

## СТАТЬИ

УДК 536.24

**ПОВЕРХНОСТНЫЙ И ОБЪЕМНЫЙ НАГРЕВ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ФЛЮИДА С ТЕМПЕРАТУРНО-ПЛОТНОСТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ НЕВЕСОМОСТИ****Горбунов А.А., Емельянов В.М., Леднев А.К.***Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, e-mail: icingsugar@mail.ru*

На основе полного одномерного уравнения Навье – Стокса, уравнений сохранения массы, баланса энергии и уравнения состояния Ван-дер-Ваальса исследуется процесс теплопереноса в замкнутом объеме неоднородного по температуре и плотности сверхкритического флюида (СКФ) в условиях невесомости. Расчеты проводились при различных значениях параметров среды, близких к критическим, для случая подвода или отвода тепла на границе и подвода тепла внутри объема. При подводе тепла от границы к среде со ступенчатой неоднородностью получено, что с приближением к критической точке по температуре характерное время «поршневого эффекта»  $\tau_{пз}$ , существенно растет по сравнению с однородным случаем. При этом чем больше температурно-плотностная неоднородность и чем ближе критическая температура, тем существеннее увеличение времени «поршневого эффекта». Кроме того, подвод тепла на границе области повышенной температуры приводит к усилению, а отвод тепла – к ослаблению начальной ступенчатой температурно-плотностной неоднородности. Объемный подвод тепла в области повышенной температуры приводит к усилению температурно-плотностной неоднородности, причем эффективность нагрева увеличивается с ростом начальной неоднородности. Для выяснения механизма обнаруженных особенностей нагрева при подводе тепла с границы или объемном подводе тепла в неоднородном сверхкритическом флюиде необходимо проведение детального исследования процесса распространения и взаимодействия генерируемых при этом волн давления, температуры и плотности.

**Ключевые слова:** критическая термодинамическая точка, теплоперенос, «поршневой эффект», температурно-плотностная неоднородность, невесомость

**BOUNDARY AND BULK HEATING OF INHOMOGENEOUS SUPERCRITICAL FLUID UNDER WEIGHTLESSNESS****Gorbunov A.A., Emelyanov V.M., Lednev A.K.***Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, e-mail: icingsugar@mail.ru*

The heat transfer process caused by boundary and bulk heating of temperature-density inhomogeneous supercritical fluid (SCF) under weightlessness is studied numerically. The calculations are carried out with the use of 1D equations of Navier-Stokes, mass conservation, energy balance, and van der Waals equation of state. The characteristic time of «piston effect» in inhomogeneous SCF significantly increases in comparison with the homogeneous case. The larger temperature-density inhomogeneity and the closer the critical point, the longer time of «piston effect». The heating of the fluid from the boundary causes the temperature-density inhomogeneity to be stronger, whereas the cooling leads to the weakening of the inhomogeneity. The heat supply to the domain of higher temperature enhances the temperature-density inhomogeneity and heating efficiency rises when the initial inhomogeneity is strengthened. The details of such characteristic features of heat transfer in the inhomogeneous SCF should be clarified by studying the process of propagation and interaction of pressure, temperature and density waves generated during heating.

**Keywords:** thermodynamic critical point, heat transfer, «piston effect», temperature-density inhomogeneity, weightlessness

Применение сверхкритических флюидов (СКФ) в ракетно-космической технике требует изучения особенностей теплопереноса в объеме СКФ с температурно-плотностными неоднородностями в условиях невесомости. Температурно-плотностная неоднородность в замкнутом объеме СКФ может возникнуть при подводе или отводе тепла со стенок и/или при объемном подводе тепла в результате лазерного нагрева и протекания химических реакций. В космических экспериментах, проведенных на околоземной орбите с помощью аппаратуры АЛИС-1 и АЛИС-2 [1–4], было обнаружено, что температурно-плотностная неоднородность

в условиях невесомости является долгоживущей структурой. При достаточном приближении температуры объема СКФ к критической температуре время жизни такой неоднородности в относительно небольшом объеме (с характерным размером 1 см) может достигать нескольких суток.

