

УДК 536.71

Единое неаналитическое уравнение состояния перфторпропана, удовлетворяющее масштабной теории критических явлений

Канд. техн. наук И. В. КУДРЯВЦЕВА, А. В. РЫКОВ,
д-р техн. наук В. А. РЫКОВ, канд. техн. наук С. В. РЫКОВ
togg1@yandex.ru

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет ИТМО
Институт холода и биотехнологий
191002, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9

В работе предложено уравнение состояния R218. Хладагент R218 применяется в качестве рабочего вещества в холодильной технике. Уравнение состояния описывает термические и калорические свойства. Проведено сравнение с современными уравнениями состояния. В работе использована новая кроссоверная функция. В однофазной области имеем следующие среднеквадратические отклонения: плотность — $\delta\rho = 0,3\%$; изохорной теплоемкости в широкой окрестности критической точки — $\delta C_v = 0,8\%$; изобарной теплоемкости — $\delta C_p = 2,4\%$; скорости звука — $\delta w = 2,2\%$. Предложенное уравнение состояния качественно и количественно верно передает характерные особенности термодинамической как в регулярной области, так и в окрестности критической точки.

Ключевые слова: уравнение состояния, теплоемкость, хладагент R218, термодинамическая функция.

Uniform not analytical equation of state R218, satisfying scale theories of critical phenomena

Ph. D. I. V. KUDRYAVTSEVA, A. V. RYKOV,
D. Sc. V. A. RYKOV, Ph. D. S. V. RYKOV
togg1@yandex.ru
University ITMO

Institute of Refrigeration and Biotechnologies
191002, Russia, St. Petersburg, Lomonosov str., 9

In operation equation of state R218 is offered. R218 it is applied as working substance in the refrigerating machinery. The equation of state features thermal and caloric properties. Comparison with the up-to-date equations of state is spent. In operation it is used new crossover function. In uniphase area it is had following standard deviate: densities — $\delta\rho = 0,3\%$; isochoric heat capacities in a wide neighbourhood of a critical point — $\delta C_v = 0,8\%$; an isobar heat capacity — $\delta C_p = 2,4\%$; speed of sound — $\delta w = 2,2\%$. The offered equation of state qualitatively and quantitatively truly transmits prominent features thermodynamic both in the regular area, and in a neighbourhood of a critical point.

Keywords: condition equation, thermal capacity, refrigerant R218, thermodynamic function.

В работе [1] предложено фундаментальное уравнение состояния для ряда технически важных веществ, в том числе и для перфторпропана. Авторы использовали представительный массив экспериментальных данных [2–11], включающий в себя сведения о термических, калорических и акустических свойствах хладагента R218. С другой стороны, авторы [12] представили термодинамические таблицы R218, рассчитанные на основе единого неаналитического

уравнения состояния. Сравнительный анализ уравнений состояния [1] и [12] показал, что уравнение состояния [1] не только качественно, но и количественно не передает термические свойства R218 в широкой окрестности критической точки. Кроме того, уравнение [1] в области плотной жидкости не согласуется с экспериментальными данными [13]. В тоже время, уравнение состояния [12] имеет ограничение по температуре ($T \geq 160\text{K}$). В данной работе предложено новое фундаментальное неаналитическое уравнение состояния R218 лишенное, выше указанных, недостатков.

Уравнение состояния R218 разработано на основе свободной энергии Гельмгольца $F(\rho, T)$, имеющей такую же структуру, как и использованное в работе [14]

$$F(\rho, T) = RT_c f(\omega) \sum_{i=0}^{n_1} \sum_{j=1}^{n_2} u_{ij} f_{ij}(t) |\Delta\rho|^{\delta+1+\Delta_i/\beta} a_i(x) + F_0(T) + RT \ln \rho + RT \omega \sum_{i=1}^{n_3} \sum_{j=0}^{j_3(t)} C_{ij} \tau_1^j (\Delta\rho)^i, \quad (1)$$

где ρ — плотность; T — абсолютная температура; $\omega = \rho/\rho_c$; $\Delta\rho = \omega - 1$; $t = T/T_c$; $\tau = t - 1$; $\tau_1 = 1/t - 1$; T_c — критическая температура; ρ_c — критическая плотность; $f(\omega)$ и $f_{i,j}(t)$ — сглаживающие функции; α и γ — критические индексы изохорной теплоемкости C_v и изотермической сжимаемости K_T , соответственно; β и δ — критические индексы кривой сосуществования и критической изотермы, соответственно; R — газовая постоянная; $F_0(T)$ — идеально-газовая составляющая

свободной энергии; $x = \tau/|\Delta\rho|^{1/\beta}$ — масштабная переменная.

