

УДК 532.529.2:536.764

© 2002 г. В.И. ПОЛЕЖАЕВ, Е.Б. СОБОЛЕВА

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ТЕПЛОВОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ БОКОВОМ НАГРЕВЕ И ОХЛАЖДЕНИИ

Рассмотрена нестационарная тепловая гравитационная конвекция околокритической жидкости в замкнутой области при увеличении и уменьшении температуры одной из боковых границ и при остальных теплоизолированных границах. Применен эффективный численный метод решения полных уравнений Навье – Стокса с уравнением состояния Ван-дер-Ваальса, основанный на двухмасштабном представлении давления. Найдено преобразование критериев подобия вблизи критической точки, позволяющее определять их эффективные числовые значения. Дано сравнение характерных времен быстрого выравнивания температуры при адиабатическом сжатии ("поршневого эффекта"), теплопроводности и тепловой гравитационной конвекции. Проанализированы причины превышения температуры околокритической жидкости в нестационарной конвективной струе по сравнению с фиксированной температурой боковой поверхности.

Свойства среды в окрестности термодинамической критической точки существенно отличаются от свойств совершенного газа и характеризуются резким увеличением сжимаемости и теплоемкости, замедлением распространения тепла теплопроводностью [1, 2]. Поэтому существенную роль приобретают нестационарные эффекты, в том числе (на начальной стадии) перенос тепла с помощью так называемого "поршневого эффекта", который связан с аномально большим коэффициентом теплового расширения и заключается в быстром (по сравнению с тепловой диффузией) увеличении температуры в объеме жидкости в результате ее адиабатического сжатия [3–4]. Асимптотический анализ и численное моделирование этого эффекта в одномерном приближении на основе уравнений Навье – Стокса выполнены в [5–7], влияние на него силы тяжести исследовано в [8, 9].

Моделирование тепловой гравитационной конвекции в двумерном приближении осуществлено в [10], где рассмотрен случай бокового подогрева квадратной области с первоначально неподвижной и равномерно нагретой околокритической жидкостью. При повышении температуры на одной из боковых границ среда быстро прогревается благодаря "поршневому эффекту", затем в пограничном слое формируется восходящая конвективная струя, а на больших временах течение перестраивается в двухвихревую "изотермическую конвекцию", причем при соприкосновении струи с верхней границей области происходит ее перегрев, т.е. локальная температура жидкости превышает температуру нагретой границы.

Интенсивность конвекции характеризуется числом Рэлея, которое по мере приближения к критической точке асимптотически растет и достигает больших значений, соответствующих развитым течениям даже при микрогравитации, поэтому околокритические жидкости обладают высокой гравитационной чувствительностью [11]. В экспериментах с такими средами, проведенных в земных [12] и космических [13] условиях, распространение теплового импульса сопровождается формированием

нестационарного струйного течения. В [14] модельная задача о нестационарной конвекции при боковом подогреве была модифицирована с учетом вибрационных сил и применялась для исследования осредненных виброконвективных течений на борту орбитальной станции "Мир". Однако исследование и более того обобщение закономерностей нестационарной конвекции связано с некоторыми трудностями, в том числе расчетными. В [15] рассмотрена классическая задача о тепловой гравитационной конвекции в квадратной области при фиксированной разности температур на боковых границах, которая со временем выходит на стационарный режим. Эта задача позволила обосновать найденное преобразование критериев подобия околокритической жидкости, приводящее их числовые значения к значениям совершенного газа, поскольку в стационарном течении обнаружена определенная аналогия поведения этих двух сред.

В данной работе авторы возвращаются к изучению модельной нестационарной задачи о тепловой гравитационной конвекции в среде вблизи критической точки, используя методические достижения и закономерности, найденные для стационарных задач. Для сравнения находится решение задачи в совершенном газе с критериями подобия, которые соответствуют критериям подобия околокритической жидкости с "реальными" физическими свойствами. Оцениваются характерные времена "поршневого эффекта" и тепловой диффузии, характерное время развития конвекции определяется численно.

Исследуется эффект перегрева на верхней поверхности. Определяются пространственные и временные характеристики зоны перегрева. В [10] полагается, что такой эффект может возникать благодаря переходу кинетической энергии во внутреннюю при торможении струи (динамический фактор) или объясняться зависимостью термодинамических коэффициентов от плотности, которая меняется по пространству (термодинамический фактор). Чтобы проверить существующие гипотезы, осуществляются расчеты околокритического тепломассопереноса не только при повышении, но и при понижении температуры на боковой границе и дается сравнение с характеристиками конвекции в совершенном газе.

В отличие от [10, 14–17], где описание околокритической конвекции осуществляется по приближенной модели с "фильтрацией" акустики, в этой работе решаются полные уравнения Навье – Стокса с использованием двухмасштабного представления давления аналогично [18, 19]. Такая модель описывает как акустические, так и дозвуковые процессы и эффективна при расчете медленных течений с большим шагом интегрирования по времени.

1. Математическая модель. Описание околокритической жидкости осуществляется в рамках модели сплошной среды. Используются полные уравнения Навье – Стокса и двухпараметрическое уравнение состояния, отличное от уравнения состояния совершенного газа. Исходную систему уравнений представим в безразмерном виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) \mathbf{U} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \left(2 \nabla(\eta \dot{\mathbf{D}}) - \nabla \left(\frac{2}{3} \eta - \zeta \right) \nabla \mathbf{U} \right) + \frac{\text{Ra}}{\text{Pr} \Theta \text{Re}^2} \rho \mathbf{g} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) T = & -(\gamma_0 - 1) T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \nabla \mathbf{U} + \frac{\gamma_0}{\text{Re Pr}} \nabla(\lambda \nabla T) + \\ & + \frac{\gamma_0(\gamma_0 - 1) M^2}{\text{Re}} \left(2 \eta \dot{\mathbf{D}}^2 - \nabla \left(\frac{2}{3} \eta - \zeta \right) (\nabla \mathbf{U})^2 \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$P = P(\rho, T), \quad P = \langle P \rangle + \gamma_0 M^2 p, \quad \int_V p dv = 0 \quad (1.4)$$