В перспективных устройствах ракетно-космической техники и химических реакторах для реализации технологических процессов с использованием СКФ возникает необходимость сглаживания (выравнивания) неоднородностей в одних случаях и их усиления (принудительное температурно-плотностное расслоение) в других. Поэто-

му исследование процессов теплопереноса в замкнутом объеме СКФ при наличии температурно-плотностной неоднородности в условиях невесомости является актуальной задачей.

В настоящей работе исследуются процессы взаимного влияния теплопереноса вблизи критической точки и температурно-плотностной неоднородности при подводе или отводе тепла от границ рабочей зоны

и объемного подвода тепла в замкнутом объеме СКФ.

### Материалы и методы исследования

#### Математическая модель

Безразмерная система уравнений состояния, баланса энергии, движения и неразрывности имеет вид

$$f(p, \rho, T) = \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{3} \right) \left( p + \frac{9}{8} \rho^2 \right) - T = 0, \quad (1)$$

$$M \text{Pr}_0 \left[ \rho^2 f'_p \left( Sh \frac{\partial T}{\partial t} + (V, \nabla) T \right) + \sigma_p (\gamma_0 - 1) T f'_T \left( Sh \frac{\partial \rho}{\partial t} + (V, \nabla) \rho \right) \right] = C_R \rho f'_p \nabla^2 T, \quad (2)$$

$$M^2 \rho \left( Sh \frac{\partial V}{\partial t} + (V, \nabla) V \right) + \frac{\sigma_p \sigma_V}{\gamma_0} \nabla p + C_F \rho e_z = M C_R \left( \nabla^2 V + \frac{1}{3} \nabla (V, \nabla) \right), \quad (3)$$

$$Sh \frac{\partial \rho}{\partial t} + (V, \nabla) \rho + \rho (V, \nabla) = 0. \quad (4)$$

В уравнениях (1)–(4) использованы традиционные обозначения переменных:  $p$  – давление,  $\rho$  – плотность,  $T$  – температура и  $V$  – скорость среды. Далее. Введены следующие безразмерные комплексы (курсивом обозначены размерные величины):

$Sh = \frac{L}{\tilde{V} \tilde{t}}$  – число Струхала,  $L$  – масштаб длины,  $\tilde{V}$  – масштаб скорости и  $\tilde{t}$  – масштаб времени.

$M = \frac{\tilde{V}}{v_{\infty}}$  – число Маха,  $v_{\infty} = \sqrt{\frac{\tilde{T} (f'_T)^2 - \tilde{\rho}^2 c_v f'_p f'_p}{\tilde{\rho}^2 c_v (f'_p)^2}}$  –

скорость звука [5] при масштабных термодинамических параметрах  $\tilde{p}, \tilde{\rho}, \tilde{T}$ .

$\gamma_0 = \frac{R + c_v}{c_v}$  – показатель адиабаты или адиабатическая постоянная.

$C_R = \frac{M}{\text{Re}} = \frac{\mu}{\tilde{\rho} L v_{\infty}}$ ,  $\mu$  – динамическая вязкость,

$\text{Re} = \frac{\tilde{\rho} \tilde{V} L}{\mu}$  – число Рейнольдса. Параметр  $C_R$  позво-

ляет сопоставить влияние трения при скоростях диффузионных процессов с влиянием трения, возникающего при движении со звуковыми скоростями в среде с масштабной плотностью в масштабном объеме.

$C_F = \frac{M^2}{Fr} = \frac{gL}{v_{\infty}^2}$ ,  $\mu$  – ускорение свободного падения,

$Fr = \frac{\tilde{V}^2}{gL}$  – число Фруда. Параметр  $C_F$  соотносит по-

тенциальную энергию пробной массы при заданном тяготении на уровне масштабной высоты с кинетической энергией, которую приобретает эта масса, двигаясь со скоростью звука.

$\sigma_p = \frac{\tilde{p}}{R \tilde{\rho} \tilde{T}}$  – коэффициент, характеризующий уклонение выбранного масштаба давления от давления

совершенного газа при выбранных масштабах плотности и температуры.

$\sigma_V = \frac{\gamma_0 R \tilde{T}}{v_{\infty}^2}$  – коэффициент, характеризующий уклонение квадрата скорости звука в совершенном газе при выбранном масштабе температуры от квадрата скорости звука исследуемого газа при масштабных термодинамических параметрах.

