

Сравнительное исследование скейлинговых моделей для описания плотности на линии насыщения

**Воробьев В.С.¹, Рыков В.А.², Устюжанин Е. Е.², Шишаков В.В.²,
Попов П. В.³**

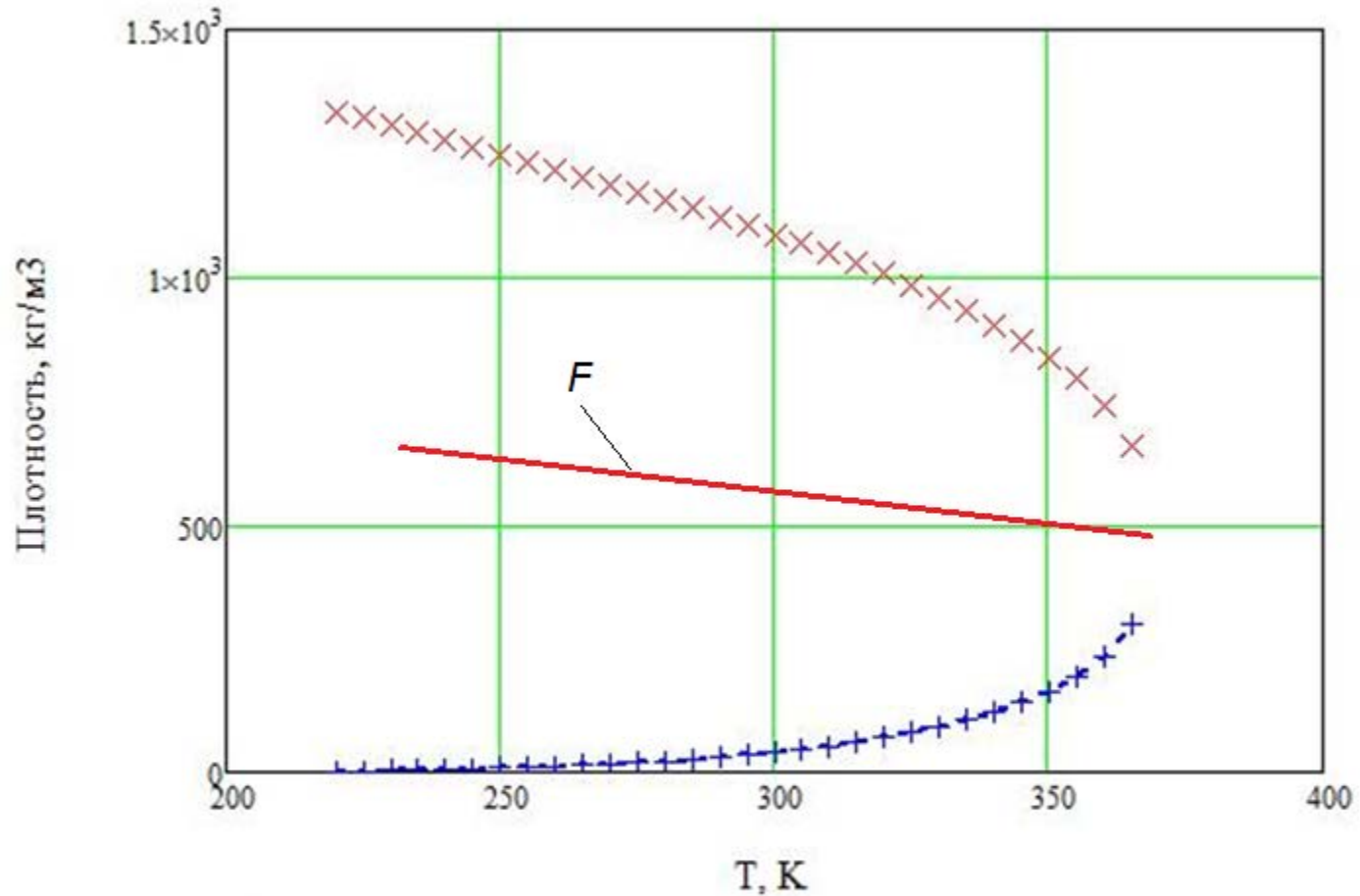
¹ ОИВТ РАН

² Национальный исследовательский университет “МЭИ”

³ ВНИИМС

E -mail: evgust@gmail.com

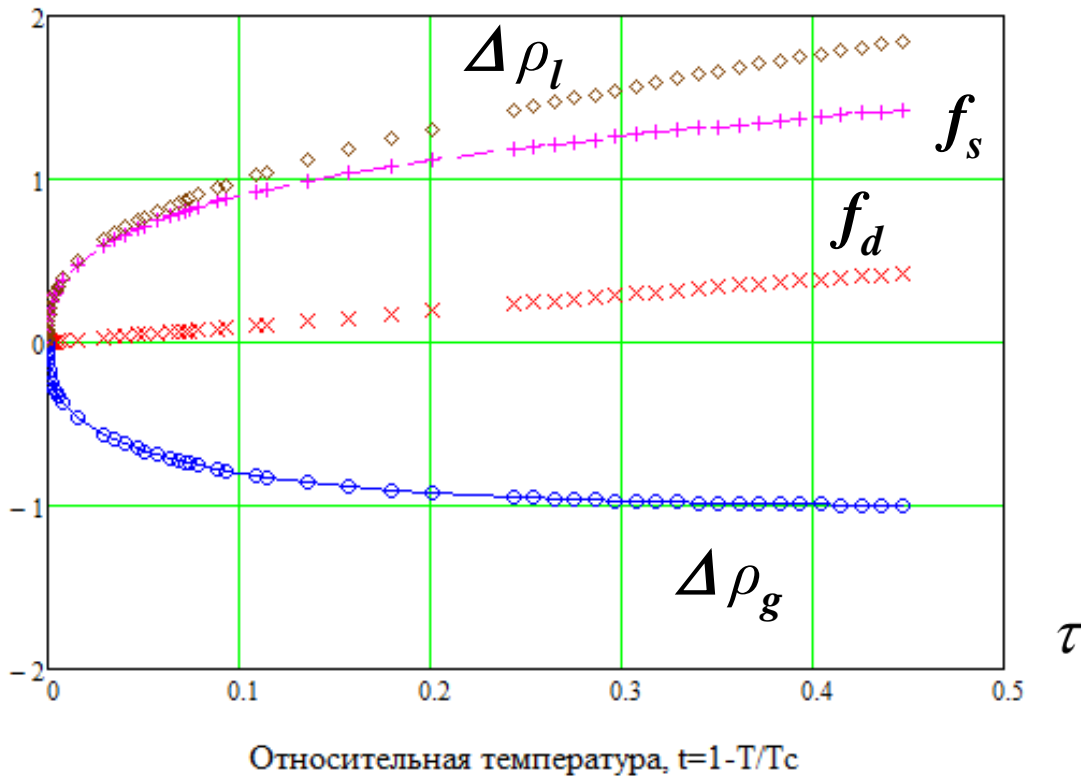
Рис. 1. Опытные (исходные) данные о плотности ρ_l и ρ_g на линии насыщения эфира *HFO-1234yf*