Здесь ρ , U , \mathbf{D} , T – плотность, скорость, тензор скоростей деформации, температура газа; P , $\langle P \rangle$ и p – полное, среднее и динамическое давление; \mathbf{g} – ускорение массовой силы; η , ζ , λ – коэффициенты динамической, объемной вязкости и теплопроводности; dv – элемент объема области, V – ее полный объем. В качестве характерных масштабов использованы длина l' , скорость U' , время l'/U' , скорость деформации U'/l' , ускорение силы тяжести Земли g' , плотность и температура в критической точке ρ'_c и T'_c , коэффициенты теплопроводности λ'_0 , вязкости η'_0 и теплоемкость при постоянном давлении c'_{v0} , соответствующие совершенному газу (параметры совершенного газа имеют индекс "0"). Здесь и далее размерные величины отмечены штрихом, безразмерные – без штриха.

В уравнении импульсов полное давление P' заменено суммой $P' = \langle P' \rangle + p'$, где $\langle P' \rangle$ – среднее по области давление, зависящее только от времени, p' – оставшийся член. При обезразмеривании в качестве масштаба для P' и $\langle P' \rangle$ выбирается термодинамическая величина $B' \rho'_c T'_c$ ($B' = R'/\mu'_g$, R' – универсальная газовая постоянная, μ'_g – молекулярный вес газа), а для p' – величина динамического напора $\rho'_c U'^2$, что приводит ко второму соотношению (1.4); коэффициент $\gamma_0 M^2$ перед вторым членом представляет собой отношение масштабов. Условие на p (1.4) равнозначно определению $\langle P' \rangle$ как средней по пространству величины. При подстановке P из (1.4) в уравнение (1.2) слагаемое $\langle P' \rangle$ исключается из градиента давления, а стратификация и движение определяются членом p , который можно называть динамической составляющей давления (или динамическим давлением).

Возникающие в системе безразмерные комплексы

$$\text{Re} = \frac{\rho'_c U' l'}{\eta'_0}, \quad \text{Ra} = \frac{\Theta' g' l'^3 \rho'^2 (c'_{v0} + B')}{T'_c \lambda'_0 \eta'_0}, \quad \text{Pr} = \frac{(c'_{v0} + B') \eta'_0}{\lambda'_0}$$

$$\Theta = \frac{\Theta'}{T'_c}, \quad \gamma_0 = 1 + \frac{B'}{c'_{v0}}, \quad M = \frac{U'}{\sqrt{\gamma_0 B' T'_c}} \quad (1.5)$$

представляют соответственно числа Рейнольдса, Рэлея, Прандтля, характерный перепад температур, показатель адиабаты и число Маха.

Рассмотренные далее процессы исследуются в окрестности критической изохоры (отклонения плотности от критического значения малы), поэтому характеристики жидкости зависят только от температурного параметра $\varepsilon = (T' - T'_c)/T'_c$. Вблизи критической точки коэффициент теплопроводности λ асимптотически растет [1]: $\lambda = 1 + \Lambda \varepsilon^{-\psi}$, коэффициент сдвиговой вязкости постоянен: $\eta = \text{const}$, а объемной вязкости равен нулю: $\zeta = 0$.

Используется уравнение состояния Ван-дер-Ваальса

$$P = \frac{\rho T}{1 - b\rho} - a\rho^2, \quad a = \frac{9}{8}, \quad b = \frac{1}{3} \quad (1.6)$$

хотя взаимосвязь термодинамических параметров можно описать различными уравнениями [20] в зависимости от близости к критической точке, желаемой точности аппроксимации, диапазона параметров. В [16], например, выполнено моделирование конвективной струи в двуокиси углерода с уравнением состояния вириального типа и подобранными экспериментально коэффициентами и показано, что в некоторой окрестности критической точки ($T' - T'_c \geq 0,1 \text{ K}$) оно дает результаты качественно похожие на результаты моделирования с уравнением Ван-дер-Ваальса. При $a = 0$, $b = 0$ зависимость (1.6) переходит в уравнение состояния совершенного газа.

Из-за гиперсжимаемости околокритическая жидкость в поле силы тяжести заметно стратифицирована [21]. Изменения плотности ρ и полного давления P вдоль вектора массовой силы в газе Ван-дер-Ваальса определяются трансцендентными уравнениями [17], которые не разрешаются явно относительно этих переменных. Поэтому при моделировании стратификация описывается в линейном приближении

$$\rho = \rho^* \left(1 + \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial P^*} \right)_T \varepsilon_g \mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*) \right), \quad P = P^* + \rho^* \varepsilon_g \mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*) \quad (1.7)$$

где индексом "*" отмечены граничные значения (значения в точке с радиус-вектором \mathbf{r}^*); $\varepsilon_g = \gamma_0 M^2 Ra / (Pr \Theta Re^2)$ – параметр гидростатической сжимаемости. Когда уравнение состояния (1.4) выбрано, то модельная система уравнений однозначно определена.

Разложение давления на два слагаемых не вносит ограничений в полную систему уравнений, которая по-прежнему позволяет моделировать как медленные (по сравнению со скоростью звука) течения, так и распространение акустических волн. Однако при расчете движений с малым числом Маха появляются преимущества – введение второго масштаба для динамического давления порядка изменения этой величины позволяет преодолеть сингулярность решения при $M \rightarrow 0$. При этом точность вычисления градиента давления в компьютерном представлении не уменьшается в отличие от вычисления градиента по полному давлению, когда его переменная по пространству часть мала (порядка M^2 от полного давления). На основе уравнений (1.1)–(1.4) можно создавать эффективные численные алгоритмы с использованием неявных схем и проводить расчеты медленных течений с большим временным шагом; это уже сделано в случае совершенного газа [18, 19].

