УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ НАГРЕВА СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ФЛЮИДА

Горбунов А.А., Емельянов В.М., Леднев А.К.

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, e-mail: icinsugar@mail.ru

На основе уравнений Навье-Стокса и уравнения состояния Ван-дер-Ваальса исследуется влияние силы гравитации на ускоренный прогрев замкнутого объема сверхкритического флюида (СКФ) (так называемый «пистон-эффект»). для одномерного случая приведены результаты вычислений вблизи критической термодинамической точки. Получено, что при $\varepsilon^3 \geq 10^{-3}$, где $e = (T_{нач} - T_{кр})/T_{кр}$, $T_{нач}$ – начальная температура в замкнутой области и $T_{кр}$ – критическая температура, величина силы тяжести не оказывает существенного влияния на «пистон-эффект». Однако при $e \leq 10^{-3}$ интенсивность прогрева толщи среды существенно зависит от величины силы тяжести. Причем характерное время «пистон-эффекта», $\tau_{ПЕ}$, растет с увеличением силы тяжести.

Ключевые слова: критическая термодинамическая точка, ускоренный прогрев СКФ («пистон-эффект»), невесомость, гравитация, перегрузка

EFFECT OF GRAVITY ON «SPEEDING UP» HEATINGT OF SUPERCRITICAL FLUID

Gorbunov A.A., Emelyanov V.M., Lednev A.K.

Institute for Problems in Mechanics RAS, Moscow, e-mail: icinsugar@mail.ru

Effect of gravity on «speeding up» heating (so called «piston-effect») of a closed domain of supercritical fluid is studied using Navier-Stokes equations and van der Waals equation of state. The results of 1D modeling near the critical point are presented. It is shown that for $\varepsilon^3 \geq 10^{-3}$, where $e = (T_{in} - T_c)/T_c$, T_{in} – initial temperature and T_c – critical temperature, gravity does not affect the piston-effect. However, for $e \leq 10^{-3}$ the bulk heating is sufficiently affected by the gravity. The characteristic time of the piston-effect increases when gravity rises.

Keywords: thermodynamical critical point, «speeding up» heating of supercritical fluid (piston-effect), microgravity, gravity, g-loading

Развитие сверхкритических технологий требует знания особенностей теплопереноса вблизи критической точки и создания на этой основе новых подходов к системам управления процессами в различных СКФ устройствах. В частности, применение СКФ в ракетно-космической технике требует изучения особенностей теплопереноса в СКФ при воздействии сильных перегрузок, а также при различных условиях тяготения в перспективных разработках применения СКФ-технологий при освоении Луны и планет солнечной системы.

Численные и экспериментальные исследования теплопереноса в замкнутом объеме, наполненном сверхкритическим флюидом, особенно интенсивно развивались в последние два десятилетия, в частности благодаря международным экспериментам, проведенным на борту орбитальных станций МИР и МКС. Было обнаружено, что при нагреве или охлаждении границ объема с СКФ наблюдается существенное ускорение прогрева/охлаждения среды, когда начальная температура в объеме приближается к критической температуре [2–8]. При этом температура, давление и плотность существенно меняются вблизи стенки и практически постоянны в «толще» (англ. bulk) среды. Поскольку слой жидкости в непосредственной близости от стенки расширяется, а среда в толще сжимается, то внешне процесс нагрева выглядит как сжатие основной толщи жидкости поршнем. Поэтому такая особенность процесса нагрева получила название «пистон-эффекта» (англ. piston-effect).

Важной характеристикой является характерное время прогрева толщи жидкости (характерное время пистон-эффекта), $\tau_{пе}$. В работе [9] получено аналитическое решение уравнения передачи тепла от мгновенно нагретой стенки к жидкости в отсутствие силы тяжести (g=0). При выводе уравнения предполагалось, что температура стенки постоянна, перенос тепла в пристеночный слой происходит за счет теплопроводности, а толщина пристеночного слоя много меньше размера всей области нагрева. При этом пристеночный слой расширяется изобарически, а толща жидкости сжимается адиабатически. из решения следует, что время пистон-эффекта определяется формулой:

$$\tau_{ПЕ} = \frac{L^2}{(\gamma - 1)^2 D_T}, \qquad (*)$$

где L – характерный размер области; $\gamma = c_P/c_V$; c_P – теплоемкость при постоянном давлении, c_V – теплоемкость при постоянном объ-

еме, $D_T=\lambda/\rho c_P$, λ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность.