× × Плотность жидкости
+ + Плотность газа

F – размерный средний диаметр

Рис. 2. Функции: $\Delta \rho_{lg}$, f_s и f_d . DEE



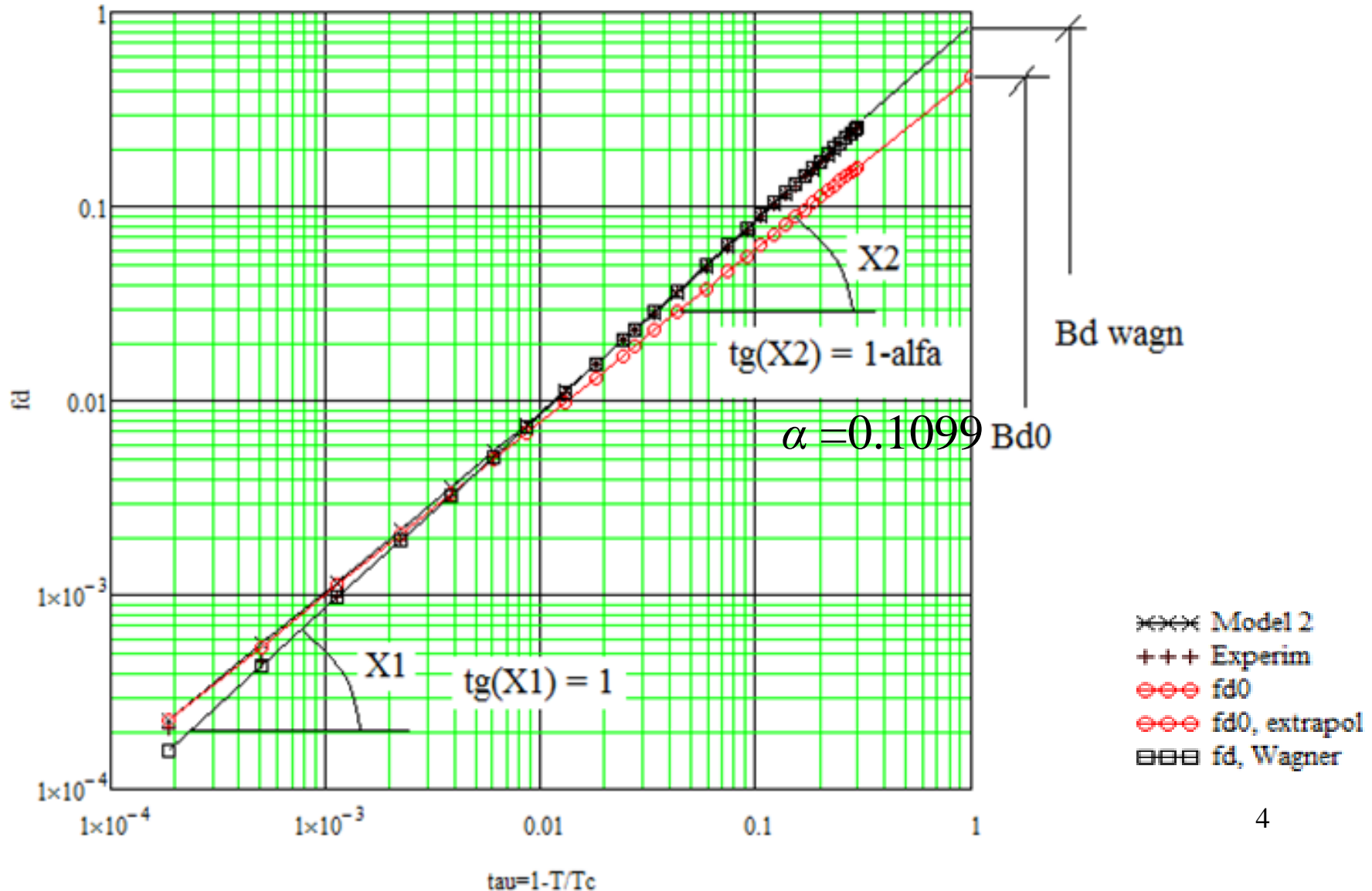
- ××× Средний диаметр
- +++ Параметр порядка
- ⊙⊙⊙ Относительная плотность газа
- ◇◇◇ Относительная плотность жидкости

$\Delta \rho_{lg} = (\rho_{lg} - \rho_c) / \rho_c$ -
относительное расстояние по
плотности (жидкость, газ),

$f_s = (\rho_l - \rho_g) / (2\rho_c)$ - параметр порядка,
 $f_d = (\rho_l + \rho_g) / (2\rho_c) - 1$ - средний диаметр,
 $\tau = 1 - T/T_c$ - приведенная температура.

