 6,2493 |
| 0,82 | 0,4293 | 2,2960 | 0,5306 | 3,7139 | 1,1820 | 0,2050 | 0,2049 | 0,021 | 5,9935 |
| 0,84 | 0,4786 | 2,4642 | 0,5453 | 3,3110 | 1,1572 | 0,1610 | 0,1609 | 0,042 | 5,7246 |
| 0,86 | 0,5313 | 2,6322 | 0,5620 | 2,9544 | 1,1338 | 0,1225 | 0,1225 | 0,019 | 5,4158 |
| 0,88 | 0,5874 | 2,8055 | 0,5811 | 2,6359 | 1,1116 | 0,0895 | 0,0894 | 0,010 | 5,0731 |
| 0,90 | 0,6470 | 2,9816 | 0,6034 | 2,3488 | 1,0905 | 0,0618 | 0,0617 | 0,006 | 4,6838 |
| 0,92 | 0,7102 | 3,1607 | 0,6302 | 2,0869 | 1,0706 | 0,0393 | 0,0393 | 0,003 | 4,2358 |
| 0,94 | 0,7771 | 3,3429 | 0,6637 | 1,8438 | 1,0516 | 0,0220 | 0,0220 | 0,015 | 3,7083 |

Окончание табл. 2

| T^* | P^* | dP^*/dT^* | V_L^* | V_G^* | V_0^* | F_d | F_u | δ | λ^* |
|-------|--------|-------------|---------|---------|---------|--------|--------|----------|-------------|
| 0,96 | 0,8476 | 3,5273 | 0,7082 | 1,6118 | 1,0336 | 0,0097 | 0,0097 | 0,008 | 3,0599 |
| 0,98 | 0,9219 | 3,7147 | 0,7755 | 1,3761 | 1,0164 | 0,0024 | 0,0024 | 0,006 | 2,1863 |
| 1,00 | 1,0000 | 3,9044 | 1,0000 | 1,0000 | 1,0000 | — | — | — | 0,0000 |

Примечание: 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 изотерме—изобаре; V_0^* — приведенный промежуточный объем на изотерме—изобаре; F_d, F_u — площади под и над изотермой—изобарой; $\delta = \frac{100(F_d - F_u)}{F_d}$ — относительная ошибка; λ^* — приведенная теплота испарения.

Таким образом, выполнено полное исследование фазового перехода в газе Ван-дер-Ваальса и получены все термодинамические параметры этого процесса.

Испарение газа Бергло

Уравнение Бергло для одного моля, согласно (2), имеет вид

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

Критическая точка находится из условий

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T = -\frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{TV^3} = 0;$$

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2} \right)_T = \frac{2RT}{(V-b)^3} - \frac{6a}{TV^4} = 0$$

или

$$\frac{RT}{(V-b)^2} = \frac{2a}{TV^3}; \quad \frac{RT}{(V-b)^3} = \frac{3a}{TV^4};$$

$$\frac{V-b}{2} = \frac{V}{3}; \quad V_c = 3b;$$

$$T_c^2 = \frac{2a(V_c-b)^2}{RV_c^3} = \frac{8ab^2}{27Rb^3} = \frac{8a}{27Rb};$$

$$T_c = \sqrt{\frac{8a}{27Rb}}; \quad P_c = \frac{RT_c}{(V_c-b)} - \frac{a}{T_c V_c^2} = \frac{R}{2b} \sqrt{\frac{8a}{27Rb}} - \frac{a}{9b^2} \sqrt{\frac{27Rb}{8a}} = \sqrt{\frac{aR}{216b^3}}.$$

Переходя к безразмерным переменным, получим:

$$P^* = \frac{8T^*}{(3V^* - 1)} - \frac{3}{T^* V^{*2}} \quad (5)$$

$$\text{или} \quad V^{*3} - \frac{8T^* + P^*}{3P^*} V^{*2} + \frac{3}{P^* T^*} V^* - \frac{1}{P^* T^*} = 0.$$

На рис. 1, б приведен график изотермы—изобары газа Бергло.