$\text{Pr}_0 = \frac{\mu c_v}{\lambda}$  – число Прандтля,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $c_v$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Расчеты проводились для одномерной области длиной  $L = 1$  см в условиях невесомости ( $g = 0$ ). Рабочее тело – шестифтористая сера ( $\text{SF}_6$ ).

Для вычисления безразмерных комплексов, входящих в уравнения (1)–(4) использовались следующие константы (для  $\text{SF}_6$ ):  $c_v = 1000$  дж/кг×град,  $\lambda = 1,2$  Вт/м×град,  $\mu = 40 \times 10^{-6}$  Па×с,  $R = 56,9$  дж/кг×град,  $\gamma_0 = 1,0569$  и масштабы переменных:  $L = 10^{-2}$  м,  $\tilde{\rho} = \rho_{\text{кр}} = 744$  кг/м<sup>3</sup>,  $\tilde{T} = T_{\text{кр}} = 45,7$  °С,

$\tilde{V} = \sqrt{\gamma_0 R \tilde{T}} = 134,8$  м/с,  $\tilde{t} = L / \tilde{V} = 7,4 \times 10^{-5}$  с.

Представленная модель использовалась ранее [6] для численного исследования влияния гравитации и перегрузок на теплоперенос в ячейке СКФ.

Степень удаления от критической точки по температуре характеризуется числом  $\varepsilon = T - 1$ . Удаление от критической точки по плотности определяется параметром  $m = \rho - 1$ .

Постановка задачи

Начальные условия задаются следующим образом. В неподвижной среде для заданного значения  $\varepsilon$  при  $m = 0$  из уравнения (1) определяется давление  $p_0$ . Для заданного значения  $m$  при  $x \in (0, 0.5)$  плотность  $\rho_1 = 1 + |m|$ , при  $x \in (0.5, 1)$  плотность  $\rho_2 = 1 - |m|$ . Температура  $T_1$  соответствует плотности  $\rho_1$  при давлении  $p_0$ , температура  $T_2$  соответствует плотности  $\rho_2$  при давлении  $p_0$ . Таким образом, в начальный момент времени

существует ступенчатое распределение температуры и плотности, а давление постоянно во всей области.

Граничные условия определяются непротеканием в точках  $x = 0$  и  $x = 1$ . В точке  $x = 0$  граница считается адиабатической, в точке  $x = 1$  поддерживается температура  $T_2 + \Delta T_{ст.}$ , где  $\Delta T_{ст.}$  температура нагрева или охлаждения стенки и  $|\Delta T_{ст.}| \ll T_2$ .

Исследуемый диапазон параметра  $\epsilon$  составляет  $3 \times 10^{-5} < \epsilon < 3 \times 10^{-3}$ . Параметр  $m$  менялся в пределах  $0,01 \div 0,04$ .

В расчетах определялись зависимости температуры, плотности, скорости и давления от времени в точках  $x = 0,25; 0,5; 0,75$ , а также интеграл температуры по длине. По полученным данным определялась характерная величина времени «поршневого эффекта»,  $\tau_{пэ}$ , по методике, описанной ранее [6], и строилась зависимость этой величины от степени приближения к критической точке и разности плотностей в температурно-плотностной неоднородности. Кроме того, определялась степень деформации температурно-плотностной неоднородности в случае подвода и отвода тепла от стенки и в случае объемного подвода тепла.

### Результаты исследования и их обсуждение

Зависимость характерного времени «поршневого эффекта» от величины температурно-плотностной неоднородности и близости к критической точке

На рис. 1 представлена зависимость характерного времени «поршневого эффекта» от близости к критической точке (параметр  $\epsilon$ ) при различных значениях величины неоднородности плотности (параметр  $m$ ).

