

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

E. B. Soboleva, The effect of equations of state on simulation of convective flow and heat transfer in near-critical liquids,  
*TVT*, 2000, Volume 38, Issue 6, 928–934

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt2206>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use  
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.84

April 20, 2025, 00:12:33



УДК 532.529:536.42

## О ВЛИЯНИИ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ НА МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ОКОЛОКРИТИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ

© 2000 г. Е. Б. Соболева

Институт проблем механики РАН, Москва

Поступила в редакцию 20.10.99 г.

Рассмотрены сплошные среды вблизи критической точки с уравнением состояния в рамках модели среднего поля. Это уравнение является асимптотическим приближением произвольного двухпараметрического уравнения состояния, в котором первая и вторая производные давления по плотности равны нулю, а некоторые другие производные существуют и ограничены. Получены зависимости термодинамических соотношений, стратификации и характерных временных масштабов от коэффициентов уравнения состояния. Выполнено численное моделирование конвективного течения и теплопереноса в квадратной области с боковым подводом тепла, причем в качестве уравнения состояния использовались приближенные уравнения Ван-дер-Ваальса, Редлиха–Квонга и экспериментальная зависимость. Получено, что во всех трех случаях результаты моделирования качественно совпадают.

**Введение.** Уравнение состояния связывает давление  $p$ , плотность  $\rho$  и температуру  $T$  однородной среды в состоянии равновесия и определяет многие физические характеристики вещества. Сплошные среды вблизи критической точки существенно отличаются от идеального газа и характеризуются большой сжимаемостью, аномальным ростом изобарной теплоемкости и коэффициента теплового расширения [1, 2]. Для описания таких сред предложены различные уравнения состояния: классическое уравнение Ван-дер-Ваальса

$$p = \frac{\rho T}{1 - b_w \rho} - a_w \rho^2, \quad (1)$$

где  $a_w = 9/8$ ,  $b_w = 1/3$ , и его многочисленные модификации, например, уравнение Редлиха–Квонга

$$p = \frac{\rho T}{1 - b_r \rho} - \frac{a_r \rho^2}{\sqrt{T}(1 + b_r \rho)}, \quad (2)$$

где  $a_r = 1/(3(2^{1/3} - 1))$ ,  $b_r = 2^{1/3} - 1$ . Уравнения (1), (2) записаны в безразмерном виде. Характерными масштабами плотности и температуры являются их значения в критической точке  $\rho'_c$ ,  $T'_c$ , а масштабом давления – произведение  $B' \rho'_c T'_c$  ( $B' = R'/\mu'_g$ ,  $R' = 8.31 \times 10^7$  эрг/(К моль) – универсальная газовая постоянная,  $\mu'_g$  – молекулярный вес газа). Здесь и далее размерные величины обозначены штрихом, безразмерные – без штриха. Существуют также эмпирические и полуэмпирические уравнения состояния, содержащие обычно большое количество подгоночных констант. В [3, 4]

представлено более ста уравнений состояния реального газа.

В теории фазовых переходов второго рода рассматриваются асимптотические уравнения состояния. В регулярной (гидродинамической) области приближение среднего (самосогласованного) поля [5] дает уравнение состояния в виде

$$\pi = a_0 \varepsilon + a \varepsilon t + b \varepsilon t^2 + c t^3. \quad (3)$$

Здесь  $t = \rho - \rho_c$ ,  $\varepsilon = T - T_c$ ,  $\pi = p - p_c$  – отклонения плотности, температуры и давления от критических значений;  $a_0$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – константы. Непосредственно в критической (флуктуационной) области, исходя из гипотезы масштабной инвариантности (скейлинга), определяется масштабное уравнение состояния [6], среди приближений которого следует отметить уравнение Мигдала [7] и “линейную модель” – параметрическое уравнение Скофилда [8]. Чтобы связать критическую область с регулярной, используются так называемые кроссоверные уравнения [9] с различными эмпирическими переключателями функциями, как правило, сложного вида.

Обзор уравнений состояния (даже самый краткий) показывает, что не существует универсального связывающего  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$  уравнения, которое с высокой точностью описывало бы свойства обширной группы веществ как вдали от критической точки, так и непосредственно в ее окрестности.

