

УДК 532.529.2 : 536.25 : 534.13

© 2000 г. В.И. ПОЛЕЖАЕВ, Е.Б. СОБОЛЕВА

## ТЕПЛОВАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ И ВИБРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОГО ГАЗА В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Рассматриваются течение и теплоперенос в сплошной среде вблизи критической точки (точки фазового перехода второго рода жидкость – газ) в поле стационарных и осциллирующих массовых сил применительно к экспериментам при микрогравитации. Выполняется анализ условий возникновения осредненного конвективного течения и характерных безразмерных комплексов, описывающих вибрационную и тепловую гравитационную конвекцию в такой среде. Показано, что вибрации даже небольшой частоты и амплитуды, а также стационарные микроускорения могут вызывать заметные конвективные течения.

Сплошные среды с параметрами, близкими к параметрам критической точки, являются интересным объектом теоретического [1, 2] и экспериментального [3, 4] исследования как в земных, так и в космических условиях. Такие среды характеризуются большой сжимаемостью, а поэтому обладают весьма высокой зависимостью (гравитационной чувствительностью) от гравитационных и негравитационных возмущений [5]. В условиях микрогравитации при вращениях и вибрациях исследуемых объектов возникают переменные массовые силы инерционной природы, которые могут порождать конвективные течения негравитационного типа. В частности, в российско-французских экспериментах на аппаратуре "Alice-1", проводившихся в условиях орбитального полета, были обнаружены крупномасштабные конвективные структуры [6, 7]. В работе [8] выдвинуто предположение, что вблизи критической точки при локальном нагреве жидкости наряду с конвекцией под действием квазипостоянных слагаемых массовой силы может возникать осредненное течение, которое возбуждается высокочастотными составляющими микроускорения.

В данной работе выполняется численное моделирование околокритического газа с источником тепла в поле постоянных и переменных массовых сил. Рассматривается индивидуальное и взаимное влияние вибрационной и постоянной составляющих ускорения. Показано, что вибрации даже небольшой частоты и амплитуды могут породить осредненное конвективное течение. Наложение постоянной составляющей микроускорения реального для условий орбитального полета уровня может искажать картину течения, приводя к формированию более сложных несимметричных структур. Исследование таких структур позволит дать ответы на многие вопросы, возникающие при физической интерпретации оптических картин, наблюдаемых в орбитальных экспериментах.

**1. Условия возникновения осредненного течения в околокритической среде.** Если полость, заполненная жидкостью, подвержена высокочастотным вибрациям, то возникающее в ней движение можно разделить на пульсационную составляющую и осредненное по времени течение [9–11]. Механизм генерации осредненного течения обусловлен взаимодействием неоднородного поля пульсационной скорости и неоднородности плотности, связанной с неизотермичностью.

Метод осреднения позволяет получить замкнутую систему уравнений для осредненных по времени физических переменных. В первых работах [9] модель осредненных течений была построена для слабосжимаемых сред в приближении Буссинеска и

применена в условиях невесомости [10]. Однако при рассмотрении гиперсжимаемых околокритических сред, когда изменения плотности могут быть не малыми, приближение Буссинеска может оказаться физически неоправданным. Для подобных систем предложена более общая модель осредненных течений с произвольными изменениями плотности [11]. Однако в обобщенной модели вибрационная сила определяется явно лишь в частных случаях.

При численном моделировании можно преодолеть возникающие трудности. Для этого нужно найти мгновенные значения переменных на основе полной системы уравнений, а затем усреднить их на периоде осцилляций. Полученные таким образом характеристики течения будут качественно соответствовать решениям осредненной модели. Этот подход используется в данной работе.

Рассматривается область размером  $l'$  с характерной разницей температур  $\Theta'$ . Область заполнена газом с плотностью  $\rho'$ , температурой  $T'$ , давлением  $p'$ , теплоемкостями  $c'_v$  и  $c'_p$ , коэффициентами теплопроводности  $\lambda'$ , динамической вязкости  $\eta'$  и теплового расширения  $\beta'$ . Размерные переменные отмечены штрихами, безразмерные – без штрихов.

На среду действует осциллирующая массовая сила, возникающая при поступательных вибрациях с амплитудой  $A'$  и частотой  $\omega'$ . Чтобы происходила генерация осредненного течения, период вибрации  $\tau'_\omega$  ( $\tau'_\omega = 2\pi/\omega'$ ) должен быть много меньше всех характерных гидро- и термодинамических времен задачи.

Особенностью околокритической среды является ее способность к быстрому равномерному прогреву в результате так называемого "поршневого эффекта" [12, 13]. Анализ уравнения теплового баланса показывает [14], что этот эффект связан главным образом с ростом давления. При распространении теплового импульса от нагревателя происходит локальный рост давления в пограничном слое, которое выравнивается внутри области благодаря распространению звуковых волн и обеспечивает равномерное по области увеличение температуры; характерное время поршневого эффекта  $\tau'_{pe}$ . Другими временными масштабами являются диффузионное время  $\tau'_d$ , связанное с тепловой релаксацией посредством теплопроводности, и гидродинамическое время  $\tau'_v$ , обусловленное вязкостной релаксацией среды

$$\tau'_{pe} = \frac{l'^2 c_v'^2}{\chi' (c_p' - c_v')^2}, \quad \tau'_d = \frac{l'^2}{\chi'}, \quad \tau'_v = \frac{l'^2}{\nu'} \quad (1.1)$$

$$\nu' = \frac{\eta'}{\rho'}, \quad \chi' = \frac{\lambda'}{\rho' c_p'}$$

Выражение для  $\tau'_{pe}$  получено при мгновенном скачке температуры на нагревателе [12].