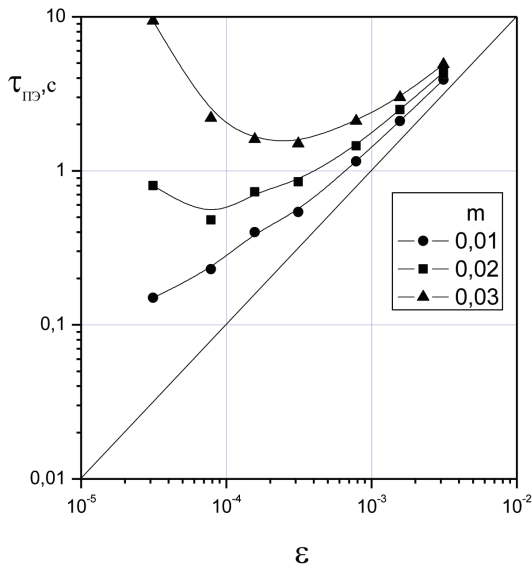


Рис. 1. Зависимость характерного времени «поршневого эффекта» от близости к критической точке (параметр  $\epsilon$ ) при различных значениях величины неоднородности плотности (параметр  $m$ ). Значками обозначены расчетные точки

Из рисунка видно, что на достаточном удалении от критической точки (параметр  $\epsilon \approx 3 \times 10^{-3}$ ) характерное время «поршневого эффекта» почти одинаково для всех значений параметра  $m$ , а величина характерного времени близка к его значению для однородной среды с критической плотностью ( $m = 0$ ). Зависимость характерного времени «поршневого эффекта» от параметра  $\epsilon$  для однородной среды представлена сплошной линией с наклоном  $45^\circ$ . По мере приближения к критической точке по температуре (уменьшения параметра  $\epsilon$ ) характерное время поршневого эффекта при наличии неоднородности начинает увеличиваться по сравнению с однородным случаем. Причем чем больше значение  $m$ , тем больше отличие. Например, при  $\epsilon \approx 3 \times 10^{-5}$  значения характерного времени поршневого эффекта для  $m = 0,01$  и для  $m = 0,03$  отличаются почти на два порядка.

Интересно сравнить полученные результаты с результатами расчетов для ячейки со сверхкритической температурой и критической плотностью, неоднородность плотности по высоте в которой вызвана наличием силы тяжести и перегрузок [6]. В этом случае температура по высоте постоянна, а плотность и давление распределены по пространству таким образом, чтобы обеспечить механическое равновесие, соответствующее заданному значению ускорения  $g$ . При этих условиях тоже наблюдается рост характерного времени «поршневого эффекта» при приближении к критической точке по сравнению с однородным случаем ( $g = 0$ ). Очевидно, что причиной этого, как отмечалось в этой работе, является усиление неоднородности плотности по пространству. При значениях  $\epsilon$ , достаточно близких к критическим, и больших значениях перегрузок  $g = 10g_0$  распределение плотности близко к ступенчатому распределению. Вдали от критической точки значения  $\tau_{пэ}$  для всех  $g$  очень близки и практически совпадают со значением для однородного ( $g = 0$ ) случая, поскольку вдали от критической точки эффект сжимаемости мал и плотность практически постоянна по высоте.

В случае температурно-плотностной неоднородности при  $g = 0$  вдали от критической точки, несмотря на большие перепады плотности, значения  $\tau_{пэ}$  близки к значениям для однородного случая ( $m = 0$ ). Вблизи критической точки эти значения сильно расходятся для различных значений  $m$ . Таким образом, вблизи критической точки в обоих случаях определяющим фактором, влияющим на величину  $\tau_{пэ}$ , является перепад плотности, а вдали от критической точки перепад плотности не играет существенного значения.