В данной работе развивается математическая модель с целью описания экспериментов по теплопереносу в околокритической жидкости ( $\text{CO}_2$  или  $\text{SF}_6$ ), которые проводились в земных и

космических условиях [10–13]. Численное моделирование таких систем выполнялось в одномерном [14, 15] и двумерном [12, 16, 17] приближениях с использованием уравнения Ван-дер-Ваальса. Однако точность описания этим уравнением взаимосвязи параметров реальных веществ не анализировалась. В [10–13] получены экспериментальные результаты при температурах  $T - T_c' \geq 0.1$  К. Согласно экспериментальным данным [18], полученным для  $\text{CO}_2$ , при температурах такого порядка (или при разностях текущей и критической температур от нескольких десятых градуса до нескольких градусов) зависимость  $p$  от  $\rho$ ,  $T$  может быть аппроксимирована как масштабным уравнением состояния, так и уравнением состояния среднего поля с точностью в несколько процентов.

В данной работе приведены результаты численного моделирования конвективного течения и теплопереноса в околоскритической жидкости в рамках механики сплошных сред с использованием уравнения состояния среднего поля. Анализ этого уравнения показывает, что оно является в околоскритической области асимптотическим приближением широкого класса двухпараметрических уравнений состояния. Расчеты проведены с различными наборами коэффициентов в уравнении состояния среднего поля, при которых оно является приближенным уравнением Ван-дер-Ваальса, Редлиха–Квонга или экспериментальной зависимостью.

**Модель сплошной среды.** Для описания сплошной среды используется модель дозвуковых течений, которая справедлива при малых числах Маха и основана на представлении полного давления  $p'$  в виде суммы равновесной термодинамической составляющей  $p_e'$  и акустической добавки  $p_a'$ . Поскольку в этом приближении  $p_e' \gg p_a'$ , то акустическое слагаемое давления можно исключить из уравнения состояния.

В приближении дозвуковых течений система уравнений вязкого сжимаемого газа с произвольным двухпараметрическим уравнением состояния в безразмерных переменных имеет вид [17]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) \mathbf{U} = -\nabla p_1 + \frac{1}{\text{Re}} \times \\ \times \left( 2\nabla(\eta \mathbf{D}) - \nabla \left( \frac{2}{3} \eta - \zeta \right) \nabla \mathbf{U} \right) + \frac{1}{\text{Fr}} (\rho - \rho_e) \mathbf{g}, \quad (5)$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) T = -(\gamma - 1) T \left( \frac{\partial p_e}{\partial T} \right)_\rho \nabla \mathbf{U} + \\ + \frac{\gamma}{\text{RePr}} \nabla(\lambda \nabla T), \quad (6)$$

$$p_e = p_e(\rho, T). \quad (7)$$

В (4)–(7)  $\rho$ ,  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $T$  – плотность, скорость, тензор скоростей деформации, температура газа;  $p_e$ ,  $p_1$  – термодинамическая и акустическая составляющие давления;  $\rho_e$  – равновесное значение плотности;  $g$  – ускорение массовой силы;  $\eta$ ,  $\zeta$ ,  $\lambda$  – коэффициенты динамической, объемной вязкости и теплопроводности. В качестве характерных масштабов использованы длина  $l'$ , скорость  $u'$ , время  $l'/u'$ , скорость деформации  $u'/l'$ , ускорение силы тяжести  $g'$ , плотность  $\rho_c'$  и температура  $T_c'$  в критической точке, давление  $B' \rho_c' T_c'$  и  $\rho_c' U'^2$  (для термодинамической и акустической составляющих), коэффициенты теплопроводности  $\lambda_0'$ , вязкости  $\eta_0'$  и теплоемкость при постоянном давлении  $c'_{v0}$ , соответствующие идеальному газу (параметры идеального газа отмечены индексом “0”).

Изменение равновесных значений  $\rho_e$  и  $p_e$ , характеризующих неподвижную стратифицированную среду, вдоль вектора силы тяжести в линейном приближении описывается соотношениями [17]

$$\rho_e = \rho^* \left( 1 + \left( \frac{\partial \rho^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} \varepsilon_g \mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*) \right), \quad (8) \\ p_e = p^* + \rho^* \varepsilon_g \mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*),$$

Здесь индексом “\*” отмечены граничные значения (значения в точке  $\mathbf{r}^*$ ). Величины  $\rho^*$ ,  $p^*$  вычисляются из интегральных балансов массы, энергии.

