МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 3 • 2000

УДК 532.51.0134:536.24:537.2

© 2000 г. М.Г. ВЕЛАРДЕ, Б.Л. СМОРОДИН

КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННЫХ И МОДУЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Исследована электротермоконвективная неустойчивость плоского горизонтального слоя слабопроводящей жидкости в модулированном вертикальном электрическом поле. Рассмотрение базируется на уравнениях электрогидродинамического приближения. Для определения порога устойчивости в линейном приближении использовалась теория Флоке. Влияние периодической модуляции на поведение жидкости изучено как при наличии постоянной составляющей электрического поля, так и в ее отсутствие. Показано, что модуляции в зависимости от амплитуды и частоты могут стабилизировать неустойчивое основное состояние или дестабилизировать равновесие жидкости. Кроме синхронного или субгармонического отклика на внешнее воздействие неустойчивость может быть связана с двухчастотными (квазипериодическими) возмущениями. Рассмотрение проведено для случая невесомости и при наличии поперечной стратификации жидкости в статическом поле тяжести.

Электротермическая конвекция плоского горизонтального слоя слабопроводящей жидкости в постоянном поле исследовалась экспериментально [1–4] и теоретически [4–7]. В [4, 5] при различных предположениях относительно физических свойств жидкости доказано, что неустойчивость при подогреве сверху связана с колебательной модой. В [4, 6] рассмотрено влияние конечного времени релаксации электрического заряда на динамику системы.

Для теоретического анализа неустойчивости рассматривался только один из трех возможных механизмов зарядообразования: электрокондуктивный, связанный с неодинаковой электропроводностью жидкости вблизи горячего и холодного электродов. Неоднородной поляризацией среды и инжекцией зарядов пренебрегалось. Такой подход оправдан физическими свойствами использованных в экспериментах жидкостей, для которых электропроводность намного сильнее зависит от температуры, чем диэлектрическая проницаемость [1, 4, 5]. Кроме того, пороговое напряжение, начиная с которого инжекционный механизм зарядообразования в жидкости существенно влияет на устойчивость равновесия, превосходит используемые в экспериментах разности потенциалов на границах слоя [3]. Предполагается слабая неоднородность проводимости среды, линейно зависящая от температуры. Экспериментально этот случай реализуется при небольших значениях разности температур на границах слоя.

В данной работе исследовано возникновение движения в горизонтальном слое слабопроводящей жидкости при наличии поперечной разности температур и вертикального переменного электрического поля. Эта задача представляет пример конвекции в системе при наличии модулированного параметра. В отличие от действия на жидкость вибраций конечной частоты или влияния переменных тепловых полей [8–10], когда временной период отклика системы совпадает или вдвое больше периода внешней модуляции, наличие колебательной моды электротермической конвекции приводит к появлению критических возмущений еще одного типа: квазипериодических, характеризующихся двумя различными частотами.

1. Постановка задачи. Рассмотрим бесконечный плоский горизонтальный слой слабопроводящей жидкости, ограниченный твердыми идеально тепло- и электропроводными параллельными плоскостями $z = \pm h$ (h – полутолщина слоя), на которых $T = \mp\Theta$, $\Theta = \text{const}$, $\varphi(h) - \varphi(-h) = -2U(\eta_1 + \eta_2 \cos\Omega t)$.

Здесь U – эталонный уровень напряжения, η_1 и η_2 – относительные амплитуды постоянной и переменной компонент разности потенциалов, Ω – частота модуляции. Амплитуда модуляции η_2 может изменяться непрерывно, в то время как η_1 принимает только два значения: $\eta_1 = 0$ для переменной разности потенциалов, $\eta_1 = 1$ соответствует модуляции на фоне постоянного поля.

При небольших значениях разности температур между границами слоя неоднородность электропроводности слабая. Считаем, что электропроводность жидкости линейно зависит от температуры: $\sigma = \sigma_0(1+\beta_\sigma T)$, где β_σ – коэффициент температурной зависимости электропроводности. Фактически используются первые члены разложения функции $\sigma(T)$ в ряд Тейлора около средней температуры.