При достижении времени пистон-эффекта температура в толще жидкости достигает величины 0,572 от температуры нагретой стенки.

Зная характер зависимости входящих в формулу величин от параметра е, можно оценить, как характерное время нагрева меняется при приближении к критической точке. В работе [10] использовались зависимости $D_T \sim \varepsilon^{0,66}$ и $\gamma \sim \varepsilon^{-1,13}$, что дает $\tau_{ПЕ} \sim \varepsilon^{1,6}$.

Целью данной работы является исследование влияния различных значений силы гравитации на ускоренный прогрев замкнутого объема СКФ. Расчеты проводились для одномерного случая с использованием уравнений Навье-Стокса и уравнения состояния Ван-дер-Ваальса.

Математическая модель

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

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

$$\mathrm{M}\,\mathrm{Pr}_0\left[\rho^2 f_p'\left(\mathrm{Sh}\frac{\partial T}{\partial t}+\left(V,\nabla\right)T\right)+\sigma_p\left(\gamma_0-1\right)Tf_T'\left(\mathrm{Sh}\frac{\partial\rho}{\partial t}+\left(V,\nabla\right)\rho\right)\right]=$$
$$=\mathrm{C_R}\rho f_p'\nabla^2 T, \tag{2}$$

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

$$\mathrm{Sh}\frac{\partial\rho}{\partial t}+\left(V,\nabla\right)\rho+\rho\left(\nabla,V\right)=0. \tag{4}$$

Здесь введены следующие безразмерные комплексы (курсивом обозначены размерные величины):

$\mathrm{Sh}=\dfrac{L}{\tilde{V}\tilde{t}}$ – число Струхала, L – масштаб длины, $\tilde{V}$ – масштаб скорости и $\tilde{t}$ – масштаб времени; $\mathrm{M}=\dfrac{\tilde{V}}{v_\sim}$ – число Маха, $v_\sim=\sqrt{\dfrac{\tilde{T}\left(f_T'\right)^2-\tilde{\rho}^2 c_v f_p' f_\rho'}{\tilde{\rho}^2 c_v\left(f_p'\right)^2}}$ – скорость звука при масштабных термодинамических параметрах $\tilde{p},\tilde{\rho},\tilde{T}$, где $f\left(p,\rho,T\right)=0$;

$\gamma_0=\dfrac{R+c_v}{c_v}$ – показатель адиабаты или адиабатическая постоянная;

$\mathrm{C_R}=\dfrac{\mathrm{M}}{\mathrm{Re}}=\dfrac{\mu}{\tilde{\rho}Lv_\sim}$, $\mathrm{Re}=\dfrac{\tilde{\rho}\tilde{V}L}{\mu}$ – число Рейнольдса. Параметр $\mathrm{C_R}$ позволяет сопоставить влияние трения при скоростях диффузионных процессов с влиянием трения, возникающего при движении со звуковыми скоростями в среде с масштабной плотностью в масштабном объеме.

$\mathrm{C_F}=\dfrac{\mathrm{M}^2}{\mathrm{Fr}}=\dfrac{gL}{v_\sim^2}$, $\mathrm{Fr}=\dfrac{\tilde{V}^2}{gL}$ – число Фруда. Параметр $\mathrm{C_F}$ соотносит потенциальную энергию пробной массы при заданном тяготении на уровне масштабной высоты с кинетической энергией, которую приобретает эта масса, двигаясь со скоростью звука. $\sigma_p=\dfrac{\tilde{p}}{R\tilde{\rho}\tilde{T}}$ – коэффициент, характеризующий уклонение выбранного масштаба давления от давления совершенного газа при выбранных масштабах плотности и температуры.

