

Общероссийский математический портал

Е. Б. Соболева, О влиянии теплового источника на адиабатический нагрев жидкости вблизи критической точки,
ТВТ, 2003, том 41, выпуск 6, 882–888

<https://www.mathnet.ru/tvt1727>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.88

20 мая 2025 г., 16:26:36



ТЕПЛОМАССОБМЕН И ФИЗИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

УДК 533.21:536.42

О ВЛИЯНИИ ТЕПЛООВОГО ИСТОЧНИКА НА АДИАБАТИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

© 2003 г. Е. Б. Соболева

Институт проблем механики РАН, Москва

Поступила в редакцию 27.02.2003 г.

Исследуется адиабатический нагрев жидкости с околкритическими параметрами, названный “поршневым” эффектом, который возникает в результате сжатия. Рассматривается нагрев от источника постоянной мощности. Выполнен одномерный анализ и численное моделирование эффекта, проведено сравнение с аналогичным процессом, развивающимся от источника постоянной температуры. Получено, что по мере приближения к критической точке “поршневой” эффект исследуемого типа перестает зависеть от параметров жидкости, что качественно отличается от действия изотермического источника.

ВВЕДЕНИЕ

Вещества вблизи термодинамической критической точки обладают физическими свойствами, отличными от свойств обычных жидкостей и газов. Они называются околкритическими жидкостями и характеризуются асимптотической расходимостью одних параметров (например, теплоемкости при постоянном давлении, коэффициента изотермической сжимаемости) и стремлением к нулю других (например, коэффициента тепловой диффузии) [1]. Столь необычные свойства приводят к существенно нелинейным явлениям в гидродинамике таких систем и порождают взаимодействие термодинамических и механических факторов, определяющих их поведение.

Околкритические жидкости очень чувствительны к внешним воздействиям разной природы. Тепловые возмущения исследовались подробно, особенно после того как в экспериментах по изучению термодинамических свойств веществ вблизи критической точки был обнаружен неизвестный ранее эффект [2]. Оказалось, что тепловой импульс от нагревателя приводит к быстрому равномерному росту температуры внутренних слоев вещества. Это явление, названное “поршневым” эффектом, в настоящее время достаточно хорошо понято и, как выяснилось, возникает в сильно сжимаемых средах. При выделении тепла около источника формируется температурный пограничный слой, который вследствие нагревания ощутимо расширяется и как поршень толкает внутренние слои, заставляя их сжиматься и адиабатически нагреваться.

Первоначально “поршневой” эффект был объяснен качественно [3] и исследован асимптотическими методами [4] при задании скачка температуры на источнике при теплоизоляции внешней границы, затем рассматривались различные типы

теплоподвода при поддержании постоянной температуры границы [5]. Проведено численное моделирование в одномерной геометрии [4, 6], показана связь внутреннего прогрева с граничными условиями [7]. Возмущения от нагревателя постоянной мощности исследовались в [5], однако условие изотермичности на границе создавало дополнительный тепловой поток, что не позволило выделить отклик жидкости на действие отдельного источника. Влияние сжимаемости на распространение тепла в совершенном газе рассматривалось в [8].

В данной работе выполняются одномерный анализ и численное моделирование “поршневого” эффекта, который возникает в теплоизолированной емкости при подаче стационарного теплового потока, и проводится сравнение с аналогичным процессом, развивающимся от источника постоянной температуры. Полученные результаты представляют интерес для постановки экспериментов по физике околкритических жидкостей, проведенных при участии российских исследователей на станции “Мир” в 1995 г. [9, 10] и в 1999 г. [11] и планируемых в будущем на Международной космической станции.

Адиабатический нагрев жидкости от источника постоянной мощности. Исследуется слой жидкости между двумя параллельными адиабатическими границами, посередине слоя параллельно границам расположен плоский нагреватель. В силу симметрии задачи рассматривается половина области (правая), ограниченная слева нагревателем (рис. 1). Применяется такой же подход, как в [3], справедливый при малых отклонениях от состояния равновесия, только на источнике задается стационарное тепловыделение $q = \lambda dT/dx = \text{const}$, где q , λ , T – плотность теплового потока, коэффициент теплопроводности и температура.

Сначала предполагается, что правая граница $x = l$ отодвинута на бесконечность ($l \rightarrow \infty$), т.е. исследуется полубесконечная область. Исходная температура жидкости T^* . При испускании тепла источником около него благодаря теплопроводности формируется температурный пограничный слой толщины x_{ef} , со временем расширяющийся.