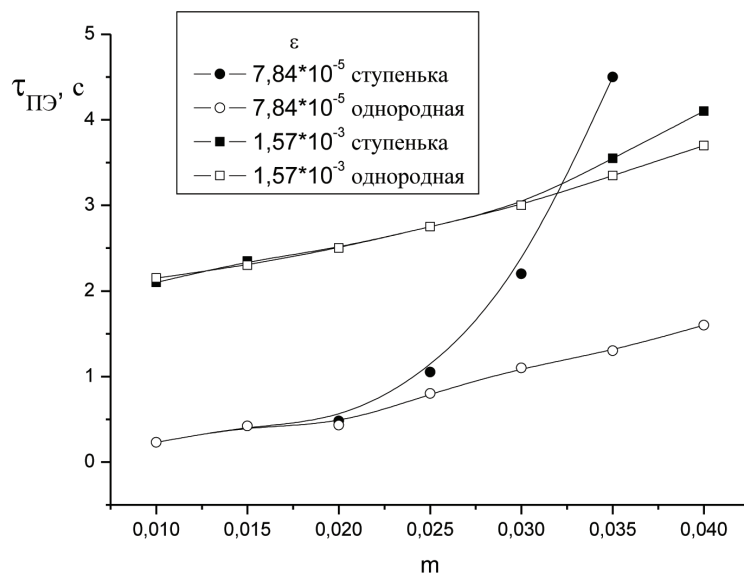


Рис. 2. Зависимость  $\tau_{ПЭ}$  от параметра  $m$  для различных значений  $\varepsilon$ . Значками обозначены расчетные точки. Сплошными и открытыми значками показаны значения  $\tau_{ПЭ}$  соответственно при наличии и отсутствии температурно-плотностной неоднородности

Чтобы убедиться в этом, мы провели сравнение полученных данных для ступеньки плотности и температуры со случаем, когда вся область заполнена менее плотным газом с температурой  $T_2$  и плотностью  $\rho_2$ . На рис. 2 представлена зависимость  $\tau_{ПЭ}$  от параметра  $m$  для различных значений  $\varepsilon$  при наличии (сплошные значки) и отсутствии (открытые значки) температурно-плотностной неоднородности.

Из рисунка видно, что вблизи критической точки по мере роста параметра  $m$  значения  $\tau_{ПЭ}$  сильно растут и при больших  $m$  существенно отличаются от однородного случая. Вдали от критической точки наблюдается значительно более слабый рост  $\tau_{ПЭ}$ , и значения для неоднородного и однородного случая практически совпадают.

Таким образом, вблизи критической точки наличие перепада (градиента) плотности приводит к увеличению характерного времени «поршневого эффекта» вне зависимости от того, каким способом этот перепад достигнут: за счет перепада температуры при постоянном давлении в невесомости или вследствие установления гидростатического равновесия при постоянной температуре при наличии гравитации (или перегрузки). Увеличение характерного времени «поршневого эффекта» в обоих случаях по все видимости связано с тем, что в неоднородном случае силами давления совершается дополнительная работа по сравнению с однородным случаем. Поскольку «поршневой эффект» по своей природе обусловлен

процессом распространения волн давления, плотности и температуры, для выяснения особенностей «поршневого эффекта» в неоднородном СКФ необходимо детальное изучение процесса взаимодействия волн с плотностной неоднородностью.

#### *Деформация температурно-плотностной неоднородности при нагреве и охлаждении границы*

На рис. 3 представлен пример временной зависимости отношения разности температур  $\Delta T$  температурно-плотностной неоднородности к начальной разности температур  $\Delta T_{нач.}$  при подводе и отводе тепла от границы области повышенной температуры ( $T_2$ ) для различных значений параметра  $\varepsilon$  и  $m = 0,03$ . Верхние ветви кривых ( $\Delta T/\Delta T_{нач.} > 1$ ) соответствуют случаю подвода тепла, а нижние ветви кривых ( $\Delta T/\Delta T_{нач.} < 1$ ) соответствуют случаю отвода тепла.

Из рисунка видно, что при подводе тепла разность температур в неоднородности растет, а при отводе тепла разность температур уменьшается. При этом данный эффект усиливается по мере удаления от критической точки. Аналогичные зависимости получены и для других значений  $m$ .

#### *Деформация температурно-плотностной неоднородности при объемном подводе тепла*

Для определения влияния объемного подвода тепла на температурно-плотностную неоднородность были проведены рас-

четы для случая, когда в начальный момент испытывают разрыв все три термодинамические величины ( $T$ ,  $\rho$ , и  $P$ ). Как и в предыдущих расчетах, предполагается, что в начальный момент существует ступенчатое распределение температуры ( $T_1 < T_2$ ) и плотности ( $\rho_1 > \rho_2$ ) при одинаковом давлении ( $P = P_1 = P_2$ ) по длине расчетной области (см. п. 2). Затем, вместо нагрева стенки, как в п. 2, в правой части области устанавливается температура  $T_{нач.}$  ( $T_{нач.} > T_2$ ) и соответствующее давление  $P_{нач.}$  ( $P_{нач.} > P$ ), а соотношение плотностей остается неизменным.