В идеальном газе временные масштабы  $\tau'_{pe}$ ,  $\tau'_d$ ,  $\tau'_v$  близки по величине (при числе Прандтля  $Pr \approx 1$ ). Однако при приближении к критической температуре  $T'_c$ , когда  $\varepsilon = (T' - T'_c)/T'_c \rightarrow 0$ , значения  $c'_p$  и  $\lambda'$  асимптотически растут ( $c'_p \sim \varepsilon^{-\gamma}$ ,  $\lambda' \sim \varepsilon^{-\psi}$ ), а  $\chi'$  уменьшается ( $\chi' \sim \varepsilon^{\gamma-\psi}$ ,  $\gamma > \psi$ ) [1, 2]. Поэтому характерные времена оказываются величинами разного порядка:  $\tau'_{pe} \ll \tau'_v \ll \tau'_d$ . Таким образом, условие возникновения осредненного регулярного движения связано с наименьшим характерным динамическим временем и имеет вид  $\tau'_\omega \ll \tau'_{pe}$ .

С другой стороны, на частоту вибраций накладывается ограничение сверху. Считается, что вибрационный временной масштаб существенно превосходит акустический масштаб (время распространения звуковой волны на расстояние порядка  $l'$ ), поэтому можно не рассматривать несущественные для таких течений звуковые эффекты и "отфильтровать" волновые процессы [14, 15].

Оценки показывают, что для типичных веществ (например,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{SF}_6$ ) в окрестности критической температуры, соответствующей экспериментальным значениям ( $0,1 \text{ K} < T' - T'_c < 30 \text{ K}$ ), существует довольно широкий диапазон частот, удовлетворяющих условиям возникновения осредненного виброконвективного течения.

**2. Характерные параметры околокритической среды.** Осредненное конвективное течение характеризуется вибрационным аналогом числа Рэлея  $Rv_r$  [9, 10], тепловая гравитационная конвекция описывается числом Рэлея  $Ra_r$  [17], конвективные и виброконвективные движения определяются также числом Прандтля  $Pr_r$ .

$$Rv_r = \frac{1}{2} \frac{(A' \omega' \beta' \Theta' l')^2}{v' \chi'}, \quad Ra_r = \frac{g' \beta' \Theta' l'^3}{v' \chi'}, \quad Pr_r = \frac{v'}{\chi'} \quad (2.1)$$

В общем случае значение  $Rv_r$  является величиной первого порядка по параметру  $\beta' \Theta'$ , определяющему неоднородность плотности. Однако если изотермические пульсации скорости не проявляются (при отсутствии нагрева жидкость движется вместе с сосудом, как твердое тело), то вибрационная конвекция, возникающая при "включении" нагрева, будет эффектом второго порядка по  $\beta' \Theta'$  [11] с характерным безразмерным комплексом  $Rv_r$  (2.1). Для изотермической околокритической жидкости в рамках одномерного асимптотического анализа получено [16], что при умеренных частотах (обычно не превосходящих нескольких десятков герц) она перемещается как единое целое, и только в узких пограничных слоях наблюдаются большие градиенты скорости. Это значит, что внутри области изотермические пульсации скорости отсутствуют, и такое течение характеризуется параметром  $Rv_r$  (2.1).

В околокритической среде, где величина  $\beta'$  стремится к бесконечности ( $\beta' \sim \varepsilon^{-\gamma}$ ), а  $\chi'$  — к нулю, безразмерные комплексы,  $Rv_r$ ,  $Ra_r$ ,  $Pr_r$ , резко возрастают. Причем чем ближе температура к критической, тем большую роль играет вибрационная конвекция, поскольку отношение  $Rv_r/Ra_r \sim \beta'$  также асимптотически растет.

Используем определение  $\beta'$  и термодинамическое соотношение [18]

$$\beta' = -\frac{1}{\rho'} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'}, \quad c'_p = c'_v + \frac{T'}{\rho'^2} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial p'} \right)_{T'} \quad (2.2)$$

Тогда выражения (2.1) можно преобразовать к виду

$$Rv_r = Rv \frac{1}{\lambda' / \lambda'_0} \frac{T'^2_c}{\rho'^2_c} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'}^2 \left( \frac{1}{\gamma_0} - \frac{T'}{\gamma_0 c'_{v0} \rho'^2} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial p'} \right)_{p'} \right) \quad (2.3)$$

$$Ra_r = Ra \frac{1}{\lambda' / \lambda'_0} \frac{T'_c}{\rho'_c} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'} \left( \frac{T'}{\gamma_0 c'_{v0} \rho'^2} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial p'} \right)_{p'} - \frac{1}{\gamma_0} \right) \quad (2.4)$$

$$Pr_r = Pr \frac{1}{\lambda' / \lambda'_0} \left( \frac{1}{\gamma_0} - \frac{T'}{\gamma_0 c'_{v0} \rho'^2} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_{p'} \left( \frac{\partial \rho'}{\partial p'} \right)_{p'} \right) \quad (2.5)$$