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

$\mathrm{Pr}_0 = \frac{\mu c_v}{\lambda}$ – число Прандтля. Формально $\frac{\mu c_v}{\lambda} = 1$ однако на практике параметр Pr_0 указывает отклонение этого отношения от единицы.

Представленная модель использовалась ранее в работе [1] для расчетов распада разрывов температуры и давления в ячейке СКФ при γ=0.

Расчеты проводились для вертикальной одномерной области высотой L = 1 см в поле силы тяжести, направленной вниз. Рабочее тело – шестифтористая сера (SF_6). В начальный момент времени распределение давления и плотности соответствуют заданной величине ускорения свободного падения, температура постоянна по высоте и соответствует заданной сверхкритической температуре $T_{нач}$. Температура верхней границы мгновенно возрастает на величину 1 мК и поддерживается постоянной во время расчета. Нижняя граница считается адиабатической.

Для вычисления безразмерных комплексов, входящих в уравнения (1)–(4) использовались следующие константы (для SF_6): c_v = 1000 дж/кг·град, λ = 1,2 вт/м·град, μ = 40·10^{-6} Па·с, R = 56,9 дж/кг·град., γ_0 = 1.0569 и масштабы переменных: L = 10^{-2} м, $\tilde{\rho} = \rho_{кр}$ = 744 кг/м^3, $\tilde{T} = T_{кр} = 45{,}7\,°\mathrm{C}$, $\tilde{V} = \sqrt{\gamma_0 R \tilde{T}} = 134.8$ м/с, $\tilde{t} = L/\tilde{V} = 7.4\cdot 10^{-5}$ с.

В расчетах определялись зависимости от времени распределений температуры, давления, плотности и скорости по высоте при различных начальных значениях температуры и ускорения свободного падения.

Методика и результаты расчетов

Для расчетов была применена вычислительная схема, основанная на явном методе конечных разностей. Шаг по пространству h=10^{-3}, шаг по времени $h(h)^{0.5}$.

Для определения начального равновесного распределения давления и плотности, соответствующего заданному значению ускорения свободного падения, применялись два способа: расчет с помощью численной реализации описанной выше математической модели и расчет по формуле

$$T_{нач.} \ln\frac{\rho}{1-\frac{\rho}{3}} + \frac{T_{нач.}}{1-\frac{\rho}{3}} - \frac{9}{4}\rho =$$

$$= -\frac{\gamma_0}{Fr} z - T_{нач.} \ln\frac{2}{3} + \frac{3}{2} T_{нач.} - \frac{9}{4} + \frac{\gamma_0}{2Fr}. \quad (**)$$

Формула получена путем интегрирования уравнения движения (3) при условии равенства скоростей нулю, постоянства температуры вдоль вертикальной оси и выполнении уравнения состояния Ван-дер-Ваальса (1).

Предварительные расчеты показали, что распределения, полученные этими двумя способами, практически совпадают. С целью экономии машинного времени в дальнейших расчетах использовались начальные распределения плотности и давления, полученные с помощью формулы (**).

Расчеты были проведены для g=0, g=g_0=9.81 м/с^2 и для перегрузки g=5g_0 и g= 10g_0.

На рис. 1 представлены распределения плотности для этих значений ускорения свободного падения при двух значениях разности начальной и критической температуры, $\Delta T = T_{нач} - T_{кр}$ = 10 мК и 500 мК. При ΔT = 10 мК наблюдается характерный перегиб при z=0,5 и ρ=1, в то время как даже на небольшом удалении от критической точки (ΔT=500 мК) профили плотности практически линейны для всех значений g.

На рис. 2 приведены зависимости приращения безразмерной температуры $\delta T = T - T_{нач}$ в центре расчетной области (z = 0,5) от времени для различных значений ускорения свободного падения. Разница между начальной и критической температурой составляет ΔT = 10 мК, количество узлов расчетной сетки n=1003. При отработке методики расчетов были проведены вычисления для различного количества узлов: n=403, 1003 и 10003. Результаты этих расчетов для g=0 приведены на вставке рис. 2. Оказалось, что кривые для 1003 и 10003 узлов практически совпадают, поэтому в дальнейшем все расчеты проводились для 1003 узлов.