Поскольку объем жидкости бесконечен, то давление P не меняется и уменьшение плотности ρ в пограничном слое связано только с ростом температуры

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{d\rho}{dT}\right)_p \frac{dT}{dt}. \quad (1)$$

Чтобы найти уменьшение массы m_1 в слое $[0, x_{ef}]$, нужно проинтегрировать уравнение (1), полагая, что производная $(d\rho/dT)_p$ постоянна по пространству. Получается выражение

$$\frac{d}{dt}m_1 = \left(\frac{d\rho}{dT}\right)_p \frac{d}{dt} \int_0^{x_{ef}} T dx, \quad (2)$$

в котором правую часть нужно преобразовать и выразить через заданный поток q . Исходя из определения теплового потока, его величину следует связать с разностью температур приближенным уравнением $q = \lambda(T - T^*)/x_{ef}$, дающим при интегрировании в пределах $[0, x_{ef}]$ зависимость для температуры

$$\frac{d}{dt} \int_0^{x_{ef}} (T - T^*) dt = \frac{d}{dt} \int_0^{x_{ef}} \frac{q}{\lambda} T x_{ef} dx. \quad (3)$$

Если коэффициент теплопроводности λ считать постоянным, то правую часть можно проинтегрировать и получить другое уравнение:

$$\frac{d}{dt} \int_0^{x_{ef}} T dx = \frac{q}{\lambda} \frac{d}{dt} x_{ef}^2. \quad (4)$$

Масштаб ширины пограничного слоя x_{ef} увеличивается со временем из-за теплопроводности так же, как и в совершенном газе [12]

$$x_{ef} = \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} t\right)^{1/2}, \quad (5)$$

хотя коэффициент тепловой диффузии $D = \lambda/(\rho c_p)$ при приближении к критической точке стремится к нулю в силу более быстрой асимптотической расходимости теплоемкости при постоянном давлении c_p по сравнению с расходимостью коэффициента λ [1]. Выражение для ширины пограничного слоя позволяет преобразовать уравнение (4),

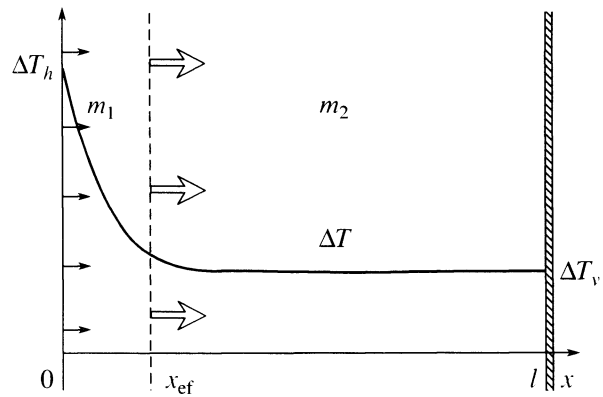


Рис. 1. Схема действия "поршневого" эффекта.

которое при подстановке в (2) приводит к искомым зависимости

$$\frac{d}{dt}m_1 = \left(\frac{d\rho}{dT}\right)_p \frac{d}{dt} \int_0^{x_{ef}} T dx, \quad (6)$$

описывающей уменьшение массы жидкости в пограничном слое в результате теплового расширения.

Теперь можно перейти к задаче в первоначальной постановке, т.е. рассмотреть слой конечной толщины l . Вследствие замедления в критической окрестности процесса теплопроводности температурный пограничный слой около нагревателя увеличивается крайне медленно и условие $x_{ef}/l \rightarrow 0$ остается справедливым в течение долгого времени. Поэтому расширение нагретой от источника жидкости, которая составляет лишь малую часть от всего содержимого, не создает заметного роста давления и выражение (1) остается по-прежнему справедливым. Следовательно, уменьшение массы пограничного слоя описывается полученной зависимостью (6) и в случае области конечной толщины.