где безразмерные комплексы  $Rv$ ,  $Ra$ ,  $Pr$  и показатель адиабаты  $\gamma_0$  построены по параметрам идеального газа (отмечены индексом "ноль"), а также по плотности  $\rho'_c$  и температуре  $T'_c$  в критической точке

$$Rv = \frac{1}{2} \left( \frac{A' \omega' \Theta' \rho'_c l'}{T'_c} \right)^2 \frac{c'_{v0} + B'}{\eta'_0 \lambda'_0}, \quad Ra = \frac{g' \Theta' \rho'^2_c l'^3 (c'_{v0} + B')}{T'_c \eta'_0 \lambda'_0}$$

$$Pr = \frac{(c'_{v0} + B') \eta'_0}{\lambda'_0}, \quad \gamma_0 = 1 + \frac{B'}{c'_{v0}} \quad (2.6)$$

где  $B' = R' / \mu'_g$ ,  $R'$  – универсальная газовая постоянная,  $\mu'_g$  – молекулярный вес газа. Если уравнение состояния, определяющее производные  $(\partial p' / \partial T)_{p'}$  и  $(\partial p' / \partial T)_{p'}$ , и закон возрастания  $\lambda'$  известны, то выражения (2.3)–(2.5) позволяют вычислить реальные значения  $Rv_r, Ra_r, Pr_r$ .

В околокритической среде величины  $Rv_r, Ra_r, Pr_r$  оказываются существенно больше соответствующих величин идеального газа  $Rv, Ra, Pr$ . Поэтому даже при небольших частотах и статических микроускорениях числа  $Rv_r, Ra_r$  могут превышать пороговые значения, определяющие потерю устойчивости. Так, в совершенном газе вибрационная конвекция существенна на частотах в десятки герц [10], а в околокритической среде, как будет показано далее, она наблюдается уже при нескольких герцах.

**3. Постановка задачи.** Рассматривается плоская двумерная ячейка квадратного сечения, заполненная неидеальным газом. В начальный момент среда неподвижна и равномерно нагрета. Горизонтальные и правая границы теплоизолированы. На левой границе, начиная с нулевого момента времени, температура линейно возрастает и, достигнув определенного значения, далее не меняется. Таким образом, на левой границе моделируется тепловой импульс, который выводит среду из состояния покоя.

Ячейка, находящаяся в условиях микрогравитации, подвергается периодическим плоско поляризованным вибрациям вдоль вертикальной оси. Рассматривается неинерциальная система координат, движущаяся вместе с ячейкой, в которой возникает дополнительная объемная сила инерционной природы. Суммарное ускорение массовых сил  $\mathbf{a} = (a_x, a_y)$

$$a_y = A \cos(\omega t) + g, \quad a_x = 0 \quad (3.1)$$

На этом этапе работ используется модельное представление микрогравитации, которая в реальном орбитальном полете определяется вибрациями, вращением, в том числе движением с ускорением, и характеризуется целым набором частот [19]. Использование данных измерений микроускорений на орбитальной станции "Мир" позволит в дальнейшем уточнить полученные результаты.

Описание сплошной среды осуществляется с помощью модели дозвуковых течений [15], в которой полное давление  $p'$  представляется как сумма равновесной термодинамической составляющей  $p^*$  и акустической добавки  $p'_1$ . Поскольку при малых скоростях  $p^* \gg p'_1$ , то акустические эффекты можно "отфильтровать", т.е. исключить акустическое слагаемое из уравнения состояния, а  $p^*$  и  $p'_1$  рассматривать как две независимые переменные.

Система уравнений, описывающая неидеальный газ с уравнением состояния Ван-дер-Ваальса, в рамках этой модели в безразмерных переменных имеет вид [14]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) \mathbf{U} = -\nabla p_1 + \frac{1}{\text{Re}} \left[ 2 \nabla(\eta \mathbf{D}) - \nabla \left( \left( \frac{2}{3} \eta - \zeta \right) \nabla \mathbf{U} \right) \right] + \frac{\text{Ra}_e}{\text{Pr} \Theta \text{Re}^2} (\rho - \rho^*) \mathbf{a} \quad (3.3)$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) T = -(\gamma_0 - 1) T \left( \frac{\partial p^*}{\partial T} \right)_p \nabla \mathbf{U} + \frac{\gamma_0}{\text{RePr}} \nabla(\lambda \nabla T) \quad (3.4)$$

$$p^* = \frac{\rho T}{1 - \frac{1}{3} \rho} - \frac{9}{8} \rho^2 \quad (3.5)$$

где  $\rho, \mathbf{U}, \mathbf{D}, T$  – плотность, скорость, тензор скоростей деформации, температура газа;