Такой подъем температуры и давления при неизменной плотности характерен, например, для начального периода лазерного нагрева среды. При прохождении лазерного луча сквозь среду часть энергии лазерного луча поглощается молекулами среды [7]. После включения лазерного излучения температура и давление в облученной области повышается за время значительно меньшее характерного времени развития процессов динамики и теплопереноса, обусловленных возникновением градиентов давления и температуры.

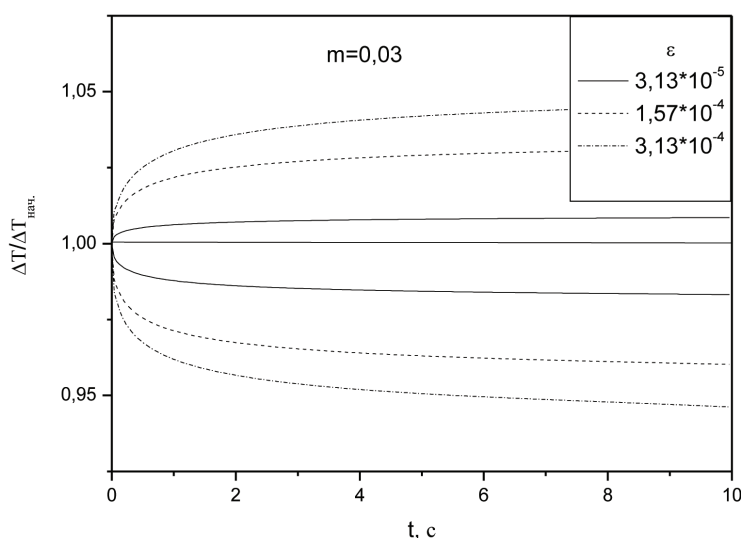


Рис. 3. Временная зависимость отношения разности температур  $\Delta T = T_2(t) - T_1(t)$  температурно-плотностной неоднородности к начальной разности температур  $\Delta T_{нач.} = T_2 - T_1$  при подводе и отводе тепла от границы при различных значениях параметра  $\varepsilon$

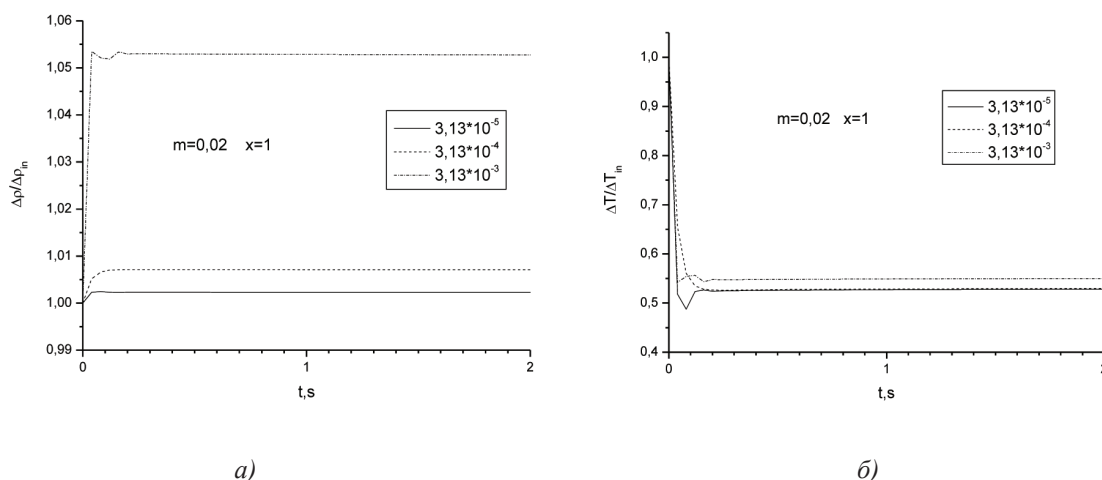


Рис. 4. Временные зависимости ступеньки плотности (а) и температуры (б) для  $t = 0,02$  и различных значений  $\varepsilon$

Таким образом, считается, что в начальный момент времени правая половина области оказывается мгновенно нагретой на температуру  $\Delta T_{\text{нагр.}} = T_{\text{нач.}} - T_2$ , а перепад давления составляет  $\Delta P = P_{\text{нач.}} - P$ . После распада разрыва давление во всей области снова выравнивается и устанавливается температурно-плотностная ступенька с новыми значениями перепадов плотности и температуры.