Система уравнений (4)–(8) содержит следующие безразмерные комплексы:

$$\text{Re} = \rho_c' u' l' / \eta_0', \quad \text{Pr} = (c'_{v0} + B') \eta_0' / \lambda_0', \quad (9)$$

$$\text{Fr} = u'^2 / (g' l'), \quad \gamma = 1 + B' / c'_{v0}, \quad \varepsilon_g = g' l' / (B' T_c')$$

– числа Рейнольдса, Прандтля, Фруда, показатель адиабаты и параметр гидростатической сжимаемости соответственно.

Если вид уравнения состояния (7) известен, то система уравнений (4)–(8) однозначно определена.

**Приближенное уравнение состояния и термодинамические соотношения.** В случае малых флуктуаций плотности вещества и справедливости приближения  $\varepsilon \ll T_c$ ,  $m \ll \rho_c$  уравнение состояния общего вида  $p = p(\rho, T)$  можно разложить в двойной ряд Тейлора по  $\varepsilon$  и  $m$ . Если в найденном выражении учесть два условия критической точки

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{\rho_c, T_c} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right|_{\rho_c, T_c} = 0, \quad (10)$$

то оно сведется к уравнению состояния среднего поля (3), коэффициенты которого определяются

Коэффициенты и константы для приближенных уравнений Ван-дер-Ваальса (ВДВ), Редлиха–Квонга (РК), а также экспериментальные (Э)

Уравнения	Коэффициенты и константы	I (ВДВ)	II (РК)	III (Э)
$\pi = a_0\varepsilon + a\varepsilon m + b\varepsilon m^2 + cm^3$	$a_0$	1.500	1.860	1.915
	$a$	2.250	2.739	1.858
	$b$	1.125	0.9618	1.012
	$c$	0.5625	0.3575	0.0590
$\pi = 0: m = k_1\varepsilon^{1/3}, k_1 = (a_0/c)^{1/3}$	$k_1$	1.39	1.73	3.19
$\varepsilon = 0: m = k_2\pi^{1/3}, k_2 = c^{-1/3}$	$k_2$	1.21	1.41	2.57
$m = 0: \pi = k_3\varepsilon, k_3 = a_0$	$k_3$	1.50	1.86	1.92
$\pi = 0: \chi_T = k_4\varepsilon^{-2/3}, k_4 = 1/3c^{-1/3}a_0^{-2/3}$	$k_4$	0.309	0.311	0.555
$m = 0: \chi_T = k_5\varepsilon^{-1}, k_5 = 1/a$	$k_5$	0.444	0.365	0.538
$\rho_e = \rho^*(1 + k_6\varepsilon^{-1}\varepsilon_g\mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*)), k_6 = 1/a$	$k_6$	0.444	0.365	0.538
$\tau_{pe} = k_7\varepsilon \frac{1}{\gamma-1} \frac{1}{\lambda} \text{RePr}, k_7 = \frac{a}{a_0^2}$	$k_7$	1.00	0.792	0.507
$\tau_d = k_8\varepsilon^{-1} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{1}{\lambda} \text{RePr}, k_8 = \frac{a_0^2}{a}$	$k_8$	1.00	1.26	1.97

следующими производными:

$$a_0 = \left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{\rho_c, T_c}, \quad a = \left. \frac{\partial^2 p}{\partial T \partial \rho} \right|_{\rho_c, T_c}, \quad (11)$$

$$b = \left. \frac{\partial^3 p}{2 \partial T \partial \rho^2} \right|_{\rho_c, T_c}, \quad c = \left. \frac{\partial^3 p}{6 \partial \rho^3} \right|_{\rho_c, T_c}$$

Таким образом, в околосредней (регулярной) области уравнение состояния общего вида, у которого первая и вторая производные давления по плотности имеют нулевые значения (10), а производные (11) существуют, ограничены и не равны нулю, преобразуется в уравнение состояния среднего поля (3).