$p^*$ ,  $p_1$  – составляющие давления;  $\rho^*$  – равновесное значение плотности;  $\eta$ ,  $\zeta$ ,  $\lambda$  – коэффициенты динамической, объемной вязкости и теплопроводности. При переходе к безразмерным переменным в качестве масштабов использовались величины  $l'$ ,  $U'$ ,  $l'/U'$ ,  $U'/l'$ ;  $g'_e$  (ускорение силы тяжести Земли),  $\rho'_c$ ,  $T'_c$ ,  $\lambda'_0$ ,  $\eta'_0$ ,  $c'_{v0}$ ,  $B'\rho'_c T'_c$  – для  $p^*$ ,  $\rho'_c$ ,  $U'^2$  – для  $p'_1$ ,

Число Рейнольдса  $Re$ , параметр температурной неоднородности  $\Theta$ , число Рэлея  $Ra_e$  в земных условиях определяются соотношениями

$$Re = \frac{\rho'_c U' l'}{\eta'_0}, \quad \Theta = \frac{\Theta'}{T'_c}, \quad Ra_e = \frac{g'_e \Theta' \rho'^2 l'^3 (c'_{v0} + B')}{T'_c \eta'_0 \lambda'_0} \quad (3.6)$$

комплексы  $Pr$  и  $\gamma_0$  задаются в (2.6). Характерная скорость  $U'$  выбрана как  $U' = Mc'$  при  $M = 10^{-3}$ , где  $M$  – число Маха,  $c'$  – скорость звука; временной интервал в 28,4 единицы соответствует 1 с физического времени.

Начальные условия для температуры и плотности (отмечены индексом  $i$ ) были следующими:  $T_i = 1 + \epsilon$ ,  $\rho_i = 1 + m$ ; давление  $p_i^*$  вычислялось по (3.5). Температура на левой границе менялась по закону  $T = T_i + k_h t$  при  $t \in [0, t_h]$  и к концу нагрева превосходила начальную температуру на величину  $\Theta$ . Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  вблизи критической точки зависит от температуры:  $\lambda = 1 + \Lambda(T - 1)^{-\psi}$ , коэффициент сдвиговой вязкости постоянен:  $\eta = 1$ , а объемной вязкости  $\zeta = 0$ .

Ориентируясь на параметры экспериментальной установки "Alice-1" [6, 7], рассмотрим ячейку со стороной 1 см, заполненную двуокисью углерода  $CO_2$ . В начальный момент температура среды превосходит критическую на 0,5 К, а плотность имеет критическое значение (рассматривается критическая изохора). Нагрев левой поверхности проводится в течение 1 с со скоростью 0,1 К/с. Такие физические условия описываются безразмерными параметрами

$$\begin{aligned} Ra_e &= 1,35 \cdot 10^6, \quad Pr = 2,27, \quad Re = 3,85 \cdot 10^4, \quad \gamma_0 = 1,4 \\ \epsilon &= 1,65 \cdot 10^{-2}, \quad m = 0, \quad k_h = 1,16 \cdot 10^{-8} \\ t_h &= 28,4 \quad (\Theta = 3,3 \cdot 10^{-4}), \quad \Lambda = 0,75, \quad \psi = 0,5 \end{aligned} \quad (3.7)$$

Были рассмотрены три варианта. В первом из них массовая сила имела вибрационную природу ( $g = 0$ ) со значениями  $A = 0,1$ ,  $\omega = 1,1$ , которые задают вибрации ячейки частотой 5 Гц с амплитудой смещения 1 мм. Во втором рассматривалось действие статической силы ( $A = 0$ ) при  $g = -3 \cdot 10^{-4}$ , что соответствует реальному уровню микроускорений в орбитальном полете [19]. В третьем случае исследовалось совместное действие вибрационной и постоянной составляющих ускорения при тех же значениях  $A$ ,  $\omega$ ,  $g$ .

**4. Оценки характерных параметров.** При  $\omega = 1,1$  период колебания массовой силы  $\tau_{\omega} = 5,7$ .

Характерные временные масштабы (1.1) в газе Ван-дер-Ваальса на критической изохоре преобразуются в соотношения

$$\begin{aligned} \tau_{pe} &= RePr \frac{1}{1 + \Lambda \epsilon^{-\psi}} \frac{1 + (\gamma_0 - 1)\epsilon^{-1}}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)^2 \epsilon^{-2}}, \quad \tau_v = Re \\ \tau_d &= RePr \frac{1}{1 + \Lambda \epsilon^{-\psi}} \frac{1 + (\gamma_0 - 1)\epsilon^{-1}}{\gamma_0} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Используя выражение для времени поршневого эффекта  $\tau_{pe}$ , при значениях (3.7) можно получить  $\tau_{pe} = 13,3$ , что описывает распространение тепла от мгновенно нагретого источника. Однако в данной задаче рост температуры на боковой поверхности

происходит за время  $t_h$ , превосходящее  $\tau_{pe}$ , поэтому можно считать, что  $\tau_{pe} = t_h$ . Определяя также численные значения  $\tau_v$  и  $\tau_d$ , имеем

$$\tau_{pe} = 28,4, \tau_v = 3,85 \cdot 10^4, \tau_d = 7,81 \cdot 10^5 \quad (4.2)$$

Сравнение  $\tau_{pe}$  и  $\tau_\omega$  показывает, что условие возникновения осредненного течения  $\tau_\omega \ll \tau_{pe}$  выполняется (хотя величины различаются лишь на порядок). Время существования крупномасштабных вихревых структур связано с гидродинамическим временем  $\tau_v$  ( $\tau_v \gg \tau_{pe}$ ), а полное термодинамическое равновесие устанавливается на временах порядка  $\tau_d$ .