Зная, как меняется масса жидкости около нагревателя, можно определить условия в остальном объеме при $x_{ef} < x < l$. В результате притока вещества из приграничной зоны масса остальной жидкости m_2 увеличивается и в силу сохранения суммарного баланса ($m_1 + m_2 = \text{const}$) подчиняется уравнению $dm_2/dt = -dm_1/dt$. Если считать, что $l - x_{ef} \approx l$ и распределение массы вне пограничного слоя остается равномерным, то соответствующее возрастание плотности можно найти из условия $d\rho/dt = 1/l dm_2/dt$. Комбинируя последние выражения для m_2 и ρ и используя зависимость (6), можно определить производную плотности вне пограничного слоя

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{q}{\rho c_p l} \left(\frac{d\rho}{dT}\right)_p. \quad (7)$$

Поскольку везде, кроме пограничного слоя, теплопроводностью можно пренебречь, уравнение энергии [12] в рассматриваемой части объема сводится к

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = \frac{T}{\rho} \left(\frac{dP}{dT} \right)_\rho \frac{d\rho}{dt}. \quad (8)$$

Это уравнение с помощью равенства (7) можно преобразовать к виду

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{qT}{l\rho^3 c_v c_p} \left(\frac{dP}{dT} \right)_\rho \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_P. \quad (9)$$

Используя общее термодинамическое соотношение между теплоемкостью при постоянном давлении c_p и теплоемкостью при постоянном объеме c_v [13]

$$c_p = c_v - \frac{T}{\rho^2} \left(\frac{dP}{dT} \right)_\rho \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_P, \quad (10)$$

вместо уравнения (9) можно получить конечное выражение

$$\frac{dT}{dt} = \frac{q}{l\rho} \frac{c_p - c_v}{c_p c_v}, \quad (11)$$

дающее рост температуры в объеме вне пограничного слоя. Именно такой механизм нагрева в результате сжатия жидкости и был назван “поршневым” эффектом.

Рассмотрим относительную температуру $\Delta T = T - T^*$, т.е. отклонение текущего значения от начального. Величина ΔT на источнике обозначена ΔT_h , в объеме – ΔT_v (рис. 1). Исходя из очевидного приближенного выражения $\Delta T_v = (dT/dt)t$, где производная dT/dt известна из (11), можно получить зависимость для ΔT_v

$$\Delta T_v = \frac{q}{l\rho} \frac{c_p - c_v}{c_p c_v} t. \quad (12)$$

Величина ΔT_h оценивается по тепловому потоку около нагревателя в соответствии с уравнением $q = \lambda(\Delta T_h - \Delta T_v)/x_{ef}$, в котором масштаб x_{ef} растет со временем по (5). Эти уравнения приводят к соотношению

$$\frac{\Delta T_h}{\Delta T_v} = 1 + l \left(\frac{\rho}{t} \right)^{1/2} \frac{c_p^{1/2} c_v}{\lambda^{1/2} (c_p - c_v)}, \quad (13)$$

которое характеризует неоднородность теплового поля во время действия “поршневого” эффекта.

Найденные зависимости следует проанализировать. Известно, что при приближении к критической точке значение c_p асимптотически расходится, а c_v меняется слабо, поэтому правая часть (11) стремится к фиксированной величине, так как $(c_p - c_v)/(c_p c_v) \rightarrow 1/c_v$. Из этого следует, что производная температуры dT/dt также стремится

к константе и адиабатический нагрев в критической окрестности становится универсальным, т.е., протекает независимо от критической расходности параметров жидкости.

Полученный результат кажется неожиданным, поскольку “поршневой” эффект, возникающий от скачка температуры, очень чувствителен к свойствам среды: характерное время действия стремится к нулю, а скорость нагрева – к бесконечности по мере приближения к критической точке [5]. Обнаруженное отличие можно объяснить тем, что при фиксированной температуре поток тепла от нагревателя не ограничен и определяется свойствами жидкости. Чем ближе к критической точке, тем больше сжимаемость среды и ее способность нагреваться при сжатии, а следовательно, больше потребляемая энергия и рост температуры внутри объема. Если же тепловой поток зафиксирован, то жидкость не может взять больше тепла, чем установлено, что ведет к ограничению адиабатического нагрева, который становится независимым от параметров среды и определяется только самим источником.

Можно оценить, как изменяется внутренний нагрев в околкритической жидкости по сравнению с совершенным газом. В классическом двухатомном газе, например, отношение теплоемкостей $c_p/c_v = 1.4$, а в критической окрестности – $c_p/c_v \rightarrow \infty$. Из уравнения (11) следует, что скорость нагрева при критических параметрах возрастает в 3.5 раз. Для сравнения: в случае изотермического источника увеличение скорости нагрева определяется асимптотически расходящимся коэффициентом [5].