Полученное уравнение (5) и выражения для критических параметров газа Бергло совпадают с результатами, приведенными в работах [1, 2].

Условия

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

$$\left(\frac{\partial P^*}{\partial V^*} \right)_{T^*} = -\frac{24T^*}{(3V^* - 1)^2} + \frac{6}{T^* V^{*3}} = 0$$

дают выражение

$$\frac{8T^*}{(3V^* - 1)} = \frac{3}{T^* V^{*2}}, \quad \frac{4T^*}{(3V^* - 1)^2} = \frac{1}{T^* V^{*3}}$$

$$\text{или} \quad V_s^* = \frac{2}{3}, \quad T_s^{*2} = \frac{27}{32}, \quad T_s^* = \sqrt{\frac{27}{32}} \approx 0,903.$$

И в случае газа Бергло нельзя отождествить точку T_s^* с температурой кристаллизации.

Алгоритм нахождения линии насыщения изложен выше. Результаты расчета термодинамических параметров процесса испарения газа Бергло приведены в табл. 3.

Таблица 3

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 | 0,3713 | 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 |

| T^* | P^* | dP^*/dT^* | V_L^* | V_G^* | V_0^* | F_d | F_u | δ | λ^* |
|-------|--------|-------------|---------|---------|---------|--------|--------|----------|-------------|
| 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. См. обозначения в табл. 2.

Таким образом, выполнено полное исследование фазового перехода в газе Бертло и получены все термодинамические параметры этого процесса.

Анализ результатов

На рис. 2, *a—в* приведены зависимости $P^* = f(T^*)$ для газов Бертло, Ван-дер-Ваальса, для инертных газов Ne, Ar, Kr, Xe и реальных H_2 , N_2 , O_2 , F_2 , Cl_2 ; CH_4 , NH_3 , CO , CO_2 , SO_2 , соответственно. Все экспериментальные данные для реальных газов взяты из работы [5].

Из анализа приведенных на рис. 2 *a—в* графиков можно сделать ряд заключений:

- линии равновесия реальных газов находятся между линиями равновесия газа Ван-дер-Ваальса и газа Бертло;
- линии равновесия инертных газов совпадают с хорошей точностью, что естественно, так как потенциал межмолекулярного взаимодействия у них имеет одинаковую форму;
- линии равновесия двухатомных элементов, кроме водорода, также совпадают с хорошей точностью. Отличие линии равновесия водорода можно объяснить либо тем, что парный потенциал межмолекулярного взаимодействия существенно отличается от парного потенциала других двухатомных элементов, либо тем, что при расчете уравнения состояния водорода надо учитывать квантовые эффекты;
- можно утверждать, что потенциалы межмолекулярного взаимодействия CO и CH_4 совпадают, совпадают и потенциалы межмолекулярного взаимодействия CO_2 , NH_3 , SO_2 . Уравнение состоя-

ния для CO_2 , NH_3 , SO_2 хорошо описывается уравнением 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), а при $\alpha = 1$ (уравнение Бертло). Варьируя показателем степени α , можно получить уравнения состояния для описания реальных газов.

Критические параметры обобщенного газа Ван-дер-Ваальса—Бертло вычисляются по стандартной схеме:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = -\frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{T^\alpha V^3} = 0;$$

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_T = -\frac{2RT}{(V-b)^3} - \frac{6a}{T^\alpha V^4} = 0.$$

Решение этих уравнений определяет критические параметры:

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

$$P_c = \frac{a}{27b^2} \left(\frac{27Rb}{8a}\right)^{\frac{\alpha}{\alpha+1}}.$$