Рис. 3. Средний диаметр f_d в логарифмических координатах по различным моделям. SF6
 ooo - Модель 0, □ - линейная модель Вагнера [6]

$$f_d = B_{d \text{ Wagn}} \tau$$



Модель 0 для приведенной плотности $\Delta\rho_{lg}$

$$\Delta\rho_l = B_{s0}\tau^\beta + B_{d0}\tau^{1-\alpha}, \quad \Delta\rho_g = -B_{s0}\tau^\beta + B_{d0}\tau^{1-\alpha}, \quad (1)$$

где шесть характеристик $D = (\beta, \alpha, \rho_c, T_c, B_{s0}, B_{d0})$ определяют Модель 0. **Модель 0** работает в асимптотической области $\Delta\tau_{as} \approx 0.001$, для нее выполняются условия **сингулярности** согласно масштабной теории критических явлений (МТ) :

$$d(\Delta\rho_l)/d\tau \rightarrow \infty \quad \text{и} \quad d(\Delta\rho_g)/d\tau \rightarrow -\infty \quad \text{при} \quad T \rightarrow T_c \quad (2)$$

Модель 1 для свойств $F = (f_s, f_d)$

$$f_s = B_{s0}\tau^\beta + B_{s1}\tau^{\beta+\Delta} + B_{s2}\tau^{\beta+2\Delta}, \quad (3)$$

$$f_d = B_{d0}\tau^{1-\alpha} + B_{d1}\tau^{1-\alpha+\Delta} + B_{d2}\tau^{1-\alpha+2\Delta}, \quad (4)$$

В скейлинговой области $\Delta\tau_{scale} \approx 0.1$ модель (3,4) удовлетворительно описывает опытные ρ_l, ρ_g, T – данные.

1 Анализ некоторых скейлинговых моделей

Является распространенной до 2000 г. скейлинговая модель Вегнера [2], в которой используются следующие ряды

$$f_s = (\rho_l - \rho_g)(2\rho_c)^{-1} = B_{s0}\tau^{\beta_1} + B_{s1}\tau^{\beta_1+\Delta}, \quad (1)$$

$$f_d = (\rho_l + \rho_g)(2\rho_c)^{-1} - 1 = B_{d0}\tau^{1-\alpha_1} + B_{d1}\tau^{1-\alpha_1+\Delta} + B_{d2}\tau, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = 0.109$ и $\beta_1 = 0.325$ – показатели, отвечающие масштабной теории критических явлений (МТ), $\Delta = 0.5$ – поправка для первого неасимптотического члена, (B_{si}, B_{di}) – коэффициенты, определяемые статистической обработкой опытных данных.

Наш анализ показывает, что в литературе существует набор значений $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \dots)$, охватывающий широкий интервал.

Первый теоретический шаг в построении функций $(\rho_g, \rho_l, f_s, f_d \dots)$ был сделан Ландау [1,3]. Им было использовано специальное разложение функции g (плотность свободной энергии), которая содержит аргументы: относительную плотность $(\Delta\rho = \rho/\rho_c - 1)$ и τ , в окрестности критической точки и получены следующие выражения

$$\Delta\rho_{g,l} = \pm ((a/c)\tau^{\beta_2} + (b/(2c))\tau^{1-\alpha_2}) = \pm f_s + f_d = \pm B_{s0}\tau^{\beta_2} + B_{d0}\tau^{1-\alpha_2}, \quad (3)$$

где $\Delta\rho_g$ и знак « $-$ » относится к газовой ветви, $\Delta\rho_l$ и знак « $+$ » относится к жидкой ветви, $a_2 = 0$ и $\beta_2 = 0.5$ – теоретические значения показателей, полученные Ландау [3].

В работе Анисимова [9], 2007 г., и работе Абдулагатова [5], 2011 г., рассмотрена модель, которая опирается на гипотезу, именуемую как «аномалия Yang - Yang» [11]

$$f_s = B_{s0} \tau^{\beta_1} + B_{s1} \tau^{\beta_1 + \Delta} \quad , \quad f_d = B_{d0} \tau^{1 - \alpha_1} + B_{d1} \tau \quad , \quad (4)$$

Коэффициенты $B = (B_{si}, B_{di})$ определены статистической обработкой опытных данных в интервале $\tau_{low} \dots \tau_{high} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$. В диаметре f_d (4) показатели $2\beta_1 \approx 0.65$, и $(1 - \alpha_1)$ связаны неравенством $2\beta_1 < (1 - \alpha_1)$, и поэтому компонент $B_{d0} \tau^{2\beta_1}$ является лидирующим. В [9] рассмотрена связь диаметра f_d и таких аргументов, как химический потенциал μ , энтропия s , давление насыщения P и C_v . Также показано, что:

а) $B_{d0} \approx B_{s0}^2$,

б) численные данные о модели (12) получены на примере нескольких веществ, включая метан, для которых уравнение (5) содержит отрицательный коэффициент B_{d0} , то есть $B_{d0} < 0$, а для нескольких веществ получено значение $B_{d0} > 0$,

в) индекс α_1 входит в скейлинговые функции для P и C_v .

2 Корреляция диаметра f_d и химических потенциалов на линии насыщения

Рассмотрим дифференциальные уравнения термодинамики для химических потенциалов μ_l и μ_g для жидкости и газа на линии насыщения в виде

$$(d\mu_l/dT) = v_l (dP/dT) - s_l, \quad (1)$$

$$(d\mu_g/dT) = v_g (dP/dT) - s_g, \quad (2)$$

где dP/dT - производная от давления насыщения по температуре, (v_g, v_l, s_l, s_g) – удельный объем и энтропии на линии насыщения.

Суммирование (1) и (2) дает

$$d\mu_g/dT + d\mu_l/dT = (v_g + v_l)(dP/dT) - (s_g + s_l). \quad (3)$$

Выполним некоторые преобразования, используя (3), для получения выражений: а) для суммы $\rho_g + \rho_l$ и б) для диаметра f_d .

На первом шаге представим сумму объемов в форме

$$v_g + v_l = (\rho_g + \rho_l) / (\rho_g \rho_l). \quad (4)$$

На втором шаге запишем сумму плотностей, привлекая (3) и (4)

$$\rho_g + \rho_l = (v_g + v_l) / (\rho_g \rho_l) = (d\mu_g/dT + d\mu_l/dT + s_g + s_l) (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l). \quad (5)$$

На третьем шаге представим компоненты, входящие в (5), при таких малых τ , при которых значимыми являются лидирующие скейлинговые члены являются $B_{s0}\tau^\beta$ и $B_{d0}\tau^{(1-\alpha)}$. На основании формул, представленных в [1,5,7,8,12], запишем эти компоненты в виде

$$dP/dT = B_{pl} (1 - B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} + o(\tau)) \approx B_{pl} (1 - B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}),$$

где $(dP/dT)_c = B_{pl}$,

$$d\mu_g/dT = B_{Mlg} (1 - B_{M0g} \tau^{(1-\alpha)} + o(\tau)) \approx B_{Mlg} (1 - B_{M0g} \tau^{(1-\alpha)}),$$