Можно определить коэффициенты разложения для различных случаев. Для уравнения Ван-дер-Ваальса (1) численные значения (11) составляют

$$a_0 = 1.5, \quad a = 2.25, \quad (12)$$

$$b = 1.125, \quad c = 0.5625,$$

для уравнения Редлиха–Квонга (2) –

$$a_0 = 1.860, \quad a = 2.739, \quad (13)$$

$$b = 0.9618, \quad c = 0.3575.$$

Аппроксимация с помощью уравнения состояния среднего поля экспериментальных данных для  $\text{CO}_2$  позволила найти следующие значения коэффициентов [18]:

$$a_0 = 1.915, \quad a = 1.858, \quad (14)$$

$$b = 1.012, \quad c = 0.0590.$$

Из (12)–(14) следует, что значения  $a_0, a, b$  для приближенных уравнений Ван-дер-Ваальса и Редлиха–Квонга близки между собой и близки к экспериментальным. Наибольшее отличие наблюдается для коэффициента  $c$ .

Из уравнения состояния среднего поля можно получить термодинамические соотношения на критических изобаре ( $\pi = 0$ ), изотерме ( $\varepsilon = 0$ ) и изохоре ( $m = 0$ ), затем вычислить коэффициент изотермической сжимаемости, который, по определению, имеет вид  $\chi'_T = 1/\rho'(\partial\rho'/\partial p')_T$  и найти выражение для стратификации плотности. В таблице представлены полученные результаты для приближенных уравнений Ван-дер-Ваальса (столбец I), Редлиха–Квонга (II) и уравнения состояния с экспериментальными коэффициентами (III) и значения констант  $k_1, k_2, \dots$ .

**Временные масштабы теплообмена в околосредней среде.** Особенностью околосредней среды в замкнутом объеме является ее способность к быстрому равномерному прогреву в результате так называемого “поршневого эффекта” [14–17, 19]. Анализ уравнения теплового баланса показывает, что этот эффект связан, главным образом, с ростом давления. Тепловой импульс от нагревателя приводит к локальному увеличению давления в пограничном слое, которое очень быстро выравнивается внутри замкнутого объема и обеспечивает равномерный быстрый рост температуры. Поршневой эффект наблюдается на временах порядка  $\tau'_{pe} = l^2 \rho'_p c'_p c'^2_v / [(\lambda'_p (c'_p - c'_v))^2]$ .

Это выражение получено при мгновенном скачке температуры на нагревателе [19]. Распространение тепла происходит также вследствие теплопроводности и характеризуется диффузионным временем  $\tau'_d = l'^2 \rho' c'_p / \lambda'$  (здесь  $\lambda'$  – коэффициент теплопроводности,  $c'_v$  и  $c'_p$  – теплоемкость при постоянных объеме и давлении). При приближении к критической точке значения  $c'_p$  и  $\lambda'$  асимптотически растут (причем  $c'_p$  быстрее), поэтому  $\tau'_{pe} \rightarrow 0$ ,  $\tau'_d \rightarrow \infty$ .

Используя соотношение [5] для теплоемкости

$$c'_p = c'_v + \frac{T'}{\rho'^2} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)^2 \left( \frac{\partial \rho'}{\partial p'} \right)_{T'} \quad (15)$$

которое, как видно, зависит от уравнения состояния, переходя к безразмерным переменным, выполняя очевидную замену переменных в производных  $(\partial \rho / \partial T)_p = (\partial \pi / \partial \varepsilon)_m$ ,  $(\partial \rho / \partial p)_T = (\partial m / \partial \pi)_\varepsilon$  и вычисляя производные по уравнению состояния (3), можно получить, что в асимптотическом приближении к критической точке, где  $(\partial m / \partial \pi)_\varepsilon \rightarrow \infty$  и  $\varepsilon \ll T_c$ ,  $m \ll \rho_c$ , выражения для характерных времен приобретают вид

$$\begin{aligned} \tau'_{pe} &= k_7 \varepsilon \frac{1}{\gamma - 1} \frac{1}{\lambda} \text{RePr}, & k_7 &= \frac{a}{a_0^2}, \\ \tau'_d &= k_8 \varepsilon^{-1} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{\gamma} \text{RePr}, & k_8 &= \frac{a_0^2}{a}. \end{aligned} \quad (16)$$

Выражения (16) и вычисленные по ним константы  $k_7, k_8$  также представлены в таблице. Видно, что для всех трех уравнений состояния значения  $k_1 - k_8$  сравнительно близки (наибольшее расхождение для  $k_1$  – в 2.3 раза), поэтому можно ожидать, что характеристики течения и теплопереноса, рассчитанные с помощью этих уравнений состояния, будут качественно схожи.