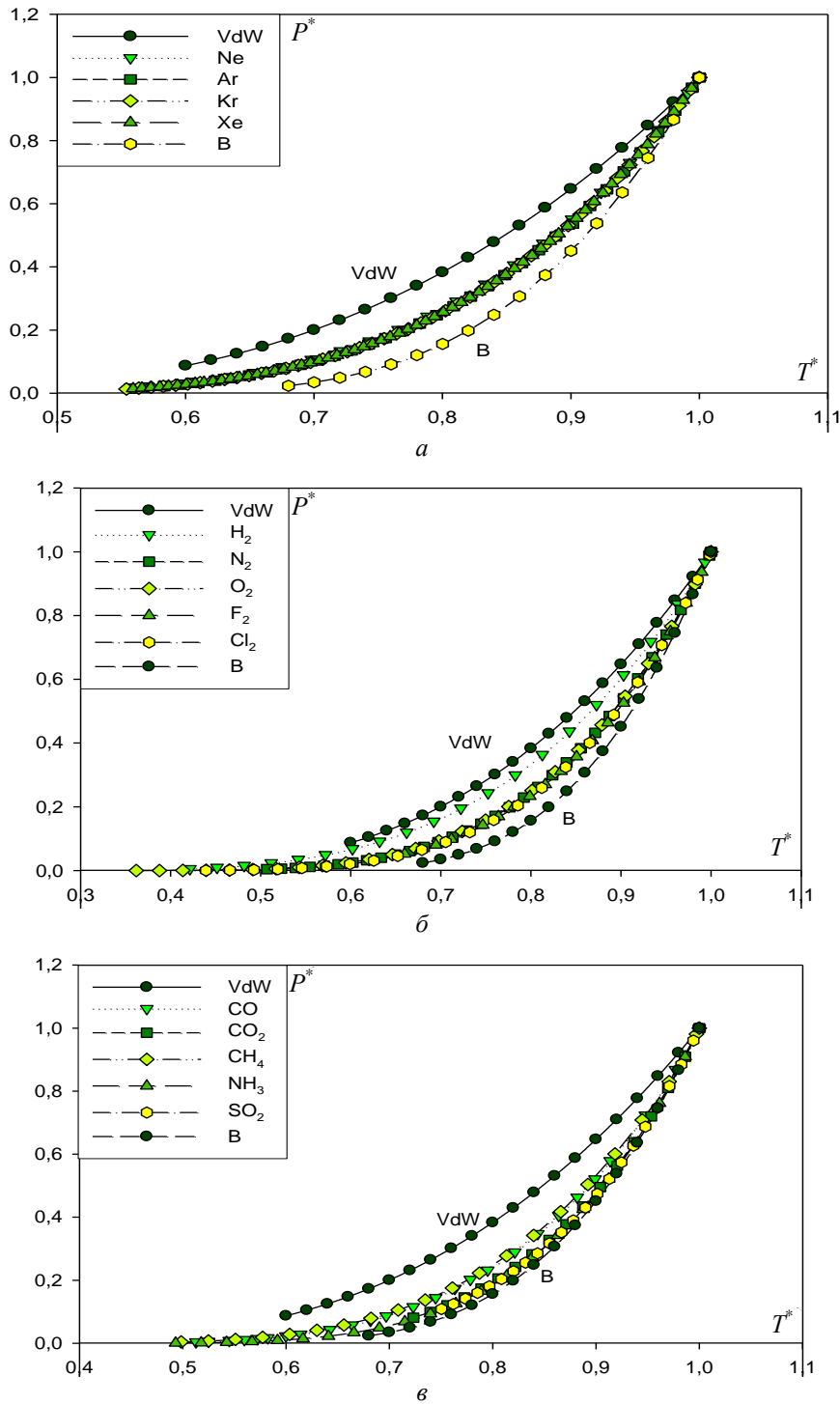


Рис. 2. Линия равновесия $P^* = f(T^*)$:

a — газы Ван-дер-Ваальса, Ne, Ar, Kr, Xe и Бертло; *b* — газы Ван-дер-Ваальса, H₂, N₂, O₂, F₂, Cl₂ и Бертло;
v — газы Ван-дер-Ваальса, CO, CO₂, CH₄, NH₃, SO₂ и Бертло;
 VdW — газ Ван-дер-Ваальс; B — газ Бертло; химические символы — реальные газы

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

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

Расчеты с вариацией параметра α и сравнение с экспериментальными данными в настоящее время проводятся и вскоре будут опубликованы.