Исходя из условий задачи, оценим вибрационное число Рэлея  $Rv$  и число Рэлея  $Ra$ , описывающие конвекцию в неземных условиях в идеальном газе

$$Rv = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \Theta^2 \text{PrPe}^2 = 2,22, \quad Ra = |g| Ra_e = 406 \quad (4.3)$$

Однако тепломассоперенос в неидеальной среде реально определяется комплексами (2.3) – (2.5), которые для газа Ван-дер-Ваальса вблизи критической точки преобразуются и имеют значения

$$Rv_r = Rv \frac{1}{1 + \Lambda \epsilon^{-\psi}} \frac{4}{9} \epsilon^{-2} \left( \frac{1}{\gamma_0} + \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \right) \epsilon^{-1} \right) = 3,24 \cdot 10^6$$

$$Ra_r = Ra \frac{1}{1 + \Lambda \epsilon^{-\psi}} \frac{2}{3} \epsilon^{-1} \left( \frac{1}{\gamma_0} + \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \right) \epsilon^{-1} \right) = 1,46 \cdot 10^6 \quad (4.4)$$

$$\text{Pr}_r = \text{Pr} \frac{1}{1 + \Lambda \epsilon^{-\psi}} \left( \frac{1}{\gamma_0} + \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \right) \epsilon^{-1} \right) = 20,2$$

Полученные величины  $Rv_r, Ra_r$  на несколько порядков превосходят значения  $Rv, Ra$  и позволяют предположить, что в околкритическом газе будут наблюдаться развитые конвективные течения вибрационного и гравитационного теплового типов.

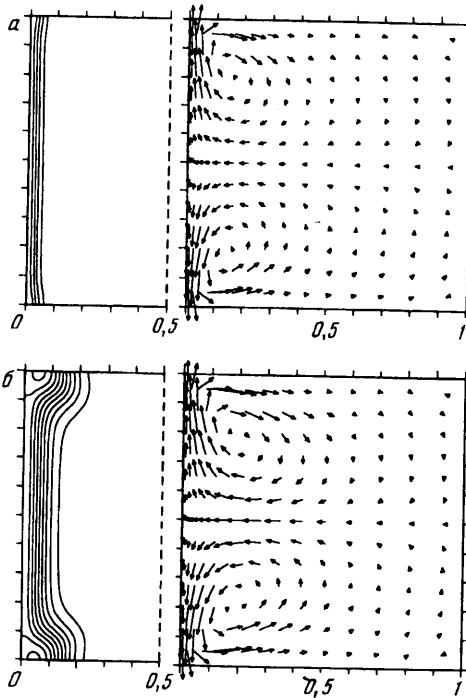
Оценки показывают, что при дальнейшем приближении к критической температуре до значений  $T' - T'_c \approx 0,1$  К реальное вибрационное число Рэлея оказывается достаточно большим даже при амплитудах массовой силы порядка  $10^{-3} - 10^{-4} g'_e$ , т.е. осредненное виброконвективное течение может возникать и в неподвижной емкости под действием высокочастотных составляющих микроускорения реального для орбитального полета уровня.

**5. Численный метод.** Вычисления выполнены с помощью специально разработанного программного комплекса, в основе которого лежит неявный конечно-разностный метод на разнесенной сетке в физических переменных [14]. Интегрирование уравнений движения и энергии выполняется последовательно. Давление определяется по уравнению Пуассона. Конвективные и диффузионные члены аппроксимируются центрально-разностными схемами. Полученные в результате пятиточечные диагональные линейные системы решаются методом Гаусса – Зейделя по линиям.

Точность вычислений контролировалась по суммарному тепловому балансу. Интегрирование уравнения переноса тепла (3.4) по расчетной области и времени приводит к соотношению  $E_1 = Q + E_2$ , где

$$E_1 = \int \rho T |_{p(t)T(t)} dv - \int \rho T |_{p(0)T(0)} dv, \quad Q = \frac{\gamma_0}{\text{RePr}_0} \int_0^t \int \lambda \nabla T ds dt$$

$$E_2 = -(\gamma_0 - 1) \int_0^t \int T \left( \frac{\partial p^*}{\partial T} \right)_p \nabla U dv dt \quad (5.1)$$



Фиг. 1. Осредненные поля температур (изотермы) и скоростей при действии вибрационной массовой силы в моменты времени  $t' = 10$  с (а), 60 с (б)

$dv$  – элемент объема,  $ds$  – элемент контура ячейки. На протяжении всего счета тепловой баланс выполнялся с высокой точностью – в пределах 0,5%.