В дальнейшем будем использовать электрогидродинамическое приближение [7], граница которого соответствует условию малости магнитных эффектов по сравнению с электрическими и определяется соотношениями

$$\sigma \ll \frac{1}{h}\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)^{1/2}, \quad \frac{\Omega}{2\pi} \ll \frac{c}{h}$$

где ε – диэлектрическая, а μ – магнитная проницаемость, c – фазовая скорость электромагнитной волны в жидкости, h – характерный масштаб. Для значений параметров

$$\varepsilon \sim 88{,}5 \cdot 10^{-12}(\text{ф/м}), \quad \mu \sim \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}(\text{Гс/м})$$
$$h \sim 10^{-1}\ (\text{м}) \quad c \sim 10^{8}\ (\text{м/с})$$

получаются следующие ограничения на электропроводность жидкости и частоту модуляции:

$$\sigma \ll 0{,}1\ (\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}, \quad \Omega \ll 10^{9}\ (\text{рад/с})$$

которые хорошо выполняются для диэлектрических жидкостей, используемых в экспериментах.

Введем безразмерные переменные на основе единиц: расстояния – h, времени – h^2/ν, скорости – χ/h, температуры – Θ, давления – $\rho_l\nu\chi/h^2$, потенциала – U, поля – U/h, плотности заряда – $\varepsilon U/h^2$, где ρ_l – плотность жидкости, ν и χ – соответственно коэффициенты кинематической вязкости и температуропроводности.

Считая жидкость несжимаемой, пренебрегая джоулевым разогревом, неоднородностью поляризации и инжекцией, запишем безразмерную систему уравнений конвекции слабопроводящей жидкости в гравитационном и электрическом полях и соответствующие граничные условия

$$\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{P}(\mathbf{v}\,\nabla)\mathbf{v}\right) = -\nabla p + \Delta\mathbf{v} + \mathrm{Ra}\,T\mathbf{e} + \mathrm{Ge}\,\rho\mathbf{E}, \quad \nabla\,\mathbf{v} = 0$$
$$P\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\,\nabla)T = \Delta T$$
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\mathrm{Pe}}\nabla(\sigma\mathbf{E}) + \frac{1}{P}(v\,\nabla)\rho = 0$$
$$\sigma = 1 + ST, \quad \nabla\,\mathbf{E} = \rho, \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad \mathbf{e} = (0,0,1)$$
$$z = \pm 1: \quad \mathbf{v} = 0, \quad T = \mp 1, \quad \varphi = \mp(\eta_1 + \eta_2\cos\omega t) \qquad (1.1)$$

Здесь $\mathbf{v}$ – скорость, p – давление, T – температура, ρ – плотность зарядов, $\mathbf{E}$ и φ – электрические поле и потенциал.

Система уравнений (1.1) содержит следующие безразмерные параметры:

$$\mathrm{Ra} = \frac{g\beta\Theta h^3}{\nu\chi}, \quad \mathrm{Ge} = \frac{\varepsilon U^2}{\nu\chi\rho_l}, \quad P = \frac{\nu}{\chi}$$

$$\mathrm{Pe} = \frac{\varepsilon\nu}{h^2\sigma}, \quad \omega = \frac{\Omega h^2}{\chi}, \quad S = \beta_\sigma\Theta$$

Здесь Ra – число Рэлея (β – коэффициент теплового расширения жидкости), Ge – электрический аналог числа Галилея, P – число Прандтля, Pe – электрическое число Прандтля, ω – безразмерная частота вибрации, S – малый параметр, характеризующий неоднородность электропроводности жидкости.

Для диэлектрических жидкостей, в которых экспериментально наблюдается электротермическая конвекция, $\beta_\sigma \sim 0{,}03$ grad^{-1} [2–4] и при разности температур не больше 10° хорошо выполняется соотношение $S < 1$. Результаты теоретических расчетов пороговых значений электроконвекции в постоянных полях, использующие усиленное условие $S \ll 1$, хорошо согласуются с экспериментом [2–4, 7].