Уравнение сжимаемости, рассчитанное по формуле $Z = \frac{\rho}{RT} (\partial F / \partial \rho)_T$ на основе выражения свободной энергии Гельмгольца (1), имеет следующий вид

$$Z(\rho, T) = 1 + \omega \sum_{i=0}^{n_3} \sum_{j=0}^{j_3(i)} C_{ij} \tau_1^j (\Delta\rho)^j (\omega + \Delta\rho) + (\omega/t) \sum_{i=0}^{n_1} \sum_{j=0}^{n_2} u_{ij} f_{ij}(t) |\Delta\rho|^{\delta + \Delta_i/\beta} g_i(x, \omega), \quad (2)$$

где

$$g_i(x) = f(\Delta\rho) \text{sign}(\Delta\rho) h_i(x) + f'(\Delta\rho) a_i(x) \Delta\rho.$$

Здесь $h_i(x)$ — масштабные функции химического потенциала:

$$h_i(x) = (2 - \alpha + \Delta_i) a_i(x) + x_0 a_i'(x).$$

Кроссоверные функции $f(\omega)$ и $f(t)$ в (1), (2) описываются следующими зависимостями:

$$f(\Delta\rho) = \exp(-a(\Delta\rho)^2) \text{ и } f_{ij}(t) = 1/t^{n_{ij}}. \quad (3)$$

Кроссоверная функция по плотности $f(\Delta\rho)$ (3) имеет только один экстремум, в отличие от кроссоверной функции $f(\omega)$, использованной в [12, 14].

Для того чтобы термическое уравнение состояния (2) было качественно верно, т. е. в соответствии с требованиями, традиционно предъявляемыми к единым уравнениям состояния [15], передавало особенности термодинамической поверхности, в дальнейшем преобразуем его структуру в соответствии со следующими условиями:

$$\left(\frac{\partial p^n}{\partial \rho^n} \right)_{\rho=\rho_c, T=T_c} = 0, \quad (4)$$

где $n = \overline{1, 4}$.

Масштабные функции $a_i(x)$ выберем в соответствии с рекомендациями [16]:

$$a_0(x) = A_1 \left[(x + x_1)^{2-\alpha} - \frac{x_1}{x_2} (x + x_2)^{2-\alpha} \right] + B_1 (x + x_3)^\gamma + C_1, \quad (5)$$

$$a_1(x) = A_2 \left[(x + x_4)^{2-\alpha+\Delta} - \frac{x_4}{x_5} (x + x_5)^{2-\alpha+\Delta} \right] + B_2 (x + x_6)^{\gamma+\Delta} + C_2, \quad (6)$$

Коэффициенты A_1 и A_2 находятся из равенств:

$$A_1 = -\frac{k\gamma(\gamma-1)}{2\alpha b^2(2-\alpha)(1-\alpha)(1-x_1/x_2)},$$

$$A_2 = -\frac{k(\gamma+\Delta)}{2b^2(2-\alpha+\Delta)(1-\alpha+\Delta)(1-x_4/x_5)}, \quad (7)$$

$$B_1 = B_2 = \frac{1}{2k}.$$

Здесь

$$k = \left((b^2 - 1)/x_0 \right)^\beta, \quad b^2 = (\gamma - 2\beta)/[\gamma(1 - 2\beta)]. \quad (8)$$

Постоянные C_i , входящие в масштабные функции (5), (6) находятся из равенства

$$(2 - \alpha + \Delta_i) a_i(x = -x_0) + x_0 a_i'(x = -x_0) = 0,$$

где $i = 0, 1$ и $\Delta_0 = 0$, $\Delta_1 = \Delta$.

Учитывая результаты [14, 16], для расчета значений параметров масштабных функций (5), (6), как это следует из (7), (8), используются только критические индексы, которые являются универсальными, и x_0 — значение масштабной переменной x на линии насыщения.