На рис. 4 представлены примеры временных зависимостей ступеньки плотности (рис. 4, а) и температуры (рис. 4, б) для  $m = 0,02$  и трех значений  $\varepsilon$  ( $3,13 \cdot 10^{-5}$ ;  $3,13 \cdot 10^{-4}$ ;  $3,13 \cdot 10^{-3}$ ).

Чтобы охарактеризовать эффективность нагрева среды, можно ввести коэффициент эффективности нагрева  $\alpha_{\text{эф.}} = (\Delta T_{\text{кон.}} - \Delta T_{\text{ступ.}}) / (\Delta T_{\text{нач.}} - \Delta T_{\text{ступ.}})$ . Коэффициент  $\alpha_{\text{эф.}}$  характеризует отношение конечного приращения (после распада разрыва) разницы температур в ступеньке к начальному приращению разницы температур (т.е. величине начального нагрева ступеньки). Чем больше коэффициент  $\alpha_{\text{эф.}}$ , тем больше нагревается среда. Важным параметром является отношение величины нагрева к величине ступеньки  $k = \Delta T_{\text{нагр.}} / \Delta T_{\text{ступ.}}$ . При очень маленьких значениях  $k$  нагрев оказывается недостаточным для уверенного определения величины  $\alpha_{\text{эф.}}$ , а при очень больших значениях  $k$  в среде будет вноситься слишком большое возмущение и конечная средняя величина температуры будет существенно отличаться от начальной средней величины, по которой определяется параметр  $\varepsilon$ . Для определения оптимального соотношения были проведены расчеты для

различных значений  $k$  (0,5; 1; 2). Величина  $k = 1$  оказалась оптимальным значением. При  $k = 1$  коэффициент нагрева имеет вид  $\alpha_{\text{эф.}} = \Delta T_{\text{кон.}} / \Delta T_{\text{ступ.}} - 1$ . В пределе, когда разница температур в ступеньке не увеличивается ( $\Delta T_{\text{кон.}} = \Delta T_{\text{ступ.}}$ ), значение коэффициента эффективности равно нулю.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента эффективности нагрева  $\alpha_{\text{эф.}}$  от параметра  $\varepsilon$  для различных значений параметра  $m$ . Из рисунка видно, что при всех значениях  $m$  эффективность нагрева в целом падает при приближении к критической точке. Причем чем больше параметр  $m$ , тем выше эффективность нагрева.

Как и в описанном выше случае подвода тепла с границы, для выяснения механизма обнаруженных особенностей нагрева при объемном подводе тепла необходимо детальное исследование взаимодействия генерируемых при этом волн давления, температуры и плотности с плотностной неоднородностью.

### Заключение

В работе проведено численное исследование процесса теплопереноса при подводе или отводе тепла на границе и подводе тепла внутри объема сверхкритического флюида при наличии температурно-плотностной неоднородности в условиях невесомости. На основе одномерных уравнений Навье – Стокса, сохранения массы, баланса энергии и уравнения состояния Ван-дер-Ваальса проведены вычисления распределений температуры, плотности, скорости и давления при различном удалении от критической точки по температуре (параметр  $\varepsilon$ ) и по плотности (параметр  $m$ ).