где $(d\mu_g/dT)_c = B_{Mlg}$,

$$d^2\mu_g/dT^2 = B_{Clg} C_{vg}(\tau) = B_{C2g} \tau^{-\alpha},$$

$$d\mu_l/dT = B_{Mll} (1 - B_{M0l} \tau^{(1-\alpha)} + o(\tau)) \approx B_{Mll} (1 - B_{M0l} \tau^{(1-\alpha)}),$$

где $(d\mu_l/dT)_c = B_{Mll}$,

$$d^2\mu_l/dT^2 = B_{Cll} C_{vl}(\tau) = B_{C2l} \tau^{-\alpha},$$

$$s_g = B_{Sg} \tau^{(1-\alpha)} v_g + A_{s1} + A_{s2} \tau + (B_1 + B_2 \tau) v_g + o(\tau),$$

$$s_l = B_{Sl} \tau^{(1-\alpha)} v_l + A_{s1} + A_{s2} \tau + (B_1 + B_2 \tau) v_l + o(\tau). \quad (6)$$

Примем условия для плотности:

$$\rho_l = \rho_c (1 + B_{s0} \tau^\beta + B_{d0} \tau^{(1-\alpha)}) \text{ и } \rho_g = \rho_c (1 - B_{s0} \tau + B_{d0} \tau^{(1-\alpha)}).$$

Комплекс $(\rho_g \rho_l)$ выразим в форме

$$\rho_g \rho_l = \rho_c^2 (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + \dots) \approx \rho_c^2 (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}). \quad (7)$$

На пятом запишем объемы v_l и v_g в виде

$$v_l = 1/(\rho_l) = 1/(\rho_c(1 + \Delta\rho_l)) = (1/\rho_c)(1 - \Delta\rho_l + \Delta\rho_l^2 + \dots) \approx (1/\rho_c)(1 - B_{s0}\tau^\beta - B_{d0}\tau^{(1-\alpha)} + B_{s0}^2\tau^{2\beta}),$$

$$v_g = 1/(\rho_g) = 1/(\rho_c(1 + \Delta\rho_g)) = (1/\rho_c)(1 - \Delta\rho_g + \Delta\rho_g^2 + \dots) \approx (1/\rho_c)(1 + B_{s0}\tau^\beta - B_{d0}\tau^{(1-\alpha)} + B_{s0}^2\tau^{2\beta}), \quad (8)$$

где $\Delta\rho_l = B_{s0}\tau^\beta + B_{d0}\tau^{(1-\alpha)}$, $\Delta\rho_l^2 = B_{s0}^2\tau^{2\beta} + B_{d0}\tau^{2(1-\alpha)} + \dots$ – компонент, полученный как квадратичный член ряда Маклорена для множителя $1/(1 + \Delta\rho_l)$;

$$\Delta\rho_g = -B_{s0}\tau^\beta + B_{d0}\tau^{(1-\alpha)}, \quad \Delta\rho_g^2 = B_{s0}^2\tau^{2\beta} + B_{d0}\tau^{2(1-\alpha)} + \dots$$

На шестом шаге запишем следующие комплексы, входящие в (5), в виде

$$\begin{aligned} d\mu_g/dT (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l) &= \\ &= B_{M1g} (1 - B_{M0g} \tau^{(1-\alpha)}) B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_c^2 (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) = \\ &= A_{Mg} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{M0g} \tau^{(1-\alpha)} + \dots)(1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) = \\ &= A_{Mg} (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} \dots), \end{aligned}$$

$$\text{где } A_{Mg} = B_{M1g} B_{pl}^{-1} \rho_c^2,$$

$$\begin{aligned} d\mu_l/dT (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l) &= \\ &= B_{M1l} (1 - B_{M0l} \tau^{(1-\alpha)}) B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_c^2 (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) = \\ &= A_{Ml} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{M0l} \tau^{(1-\alpha)} + \dots)(1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) = \\ &= A_{Ml} (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} \dots), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } A_{Ml} = B_{M1l} B_{pl}^{-1} \rho_c^2.$$

Запишем комплексы $s_g (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l)$ и $s_l (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l)$, выделяя в первую очередь члены, содержащие функцию $\tau^{2\beta}$

$$\begin{aligned}
 s_g (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l) &= B_{Sg} \tau^{(1-\alpha)} B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_l + \\
 &+ (A_{s1} + A_{s2} \tau) B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_c^2 (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) + \\
 &+ (B_1 + B_2 \tau) B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_l = \\
 &= A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 + B_1 B_{pl}^{-1} \rho_c - A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + \dots, \\
 \\
 s_l (dP/dT)^{-1} (\rho_g \rho_l) &= B_{Sl} \tau^{(1-\alpha)} B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_g + \\
 &+ (A_{s1} + A_{s2} \tau) B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_c^2 (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) + \\
 &+ (B_1 + B_2 \tau) B_{pl}^{-1} (1 + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)}) \rho_g = \\
 &= A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 + B_1 B_{pl}^{-1} \rho_c - A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + \dots. \quad (10)
 \end{aligned}$$

На седьмом шаге получим выражение для суммы $(\rho_g + \rho_l)$, используя (9,10) и выделяя в первую очередь члены, содержащие функцию $\tau^{2\beta}$, в виде

$$\begin{aligned}
 \rho_g + \rho_l &= A_{Mg} (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} \dots) + \\
 &+ A_{Ml} (1 + 2B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - B_{s0}^2 \tau^{2\beta} + B_{p0} \tau^{(1-\alpha)} \dots) + \\
 &+ 2 (A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 + B_1 B_{pl}^{-1} \rho_c - A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 B_{s0}^2 \tau^{2\beta}) + \dots. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Коэффициенты и параметры (11) связаны соотношением для критической точки

$$2 \rho_c = A_{Mg} + A_{Ml} + 2 (A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 + B_1 B_{pl}^{-1} \rho_c).$$

Записываем сумму $\rho_g + \rho_l$, выделяя в первую очередь члены, содержащие функцию $\tau^{2\beta}$, в форме

$$\begin{aligned} \rho_g + \rho_l &= 2\rho_c + 2A_{Mg} B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} - A_{Mg} B_{s0}^2 \tau^{2\beta} - A_{Ml} B_{s0}^2 \tau^{2\beta} - 2A_{s1} B_{pl}^{-1} \rho_c^2 B_{s0}^2 \tau^{2\beta} \dots = \\ &= 2\rho_c + 2A_{d0} \rho_c \tau^{(1-\alpha)} + 2A_{d2} \rho_c \tau^{2\beta} + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

Используя (12), представляем выражение для f_d в виде

$$f_d = A_{d0} \tau^{(1-\alpha)} + A_{d2} \tau^{2\beta} + \dots \quad (13)$$

Рассмотренный методический подход показывает, что можно получить модель для диаметра f_d , которая согласуется с моделями (4) и (9) по следующему признаку: эта модель содержит сингулярный компонент, имеющий функцию $\tau^{2\beta}$.