На рис. 3, *a—v* приведены зависимости $\lambda^* = \phi(T^*)$ для газов Ван-дер-Ваальса, Бертло, для инертных газов Ne, Ar, Kr, Xe и реальных — H₂, N₂, O₂, F₂, Cl₂; CO, CO₂, CH₄, NH₃, SO₂, соответственно.

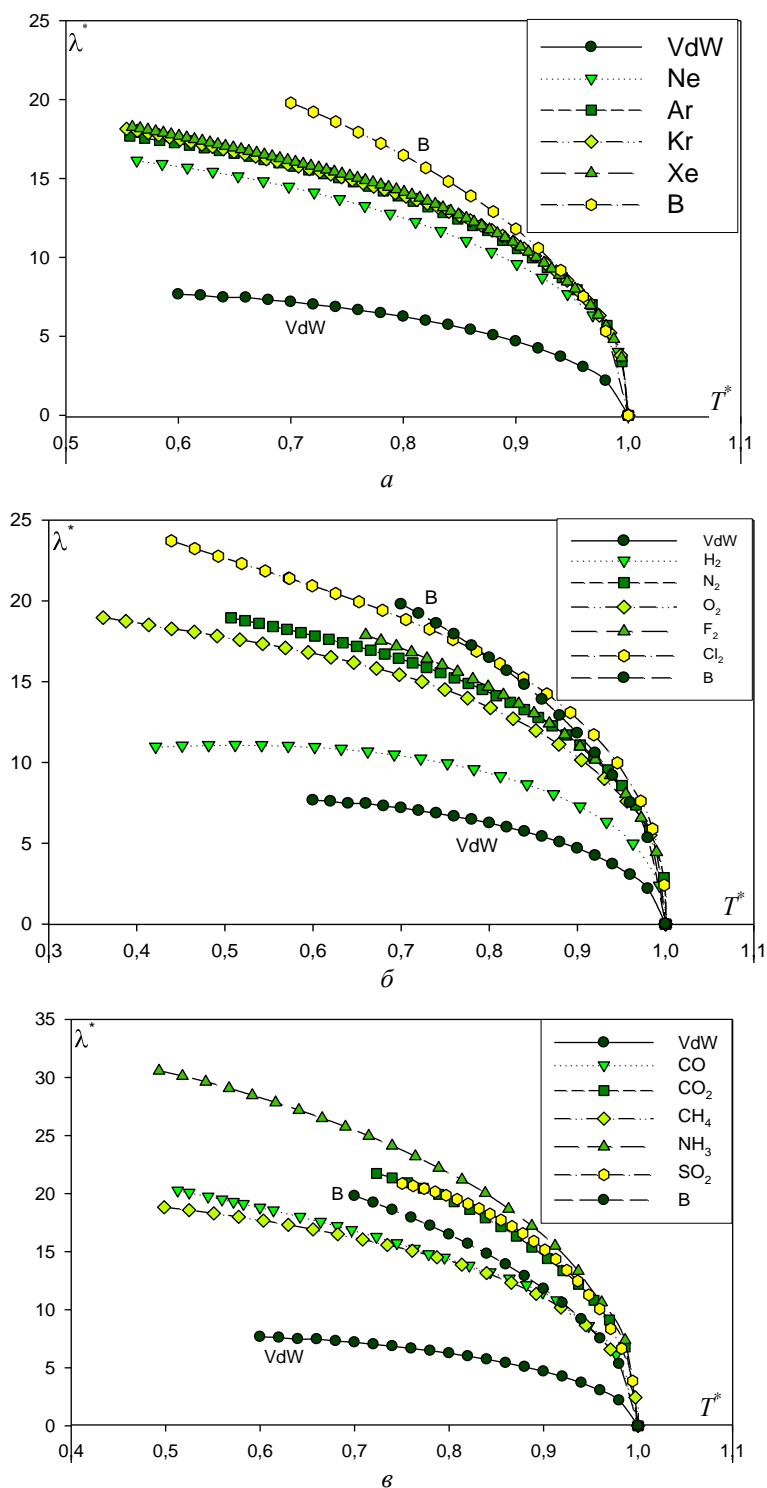


Рис. 3. Зависимость приведенной теплоты испарения $\lambda^* = \phi(T^*)$:
 а — для газов Ван-дер-Ваальса, Бертло и инертных газов Ne, Ar, Kr, Xe; б — для газов Ван-дер-Ваальса, Бертло и H_2 , N_2 , O_2 , F_2 , Cl_2 ; в — для газов Ван-дер-Ваальса, Бертло и CO , CO_2 , CH_4 , NH_3 , SO_2 ;
 VdW — газ Ван-дер-Ваальс; B — газ Бертло; химические символы — реальные газы