Величина характерного времени пистон-эффекта $\tau_{ПЕ}$ определялась по зависимостям температуры в центре расчетной области от времени. Следуя работе [8] предполагалось, что $\tau_{ПЕ}$ соответствует времени, за которое температура в толще среды достигла величины 0,572 от разницы между начальной и конечной температурой. В нашем случае эта разница составляет $T_{кон.} - T_{нач}$ = 1 мК, а безразмерная величина приращения температуры в толще, соответствующая величине 0,572($T_{кон.} - T_{нач.}$), составляет $\delta T_{ПЕ}$ = 1,7910^{-6}. Тогда, например для ΔT = 10 мК и $g = g_0$ (см. рис. 2), $\tau_{пе}$ = 0,25 с

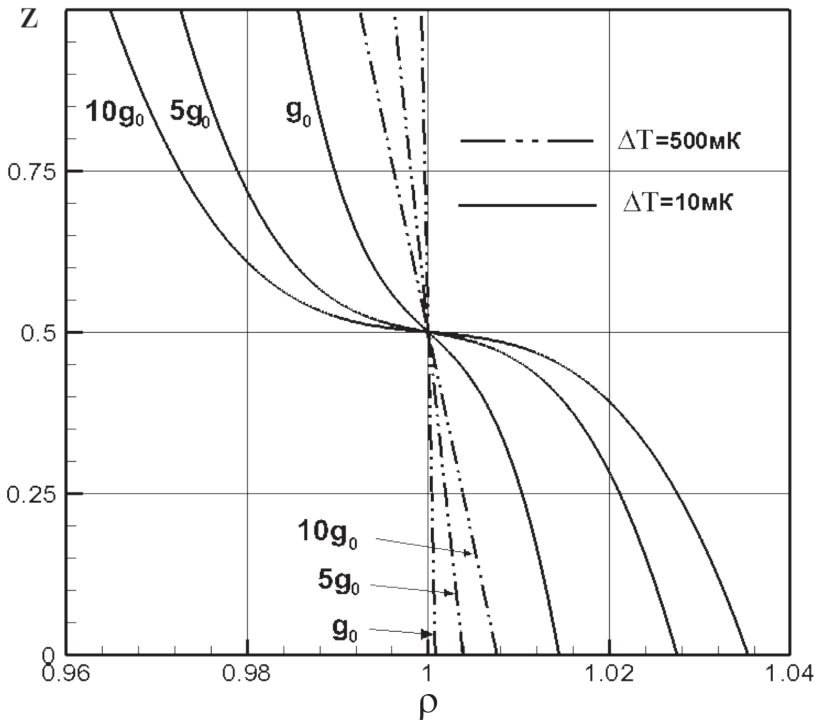

Рис. 1. Распределения плотности для различных значений ускорения свободного падения при $\Delta T = T_{нач} - T_{кр}$ = 10 мК и 500 мК