При приближении к критической точке $\lambda \rightarrow \infty$, $c_p \rightarrow \infty$, поэтому в уравнении (13) второй член в правой части стремится к нулю и $\Delta T_h/\Delta T_v \rightarrow 1$. Это значит, что тепловая неоднородность около нагревателя исчезает и температура во всей области растет одинаково. “Поршневой” эффект обеспечивает быструю “перекачку” энергии из пограничного слоя в объем.

Результаты численного моделирования. Было проведено численное моделирование динамики околкритических жидкостей в рамках гидродинамической модели, включающей полные уравнения Навье–Стокса с двухмасштабным представлением давления, уравнение энергии и двухпараметрическое уравнение состояния несовершенного газа. На основе такого подхода создан оригинальный двумерный численный код с неявной конечно-разностной аппроксимацией, подробное описание которого дано в [14]. Используемая модель является развитием приближенной модели с “фильтрацией” акустики [15], расширенной на случай околкритических жидкостей [16].

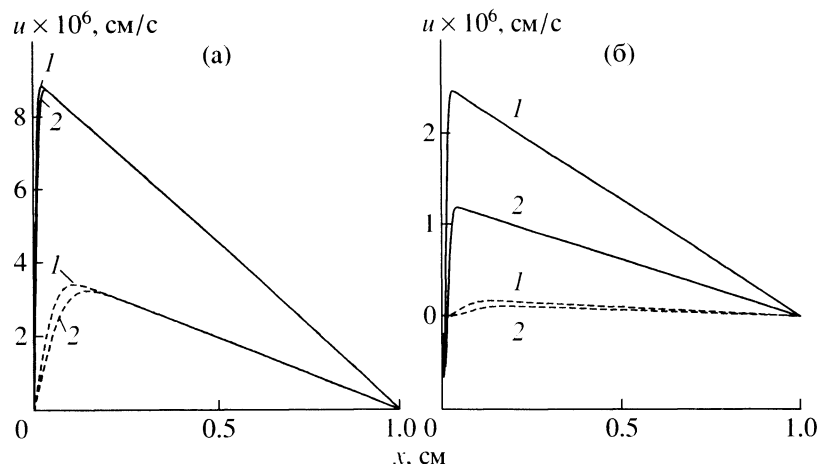


Рис. 2. Скорость u при воздействии источника постоянной мощности при $q = 3.67 \times 10^{-4}$ Вт/см², $t_h = 3$ с – (а) и постоянной температуры при $\Delta T^* = 5$ мК – (б) в околокритической среде (сплошные линии) и в совершенном газе (штриховые линии) для $\epsilon^* = 3.3 \times 10^{-3}$ в моменты времени $1 - t = 1.5$ с, $2 - t = 3$ с.

В качестве уравнения состояния выбрано уравнение Ван-дер-Ваальса

$$P = BrT/(1 - bp) - ap^2, \quad a = 9BT_c/(8\rho_c), \quad (14)$$

$$b = 1/(3\rho_c),$$

где $B = R/\mu_g$, R – универсальная газовая постоянная, μ_g – молекулярный вес газа; индексом “с” отмечены критические значения. Однако можно использовать и другие соотношения между P , ρ , T в зависимости от близости к критической точке, желаемой точности аппроксимации, диапазона параметров [17–19]. Уравнение Ван-дер-Ваальса хотя и не обладает высокой точностью в малой критической окрестности, но позволяет успешно моделировать гидродинамические эффекты, связанные с сильной сжимаемостью среды. При $a = 0$, $b = 0$ выражение (14) сводится к уравнению состояния совершенного газа.

Близость к критической точке определяется температурным параметром $\epsilon = (T - T_c)/T_c$, изменение коэффициента теплопроводности λ задается степенной зависимостью [1] $\lambda = \lambda_0(1 + \Lambda\epsilon^{-\phi})$, коэффициент сдвиговой вязкости η постоянен, а коэффициент объемной вязкости равен нулю. Параметры совершенного газа имеют индекс “0”.