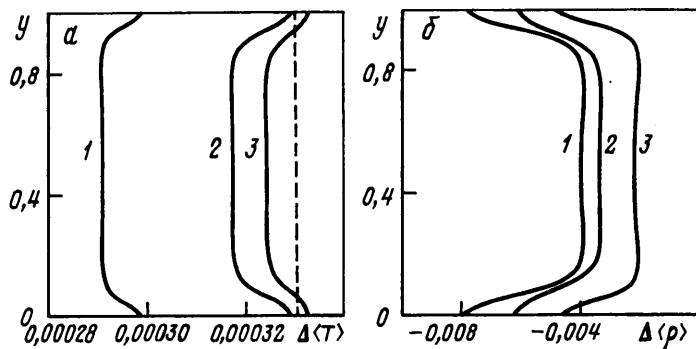
Интегрирование проведено на прямоугольной неравномерной сетке  $81 \times 41$  со степенным уменьшением шага в направлении левой границы (отношение максимального шага к минимальному равно 80) и равномерным шагом вдоль вертикальной оси.

По найденным мгновенным значениям физических переменных рассчитывались осредненные значения, которые определялись как среднее арифметическое на периоде  $\tau_\omega$ . Интервал  $\tau_\omega$  включает большое количество временных слоев при выбранной величине шага интегрирования по времени  $\tau = 5,59 \cdot 10^{-4}$ .

Расчет временного отрезка, который соответствует 1 с физического времени, требовал около 30 мин машинного времени на персональном компьютере Pentium-II с тактовой частотой 450 МГц.

**6. Результаты численного моделирования.** На фиг. 1 представлены осредненные поля температур и скоростей (температурное поле показано в половине области), которые образуются под действием осциллирующей массовой силы в моменты времени  $t' = 10, 60$  с. Видно, что в среде формируется двухвихревое конвективное течение, которое наиболее интенсивно около нагретой границы. Потoki направлены от центра границы к углам области, где наблюдается искривление изотерм. Интенсивность течения в эти моменты времени характеризуется максимальным модулем осредненной скорости  $|\langle U' \rangle|_{\max} = 2,77 \cdot 10^{-3}$  см/с (а),  $2,14 \cdot 10^{-3}$  см/с (б). Поскольку геометрия области и внешние условия симметричны (усредненная по времени массовая сила равна нулю), то решение также симметрично относительно средней горизонтальной линии.

В углах области потоки газа тормозятся и нагреваются. На фиг. 2, а где показан прирост осредненной температуры  $\Delta \langle T \rangle = \langle T \rangle - T_i$  в вертикальном сечении вблизи



Фиг. 2. Осредненные температура  $\Delta\langle T \rangle$  (а) и плотность  $\Delta\langle \rho \rangle$  (б) в вертикальном сечении  $x = 0,047$  при действии вибрационной массовой силы в моменты времени  $t' = 10$  с (а), 60 с (б)

нагретой границы, заметно увеличение температуры в концевых зонах. Здесь даже может происходить перегрев газа (кривая 3), т.е. его температура может превышать температуру нагревателя, отмеченную пунктирной линией. Такой эффект обнаружен ранее при конвекции околокритического газа в поле тяжести Земли [14] и его наличие в условиях микрогравитации представляет особый интерес для экспериментальной проверки. Плотность  $\Delta\langle \rho \rangle = \langle \rho \rangle - \rho_i$  в концевых зонах уменьшается (фиг. 2, б).

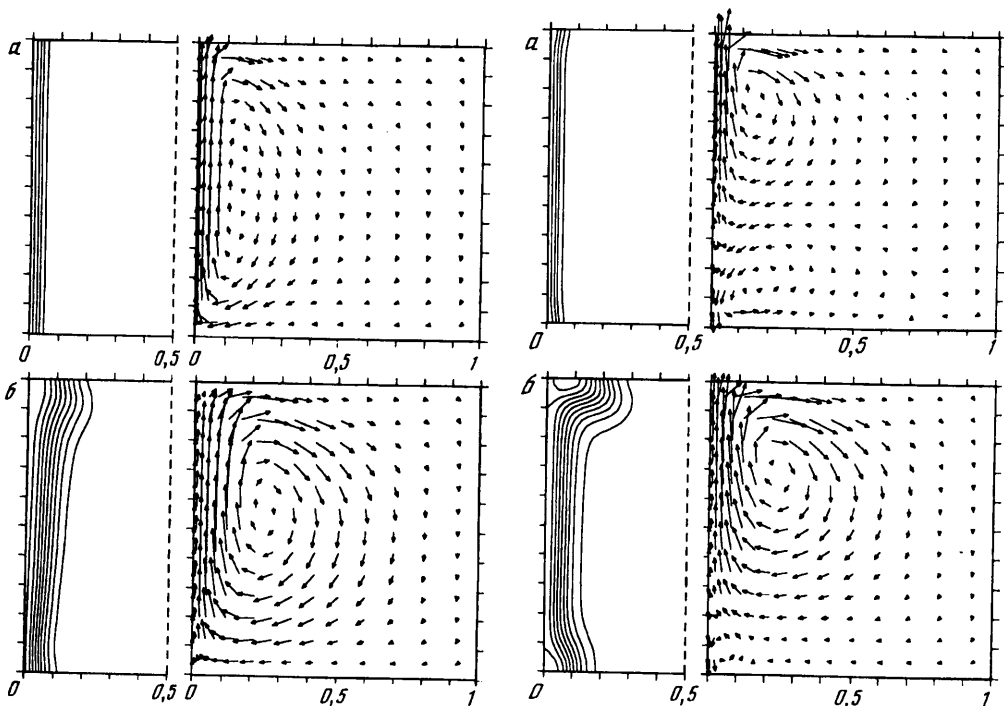
Если на среду действует только статическое микроускорение, то возникает выделенное направление и течение теряет симметрию. На фиг. 3 показано, что образуется одновихревая структура с подъемным течением около нагретой границы, которое имеет скорость  $|\langle U' \rangle|_{\max} = 2,09 \cdot 10^{-3}$  см/с (а),  $4,55 \cdot 10^{-3}$  см/с (б). Аналогичная задача в земных условиях рассматривалась в [14, 20]. Однако, как показывают расчеты, и при микроускорениях могут наблюдаться заметные перемещения газа, что важно для определения условий пригодности эксперимента.