Двухмасштабное представление давления используется и в приближенной модели с "фильтрацией" акустики [22, 23], в которой дополнительно пренебрегается динамической составляющей давления в уравнении состояния и тем самым обеспечивается "фильтрация" звуковых эффектов. На основе такой модели получены численные решения в [10, 14–17]. Сравнение с полной моделью показало, что в обоих случаях можно использовать одинаковый шаг интегрирования по времени, который определяется крупномасштабным динамическим процессом и намного превосходит характерное акустическое время (время распространения звуковой волны). Однако в рамках полной модели можно получать решения и на малых временах, например, исследовать перенос температуры звуковыми волнами [24] или подходить очень близко к критической точке, когда "поршневой эффект" наблюдается на временах порядка акустического.

2. Безразмерные комплексы и характерные временные масштабы. По мере приближения к критической точке действительные значения чисел Рэлея и Прандтля стремятся к бесконечности, а величины Ra и Pr в модельных уравнениях, включающие параметры совершенного газа, не меняются. Поэтому целесообразно рассмотреть реальные числа Рэлея Ra_r и Прандтля Pr_r , которые строятся по критическим значениям коэффициента теплового расширения β' и изобарной теплоемкости c'_p и в газе Ван-дер-Ваальса вблизи критической изохоры имеют вид [15]

$$Ra_r = \frac{2}{3} \varepsilon^{-1} \left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon} \right) \frac{1}{\lambda} Ra, \quad Pr_r = \left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon} \right) \frac{1}{\lambda} Pr \quad (2.1)$$

Хотя в модельную систему уравнений входят значения Ra и Pr , реально конвекция вблизи критической точки характеризуется числами Ra_r и Pr_r , которые с уменьшением температурного параметра ε резко возрастают:

$$Ra_r / Ra \sim \varepsilon^{\psi-2} \rightarrow \infty, \quad Pr_r / Pr \sim \varepsilon^{\psi-1} \rightarrow \infty, \quad \varepsilon \rightarrow 0 \quad (\psi < 1)$$

Распространение тепла в околокритических жидкостях осуществляется посредством "поршневого эффекта", тепловой диффузии, а при наличии массовых сил – еще и посредством конвекции. "Поршневой эффект" проявляется на временах порядка τ_{pc} и обеспечивает быстрое равномерное увеличение температуры внутри области [4–7] в результате адиабатического сжатия жидкости. При отрицательном тепловыделении на источнике (поглощении тепла) наблюдается отрицательный "поршневой эффект" – среда в пограничном слое охлаждается, резко сжимается, поскольку коэффициент β' имеет аномально большие значения. При сжатии она тянет за собой внутренние слои из объема, температура которых при адиабатическом расширении уменьшается. На временах порядка τ_d происходит диффузионный теплоперенос, временной масштаб τ_c характеризует формирование конвективного течения.

Исходя из зависимости для τ_{pc} при ступенчатом изменении температуры на источнике [4] и определения τ_d , можно получить выражения для характерных времен в газе Ван-дер-Ваальса (на критической изохоре) [15]

$$\tau_{pc} = \left(\frac{1}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)^2} + \frac{1}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)} \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon} \right) \varepsilon^2 \frac{1}{\lambda} \text{Re Pr}$$

$$\tau_d = \left(\frac{1}{\gamma_0} + \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon} \right) \frac{1}{\lambda} \text{Re Pr} \quad (2.2)$$

Вблизи критической точки "поршневой эффект" развивается очень быстро, а тепловая диффузия – крайне медленно, поскольку $\tau_{pc} \rightarrow 0$, $\tau_d \rightarrow \infty$ при $\varepsilon \rightarrow 0$. Аналитическое выражение для τ_c в околокритических жидкостях пока не получено.

3. Постановка задачи. Рассматривается квадратная область с газом Ван-дер-Ваальса в поле массовой силы, направленной вертикально. В начальный момент (начальные значения имеют индекс "i") среда находится в состоянии термодинамического равновесия: скорость равна нулю, температура постоянна ($T_i = 1 + \varepsilon$), плотность из-за стратификации убывает с высотой и на верхней поверхности имеет критическое значение. Левая граница является источником (или поглотителем) тепла – температура на ней меняется по закону $T = T_i \pm \Theta/\tau_h t$ в течение времени $t \in [0, \tau_h]$, затем фиксируется (знак "+" используется при нагревании границы, знак "-" при ее охлаждении). Правая и горизонтальные границы теплоизолированы.

Выполняется моделирование тепломассопереноса в двуокиси углерода CO_2 (критические параметры $T'_c = 304.15$ К, $\rho'_c = 0.468$ г/см³, $p'_c = 7.387$ МПа) внутри ячейки со стороной $l' = 1$ см в земных условиях; температура жидкости в начальный момент на 1 К превосходит критическую. Левая граница нагревается (или охлаждается) в течение 0.1 с на ± 0.01 К. Такие условия описываются безразмерными комплексами:

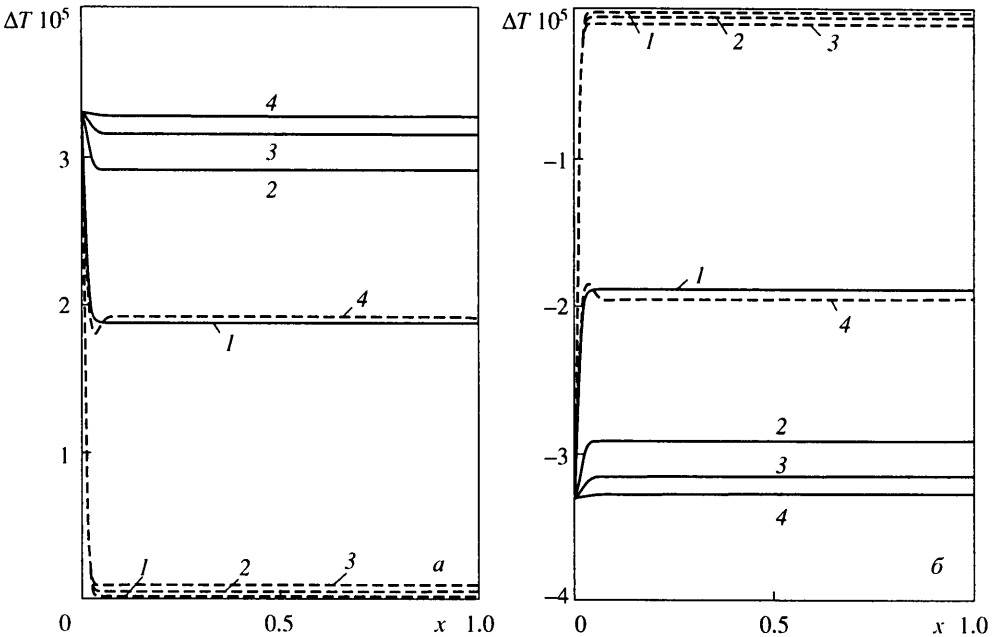
$$\text{Ra} = 1.35 \cdot 10^5, \quad \text{Pr} = 2.27, \quad \text{Re} = 3.85 \cdot 10^4, \quad M = 10^{-3}, \quad \varepsilon = 3.3 \cdot 10^{-3}$$