**Постановка задачи.** В двухмерной квадратной ячейке со стороной  $l' = 1$  см на Земле находится имеющая критические параметры  $T'_c = 304.15$  К,  $\rho'_c = 0.468$  г/см<sup>3</sup>,  $p'_c = 7.387$  МПа двуокись углерода CO<sub>2</sub>, которая в начальный момент неподвижна и равномерно нагрета. Начальное превышение температуры над критической составляет 1 К. Три границы области являются адиабатическими. На четвертой левой границе температура линейно возрастает в течение 1 с со скоростью 0.01 К/с, затем фиксируется. Таким образом моделируется подвод тепла, выводящий среду из состояния покоя и вызывающий развитие естественно-конвективного течения.

Динамика неидеального газа описывается системой уравнений (4)–(8), в которой коэффициент теплопроводности  $\lambda$  зависит от температуры

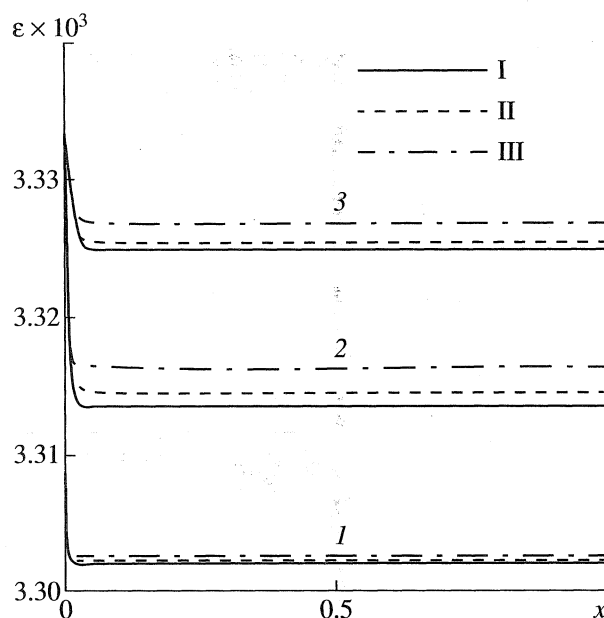


Рис. 1. Относительная температура  $\varepsilon(x, 0.5)$  в центральном горизонтальном сечении в моменты времени  $t' = 0.25$  с (I), 1 с (2), 4.5 с (3) в средах I–III.

$\lambda = 1 + \Lambda(T - 1)^{-\psi}$ , коэффициент сдвиговой вязкости постоянен  $\eta = \text{const}$ , а объемной вязкости равен нулю  $\zeta = 0$ .

В начальный момент времени задаются граничные условия на верхней поверхности:  $T^* = 1 + \varepsilon^*$ ,  $\rho^* = 1 + m^*$ ,  $p^* = p^*(\rho^*, T^*)$ . Внутри области плотность и давление меняются вдоль вектора силы тяжести (8), температура постоянна. Нагрев левой границы происходит в течение времени  $t \in [0, t_h]$  по закону  $T = T^* + c_h t$  до температуры  $T^* + \Theta$ .

Сформулированная задача аналогична рассмотренной в [16, 17] и описывается теми же безразмерными комплексами:  $\text{Re} = 3.85 \times 10^4$ ,  $\text{Pr} = 2.27$ ,  $\text{Fr} = 0.820$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $\varepsilon_g = 1.71 \times 10^{-6}$ ,  $g = (0, -1)$ ,  $\Lambda = 0.75$ ,  $\psi = 0.5$ ,  $\varepsilon^* = 3.3 \times 10^{-3}$ ,  $m^* = 0$ ,  $c_h = 1.16 \times 10^{-6}$ ,  $t_h = 28.4$  ( $\Theta = 3.3 \times 10^{-5}$ ). В качестве характерной скорости выбрана величина  $u' = 28.5$  см/с, которая определяет характерное время  $l'/u' = 0.0351$  с. Следует отметить, что в естественно-конвективных течениях масштаб скорости неизвестен и выбор характерного значения довольно произволен. Поэтому безразмерные комплексы, включающие скорость (числа Рейнольдса  $\text{Re}$  и Фруда  $\text{Fr}$ ), являются не критериями подобия, а лишь масштабными коэффициентами.