Математическая модель включает следующие безразмерные комплексы:

$$Re = \frac{\rho_c U l}{\eta_0}, \quad Pr = \frac{(c_{v0} + B)\eta_0}{\lambda_0}, \quad (15)$$

$$M = \frac{U}{\sqrt{\gamma_0 B T_c}}, \quad \gamma_0 = 1 + \frac{B}{c_{v0}}$$

– числа Рейнольдса, Прандтля, Маха и показатель адиабаты. В начальный момент плотность равна критической, а температура превосходит крити-

ческое значение и определяется параметром $\epsilon^* = (T^* - T_c)/T_c$. Сила тяжести равна нулю, задача решается в одномерном приближении в рассмотренной выше геометрии (рис. 1). Воздействие теплового источника на левой границе задается плотностью потока, где $q = \text{const}$ при $t \leq t_h$ и $q = 0$ при $t > t_h$, или температурным скачком ΔT^* в начальный момент времени и условием $T = \text{const}$ при $t > 0$. Правая граница теплоизолирована.

Рассматривается область шириной 1 см, заполненная двуокисью углерода CO_2 ($T_c = 304.15$ К, $\rho_c = 4.68 \times 10^2$ кг/м³, $P_c = 7.387$ МПа). Параметры Λ , ϕ в выражении для λ определены по экспериментальным данным для CO_2 [1]. Характерная скорость движения неизвестна, поэтому выбор масштаба скорости при построении безразмерных комплексов довольно произволен; используется значение $U = 0.285$ м/с². Такие физические условия описываются безразмерными величинами $Re = 3.85 \times 10^4$, $Pr = 1$, $M = 10^{-3}$, $\gamma_0 = 1.4$, $\Lambda = 0.028$, $\phi = 0.74$. Моделирование совершенного газа производится с соответствующим уравнением состояния и $\Lambda = 0$. Вычисления выполнялись с неравномерным пространственным шагом, значительно уменьшенным около нагревателя; отношение максимального шага к минимальному равнялось 67, шаг интегрирования по времени составлял 5.8×10^{-5} с.

Сначала исследовалась околокритическая жидкость при $\epsilon^* = 3.3 \times 10^{-3}$ ($T^* - T_c = 1$ К). Воздействие источника постоянной мощности при $q = 3.67 \times 10^{-4}$ Вт/см², $t_h = 3$ с сравнивается с работой источника постоянной температуры при $\Delta T^* = 5$ мК. Характеристики тепловыделения подобраны так, чтобы возрастание температуры в объеме при достижении равновесных условий в обоих случаях было одинаковым.

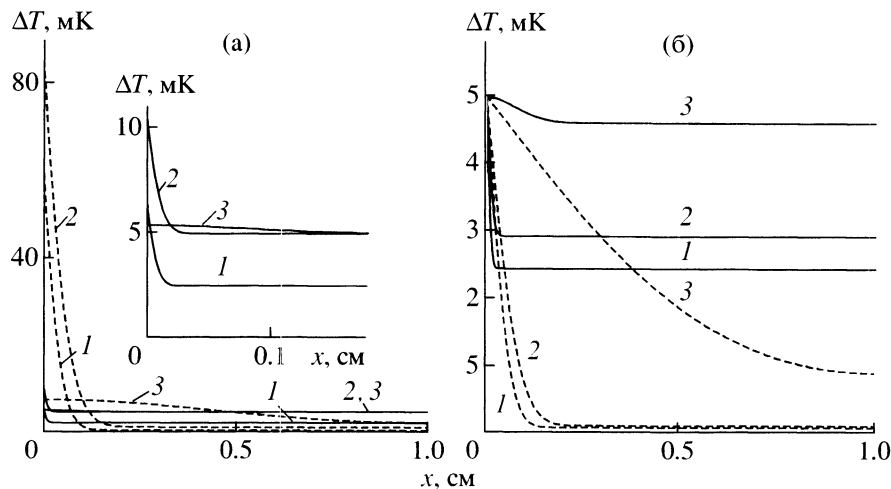


Рис. 3. Относительная температура ΔT при тех же условиях, что и на рис. 2, в моменты времени $1 - t = 1.5$ с, $2 - t = 3$ с, $3 - t = 137$ с. Вставка: величина ΔT около нагревателя в увеличенном масштабе при воздействии источника постоянной мощности.

Из рис. 2 видно, что оба нагревателя создают резкое увеличение скорости в пограничном слое, жидкость расширяется и равномерно сжимает оставшуюся массу. При стационарном тепловом потоке движение со временем практически не меняется (рис. 2а), однако при поддержании температуры постоянной оно убывает (рис. 2б), поскольку поступающие в область потоки также уменьшаются. В обоих случаях отклик околокритичес-

кой жидкости на тепловое возбуждение сильнее, т.е., скорости движения больше, чем в совершенном газе.