$$\Theta = 3.3 \cdot 10^{-5}, \quad \gamma_0 = 1.4, \quad \mathbf{g} = (0, -1), \quad \Lambda = 0.75, \quad \psi = 0.5, \quad \tau_h = 2.85 \quad (3.1)$$

где масштаб скорости $U' = 28.5$ см/с ($U' = M c'$, c' – скорость звука) и соответственно масштаб времени – $t' = 0.0351$ с. Постановка задачи при положительном тепловыделении на границе близка к рассмотренной в [10].

Вычисленные по выражениям (2.1) реальные числа Рэлея $\text{Ra}_r = 1.71 \cdot 10^8$ и Прандтля $\text{Pr}_r = 14.2$ многократно превосходят числа Ra , Pr в модельных уравнениях. Для сравнения выполняется моделирование совершенного газа с этими величинами:

$$\text{Ra} = 1.71 \cdot 10^8, \quad \text{Pr} = 14.2 \quad (3.2)$$



Фиг. 1. Распределения относительной температуры ΔT вдоль центральной горизонтальной линии при $t' = 1.3, 8.9, 17.9, 154$ с (1–4) в околокритической жидкости (сплошные линии) и в совершенном газе (штриховые) при боковом нагреве (а) и охлаждении (б)

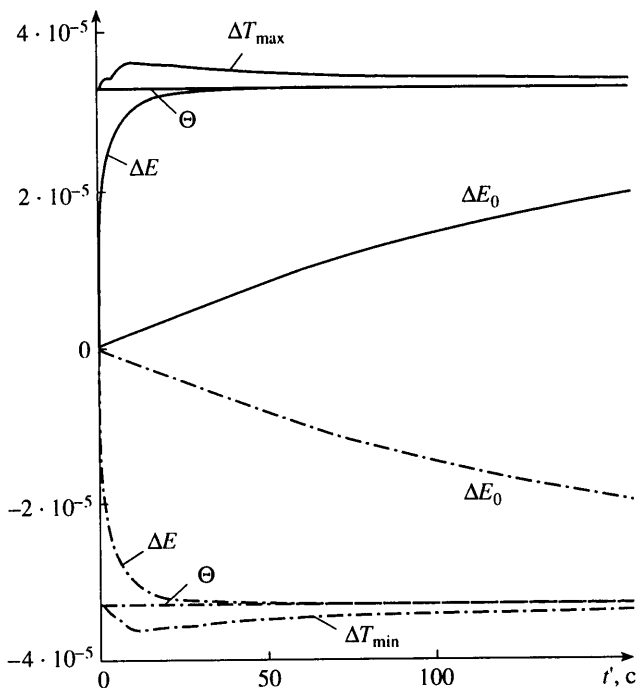
Интегрирование системы уравнений (1.1)–(1.4) осуществлялось численно с помощью оригинального программного комплекса, созданного на основе неявного конечно-разностного метода на разнесенной сетке. Уравнения баланса импульса и энергии решались последовательно, давление находилось из уравнения Пуассона. Применялась схема типа SIMPLE, модифицированная с учетом особенностей околокритической динамики. Использовались неравномерные несимметричные пространственные сетки 101×51 со сгущением в зоне интенсивного течения; минимальный шаг $h_{\min} = 1.83 \cdot 10^{-3}$. Шаг интегрирования по времени Δt определялся по акустическому времени: $\Delta t = Ku h_{\min} M$, Ku – число Куранта. Использовались значения $Ku = 1.8 \cdot 10^3 - 3.6 \cdot 10^3$, так что временной шаг Δt на порядок превосходил характерное время распространения звуковой волны между узлами сетки $h_{\min} M$.

4. Тепломассоперенос при боковом нагреве. При повышении температуры на боковой границе состояние покоя нарушается, развиваются процессы нестационарного тепломассопереноса. Характерные времена (2.2) имеют значения (в размерных величинах) $\tau'_{pe} = 1.3$ с, $\tau'_d = 1.9 \cdot 10^4$ с.

На фиг. 1, а показаны распределения относительной температуры $\Delta T = T - T_i$ (отклонения температуры от начального значения). В околокритической среде происходит быстрое равномерное увеличение температуры везде, кроме пограничных слоев, т.е. наблюдается "поршневой эффект". При этом в момент времени $t' = \tau'_{pe}$ прирост температуры составляет 0.57Θ . Совершенный газ прогревается крайне медленно посредством тепловой диффузии.