В отличие от [16, 17], где исследовался газ Ван-дер-Ваальса, в данной работе выполнено моделирование трех сред с использованием уравнения состояния среднего поля и коэффициентов, соответствующих приближенному уравнению Ван-дер-Ваальса (12) – среда I, Редлиха–Квонга (13) –

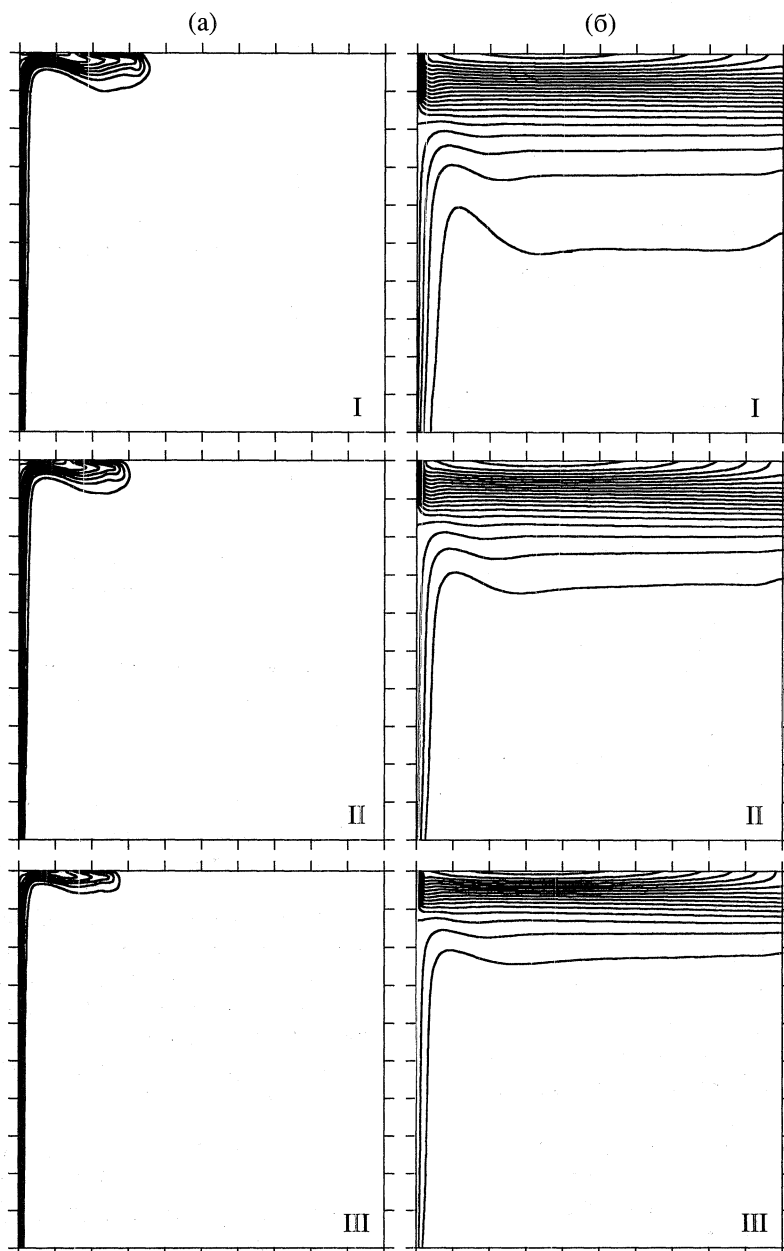


Рис. 2. Изотермы относительной температуры в моменты времени  $t' = 4.5$  с (а); 64 с (б) в средах I–III.

среда II и экспериментальным значениям (14) – среда III.

Решение системы уравнений (4)–(8) получено численно с помощью неявного конечно-разностного метода на разнесенной сетке в естественных переменных. Уравнения баланса импульса и энергии решались последовательно, давление находилось из уравнения Пуассона. Использовалась прямоугольная неравномерная сетка  $101 \times 41$  со сгущением в направлении левой и верхней границ. Коэффициент сгущения по горизонтали составлял 15.9, по вертикали – 9.2.

**Результаты численного моделирования.** В работах [16, 17] показано, что при подводе тепла в

газ Ван-дер-Ваальса развивающийся динамический процесс можно разделить на две стадии. На первой стадии, продолжительность которой характеризуется временем  $\tau'_{pe}$ , происходит быстрый равномерный нагрев области вследствие поршневого эффекта. На второй длительной стадии (с характерным временем  $\tau'_d$ ) наблюдается двухвихревая “изотермическая” конвекция с медленным затуханием и приближением к состоянию термодинамического равновесия.