Распределения относительной температуры ΔT показывают, что “поршневой” эффект при подаче постоянного потока сглаживает температурное распределение, отводя тепло из пограничного слоя в объем (рис. 3а). Например, в момент $t = 3$ с (кривая 2), когда источник выключается, в среде с критическими параметрами значение ΔT_v в 3.48 раз больше, а ΔT_h – в 8.43 раз меньше, чем в совершенном газе. Расчетный коэффициент увеличения ΔT_v близок к теоретическому значению 3.5, полученному в предыдущем разделе. Когда источник выключен, величина ΔT_v в совершенном газе заметно растет за счет диффузии тепла из пограничного слоя, а в околокритической среде практически не меняется (кривые 2, 3). При нагреве от источника постоянной температуры (рис. 3б) скорость возрастания ΔT_v неограниченно увеличивается при приближении к критической точке: в момент $t = 3$ с (2), например, величина ΔT_v оказывается в 28.0 раз больше, чем в совершенном газе.

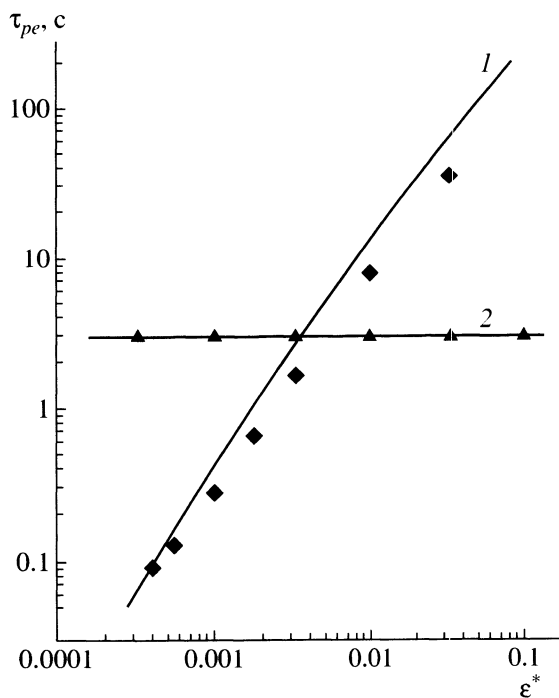


Рис. 4. Зависимости характерного времени “поршневого” эффекта τ_{pe} от параметра ϵ^* при $\Delta T^* = 10$ мК – 1 и $q = 3.67 \times 10^{-4}$ Вт/см², $t_h = 3$ с – 2 , полученные аналитически (сплошные линии) и численно (точки).

На рис. 4 даны зависимости характерного времени “поршневого” эффекта τ_{pe} от близости к критической точке при $\Delta T^* = 0.01$ К и прочих неизменных параметрах. Выражение для τ_{pe} при задании температурного скачка, найденное в общем случае [3], в газе Ван-дер-Ваальса сводится к виду [20], приведенному здесь в размерных переменных

$$\tau_{pe} = \frac{1}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)} \left(\frac{1}{\gamma_0 - 1} + \frac{1 + \epsilon^*}{\epsilon^*} \right) \epsilon^{*2} \times \frac{1}{1 + \Lambda \epsilon^{*-\psi}} \rho_c l^2 (c_{v0} + B). \tag{16}$$

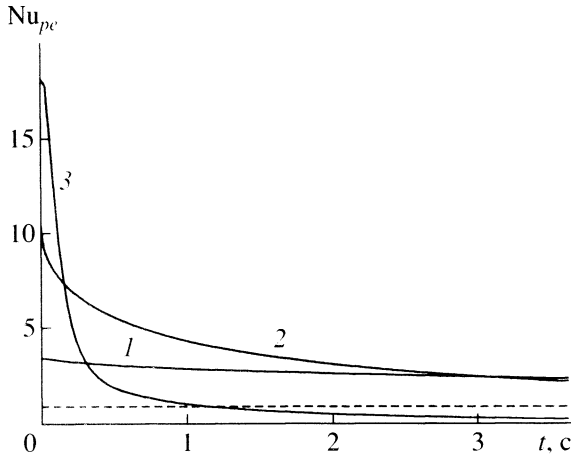


Рис. 5. Временная зависимость аналога числа Нуссельта Nu_{pe} при $\Delta T^* = 5$ мК для значений параметра $\varepsilon^* = 3.3 \times 10^{-2} - 1, 3.3 \times 10^{-3} - 2, 3.3 \times 10^{-4} - 3$. Штриховая линия соответствует источнику постоянной мощности.