На фиг. 2 функция ΔE характеризует глобальное изменение температуры и вычисляется для жидкости в целом

$$\Delta E(t) = \int_V \rho(t)T(t)dv - \int_V \rho(0)T(0)dv \quad (4.1)$$



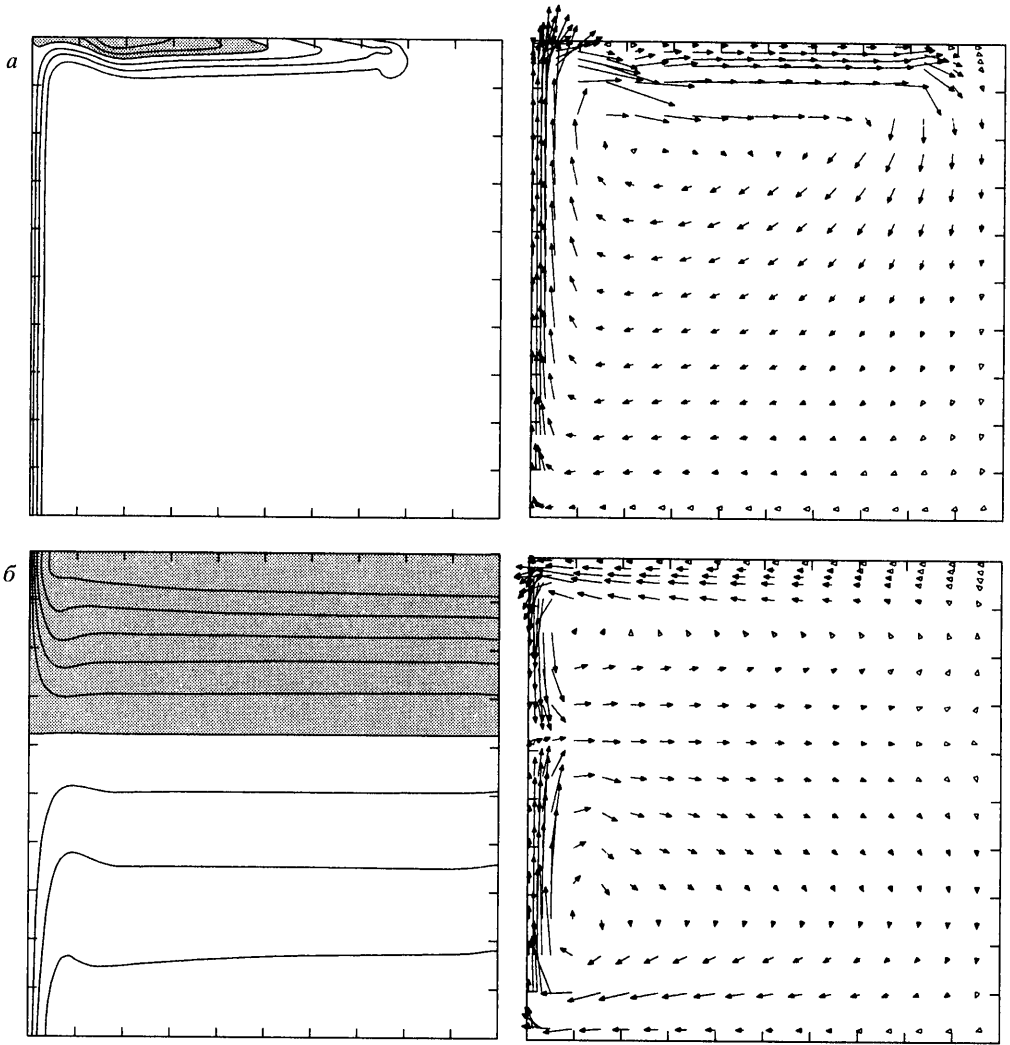
Фиг. 2. Функция ΔE , относительная максимальная ΔT_{\max} или минимальная ΔT_{\min} температура в околокритической жидкости, температура изотермической границы Θ , функция ΔE_0 в совершенном газе в зависимости от времени при боковом нагреве (сплошные линии) и охлаждении (штрихпунктирные линии)

Эта величина в совершенном газе (обозначена ΔE_0) представляет собой внутреннюю энергию (с точностью до аддитивной постоянной), а в несовершенном газе – только ее часть ("температурное слагаемое"), поскольку в такой среде внутренняя энергия имеет вторую составляющую – "адиабатическое слагаемое" [4, 15]. "Поршневой эффект" ускоряет теплообмен между источником и жидкостью, способствуя более быстрому поступлению тепла внутрь области и соответственно более быстрому росту ΔE по сравнению с ΔE_0 . В околокритической жидкости ΔE достигает половины предельного значения в момент времени $t' = 0.8$ с, а в совершенном газе ΔE_0 – в момент $t' = 120$ с.

Поля температуры и скорости, которые приведены на фиг. 3, иллюстрируют развитие околокритического конвективного движения. Около левой границы жидкости при нагреве расширяется и выталкивается вверх силой Архимеда. Поскольку реальное число Рэлея Ra_r велико, то формируется тонкий температурный пограничный слой, приводящий к образованию узкой восходящей конвективной струи. Чтобы определить характерное время возникновения конвекции τ_c , по найденному полю скорости и плотности вычислялась кинетическая энергия всей жидкости

$$K(t) = 0.5 \int_V \rho U^2 dv$$

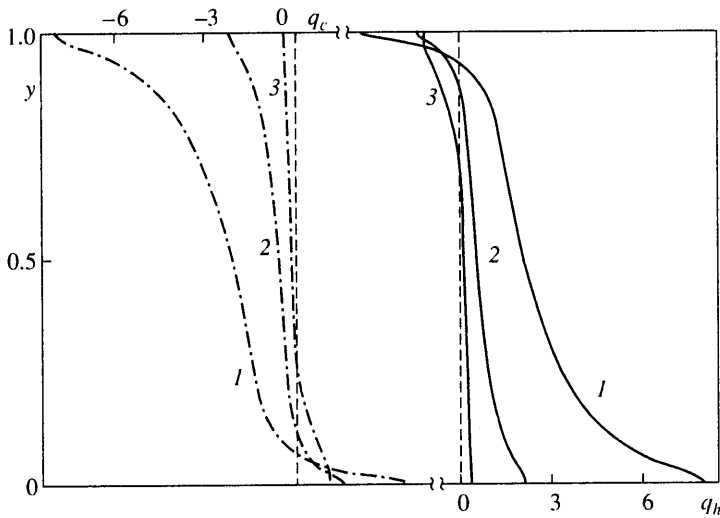
С начала процесса, когда в пограничном слое развивается движение, значение K возрастает; при интенсивном струйном течении оно достигает максимума, затем уменьшается. Таким образом, временной масштаб τ_c определяется по максимуму K и составляет (в размерных единицах) $\tau'_c = 3.5$ с; струйное течение показано на фиг. 3, а. Конвективная струя, достигнув верхней границы, разворачивается и движется гори-