Литература

1. Румер Ю. Б., Рыбкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1977.
 2. Пригожин И., Кандеупуди Д. Современная термодинамика. — М.: Мир, 2002.

3. Физическая энциклопедия. Т. 1/Под ред. А. М. Прохорова. — М.: Сов. энциклопедия, 1988.
 4. Мишина А. П., Проскуряков И. В. Высшая алгебра. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1965.
 5. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1972.

Статья поступила в редакцию 31 августа 2007 г.

Evaporation of "modelling" gases

A. A. Sobko

Prokhorov Engineering Science Academy, Moscow, Russia

In work full thermodynamic calculation of parameters of evaporation for gas Van-der-Vaalsa and gas Bertlo is made. Results of calculations are compared to experimental data for real gases.

УДК 532.529: 532.517.4

Исследование кинематической картины газодисперсного турбулентного течения с учетом соударений частиц между собой и стенкой осесимметричного канала

Б. Б. Рохман

Институт угольных энерготехнологий НАН и Минтопэнерго Украины, г. Киев, Украина

Построена стационарная изотермическая модель аэродинамики двухфазного потока в осесимметричном канале с учетом турбулентного и псевдотурбулентного механизмов переноса импульса твердой фазы. Получено замкнутое описание движения дисперсной фазы на уровне уравнений для вторых моментов пульсационных скоростей частиц. Замыкание уравнения движения газа осуществляется на основе однопараметрической модели турбулентности, обобщенной на случай двухфазных турбулентных течений. Приведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

В связи со сложностью проведения эксперимента, направленного на получение детальной информации об аэродинамической структуре газодисперсных турбулентных потоков, большое значение приобретают построение математических моделей такого класса течений и проведение на их основе численных исследований. При описании поведения частиц в разреженных двухфазных средах (при малой расходной концентрации дисперсной фазы χ) основное внимание уделяется турбулентному механизму переноса твердой фазы, поскольку роль псевдотурбулентной составляющей энергии хаотического движения частиц, обусловленной межчастичными столкновениями, незначительна.

С повышением величины χ и инерционности частиц вклад псевдотурбулентной энергии в перенос импульса дисперсной фазы возрастает. В высококонцентрированных дисперсных системах, где кинетическая турбулентная энергия газа мала, определяющую роль в формировании статистических свойств системы играют межчастичные взаимодействия. При этом предполагается, что моделирование взаимодействия частиц подобно взаимодействию молекул несущей среды, поэтому поведение твердой фазы описывается с помощью кинетической теории плотных газов [1]. Здесь ис-

пользуется уравнение Энского для функции распределения частиц по скоростям, которая аппроксимируется функцией распределения Максвелла, полученной из уравнения Больцмана для однородного стационарного состояния при условии, что молекулярные признаки являются аддитивными инвариантами, хотя приведенная в работе [1] система уравнений нестационарна, а межчастичные столкновения неупругие. Кроме того, функция распределения Максвелла не учитывает взаимосвязи между компонентами скорости, что не дает возможности учесть перераспределение пульсационной энергии между ними. Это свойство существенно ограничивает применение функции распределения Максвелла. Последняя может быть использована только в случае изотропного поля энергии хаотического движения твердой фазы.

В отличие от [1], где подход к построению модели был ограничен рассмотрением явлений, связанных только с псевдотурбулентным движением частиц, в [2] была предпринята попытка выйти за рамки рассматриваемых представлений путем учета в модели [1] влияния турбулентных эффектов на поведение двухфазного восходящего потока в трубе на стабилизированном участке, используя двухпараметрическую модель турбулентности, обобщенную на случай газодисперсных течений.