При моделировании τ_{pe} находится как момент времени, когда $\Delta T_v = 1/2\Delta T^*$. При стационарном тепловыделении ожидается, что $\tau_{pe} = t_h$, а в расчетах этот момент определяется по прекращении роста ΔT_v . Видно, что, во-первых, результаты моделирования соответствуют предсказаниям, во-вторых, поведение τ_{pe} качественно меняется в зависимости от типа теплоподвода.

“Поршневой” эффект может усиливать теплоотдачу от источника, что удобно охарактеризовать с помощью аналога числа Нуссельта $Nu_{pe} = q/q_{dif}$, где q, q_{dif} – поступающие в объем тепловые потоки при наличии и отсутствии сжимаемости среды. Величина q_{dif} находится численно при поддержании условия $u = 0$ и соответствует режиму чистой теплопроводности. На рис. 5 показано, что при воздействии изотермического источника чем ближе параметры среды к критической точке (меньше ε^*), тем больше влияние “поршневого” эффекта. На начальных этапах тепловые потоки многократно увеличиваются, но со временем становятся меньше, чем в режиме теплопроводности, поскольку суммарное количество тепла, полученное жидкостью, неизменно. Временной интервал усиления теплоотдачи сокращается, так как время τ_{pe} уменьшается и составляет 50.0, 11.6, 1.17 с при $\varepsilon^* = 3.3 \times 10^{-2}, 3.3 \times 10^{-3}, 3.3 \times 10^{-4}$ соответственно. Методика определения Nu_{pe} проверена на задаче с нагревателем при $q = const$, в которой, как и ожидалось, вычисления дают $Nu_{pe} = 1$.

На рис. 6 приведены значения температуры на нагревателе и в объеме при стационарном теплоподводе в зависимости от параметра ε^* . При приближении к критической точке разность между ΔT_h и ΔT_v сокращается, т.е. температурная неоднородность около источника исчезает, что согла-

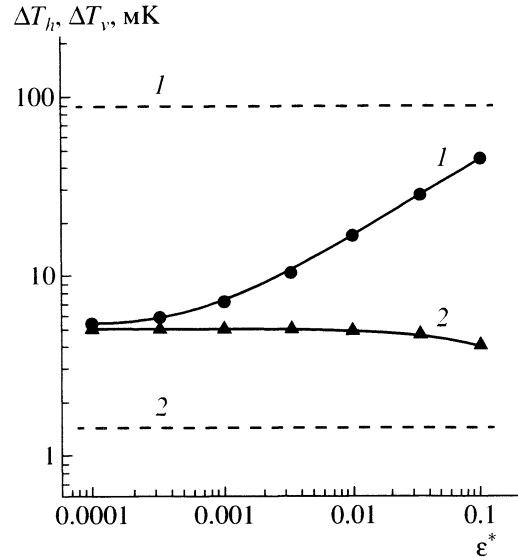


Рис. 6. Зависимости относительной температуры на источнике $\Delta T_h - 1$ и в объеме $\Delta T_v - 2$ от параметра ε^* при $q = 3.67 \times 10^{-4}$ Вт/см² в момент времени $t = 3$ с. Сплошные линии – околокритическая жидкость, штриховые линии – совершенный газ.

суется с анализом уравнений (12), (13). Для сравнения: в совершенном газе отношение $\Delta T_h/\Delta T_v$ не изменяется и составляет примерно 60.

Обсуждение результатов. Результаты показывают, что “поршневой” эффект, возникающий в теплоизолированном объеме при теплоподводе постоянной мощности, обладает в критической окрестности универсальностью, и, следовательно, хорошо управляем. Время его воздействия и скорость нагрева зависят, главным образом, от характеристик источника и не зависят от свойств жидкости, которые существенно меняются. Поэтому процесс такого типа воспроизвести в эксперименте и проанализировать легче, чем при неконтролируемых тепловых потоках, присутствующих источниками постоянной температуры. Такими источниками в экспериментальных установках могут быть как внутренние нагреватели, так и внешний термостат, поддерживающий определенную температуру на границах рабочего объема. С другой стороны, выявленные различия в теплообмене в зависимости от типа теплоподвода вынуждают использовать математические модели, более точно отражающие условия эксперимента.