Результаты данной работы, представленные в реальном времени (физические величины  $\tau'_{pe}$  и

$\tau'_d$  соответствуют безразмерным значениям  $\tau_{pe}$  и  $\tau_d$  (16)), показывают, что в околокритической области при выбранных параметрах поведение среды I полностью совпадает с поведением газа Ван-дер-Ваальса на всем временном интервале. Однако для сред II и III наблюдаются незначительные отличия. Так, в начале процесса они прогреваются несколько быстрее (рис. 1), поскольку константы  $k_7$  в выражении для времени поршневого эффекта несколько меньше (см. таблицу) и, следовательно, значения времен  $\tau'_{pe} = 1.43$  с (среда II), 0.91 с (III) меньше величины  $\tau'_{pe} = 1.80$  с (I).

На этой стадии температура внутри квадратной ячейки оказывается одинаковой, за исключением узкого пограничного слоя около нагревателя. В этом слое газ более нагрет и разрежен, поэтому возникает сила Архимеда и формируется естественно-конвективное подъемное течение (рис. 2а) с максимальной скоростью  $|U|_{\max} = 0.265$  см/с (I), 0.251 см/с (II), 0.237 см/с (III) в момент времени  $t' = 4.5$  с. Поскольку градиенты температуры в пограничном слое из-за более быстрого нагрева в средах II и III оказываются несколько меньше (рис. 1), то и подъем струи в них оказывается менее интенсивным.

На больших временах характер теплопереноса меняется – наблюдается медленная диффузия тепла сверху вниз от растекшейся по верхней границе теплой струи (рис. 2б). Характерные диффузионные времена  $\tau'_d$  в средах II и III ( $2.38 \times 10^4$  с (II),  $3.72 \times 10^4$  с (III)) больше, чем в среде I ( $\tau'_d = 1.88 \times 10^4$  с) (см. таблицу), поэтому, как видно по расположению изотерм, выравнивание температуры в них происходит медленнее. В этот период начинают проявляться особенности второй стадии процесса – складывается двухвихревая конвективная структура со встречными вихревыми потоками около нагретой границы. В момент времени  $t' = 64$  с интенсивность течения характеризуется максимальной скоростью  $|U|_{\max} = 3.48 \times 10^{-2}$  см/с (I),  $3.19 \times 10^{-2}$  см/с (II),  $3.14 \times 10^{-2}$  см/с (III). Со временем размер малого верхнего вихря увеличивается, нижнего уменьшается, течение замедляется и за время порядка  $\tau'_d$  затухает.

Смену режимов можно проследить по рис. 3, где кривые 1 представляют рост давления  $\Delta p^*(t') = p^*(t') - p^*(0)$ , а кривые 2 – функцию  $E(t') = \int \rho T|_{\vec{r}=r} dv - \int \rho T|_{\vec{r}=0} dv$ , которая характеризует общее изменение температуры в среде (интегрирование выполняется по всей области,  $dv$  – элемент объема). Как отмечалось выше, поршневой эффект обусловлен ростом давления, поэтому он проявляется при увеличении  $\Delta p^*(t')$ . На больших временах при практически неизменном  $\Delta p^*(t')$  теплоперенос определяется диффузионным ме-

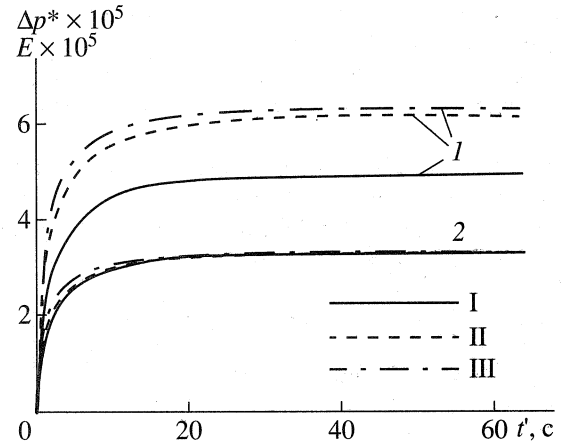


Рис. 3. Временные зависимости прироста давления  $\Delta p^*$  (1) и функции  $E$  (2) в средах I–III.