Фиг. 3. Поля температуры (слева) и скорости (справа) при $t' = 8.9$ (а), 374 с (б) в околокритической жидкости. Интервалы между изотермами $\delta T = 10^{-6}$ (а), $8 \cdot 10^{-8}$ (б), максимальный модуль скорости $|U|_{\max} = 0.171$ (а), $1.31 \cdot 10^{-2}$ см/с (б)

зонтально. Около точки разворота она перегревается – локальная температура оказывается больше температуры на нагретой границе (зона перегрева заштрихована). При движении струи вдоль верхней поверхности зона перегрева распространяется вместе с ней и увеличивается. Дойдя до правого верхнего угла, струя останавливается, после чего существенным становится диффузионный перенос тепла сверху вниз, приводящий к расширению перегретой зоны и перестройке течения.

На больших временах перегретая жидкость в верхней части области отдает тепло левой границе (температура которой зафиксирована), охлаждается около нее и опускается. В нижней части жидкость по-прежнему нагревается от границы и поднимается, поэтому формируется двухвихревое встречное течение (фиг. 3, б). Фигура 4 иллюстрирует распределения локальных тепловых потоков $q_h = 1/j \cdot \lambda \partial T / \partial x$ (j – тепловой поток в неподвижной среде). Внизу, где $q_h > 0$, граница – источник тепла, вверху, где $q_h < 0$ – поглотитель. Таким образом, изотермическая поверхность способствует

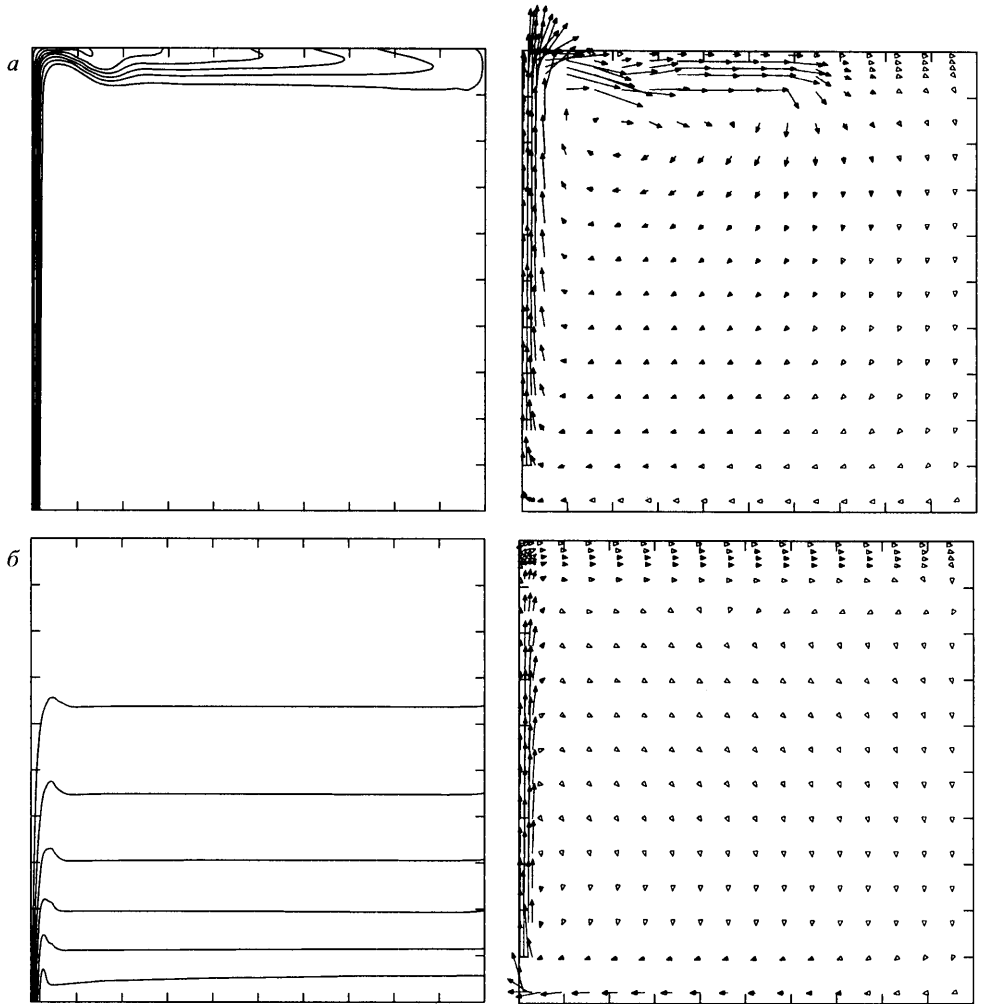


Фиг. 4. Распределения локальных тепловых потоков q_h при боковом нагреве (сплошные линии) и q_c при боковом охлаждении (штрихпунктирные линии) вдоль левой границы при $t' = 8.9, 17.9, 154$ с (1–3); штриховые линии – значения $q_h = 0, q_c = 0$

выравниванию температуры внутри жидкости, поглощая тепло из перегретой зоны и отдавая его в более холодную зону. На фиг. 2 дана временная зависимость относительной максимальной температуры в области $\Delta T_{\max} = T_{\max} - T_i$, характеризующая перегрев. Видно, что ΔT_{\max} превосходит относительную температуру изотермической границы Θ ; наибольшее значение ΔT_{\max} достигается в момент $t' = 11.7$ с и составляет 1.10Θ . Описанное двухвихревое течение названо "изотермической критической конвекцией" [10], так как оно формируется в среде с малыми температурными неоднородностями, но существенными изменениями плотности (из-за гиперсжимаемости вблизи критической точки). За время порядка τ'_d устанавливается постоянная температура и движение затухает.