В представленной работе массовые силы не учитывались, однако в реальных условиях разность температур приводит к конвективному движению, часто искажающему наблюдения и поэтому нежелательному. Обнаруженное исчезновение температурных неоднородностей при приближении к критической точке ведет к ослаблению конвекции и скорее всего позволит получить “поршневой” эффект “в чистом виде” даже при

наличии силы тяжести, что может быть проверено экспериментально.

Автор благодарит В.И. Полежаева за идею исследовать различные типы источников и за многочисленные плодотворные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-01-00682).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Анисимов М.А.* Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. 270 с.
2. *Nitsche K., Straub J.* Die isochore wärme kapazität am kritizen punkt unter reduzierter schwere // *Naturwissenschaften*. 1986. V. 73. P. 370.
3. *Onuki A., Hao H., Ferrell R.A.* Fast Adiabatic Equilibration in a Single-Component Fluid near the Liquid-Vapor Critical Point // *Phys. Rev. A*. 1990. V. 41. № 4. P. 2256.
4. *Zappoli B., Durand-Daubin A.* Heat and Mass Transport in a near Supercritical Fluid // *Phys. Fluids*. 1994. V. 6. № 5. P. 1929.
5. *Zappoli B., Carles P.* The Thermo-Acoustic Nature of the Critical Speeding Up // *Eur. J. of Mech. B*. 1995. V. 14. № 1. P. 41.
6. *Ермаков М.К.* Тепломассообмен в сверхкритических жидкостях на основе одномерных уравнений Навье-Стокса // *Математич. моделирование*. 1997. Т. 9. № 12. С. 31.
7. *Jounet A., Zappoli B., Mojtabi A.* Rapid Thermal Relaxation in Near-Critical Fluids and Critical Speeding Up: Discrepancies Caused by Boundary Effects // *Phys. Rev. Lett*. 2000. V. 84. № 15. P. 3224.
8. *Агафонов Д.В., Черкасов С.Г.* Влияние переменности плотности на распространение тепла в газе // *ТВТ*. 2002. Т. 40. № 4. С. 617.
9. *Polezhaev V.I., Emelianov V.M., Gorbunov A.A.* Near Critical Fluids in Microgravity: Concept of Research and New Results of Convection Modeling // *Jpn. Soc. Microgr. Appl*. 1998. V. 15 (Suppl. 2). P. 123.
10. *Зюзгин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф., Соболева Е.Б.* Конвективные движения околокритических жидкостей в условиях реальной невесомости // *Космические исследования*. 2001. Т. 39. № 2. С. 188.
11. *Полежаев В.И.* Конвекция и теплообмен в околокритической жидкости: результаты исследований в земных и космических условиях. Сб. тр. третьей Рос. национальн. конф. по теплообмену. Т. 1. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 94.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.
14. *Полежаев В.И., Соболева Е.Б.* Нестационарные эффекты тепловой гравитационной конвекции околокритической жидкости при боковом нагреве и охлаждении // *Изв. РАН. МЖГ*. 2002. № 1. С. 81.
15. *Лалин Ю.В., Стрелец М.Х.* Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. 368 с.
16. *Соболева Е.Б., Крюков И.А.* Тепло- и массообмен в околокритической среде при малых числах Маха // *Математич. моделирование*. 2000. V. 12. № 10. С. 31.
17. *Kiselev S.B.* Cubic Crossover Equation of State // *Fluid Phase Equilibria*. 1998. V. 147. P. 7.
18. *Соболева Е.Б.* О влиянии уравнения состояния на моделирование конвективного течения и теплопереноса в околокритических жидкостях // *ТВТ*. 2000. Т. 38. № 6. С. 928.
19. *Рабинович В.А., Шелудяк Ю.Е.* О значениях критических показателей индивидуальных веществ // *ТВТ*. 1996. Т. 34. № 6. С. 887.
20. *Полежаев В.И., Соболева Е.Б.* Тепловая гравитационная конвекция околокритической жидкости в замкнутой области с боковым подогревом // *Изв. РАН. МЖГ*. 2001. № 3. С. 143.