Рассмотрим невозмущенное решение системы (1.1) в виде $\mathbf{v}_0 = 0$, $T_0 = T_0(z)$, $\mathbf{E}_0 = (0, 0, E_0)$, $\rho_0\,(z, t)$, $E_0 = E_0(z, t)$.

Из (1.1) с точностью до слагаемых второго порядка по S находим

$$T_0 = -z, \quad E_0 = (\eta_1 + \eta_2 \cos\omega t) + Sz\left(\eta_1 + \eta_2\left(\frac{\cos\omega t + \omega\,\mathrm{Pe}\sin\omega t}{1+\omega^2\,\mathrm{Pe}^2}\right)\right)$$

$$\rho_0 = S\left(\eta_1 + \eta_2\frac{\cos\omega t + \omega\,\mathrm{Pe}\sin\omega t}{1+\omega^2\,\mathrm{Pe}^2}\right) \tag{1.2}$$

Для исследования устойчивости основного состояния (1.2) рассмотрим его малые возмущения. После исключения давления и горизонтальных компонент скорости представим возмущения вертикальной скорости v_z, температуры ϑ и плотности заряда ρ в виде

$$v_z = w(z,t)\exp[ikx], \quad \vartheta = \theta(z,t)\exp[ikx], \quad \rho = \rho(z,t)\exp[ikx] \tag{1.3}$$

Здесь w, θ, ρ – амплитуды, k – волновое число. Векторы $\mathbf{E}_0$ и ∇T_0 направлены перпендикулярно границам, поэтому задача изотропна в плоскости слоя и ось x можно направить вдоль волнового вектора **k**.

Квазиравновесное поле (1.2) содержит два слагаемых $E = E_{00} + SE_{01}$. Первое слагаемое E_{00} не зависит от S и характеризует поле между проводящими пластинами в отсутствие жидкости – внешнее поле. Второе слагаемое SE_{01} связано с перераспределением заряда в жидкости $\rho_0 = S\rho_{01}$, возникающим из-за неоднородной проводимости среды. Возмущения силы Кулона в связи с этим можно записать в виде $\mathbf{F}'_k = \mathrm{Ge}(\mathbf{E}_{00}\rho + S(\mathbf{E}_{01}\rho + \mathbf{E}'\rho_{01}))$, где $\mathbf{E}'$ – возмущение поля. Малость параметра S позволяет использовать безындукционное электрогидродинамическое приближение, в котором пренебрегается электрическим полем, связанным с перераспределением заряда в жидкости, по сравнению с внешним полем [4, 6] – $\mathbf{F}'_k = \mathrm{Ge}\mathbf{E}_{00}\rho$.

Подставляя возмущенные поля в систему (1.1) и производя линеаризацию по возмущениям, получим амплитудную задачу

$$\frac{\partial Dw}{\partial t} = D^2 w - \mathrm{Ra}\,k^2\theta - Bk^2\rho(\eta_1 + \eta_2\cos\omega t)$$

$$P\frac{\partial\theta}{\partial t} - w = D\theta, \quad D = \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \qquad \mathrm{Pe}\frac{\partial\rho}{\partial t} + \rho = -(\eta_1 + \eta_2\cos\omega t)\frac{\partial\theta}{\partial z} \tag{1.4}$$

$$z = \pm 1: \; w = 0, \; w' = 0, \; \theta = 0 \tag{1.5}$$

Несмотря на малость неоднородности электропроводности S, связанной с температурой, электрический аналог числа Рэлея $B = \mathrm{Ge}S$ остается конечным (параметр Ge большой).

Амплитудная задача (1.4) – (1.5) определяет поведение "нормальных" возмущений. Для нахождения границы устойчивости требуется теория Флоке, определяющая условия существования периодических решений амплитудной задачи, для построения которых использовался метод Галеркина – Канторовича.

2. Метод решения. Решение строилось в виде суперпозиции пространственных базисных функций с коэффициентами, зависящими от времени

$$w = \sum_{n=1}^{N} a_n w_n, \quad \theta = \sum_{m=1}^{M} b_m \theta_m, \quad \rho = \sum_{l=1}^{L} c_l \frac{\partial \theta_l}{\partial z} \tag{2.1}$$

Уравнение для эволюции плотности заряда системы (1.4) не содержит пространственных производных от ρ и распределение заряда определяется только электропроводностью и вертикальной производной от поля температуры.