Этим предложенное уравнение выгодно отличается от уравнения [17], в котором ряд нелинейных параметров, входящих в масштабные функции $a_i(x)$, определяются в ходе вычисления минимизируемого функционала:

$$\Phi = \Phi_p + \Phi_{C_v} + \Phi_{p_s - T_s - \rho^\pm} + \Phi_{\mu^{-+}} + \Phi_{C_p} + \Phi_B. \quad (9)$$

Здесь Φ_p , Φ_{C_v} , $\Phi_{p_s - T_s - \rho^\pm}$, $\Phi_{\mu^{-+}}$, Φ_{C_p} , Φ_B — слабые функционалы (9) соответственно минимизирующие погрешность описания p - ρ - T -данных, изохорной теплоемкости C_v , давления и плотности на линии насыщения, выполнение требования равенства химических потенциалов на паровой и жидкостной ветвях линии насыщения, теплоемкости на жидкостной ветви линии насыщения и второго вириального коэффициента.

При выборе коэффициентов $C_{i,j}$ следует учесть, что на критической изохоре коэффициент изотермической сжимаемости удовлетворяет степенной зависимости:

$$K_T(\rho_c, T \rightarrow T_c) \approx A |\tau|^{-\gamma}. \quad (10)$$

Накладывая на коэффициенты уравнения (2) условия, следующие из (4) и (10) уравнение состояния (2) принимает вид:

$$Z(\rho, T) = 1 + \omega y_1 + \omega^2 y_1' + \omega(\omega y_2 + y_2') C_{10} + \omega(\omega y_6 + y_3') C_{20} + \omega \sum_{i=6}^{n_3} C_{i0} (\Delta\rho)^{i-1} (\omega + \Delta\rho) + \omega \tau_1 (2\omega - 3) C_{11} + \omega^2 \tau_1 (3\omega - 4) C_{21} + \omega \tau_1 \sum_{i=3}^{n_3} C_{i1} (\Delta\rho)^{i-1} (\omega + \Delta\rho) + \omega \sum_{i=0}^{n_3} \sum_{j=2}^{j_3(i)} C_{ij} \tau_1^j (\Delta\rho)^{j-1} (\omega + \Delta\rho) + \omega t^{-1} \times \sum_{i=0}^{n_1} \sum_{j=0}^{n_2} u_{ij} f_{ij}(t) |\Delta\rho|^{\delta + \Delta_i/\beta} g_i(x, \omega). \quad (11)$$

Здесь функции y_1 , y_2 и y_3 описываются зависимостями:

$$y_1 = -15,4/12 + 5,8/12\Delta\rho - 1,1/6(\Delta\rho)^2 + 0,05(\Delta\rho)^3;$$

$$y_2 = 5 - 4\Delta\rho + 3(\Delta\rho)^2 - 2(\Delta\rho)^3 + (\Delta\rho)^4;$$

$$y_3 = 4 - 3\Delta\rho + 2(\Delta\rho)^2 - (\Delta\rho)^3 + (\Delta\rho)^5.$$

Коэффициенты C_{ij} и u_{ij} уравнения (11) определяются на массиве экспериментальной информации [3–11, 13, 18–21] из условия минимума функционала (9).

Для повышения точности описания термических данных на линии фазового равновесия в исходный массив данных, помимо экспериментальных данных [3–7, 12, 13, 18, 20], включены и $p_s - T_s - \rho^\pm$ -данные, рассчитанные на основе уравнений линии упругости и линии насыщения. Вызвано это было тем, что для хладагента R218 есть прецизионные данные о плотности в однофазной облас-

ти в диапазоне температур $130 \text{ K} \leq T \leq 190 \text{ K}$. Данные же о давлении и плотности на линии фазового равновесия в этой области отсутствуют.

Для расчета идеально-газовых составляющих термодинамических функций использовано уравнение для идеально-газовой составляющей изобарной теплоемкости, предложенное в [18]:

$$C_p^0 = 0,1170 + 2,908 \cdot 10^{-3} T - 2,226 \cdot 10^{-6} T^2, \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K}).$$