ханизмом. Из рис. 3 видно, что давление в разных средах меняется по-разному и достигает наибольших значений в среде III. Это связано с тем, что термодинамические параметры близки к критической изохоре, которая имеет максимальное значение константы  $k_3$ , связывающей температуру и давление, для среды III (см. таблицу). Однако нагрев в различных средах практически одинаков – кривые  $E(t')$  практически совпадают.

**Заключение.** Выполнено численное моделирование конвективного течения и теплопереноса в заполненной сплошной средой, температура которой близка к критической, квадратной ячейке с боковым импульсным подводом тепла. При использовании трех уравнений состояния в рамках модели среднего поля, коэффициенты которых определены соответственно по уравнениям Ван-дер-Ваальса, Редлиха–Квонга и по экспериментальным данным получено качественное совпадение результатов. Это позволяет сделать вывод о применимости в гидродинамической (регулярной) области параметров уравнений Ван-дер-Ваальса и Редлиха–Квонга для описания динамики реальных околокритических жидкостей в рассмотренных условиях.

Автор выражает благодарность В.И. Полежаеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973. 420 с.
2. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. 270 с.
3. Вукалович М.П., Новиков И.И. Уравнение состояния реальных газов. М.–Л.: Гос. энерг. изд-во, 1948. 340 с.
4. Уэйлес С. Фазовые равновесия в химической технологии. Т. 1. М.: Мир, 1989. 302 с.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
6. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1975. 256 с.
7. Мигдал А.А. Уравнение состояния вблизи критической точки // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. N 4. С. 1560.
8. Schofield P. Parametric Representation of the Equation of State near a Critical Point // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. № 12. P. 606.
9. Киселев С.Б. Масштабное уравнение состояния индивидуальных веществ и бинарных растворов в широкой окрестности критических точек. Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. М.: ИВТ АН, 1989. № 2 (76). 150 с.
10. Moldover M.R. Low-Gravity Experiments in Critical Phenomena. In: Opportunities for Academic Research in a Low-Gravity Environment. Progress in Astronautics and Aeronautics / Ed. Hazelrigg G.A. and Reynolds J.M. 1986. V. 108. P. 57.
11. Beysens D. New Critical Phenomena Observed Under Weightlessness. In: Materials and Fluids under Low Gravity. Lecture Notes in Physics. V. 464. Springer-Verlag, 1996. P. 3.
12. Горбунов А.А., Емельянов В.М., Полежаев В.И. Конвективные течения околокритических жидкостей в условиях микрогравитации: концепция и результаты моделирования: Препринт № 631. М.: Ин-т пробл. механ. РАН, 1998. 36 с.
13. Avdeev S.V., Ivanov A.I., Kalmykov A.V. et al. Experiments in the Far and near Critical Fluid Aboard Mir Station with the Use of the "Alice-1" Instrument. In: Proceedings of the Joint 10th European and 6th Russian Sympos. on Physical Science in Microgravity. St. Petersburg, Russia. 15–21 June 1997. V. 1. P. 333.
14. Ермаков М.К. Тепломассообмен в сверхкритических жидкостях на основе одномерных уравнений Навье–Стокса // Математическое моделирование. 1997. Т. 9. № 12. С. 31.
15. Zappoli B., Durand-Daubin A. Heat and Mass Transport in a near Supercritical Fluid // Phys. Fluids. 1994. V. 6. № 5. P. 1929.
16. Zappoli B., Amiroudine S., Carles P., Ouazzani J. Thermoacoustic and Buoyancy-Driven Transport in a Square Side-Heated Cavity Filled with a Near-Critical Fluid // J. Fluid Mech. 1996. V. 316. P. 53.
17. Соболева Е.Б., Крюков И.А. Моделирование околокритических явлений в гидродинамическом приближении с "фильтрацией" акустики: Препринт № 624. М.: ИПМ РАН, 1998. 52 с.
18. Мартынец В.Г., Матизен Э.В. Определение параметров уравнения состояния Мигдала // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 2(8). С. 607.
19. Onuki A., Hao H., Ferrel R.A. Fast Adiabatic Equilibration in a Single-Component Fluid near the Liquid-Vapor Critical Point // Phys. Rev. 1990. A 41. P. 2256.