3 Численные данные о скейлинговых уравнениях для шестифтористой серы

Представляет интерес сделать сравнительный анализ упомянутых уравнений на примере описания свойств $(\rho_l, \rho_g, f_s, f_d)$ для шестифтористой серы, которая выбрана как тестовое вещество, которое имеет наиболее точные опытные (ρ_g, ρ_l, T) – данные [10] в интервале от $\tau_{low} = 10^{-4}$ до $\tau_{tr} = 0.3$. Наряду с этим необходимо решить задачу: получить опытные оценки для параметров рассматриваемых скейлинговых уравнений.

Рассмотрим уравнения, исследованные в [4,8] с численными параметрами применительно к SF_6 и имеющие вид

$$f_s = B_{s0} \tau^{\beta_4} + B_{s1} \tau^{\beta_4+\Delta} + B_{s2} \tau^{\beta_4+2\Delta} + B_{s3} \tau^2 + B_{s4} \tau^3, \quad (14)$$

$$f_d = B_{d0} \tau^{1-\alpha_4} + B_{d1} \tau^{1-\alpha_4+\Delta} + B_{d2} \tau^{1-\alpha_4+2\Delta} + B_{d3} \tau^2 + B_{d4} \tau^3, \quad (15)$$

где $(B_{si}, B_{di}, i = 0, 1, 2)$ – коэффициенты, относящиеся к F_{scale} , $(B_{si}, B_{di}, i = 3, 4)$ – коэффициенты, относящиеся к F_{reg} .

Уравнения (14,15) включают оптимальные значения критических параметров $(T_c, \rho_c, a_4, \beta_4, B_{s0}, B_{d0})$, которые вычисляются вместе с коэффициентами (B_{si}, B_{di}) на основе опытных (ρ_g, ρ_l, T) – данных Вагнера [10] и нелинейного метода наименьших квадратов (НМНК) [4,8].

Таблица 1. Параметры уравнений (14,15)

$\rho_c, \text{ кг/м}^3$	$T_c, \text{ К}$	$a_4,$	β_4	B_{s0}	B_{s1}	B_{s2}
742.255	318.709	0.1099	0.3474	1.9575	-0.024777	0.142317
B_{s3}	B_{s4}	B_{d0}	B_{d1}	B_{d2}	B_{d3}	B_{d4}
-1.324779	1.60129	0.4695	0.597385	0.85706	-1.250538	0.334847

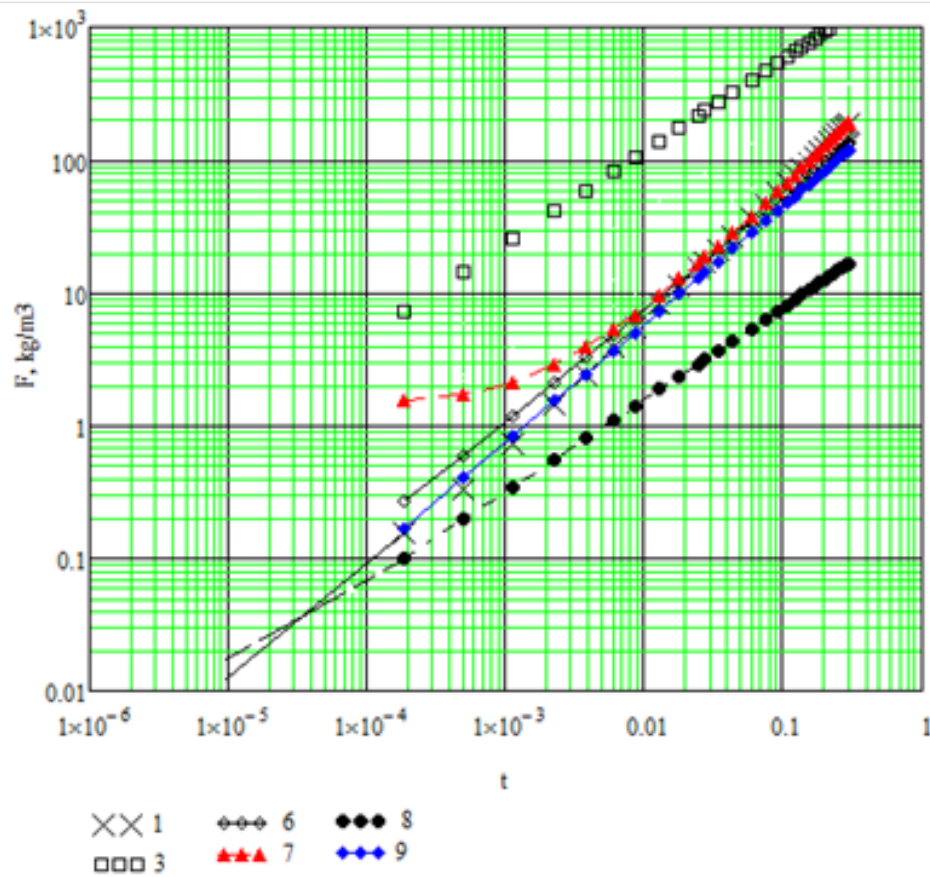


Рис. 4. Размерный средний диаметр F

1 – function F_{exp} , built from experimental (ρ_g, ρ_l, T) -data [11],
 3 – term $B_{s0}^2 \tau^{2\beta_4} \rho_c$, 6 – sum of terms $B_{d_{\text{exp}}} \tau^{2\beta_4} \rho_c + B_{d0} \tau^{1-\alpha_4} \rho_c$;
 7 – limit F_{high} , 8 – term $B_{d_{\text{exp}}} \tau^{2\beta_4} \rho_c$, 9 – term $B_{d0} \tau^{1-\alpha_4} \rho_c$