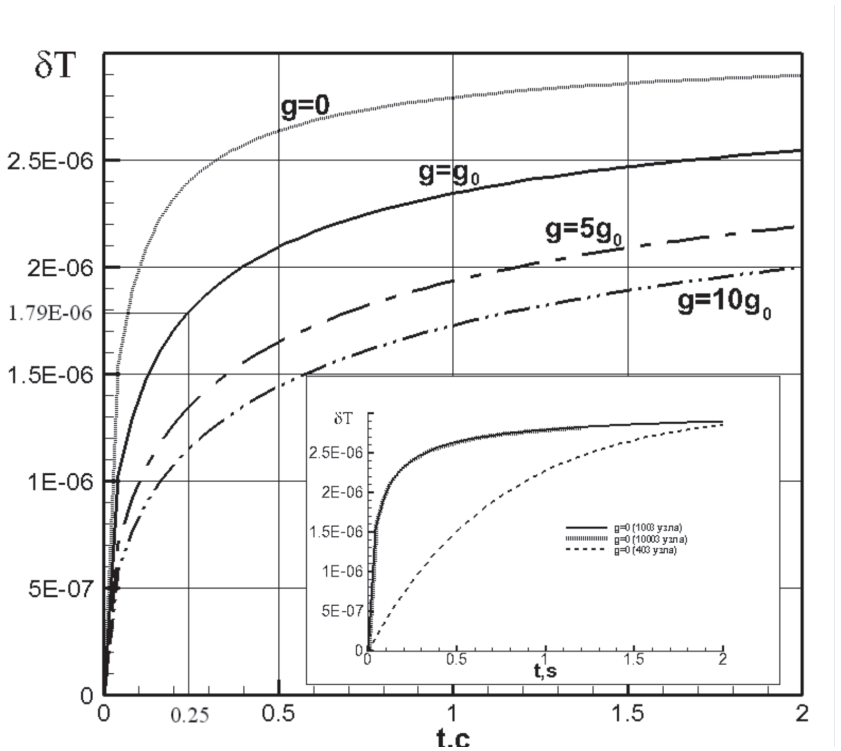

Рис. 2. Зависимости приращения безразмерной температуры $\delta T = T - T_{нач}$ в центре расчетной области (z = 0,5) от времени для различных значений ускорения свободного падения

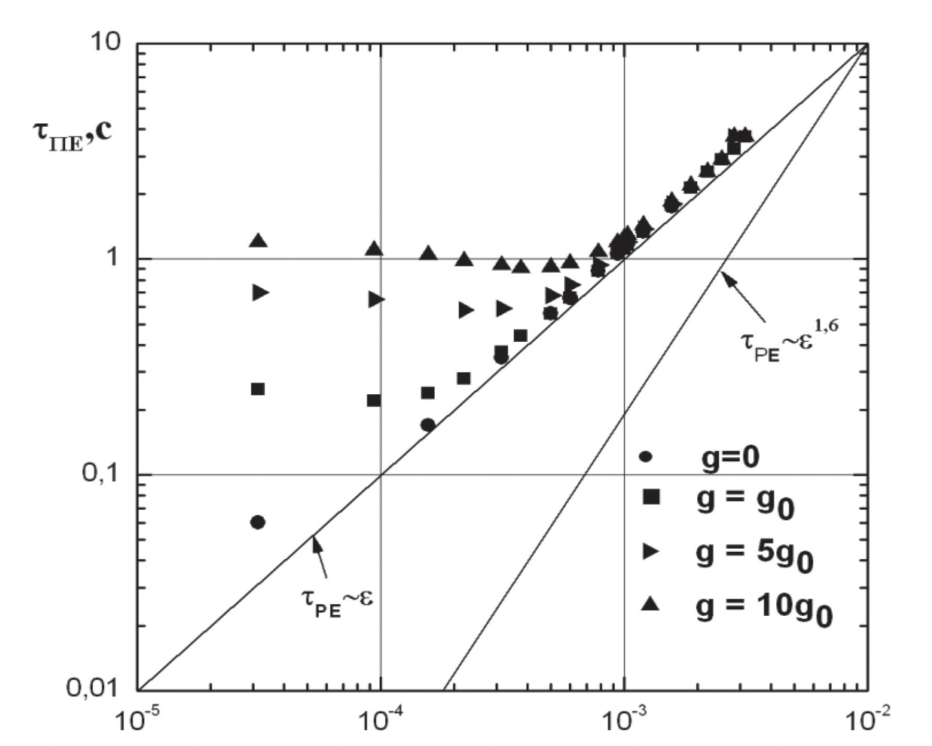

Рис. 3. Зависимости $\tau_{ПЕ}$ от величины е для различных значений g

Разность между начальной и критической температурой $\Delta T = T_{нач} - T_{кр}$ менялась от 10 мК до 1000 мК, что соответствует изменению е в пределах $3\cdot10^{-5} < \varepsilon < 3\cdot10^{-3}$. На рис. 3 представлен график зависимости $\tau_{ПЕ}$ от величины е для различных значений *g*. из графика видно, что при $\varepsilon > 10^{-3}$ зависимости $\tau_{пе}$ от е для всех значений ускорения свободного падения и для невесомости (*g*=0) практически совпадают. При этом величина наклона графика близка к единице, т.е. $\tau_{ПЕ} \sim$ е.