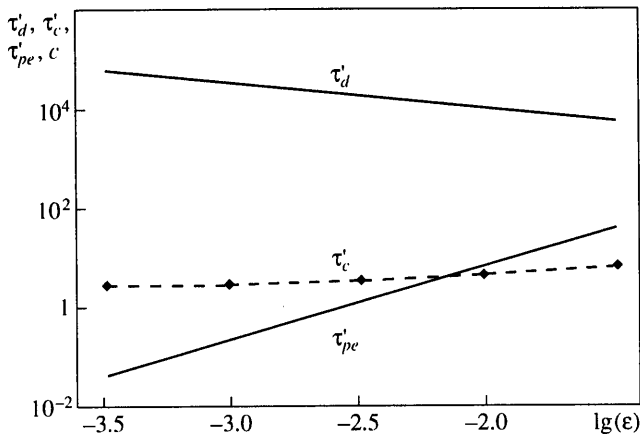
В совершенном газе вблизи нагретой боковой границы возникает восходящее струйное течение, которое затем распространяется вдоль верхней поверхности и тормозится правой границей (фиг. 5, а). Однако перегрева в верхней части области не происходит, поэтому даже на больших временах наблюдается одновихревая конвекция (фиг. 5, б). На протяжении всего времени левая поверхность является источником тепла – в каждой точке $q_h > 0$. Картина течения согласуется с описанной в [25] при больших числах Рэлея.

При изменении начальной температуры в пределах $T' - T'_c = 0.1-10$ К (соответствует $\epsilon = 3.3 \cdot 10^{-4} - 3.3 \cdot 10^{-2}$) основные черты околоскритического теплопереноса сохраняются. На фиг. 6 приведено время развития конвекции τ'_c , которое определялось по максимальному значению K (маркерами отмечены расчетные точки), а также временные масштабы "поршневого эффекта" τ'_{pe} и тепловой диффузии τ'_d , вычисленные по (2.2); время дано в секундах. Видно, что при приближении к критической температуре τ'_{pe} уменьшается, τ'_d растет, а τ'_c меняется незначительно, т.е. формирование конвективной струи происходит практически независимо от близости к критической точке. Последнее обстоятельство соответствует результатам экспериментов по теплообмену в околоскритических средах, проведенных на аппаратуре ALICE-1 в земных условиях, согласно которым головная часть струи, восходящей от нагревательного термистора, распространяется с почти постоянной скоростью, слабо зависящей от $T' - T'_c$ [26]. Таким образом, в малой околоскритической окрестности $\tau'_{pe} \ll \tau'_c \ll \tau'_d$.



Фиг. 5. Поля температуры (слева) и скорости (справа) при $t' = 8.9$ (а), 374 с (б) в совершенном газе. Интервалы между изотермами $\delta T = 4 \cdot 10^{-6}$ (а), $2 \cdot 10^{-6}$ (б), максимальный модуль скорости $|U'|_{\max} = 0.459$ (а), $6.95 \cdot 10^{-2}$ см/с (б)

5. Тепломассоперенос при боковом охлаждении. Согласно приведенным выше результатам и исследованиям [10], в подъемном течении при соприкосновении с верхней границей возникает зона перегрева. Механизм образования перегрева остается неясным, однако относительно него высказывались следующие предположения [10]. С одной стороны, при торможении струя может заметно сжиматься (проявляется гиперсжимаемость), что приведет к повышению температуры, т.е. перегрев может возникать благодаря переходу кинетической энергии во внутреннюю, аналогично разогреву звукового течения совершенного газа при уменьшении скорости. С другой – перегрев может объясняться стратификацией, как в [8, 9], где превышение температуры обнаружено при отсутствии конвекции после мгновенного температурного скачка на границах горизонтального слоя в поле вертикальной силы тяжести. В этом случае термодинамические коэффициенты, определяющие изменение температуры как функцию плотности и давления, сами зависят от плотности, которая меняется с высотой (гравитационный эффект).



Фиг. 6. Характерные времена тепловой диффузии τ'_d , конвекции τ'_c и "поршневого эффекта" τ'_{pe} в зависимости от температурного параметра ϵ

Чтобы проверить существующие предположения, выполнено моделирование тепломассопереноса при охлаждении боковой границы с прежними параметрами (3.1); для сравнения исследован совершенный газ с критериями подобия (3.2). Если первое предположение верно, то возникающая около холодной границы и движущаяся вниз струя будет тормозиться о нижнюю поверхность, сжиматься и нагреваться, как и в случае восходящего потока при боковом нагреве.

На фиг. 1, б продемонстрировано, что на начальном этапе в околоскритической жидкости наблюдается отрицательный "поршневой эффект", приводящий к быстрому уменьшению температуры внутри области по сравнению с температурой в совершенном газе. Этот эффект существенно ускоряет теплоотдачу – функция ΔE убывает быстрее, чем ΔE_0 (фиг. 2).

При развитии конвективного течения вблизи границы с пониженной температурой среда охлаждается, становится более плотной и начинает опускаться. Достигнув нижней поверхности, струя не нагревается, наоборот, образуется зона переохлаждения (локальная температура ниже температуры холодной границы), которая при распространении течения увеличивается. В этой зоне жидкость начинает нагреваться от холодной поверхности и всплывать, создавая встречный поток – образуется двухвихревая структура. Поля изотерм и скоростей симметричны полям, показанным на фиг. 3, относительно центральной горизонтальной линии (при охлаждении границы верх и низ меняются местами). Локальные тепловые потоки q_c (фиг. 4), как и в случае бокового нагрева, меняют знак – часть изотермической границы поглощает тепло из неостывшей зоны ($q_c < 0$), другая часть отдает его в переохлажденную зону ($q_c > 0$). Минимальная по области температура $\Delta T_{\min} = T_{\min} - T_i$ оказывается меньше температуры этой границы Θ (фиг. 2). Со временем значения ΔT_{\min} приближаются к Θ и среда возвращается в состояние покоя.