Нами введена дополнительная размерная функция F в виде

$$F = (\rho_g + \rho_l)/2 - \rho_c = \rho_c f_d . \quad (16)$$

Функция F (16), построенная с помощью уравнения (15), удовлетворительно согласуется с функцией F_{exp} (символы 1, рис. 1), рассчитанной по опытным ρ_g, ρ_l, T - данным [10] и имеет погрешность $\delta F_{exp} \approx 2 \delta \rho_{exp}$, здесь $\delta \rho_{exp}$ - погрешность данных [10]. Отклонение функции F от F_{exp} лежит в границах $\Delta \rho = \pm 1.4 \text{ кг/м}^3$ при $\tau = \tau_{low} \dots$ 0.3. Хорошее (в пределах оценки δF_{exp}) согласование функции F , соответствующей уравнению (16), и функции F_{exp} позволяет сделать вывод: диаметр f_d (15) имеет малую погрешность.

Экспериментальные значения F_{exp} предоставляют некоторый вариант для эмпирического определения члена F_β , которым можно дополнить член F_α и получить расчетное значение функции F_{opt} , которое удовлетворительно согласуется с величинами F_{exp} и имеет форму

$$F_{opt} = F_\alpha + F_\beta.$$

Заключение

Нами рассмотрен компонент $F_\beta = B_{d\text{exp}} \tau^{2\beta_4} \rho_c$ (символ 8), который соответствует следующим условиям:

а) $B_{d\text{exp}} = 0.0518$,

б) сумма $F_{opt} = B_{d\text{exp}} \tau^{2\beta_4} \rho_c + B_{d0} \tau^{1-\alpha_4} \rho_c$, представляющая собой функцию F_{opt} (симв. 6), располагается между функцией F_{exp} и границей F_{high} при $\tau = \tau_{low} \dots 0.0.01$,

в) член F_β (символы 8) пересекается с членом F_α (символы 9) при $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$.

При меньших τ член F_β становится лидирующим по сравнению с членом F_α , то есть можно принять, что имеется температурная граница $\tau_A = 3 \cdot 10^{-5}$, ниже которой диаметр f_d имеет вид

$$f_d \approx f_{d\beta} = B_{d\text{exp}} \tau^{2\beta_4}. \quad (17)$$

Удовлетворительное согласование функции F_{opt} и функции F_{exp} позволяет допустить, что диаметр f_d имеет форму при $\tau = \tau_{low} \dots 0.0.01$

$$f_{d\text{opt}} \approx B_{d0} \tau^{1-\alpha_4} + B_{d\text{exp}} \tau^{2\beta_4}. \quad (18)$$



Рис. 5. Пограничная кривая $\Delta\rho_{lg}(\tau)$, скейлинговая зона. Модель 0 и эксперимент. SF_6

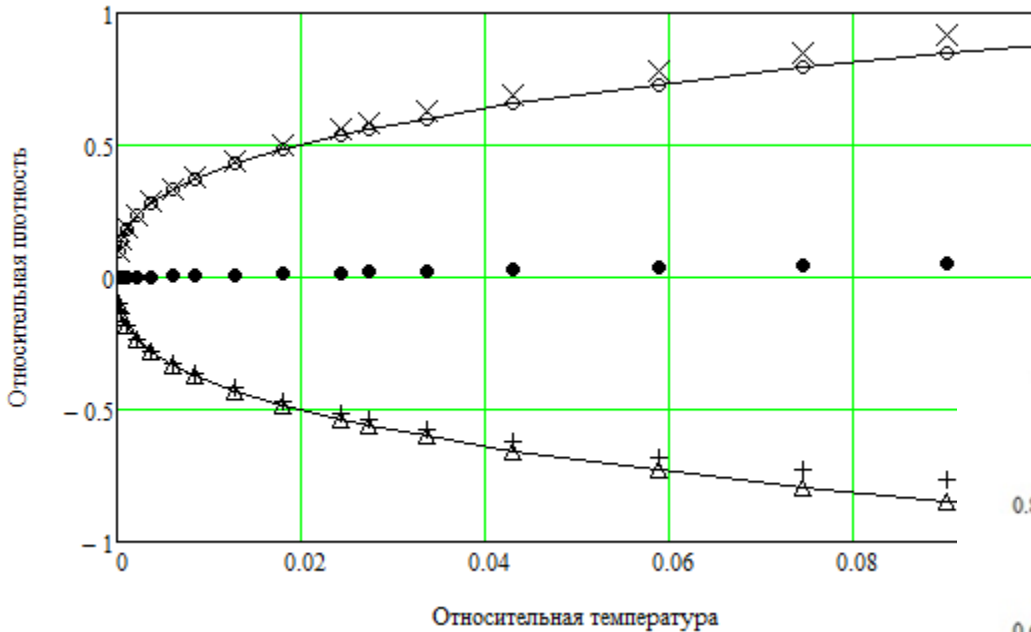


Рис. 5 Диаметр f_d . SF_6

$A \rightarrow B_d = 0.8574204$ (модель Вагнера)

$B \rightarrow B_{d0} = 0.469$ (Модель 0)

$C \rightarrow B_{dexp} = 0.0518$

$f_{d\beta} = B_{dexp} \tau^{2\beta_4}$

□□□ fd, эксперимент

⊖⊖⊖ Линейная модель Вагнера

— $B_{d0} \tau^{1-\alpha_4} \rho_c$ (Модель 0)

- ×× Жидкость, эксперимент
- + + Газ, эксперимент
- ⊖⊖⊖ f_s (Модель 0)
- △△ - f_s (Модель 0)
- f_d (Модель 0)

Рис. 6.