В результате минимизации функционала (9) получены следующие значения параметров единого неаналитического уравнения (11):

$$R = 44,221412616 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K}); T_c = 345,02 \text{ K};$$

$$\rho_c = 631 \text{ кг}/\text{м}^3; p_c = 2,68036 \text{ МПа};$$

$$x_0 = 0,2394; x_1 = 0,6952; x_2 = 1,4268;$$

$$x_3 = 0,8733; x_4 = 0,6952;$$

$$x_5 = 1,4268; x_6 = 0,8733;$$

$$n_1 = 1; n_2 = 2; n_3 = 14; n_4 = 2;$$

$$n_{i0} = 1; n_{i1} = 2; n_{i2} = 3; a = 0,1;$$

$$C_{31} = -4,6125747238663; C_{41} = 0,049519274096864;$$

$$C_{51} = 1,4473465338695; C_{61} = -3,2726266303556;$$

$$C_{71} = 0,93539401518004; C_{81} = 3,1674168280524;$$

$$C_{91} = -1,7819041305617; C_{10,1} = -0,91971587119644;$$

$$C_{11,1} = 1,2691854709844; C_{12,1} = -0,48438012327618;$$

$$C_{13,1} = 0,065689351882677; C_{14,1} = -0,00077881740121098;$$

$$C_{6,0} = -0,82675885834611; C_{7,0} = 0,75590337134642;$$

$$C_{8,0} = 0,59621742206521; C_{9,0} = -0,75906542472486;$$

$$C_{10,0} = -0,13339530301834; C_{11,0} = 0,66714182388181;$$

$$C_{12,0} = -0,46219685054740; C_{13,0} = 0,13589242479027;$$

$$C_{14,0} = -0,014686658655342; C_{12} = -2,5803543894175;$$

$$C_{13} = -2,2472773330777; C_{14} = -5,3195717619847;$$

$$C_{15} = 0,56007761563382; C_{22} = 4,3782967148887;$$

$$C_{23} = -8,6831043034395; C_{24} = -3,1324120510175;$$

$$C_{25} = -2,9681201891667; C_{32} = -7,4119185377379;$$

$$C_{33} = 4,9478154182900; C_{34} = 3,9839544659448;$$

$$C_{35} = 0,54438435173819; C_{42} = -6,0599163210034;$$

$$C_{43} = 5,2097646179496; C_{52} = 13,785383310825;$$

$$C_{53} = -3,2905164125736; C_{62} = 3,7146364386066;$$

$$C_{72} = -21,878646573677; C_{82} = 12,466783215080;$$

$$C_{9,2} = 5,6846444673938; C_{10,2} = -9,6372073407099;$$

$$C_{11,2} = 4,6767901353256; C_{12,2} = -1,0437062175366;$$

$$C_{13,2} = 0,091076856171272; C_{14,2} = 0;$$

$$C_{02} = 3,4490802707538;$$

$$C_{03} = 4,4158746044348; C_{04} = 2,9223364272673;$$

$$C_{05} = 1,9690814116914; C_{06} = 0,83119719670958;$$

$$C_{07} = -0,051402587743252; u_{00} = 7,4467202168583;$$

$$u_{01} = -1,5351137020267; u_{02} = 0,24112716270362;$$

$$u_{10} = -7,5449628035497; u_{11} = u_{12} = 0;$$

$$C_{11} = -1,8904848655914; C_{21} = 3,6872138283135;$$

$$C_{10} = -0,61932815190922; C_{20} = 0,69773952576985;$$

$$\alpha = 0,11; \beta = 0,325; \Delta = 0,5.$$

Критические индексы γ и δ вычисляются с помощью равенств Гриффитса:

$$2 - \alpha = \beta\delta + \beta \text{ и } \gamma = \beta\delta - \beta.$$

На линии фазового равновесия среднеквадратические отклонения рассчитанных по единому неаналитическому уравнению состояния (11) и экспериментальных данных [3–7, 12, 13, 18, 20] составили: давления на линии упругости — $\delta p^+ = 0,4\%$; плотности на паровой ветви линии насыщения — $\delta \rho^- = 0,7\%$; плотности на жидкостной ветви линии насыщения — $\delta \rho^+ = 0,14\%$; «кажущейся» теплоты парообразования — $\delta r^* = 0,35\%$; теплоемкости насыщенной жидкости — $\delta C_x = 1,1\%$;

В однофазной области имеем следующие среднеквадратические отклонения: плотности — $\delta \rho = 0,3\%$; изохорной теплоемкости в широкой окрестности критической точки — $\delta C_v = 0,8\%$; изобарной теплоемкости — $\delta C_p = 2,4\%$;