Такой наклон соответствует представленной выше формуле (*), поскольку при c_V = const, λ = const (что принято в нашей модели) и при

$$g >> 1\ \tau_{ПЕ} \propto \frac{1}{c_P} \propto \frac{1}{\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_P},$$

а в соответствии с принятым в модели уравнением Ван-дер-Ваальса $\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_P \propto \varepsilon^{-1}$, т.е. $\tau_{ПЕ} \propto \varepsilon$.

При $\varepsilon < 10^{-3}$ наклон графика для *g*=0 практически не меняется, в то время как при наличии гравитации время пистон-эффекта значительно увеличивается. для наибольшей величины ускорения свободного падения это отличие максимально. Например, для $\varepsilon \approx 10^{-4}$ время пистон-эффекта при $g = 10g_0$ на порядок меньше чем при невесомости. При приближении к критической точке, чем больше *g*, тем раньше характерное время пистон-эффекта начинает отличаться от его значения в невесомости.

Заключение

На основе уравнений Навье-Стокса и уравнения состояния газа Ван-дер-Ваальса проведено численное исследование особенностей процесса ускоренного прогрева сверхкритической шестифтористой серы для одномерного случая в диапазоне $3\cdot10^{-5} < \varepsilon < 3\cdot10^{-3}$ при различных условиях гравитации. Получено, что при приближении к критической точке начиная со значения $\varepsilon \approx 10^{-3}$ характерное время ускоренного прогрева (время пистон-эффекта $\tau_{ПЕ}$) существенно увеличивается по сравнению с условиями невесомости. Причем, чем больше ускорение свободного падения, тем раньше при приближении к критической точке эта разница начинает проявляться и тем больше она по величине.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15–01–02012).

Список литературы

1. Горбунов А.А., Емельянов В.М., Леднев А.К. Распад разрыва температуры и давления вблизи термодинамической критической точки. // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2015. – №12 (часть 1). – С. 23–30.

2. Соболева Е.Б. О влиянии теплового источника на адиабатический нагрев жидкости вблизи критической точки. // Теплофизика Высоких Температур. – 2003. – Т. 41; № 6. – С. 882.

3. Straub J., Eicher L., and Haupt A. Dynamic temperature propagation in a pure fluid near its critical point observed under microgravity during the German Spacelab Mission D-2 // Phys. Rev. E. – 1995. – V. 51. No. 6. – P. 5556.

4. Miura Y., Yoshihara S., Ohnishi M, Honda K, Matsimoto M., Kawai J., Ishikawa M., Kobayashi H., and Onuki A. High-speed observation of the piston effect near the gas-liquid critical point // Phys. Rev. E. – 2006. P. 010101(R).

5. Zappoli, B., Amiroudine, S., Carles, P. and 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.

6. Garrabos Y., Dejoan A., Lecoutre C., Beysens D., Nikolaev V., and Wunenburger R. Piston effect in a supercritical fluid sample cell: A phenomenological approach of the mechanisms // J. Phys. IV France 11. – 2001. – P. 23.

7. Garrabos Y., Beysens D., Lecoutre C., Dejoan A., Polezhaev V., Emelianov V.. Thermoconvection phenomena induced by vibrations in supercritical SF6 under weightlessness // Phys. Rev. E. – 2007. – V. 75. – P. 056317.

8. Emelyanov V., Gorbunov A. and Lednev A. The study of Heat Transfer in a Closed Domain of Supercritical SF6 with the Laboratory and Numerical Instruments // Third International Symposium on Physical Sciences in Space (3rd ISPS). Nara, Japan. Nara-Ken Public Hall. – 2007. – P 435.

9. Onuki A. Fast adiabatic equilibration in a single-component fluid near the liquid-vapor critical point // Phys. Rev. A. – 1990. – V. 41. No. 4. – P. 2256.

10. 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. – V. 71. – P.1.