Таким образом, обнаруженное переохлаждение при опускании конвективной струи опровергает предположение об изменении температуры в результате динамического фактора (перехода кинетической энергии во внутреннюю при торможении и сжатии).

Закключение. Сравнение результатов численного моделирования тепловой гравитационной конвекции околоскритической жидкости и совершенного газа с одинаковыми "реальными" физическими свойствами показало качественные различия нестационарного теплообмена в этих средах. Вблизи критической точки в случае бокового подогрева имеет место "поршневой эффект", струйное конвективное течение с пере-

гревом и выход на двухвихревую "изотермическую" конвекцию, при которой часть изотермической границы начинает поглощать тепло. Характерные времена "поршневого эффекта", конвекции и теплопроводности – величины разного порядка.

В случае бокового охлаждения в опускном конвективном течении формируется зона пониженной температуры, что опровергает предположение о перегреве в результате адиабатического сжатия при боковом подводе тепла. Возможно, что торможение струи может привести к ее заметному сжатию и нагреву в более близкой окрестности критической точки в невесомости, что требует экспериментальной проверки и может быть осуществлено в условиях орбитального полета.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 00-01-00401) и Министерства науки, промышленности и технологий Российской Федерации (№ 0201.06.253(ф)).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973. 416 с.
2. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987. 272 с.
3. Moldover M.R. Low-gravity experiments in critical phenomena // Opportunities for academic research in a low-gravity environment: Progr. Astronaut. and Aeronaut. 1986. V. 108. P. 57–79.
4. 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. 2256–2259.
5. Zappoli B., Carles P. The thermo-acoustic nature of the critical speeding up // Europ. J. Mech. B. 1995. V. 14. № 1. P. 41–65.
6. Zappoli B., Durand-Daubin A. Heat and mass transport in a near supercritical fluid // Phys. Fluids. 1994. V. 6. № 5. P. 1929–1936.
7. Ермаков М.К. Тепломассообмен в сверхкритических жидкостях на основе одномерных уравнений Навье–Стокса // Мат. моделирование. 1997. Т. 9. № 12. С. 31–42.
8. Zhong F., Meyer H. Density equilibration near the liquid-vapor critical point of a pure fluid: Single phase $T > T_c$ // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. № 4. P. 3223–3241.
9. Boukari H., Pego R.L., Gammon R.W. Calculation of the dynamics of gravity-induced density profiles near a liquid-vapor critical point // Phys. Rev. E. 1995. V. 52. № 2. P. 1614–1626.
10. 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. 53–72.
11. Polezhaev V.I., Soboleva E.B. Simulation of natural convection in a side-heated cavity with a near critical fluid // Proc. 1st Intern. Symp. Micrograv. Res. and Appl. Phys. Sci. and Biotechnol. Sorrento, Italy, 2000. P. 229–234.
12. Azuma H., Yoshihara S., Onishi M., Ishii K., Masuda S., Maekawa T. Natural convection driven in CO₂ near its critical point under terrestrial gravity conditions // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1999. V. 42. № 4. P. 771–774.
13. Garrabos Y., Bonetti M., Beysens D., Perrot F., Frohlich T., Carles P., Zappoli B. Relaxation of a supercritical fluid after a heat pulse in the absence of gravity effects: Theory and experiment // Phys. Rev. E. 1998. V. 57. № 5B. P. 5665–5681.
14. Полежаев В.И., Соболева Е.Б. Тепловая гравитационная и вибрационная конвекция околокритического газа в условиях микрогравитации // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 3. С. 70–80.
15. Полежаев В.И., Соболева Е.Б. Тепловая гравитационная конвекция околокритической жидкости в замкнутой области с боковым подогревом // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 3. С. 143–154.
16. Соболева Е.Б. О влиянии уравнения состояния на моделирование конвективного течения и теплопереноса в околокритических жидкостях // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38. № 6. С. 928–934.
17. Соболева Е.Б., Крюков И.А. Тепло- и массообмен в околокритической среде при малых числах Маха // Мат. моделирование. 2000. Т. 12. № 10. С. 31–45.
18. Churbanov A.G., Pavlov A.N., Voronkov A.V., Ionkin A.A. Prediction of low Mach number flows: a comparison of pressure-based algorithms // Proc. 10th Intern. Conf. Swansea, U.K., 1997. V. 10. P. 1099–1110.

19. *Churbanov A.G., Pavlov A.N.* A pressure-based algorithm to solve the full Navier-Stokes equations at low Mach number // Proc. 4th Europ. Comput. Fluid Dynamics Conf. Athens, Greece, 1998. Pt. 2. P. 894–899.
20. *Уэйлс С.* Фазовые равновесия в химической технологии. Т. 1. М.: Мир, 1989. 302 с.
21. *Straube J.* Dichtemessungen am kritischen Punkt mit einer optischen Methode bei reinen Stoffen und Gemischen: Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl und Institut für Technische Thermodynamik an der Technischen Hochschule München ausgeführt. München, 1965. 98 s.
22. *Ланин Ю.В., Стрелец М.Х.* Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. 368 с.
23. *Paolucci S.* On the filtering of sound from the Navier-Stokes equations // Sandia Nat. Lab. Rep. SAND 82-8257. 1982. 52 p.
24. *Maekawa T., Ishii K., Ohnishi M., Yoshihara S.* Convective instabilities induced in a critical fluid // Proc. 33rd COSPAR Scientific Assembly. Warsaw, Poland, 2000.
25. *Paolucci S.* Direct numerical simulation of two-dimensional turbulent natural convection in an enclosed cavity // J. Fluid Mech. 1990. V. 215. P. 229–262.
26. *Polezhaev V.I., Emelianov V.M., Gorbunov A.A.* Near critical fluids in microgravity: Concept of research and new results of convection modeling // Proc. Joint 1st Pan Pacific Basin Workshop and 4th Japan China Workshop Micrograv. Sci. Tokyo, Japan, 1998. P. 123–129.

Москва

Поступила в редакцию
24.IV.2001

E-mail: soboleva@ipmnet.ru