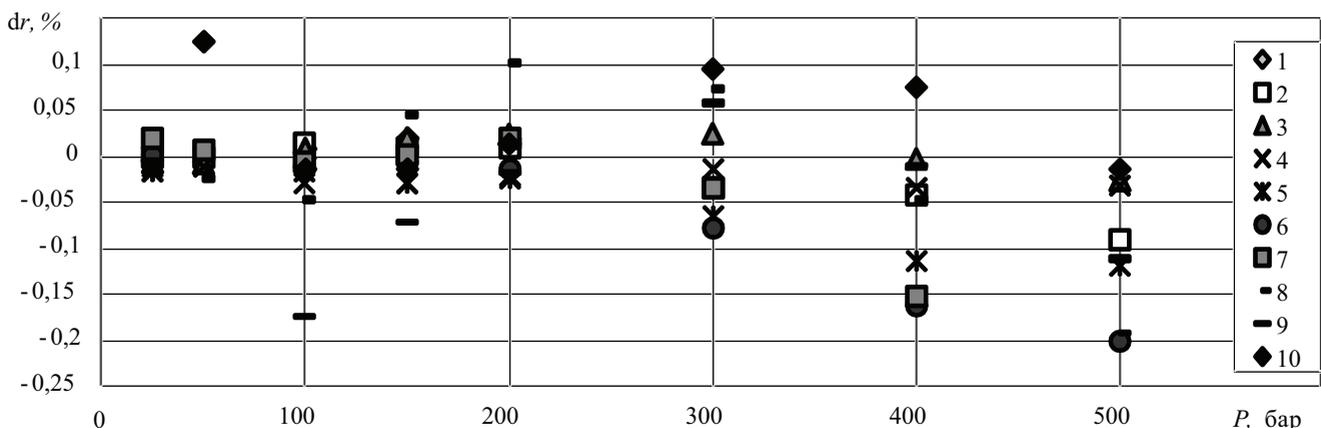


Рис. 1. Отклонения значений плотности в однофазной области, рассчитанных по уравнению (11), от опытных данных Барышева В. П. [13]. Изотермы: 1 — 133,15 К, 2 — 153,15 К, 3 — 173,15 К, 4 — 193,15 К, 5 — 213,15 К, 6 — 233,15 К, 7 — 253,15 К, 8 — 273,15 К, 9 — 293,15 К, 10 — 303,15 К.