При взаимном действии вибрационной и постоянной составляющих массовой силы картина течения является некоторой комбинацией рассмотренных выше течений. Если  $Rv_r \gg Ra_r$  (или  $Ra_r \gg Rv_r$ ), то ведущую роль играет вибрационная (или тепловая) конвекция. Если  $Rv_r$  и  $Ra_r$  одного порядка, то проявляются оба механизма движения, как, например, на фиг. 4, где  $Rv_r$  и  $Ra_r$  близки по величине (4.4). Динамические поля характеризуются значениями  $|\langle U' \rangle|_{\max} = 4,30 \cdot 10^{-3}$  см/с (а),  $4,41 \cdot 10^{-3}$  см/с (б).

Как уже упоминалось, в околокритической среде тепловой импульс приводит к равномерному прогреву внутри области (поршневой эффект). При этом около нагревателя формируется узкий пограничный слой с большими градиентами температуры. Фигура 5 иллюстрирует распределения прироста осредненной температуры  $\Delta\langle T \rangle = \langle T \rangle - T_i$  в горизонтальном сечении  $y = 0,75$  в различные моменты времени. Именно в пограничном слое тепловые неоднородности совместно с неоднородностями пульсационного поля порождают вибрационную силу, а совместно со статическим микроускорением – подъемную силу. Поэтому время действия сил, вызывающих движение, определяется характерным временем поршневого эффекта  $\tau_{pe}$ . Однако затухает движение медленно – за период порядка гидродинамического времени  $\tau_v$ .

На фиг. 6 представлены временные зависимости прироста давления в области  $\Delta p^* = p^* - p_i$  и суммарного потока тепла через контур ячейки  $Q$  (5.1). Видно, что рост давления и связанный с ним поршневой эффект обусловлены главным образом поступлением тепла в область. Наличие около нагретой границы конвективных течений как теплового, так и вибрационного типов практически не влияет на теплоотдачу и рост давления.





Фиг. 3

Фиг. 4

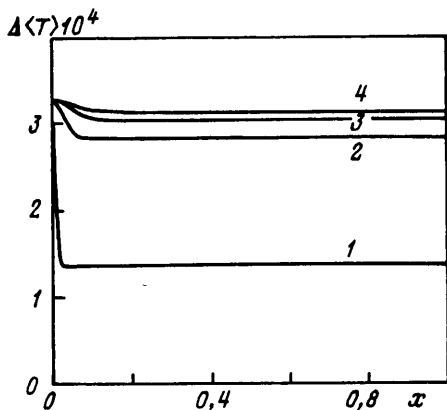
Фиг. 3. Осредненные поля температур (изотермы) и скоростей при действии постоянной массовой силы в моменты времени  $t' = 10$  с (а), 60 с (б)

Фиг. 4. Осредненные поля температур (изотермы) и скоростей при совместном действии вибрационной и постоянной составляющих массовой силы в моменты времени  $t' = 10$  с (а), 60 с (б)

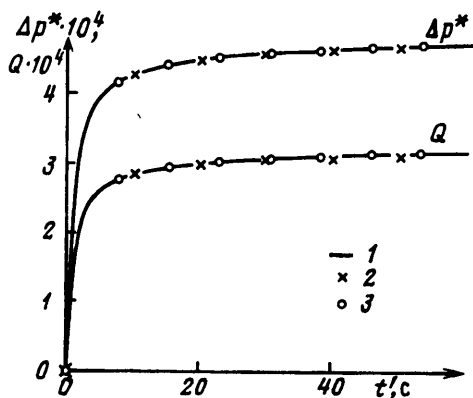
Легко оценить, что суммарный поток тепла от нагретой границы за все время процесса определяется величиной  $Q_i = 3,3 \cdot 10^{-4}$ . При выбранных параметрах задачи масштаб количества теплоты  $K'$ , который характеризует теплоотдачу с единицы поверхности, имеет значение  $K' = 70$  Дж/см<sup>2</sup>, поэтому полное тепловыделение в размерных единицах  $Q'_i = 2,3 \cdot 10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>. Однако, как видно на фиг. 6, уже к моменту  $t' = 4$  с в среду поступило количество тепла  $Q = 2,3 \cdot 10^{-4}$  (или  $Q' = 1,6 \cdot 10^{-2}$ ) Дж/см<sup>2</sup>, что составляет около 70% полного тепловыделения.