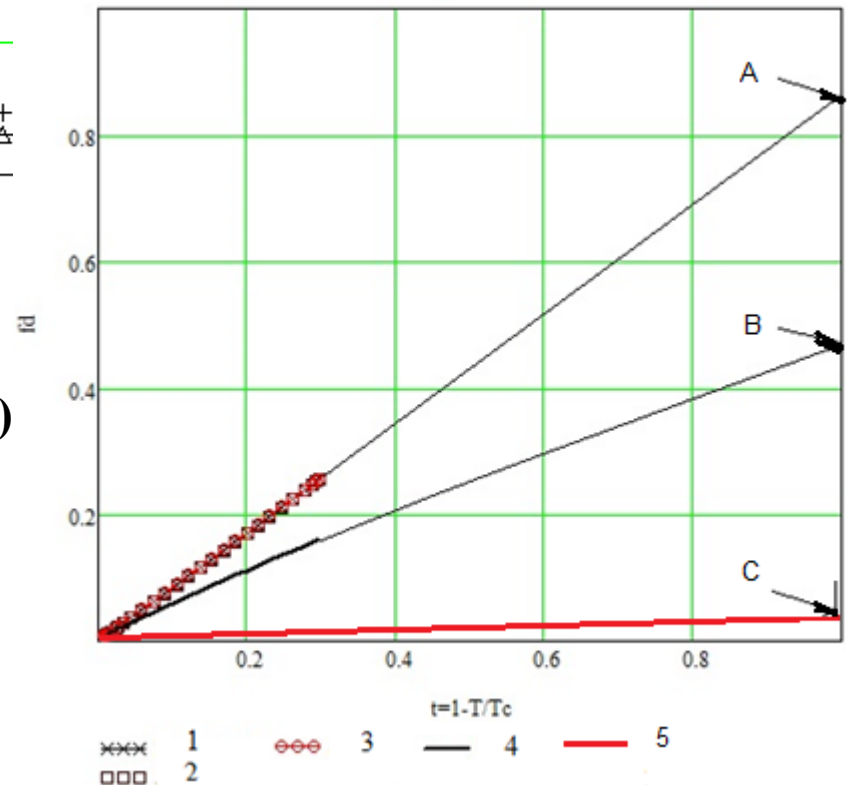
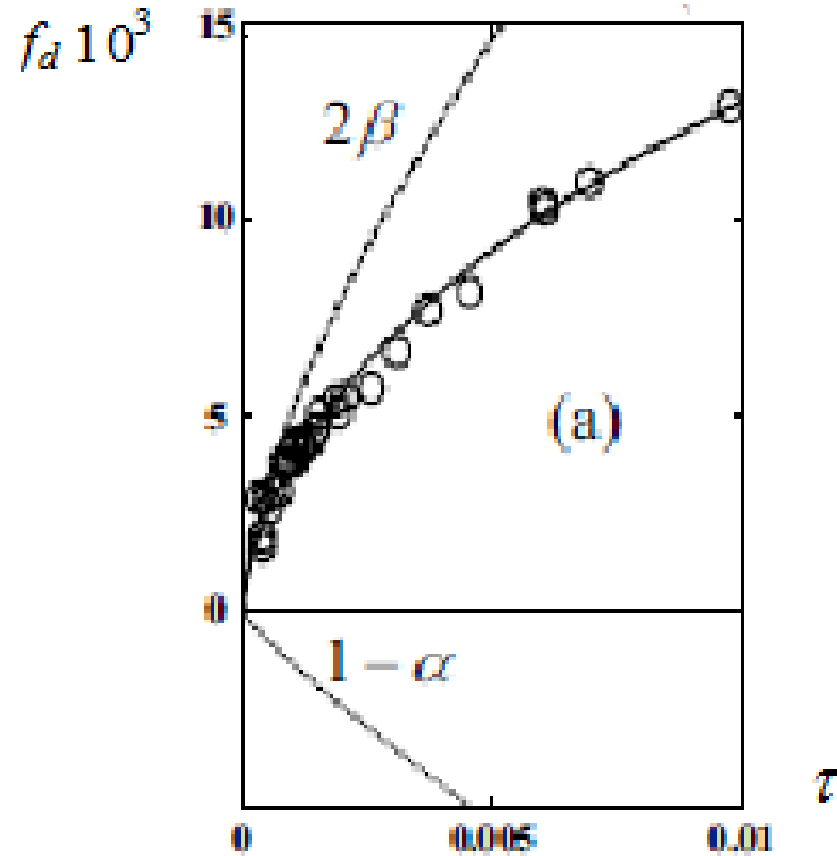


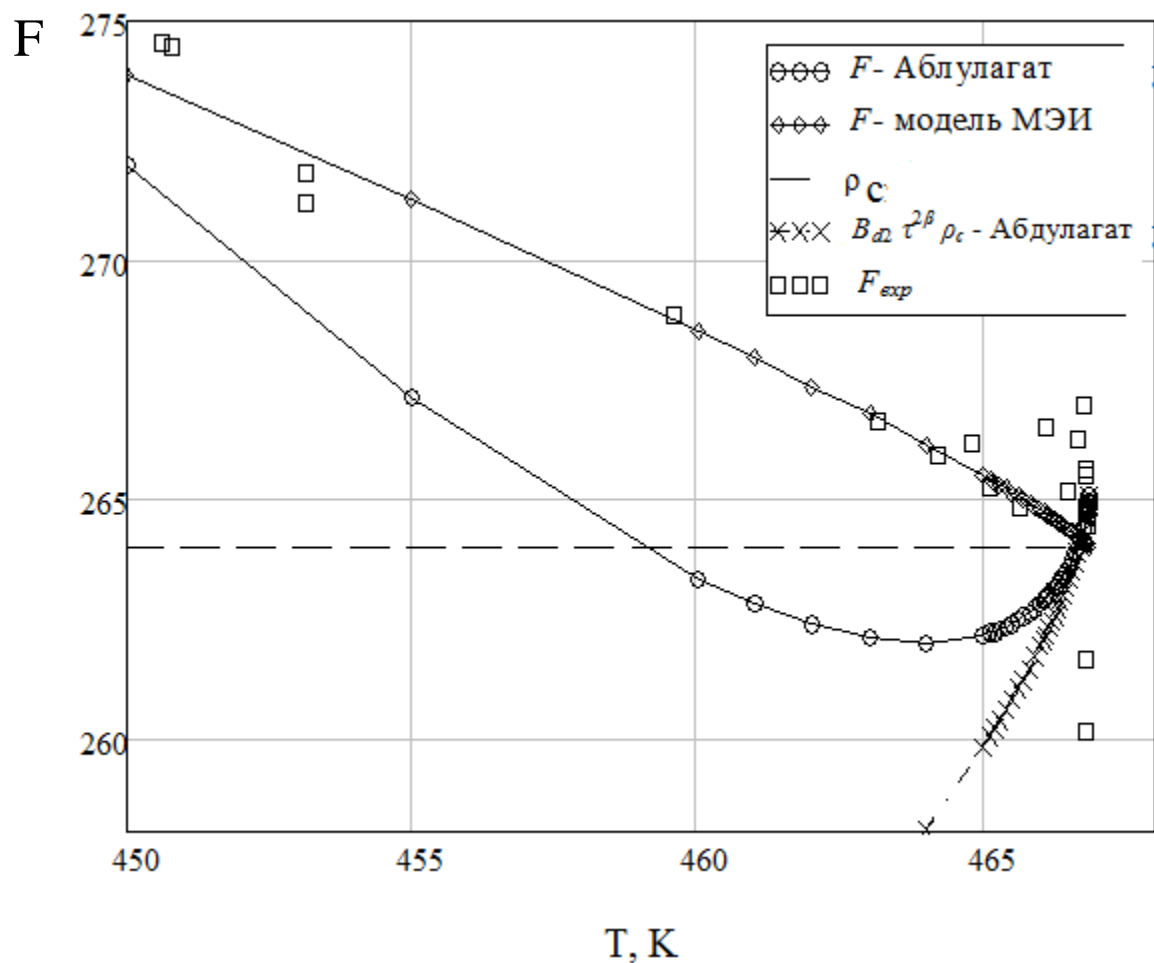
Рис. 7. Зависимость диаметра f_d и его компонентов от τ
в интервале $10^{-4} < \tau < 10^{-2}$. SF_6
Модель Анисимова [9] включает:

$$B_{d\beta} > 0.$$



**Рис. 8. Зависимость размерного диаметра F от T . DEE
 Модель Абдулагатова включает:**

$$F = B_{d0} \tau^{(1-\alpha)} \rho_c + B_{d2} \tau^{2\beta} \rho_c + \dots, \text{ кг/м}^3, B_{d2} < 0.$$



Выполненные нами оценки показали:

- 1) исходные (ρ_g, ρ_l, T) – точки [10], которые использованы в работе [5] и к которым адаптированы коэффициенты модели (8) для SF₆, имеют существенно большую (примерно на порядок) погрешность, чем оценка dr_{exp} , относящаяся к (ρ_g, ρ_l, T) – данным [10],
- 2) значения $f_{d exp}$, полученные на основе (ρ_g, ρ_l, T) – точек [11], систематически отклоняются от величин $f_{d exp}$, относящихся к (ρ_g, ρ_l, T) – данным [10]; эта причина приводит к низкой точности модели (8) для SF₆,
- 3) полученные численные данные об уравнении (18) объясняют тот факт, что показатель $2\beta_1 \approx 0.65$, рассматриваемый в уравнении (8), не был вычислен ни в одной из работ, в которых показатели, входящие в уравнение диаметра f_d , определяются на основе обработки опытных ρ_g, ρ_l, T - данных.

Из анализа следует, что член $B_{d0} \tau^{2\beta_1}$ является малым по сравнению с членом $B_{d0} \tau^{(1-\alpha)}$ при температурах $\tau_{low} \dots 0.01$. Поэтому в известных уравнениях, которые предложены для диаметра f_d во многих работах, содержится член $B_{d0} \tau^{(1-\alpha)}$, при этом показатель $(1 - \alpha_4)$, найденный с помощью обработки опытных ρ_g, ρ_l, T - данных для очень большого количества веществ, лежит в интервале $0.85 \dots 0.90$. Эти значения существенно превышают показатель $2\beta_1 = 0.65$, который входит в уравнение диаметра f_d (9). По нашему мнению, компонент $B_{d0} \tau^{2\beta_1}$ можно будет определить более точно на основе обработки опытных данных, которые будут получены для SF₆ при температурах $0 < \tau < 0.00003$.

Список литературы

1. М.А. Анисимов и др. Термодинамика критического состояния индивидуальных веществ, 1990, М., Энергоиздат
2. Wegner C., Int. J. Thermophys., 1985, №11, p. 421
3. Л. Ландау, М. Лифшиц, Статистическая физика, 1964, М., Физматгизд
4. E.E. Ustjuzhanin, B.F. Reutov, V.F. Utenkov, V.A. Rykov, Soft matter under exogenic impact. NATO Science Series II (Edit. S. Rzoska and V. Mazur), Springer, 2007, V 242, p. 325 M.
5. Anisimov M. A., Wang J. Nature of vapor - liquid asymmetry in fluid criticality. Phys. Rev. E, 2007, 75, 051107
6. Apfelbaum E. M., Vorob'ev V. S. The Wide - Range Method to Construct the Entire Coexistence Liquid-Gas Curve and to Determine the Critical Parameters of Metals. Journal of Physical Chemistry B2015, 119, 8419
7. Y.C. Kim, M.E. Fisher, G. Orkoulas, Phys. Rev. E 67 (2003) 061506
8. Устюжанин Е.Е., Шишаков В.В., Попов П.В., Рыков В.А., Френкель М.Л. Скейлинговые модели для описания термодинамических свойств веществ на линии насыщения: перспективы и ограничения// Вестник МЭИ, № 6, Изд. Дом МЭИ, 2011, с. 167 - 179, ISSN: 1993-6982
9. В.А. Рабинович, Ю.Е. Шелудяк. Об асимптотическом поведении термодинамических функций воды. Теплофизика высоких температур, 1995, том 33, №4, с. 546 – 552
10. Funke M., Kleinrahm R., Wagner W. J. Measurement and correlation of the (p, ρ, T) relation of sulphur hexafluoride (SF₆). II. Saturated-liquid and saturated-vapour densities and vapour pressures along the entire coexistence curve // Chem. Thermod. 2001. V. 34. P. 735 - 754
11. J. Weiner, K. H. Langley, N. C. Ford, Phys. Rev. Lett. 32, 879, 1974
12. Рыков В.А., Рыков С.В., Устюжанин Е.Е. Корреляция криволинейного диаметра и химических потенциалов на линии насыщения // Научно-технический вестник Поволжья - 2015. - № 6. - С. 27–29

Спасибо за внимание.