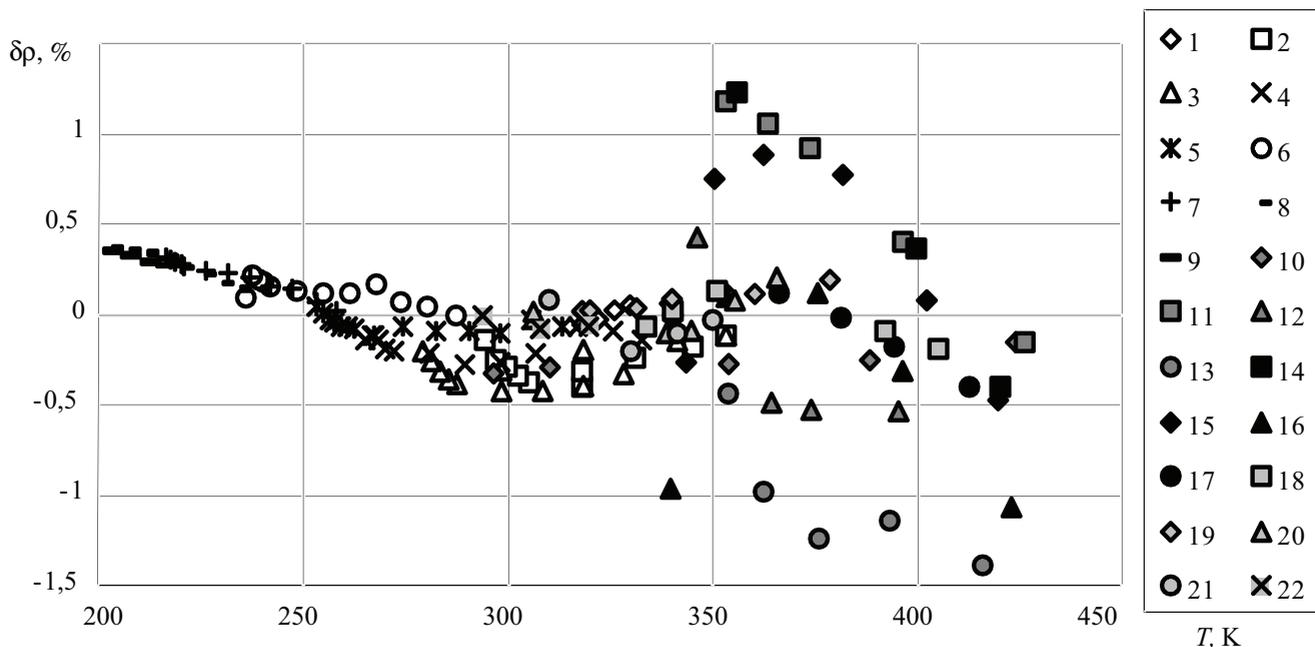


Рис. 2. Отклонения значений плотности в однофазной области, рассчитанных по уравнению (11), от опытных данных [19]: 1 — 1205 кг/м³, 2 — 1347 кг/м³, 3 — 1428 кг/м³, 4 — 1496 кг/м³, 5 — 1546 кг/м³, 6 — 1613 кг/м³, 7 — 1687 кг/м³, 8 — 1746 кг/м³, 9 — 1795 кг/м³; от опытных данных [13]: 10 — 64,6 кг/м³, 11 — 171,5 кг/м³, 12 — 296 кг/м³, 13 — 706 кг/м³, 14 — 884 кг/м³, 15 — 928 кг/м³, 16 — 1003 кг/м³, 17 — 1104 кг/м³, 18 — 1137 кг/м³, 19 — 1220 кг/м³, 20 — 1280 кг/м³, 21 — 1326 кг/м³, 22 — 1377 кг/м³.

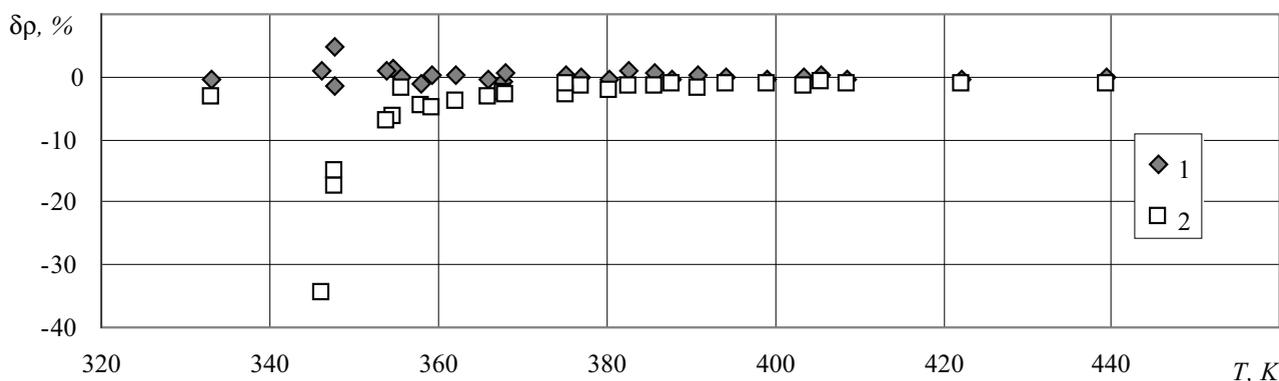


Рис. 3. Отклонения экспериментальных значений плотности Brown I. A. [4] от рассчитанных: 1 — по уравнению состояния (11); 2 — по уравнению состояния [1].