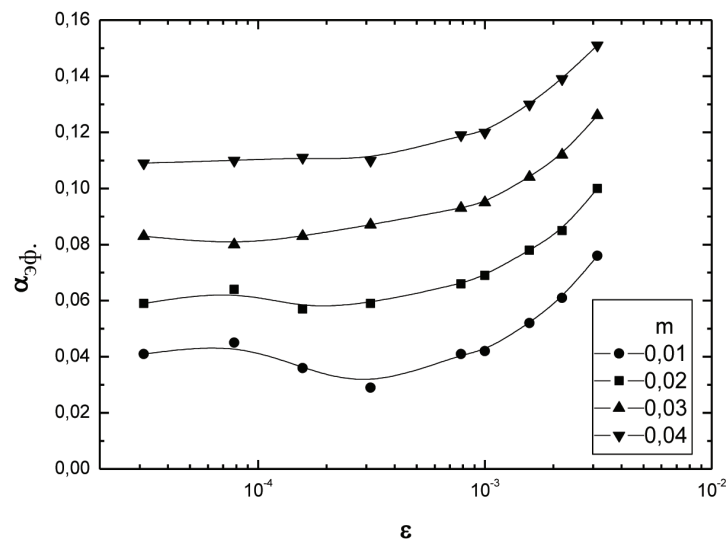


Рис. 5. Эффективность нагрева для различных значений параметра  $m$  и  $\varepsilon$

Получено, что в неоднородных условиях при приближении к критической точке по температуре, характерное время «поршневого эффекта»,  $\tau_{ПЭ}$ , существенно растет по сравнению с однородным случаем при критической плотности ( $\rho = 1$ ). При этом чем больше температурно-плотностная неоднородность, тем существеннее рост времени «поршневого эффекта». Сравнение с однородным случаем для разреженного газа ( $\rho < 1$ ) показывает, что вблизи критической точки по мере роста параметра  $m$  значения  $\tau_{ПЭ}$  сильно растут и при больших  $m$  существенно отличаются от однородного случая. Вдали от критической точки наблюдается значительно более слабый рост  $\tau_{ПЭ}$ , и значения для неоднородного и однородного случая практически совпадают. Это свидетельствует о значительном влиянии перепада плотности на величину  $\tau_{ПЭ}$  вблизи критической точки и о слабом влиянии вдали от критической точки. Кроме того, получено, что подвод тепла к области повышенной температуры приводит к усилению, а отвод тепла – к ослаблению начальной температурно-плотностной неоднородности. Объемный подвод тепла в области повышенной температуры и пониженной плотности приводит к усилению температурно-плотностной неоднородности. При этом эффективность нагрева  $\alpha_{эф}$  тем больше, чем сильнее неоднородность (больше  $m$ ) и в целом уменьшается при приближении к критической точке (параметр  $\epsilon$  уменьшается).

Необходимо отметить, что для выяснения механизма обнаруженных особенностей нагрева при подводе тепла с границы или

объемном подводе тепла в неоднородном сверхкритическом флюиде следует провести детальное исследование взаимодействия генерируемых при этом волн давления, температуры и плотности с плотностной неоднородностью.

*Работа выполнена по теме государственного задания «Волновые, конвективные и фрагментационные процессы в сложных жидкостях»; № госрегистрации АААА-А17-117021310375-7.*

#### Список литературы

1. Farouk B., Lin Y., Lei Z. Acoustic Wave Induced Flows and Heat Transfer in Gases and Supercritical Fluids. *Advances in Heat Transfer*. 2010. vol. 42. P. 1–136.
2. B. Shen B., Zhang P. An overview of heat transfer near the liquid-gas critical point under the influence of the piston effect: Phenomena and theory. *Int. J. Thermal Sciences*. 2013. vol. 71. P. 1–19.
3. Deng B., Kanda Y., Chen L., Okajima J., Komiya A., Maruyama S. Visualization Study of Supercritical Fluid Convection and Heat Transfer in Weightlessness by Interferometry: A Brief Review. *Microgravity Sci. Technol.* 2017. vol. 29. P. 275–295.
4. Zappoli B., Beysens D., Garrabos Y. Heat Transfers and Related Effects in Supercritical Fluids. *Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer. 2015. vol. 108.
5. Горбунов А.А., Емельянов В.М., Леднев А.К., Алямовская В.А.. Численное исследование распространения возмущений бесконечно малой и конечной амплитуды в областях с аномальными термодинамическими свойствами. Препринт № 984. М.: ИМПех РАН, 2011. 84 с.
6. Gorbunov A., Emelyanov V., Lednev A., Soboleva E. Dynamic and Thermal Effects in Supercritical Fluids under Various Gravity Conditions. *Microgravity Sci. Technol.* 2018. vol. 30. Issue 1–2. P. 53–62.
7. Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Физматлит, 2008. 149 с.