**Заключение.** При нагреве околокритического газа в поле стационарных и осциллирующих массовых сил реальные значения числа Рэлея  $Ra$ , и вибрационного числа Рэлея  $Rv$ , могут на несколько порядков превосходить соответствующие параметры идеального газа, поэтому даже незначительные микроускорения могут вызывать заметные конвективные движения как вибрационного, так и теплового гравитационного типов.

В результате численного моделирования тепломассопереноса в квадратной полости с газом Ван-дер-Ваальса при нагреве боковой поверхности получено, что осциллирующая составляющая массовой силы порождает два симметричных вихревых потока, в которых при торможении может наблюдаться повышенный рост температуры. Постоянная составляющая массовой силы создает одновихревое подъемное течение. Взаимное действие колебательной и статической сил приводит к формированию более сложных несимметричных структур.



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Осредненная температура  $\Delta \langle T \rangle$  в горизонтальном сечении  $y = 0,75$  при действии виб-  
рационной массовой силы в моменты времени  $t' = 1$  с (1), 10 с (2), 30 с (3), 60 с (4)

Фиг. 6. Временная зависимость прироста давления  $\Delta p^*$  и суммарного потока тепла  $Q$  при  
действии виб-рационной массовой силы (1), постоянной массовой силы (2), при их совместном  
действии (3)

В рассмотренных условиях течение газа не влияет на теплоотдачу нагревателя, рост давления в ячейке и эффект выравнивания температуры. Полученные результаты позволяют дать качественное объяснение некоторых данных орбитальных экспериментов и подтверждают необходимость тщательного контроля условий микрогравитации при их проведении.

Авторы выражают благодарность А.В. Зюзину за предоставленные материалы, а также М.К. Ермакову и И.А. Крюкову за полезные обсуждения и интерес к работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00124).

#### 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. Garrabos Y., Bonetti M., Beysens D., Perrot F., Fröhlich T., Carles P., Zappoli B. Relaxation of a supercritical fluid after a heat pulse in the absence of gravity effects: Theory and experiments // Phys. Rev. E, 1998. V. 57. № 5. P. 5665–5687.
4. Beysens D., Straub J., Turner D.J. Phase transitions and near-critical phenomena // Fluid Science and Material Science in Space // Ed. H.U. Walter. Berein et al., Springer, 1987. P. 221–256.
5. Полежаев В.И. Режимы микроускорений, гравитационная чувствительность и методы анализа технологических экспериментов в условиях невесомости // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 5. С. 22–36.
6. Beysens D. New critical phenomena observed under weightlessness // Materials and Fluids under Low Gravity. Lecture Notes in Physics. Berein et al.: Springer, 1996. V. 464. P. 3–25.
7. Avdeev S.V., Ivanov A.I., Kalmykov A.V. et al. Experiments in the far and near critical fluid aboard Mir station with the use of the "Alice-1" instrument // Proc. Joint 10th Europ. and 6th Russian Symp. on Phys. Sci. in Microgravity. St.-Petersburg, Russia, 1997. V. 1. P. 333–340.
8. Зюзин А.В., Иванов А.И., Полежаев В.И., Путин Г.Ф. О конвекции околокритической жидкости в условиях реальной невесомости на орбитальной станции "Мир" // Вибрационные эффекты в гидродинамике. Пермь: ПГУ, 2000. Вып. 2.

9. *Зеньковская С.М., Симоненко И.Б.* О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 51–55.
10. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Вибрационная тепловая конвекция в невесомости // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. С. 86–105.
11. *Любимов Д.В.* Нелинейные проблемы теории быстроосциллирующих конвективных течений: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Пермь: ПГУ, 1994. 415 с.
12. *Oniki 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.
13. *Zappoli B., Durand-Daubin A.* Heat and mass transport in a near supercritical fluid // Phys. Fluids. V. 6. P. 1929–1936.
14. *Соболева Е.Б., Крюков И.А.* Моделирование околокритических явлений в гидродинамическом приближении с "фильтрацией" акустики: Препринт № 624. М.: ИПМ РАН, 1998. 52 с.
15. *Ланин Ю.М., Стрелец М.Х.* Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989. 368 с.
16. *Carles P., Zappoli B.* The unexpected response of near-critical fluids to low-frequency vibrations // Phys. Fluids. 1995. V. 7. № 11. P. 2905–2914.
17. *Полежаев В.И., Белло М.С., Везуб Н.А. и др.* Конвективные процессы в невесомости. М.: Наука, 1991. 240 с.
18. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
19. *Сазонов В.В., Ермаков М.К., Иванов А.И.* Измерение микроускорений на орбитальной станции Мир во время экспериментов на установке Alice // Космич. исслед. 1998. Т. 36. № 2. С. 156–166.
20. *Zappoli B., Amiroudine S., Carles P., Ouazzani J.* Thermoacoustic and buoyancy-driven transport in a square side-heated cavity filled with a nearcritical fluid // J. Fluid Mech. 1996. V. 316. P. 53–72.

Москва

Поступила в редакцию  
7.VI.1999