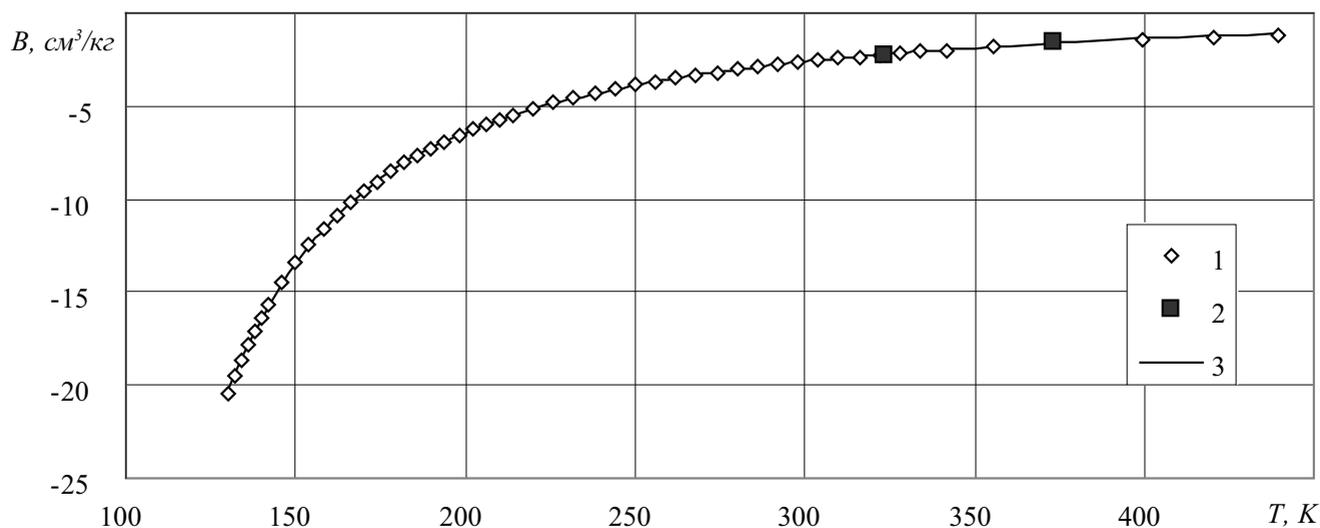


Рис. 4. Отклонение значений второго вириального коэффициента, рассчитанного по уравнению данной работы от: 1 — значений $B(T)$, рассчитанных по уравнению [2]; 2 — экспериментальных данных [11]; 3 — по уравнению состояния (11).

скорости звука — $\delta w = 2,2\%$. Отклонения значений плотности, рассчитанных по уравнению состояния (11), от экспериментальных данных [13] представлены на рис. 1, 2. Среднеквадратическое отклонение ϵ_p значений плотности, рассчитанных по уравнению (11), от опытных данных [13] в диапазоне температур 133,15–323,15 К составляет 0,04%. Значение ϵ_p при сравнении значений плотности, рассчитанных по уравнению (11) с опытными данными [19] равно 0,2%. Единое уравнение состояния (11) не только качественно, но и количественно верно передает поведение изохорной теплоемкости в окрестности критической точки (см. рис. 3): отклонение расчетных значений C_v от экспериментальных данных [21] не превышает 2,2%.

Следует обратить внимание на тот факт, что уравнение состояния [1] хорошо описывает данные об изохорной теплоемкости [21] на околкритической изохоре, однако, в целом отклонение расчетных значений C_v от данных [21] достигает 5%. Погрешность описания плотности на основе фундаментального уравнения состояния [1] становится как в области плотной жидкости так и в широкой окрестности критической точки недопустимо большой и составляет соответственно 1,6% и 35% (рис. 3).

Важной характеристикой единого уравнения состояния является его способность описывать в широком интервале температур второй вириальный коэффициент [21–23]. Из рис. 4 видно, что включение в минимизируемый функционал (9) слагаемого, отвечающего за описание второго вириального коэффициента, позволило описать поведение $B(T)$ и количественно и качественно верно в интервале температур от 130 К до 440 К.

Как выше показано, предложенное в работе уравнение состояния (11) с новой кроссоверной функцией (3) и качественно и количественно верно передает характерные особенности термодинамической как в регулярной области, так и в окрестности критической точки.

Список литературы

1. *Lemmon E. W., Span R.* Short Fundamental Equations of State for 20 Industrial Fluids // J. Chem. Eng. Data. 2006.
2. *Bouchot C.; Richon D.* Direct Pressure-Volume-Temperature and Vapor-Liquid Equilibrium Measurements with a Single Equipment Using a Vibrating Tube Densimeter up to 393 K and 40 MPa: Description of the Original Apparatus and New Data // Ind. Eng. Chem. Res. 1998. Vol. 37.
3. *Defibaugh D. R., Moldover M. R.* Compressed and Saturated Liquid Densities for 18 Halogenated Organic Compounds // J. Chem. Eng. Data 1997. 42.
4. *Brown I. A.* Physical properties of perfluoropropane // J. Chem. Eng. Data. 1963. Vol. 8. № 11.
5. *Fang F., Ioffe J.* Thermodynamic properties of perfluoropropane // J. Chem. Eng. Data. 1966. Vol. 11. № 3.
6. *Pace E. L., Plaush A. C.* Thermodynamic properties of octafluoropropane from 14 K to its normal boiling point. An estimates of the barrier to internal rotation from the entropy and heat capacity of the gas // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. № 1. P. 38–43.
7. *Владимиров Б. П., Швец Ю. Ф.* Давление насыщенных паров фреонов 218, 329 и азеотропной смеси R116 и R23. // Теплофиз. св-ва веществ и материалов. 1989. Вып. 28.
8. *Пономарева О. П., Романов В. К.* Изобарная теплоемкость холодильных агентов. // Теплофизические свойства веществ и материалов. 1989. Вып. 28.
9. *Беляева О. В., Гребеньков А. Ж., Тимофеев Б. Д.* Скорость звука в хладагентах R125, R218 и растворе R134a/R152a в жидкой фазе. // Теплофизические свойства холодильных агентов и процессы теплообмена: Межвуз. Сб. науч. тр. — СПб: СПбГАХИТ, 1995.
10. *Doulin D. R., Harrison R. H., Moore T., McCullough J. P.* Tetrafluoromethane: $P-V-T$ and Intermolecular Potential Energy Relations // J. Chem. Phys. 1961. Vol. 35.
11. *Dantzler E. M., Knobler C. M.* Interaction Virial Coefficients in Fluorocarbon Mixtures // J. Phys. Chem. 1969. Vol. 73. № 6.
12. *Рыков В. А., Устюжанин Е. Е., Попов П. В., Кудрявцева И. В., Рыков С. В.* Хладон R-218. Плотность, энтальпия, энтропия, изобарная и изохорная теплоемкости, скорость звука в диапазоне температур 160...470 К и давлений 0,001...70 МПа. ГСССД 211–05. Деп. в ФГУП «Стандартинформ» 08.12.2005 г., № 813–05 кк.
13. *Барышев В. П.* Комплексное исследование теплофизических свойств фреона-218 // Дис... на соискание уч. ст. канд. техн. наук. — Л. 1981.
14. *Рыков С. В.* Метод построения асимметричного масштабного уравнения состояния в физических переменных // Дис... на соискание уч. ст. канд. техн. наук. — СПб.: СПбГУНиПТ, 2009.
15. *Рыков В. А.* Структурная форма единого уравнения состояния, верно воспроизводящего широкую окрестность критической точки // ИФЖ. 1985. Т. 49. № 4.
16. *Рыков В. А.* Масштабное уравнение состояния в $p-T$ -переменных с учетом неасимптотических членов. // ЖФХ. 1985. Т. 59. № 8.
17. *Рыков В. А., Кудрявцева И. В., Рыков С. В.* Уравнение состояния R218, учитывающее особенности критической области // Сборник трудов II Международной научно-технической конференции «Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ». — СПб. 2012.
18. *Рябушева Т. И.* Исследование изохорной теплоемкости холодильных агентов // Дис... на соискание уч. ст. канд. техн. наук. — Л.: ЛТИХП, 1979.
19. *Klomefar J., Součková M, Pátek J.* Experimental study of $p-p-T$ relationship of compressed liquid phase for octafluoropropane and two near azeotropic ternary HFC/HC mixtures // J. Chem. Eng. Data. 2012. Vol. 57.
20. *Mousa A. N., Kay W. B., Kreglewski A.* The critical constant of binary mixtures of certain perfluoro-compounds with alkanes. // J. Chem. Thermodynamics. 1972. № 4.
21. *Рыков В. А.* Единое неаналитическое уравнение состояния газа и жидкости и таблицы термодинамических свойств аргона и хладагентов R134a, R218, R134a // Дис... на соискание уч. ст. докт. техн. наук. — СПб.: СПбГУНиПТ, 2000.
22. *Клецкий А. В., Митронов В. В.* Второй вириальный коэффициент метана. // Вестник Международной академии холода. 2012. № 4.
23. *Кудрявцева И. В., Рыков В. А., Рыков С. В.* Асимметричное единое уравнение состояния R134a. // Вестник Международной академии холода. 2008. № 2.