Пространственный базис конструировался из надлежащим образом нормированных собственных функций амплитудной задачи для неподвижного слоя. В качестве базиса для аппроксимации вертикальной скорости брались собственные функции задачи [11]

$$D^2 w_m = -\mu_m D w_m, \quad w_m(\pm 1) = w_m'(\pm 1) = 0 \tag{2.2}$$

Базис для аппроксимации амплитуды возмущения температуры и плотности заряда строился с помощью собственных функций задачи

$$D\theta_n = -\nu_n \theta_n, \quad \theta_n(\pm 1) = 0 \tag{2.3}$$

Процедура ортогонализации методом Галеркина приводила к системе $M + N + L$ обыкновенных дифференциальных уравнений для коэффициентов a_m, b_n, c_l

$$\frac{\partial a_r}{\partial t} = -\mu_r a_r + \sum_{m=1}^{M} \mathrm{Ra}\, k^2 C_{mr} b_m + \sum_{l=1}^{L} B k^2 (\eta_1 + \eta_2 \cos \omega t) D_{er} c_l \quad (r = 1, 2, \ldots, N)$$

$$P \frac{\partial b_s}{\partial t} = \sum_{n=1}^{N} C_{sn} a_n - \nu_s b_s \qquad (s = 1, 2, \ldots, M)$$

$$\mathrm{Pe} \frac{\partial c_t}{\partial t} = -(\eta_1 + \eta_2 \cos \omega t) b_t - c_t \qquad (t = 1, 2, \ldots, L)$$

$$C_{sn} = \int_{-1}^{1} \theta_s w_n dz, \quad D_{rl} = \int_{-1}^{1} \theta_r' w_l dz \tag{2.4}$$

В разложениях удерживалось до 36 базисных функций. Исследование устойчивости основного состояния сводилось к построению матрицы монодромии, состоящей из $N +$ $+ M + L$ линейно независимых решений системы уравнений (2.4), которая интегрируется методом Рунге – Кутта четвертого порядка. Собственные значения матрицы монодромии являются мультипликаторами Флоке. Периодическое решение, описывающее квазиравновесное состояние, устойчиво, если модуль наибольшего мультипликатора $\gamma_{\max}$ не превышает единицы. На границе устойчивости $|\gamma_{\max}| = 1$. При этом $\gamma_{\max} = -1$ соответствует возмущениям с периодом, вдвое превышающим период внешнего воздействия (полуцелая мода), если $\gamma_{\max} = 1$, период нейтральных возмущений совпадает с периодом вынуждающего воздействия (целая мода), если получается пара комплексно-сопряженных собственных значений, модуль которых $|\gamma| = 1$ – имеет двухчастотные квазипериодические нейтральные возмущения.

3. Низкие частоты модуляции. Малость частоты означает, что период модуляции поля T намного больше, чем характерные времена системы: $T \gg [h^2/\nu, h^2/\chi, \varepsilon/\sigma]$ или в безразмерной форме

$$\omega \ll [1, P^{-1}, \mathrm{Pe}^{-1}] \tag{3.1}$$

В случае медленной модуляции электрического поля применение метода численного интегрирования системы (2.4) нецелесообразно (время вычисления увеличивается пропорционально T). В этом случае естественно применить асимптотический метод Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна [12] с малым параметром ω.

Запишем амплитудную систему уравнений (1.4) в матричной форме

$$\frac{\partial}{\partial t} Au = Nu \tag{3.2}$$

$$u = \begin{pmatrix} w \\ \vartheta \\ \rho \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} D & 0 & 0 \\ 0 & P & 0 \\ 0 & 0 & \mathrm{Pe} \end{pmatrix}, \quad N = \begin{pmatrix} D^2 & -\mathrm{Ra}\, k^2 & -Bk^2 \cdot f(t) \\ 1 & D & 0 \\ 0 & -f(t)\cdot \dfrac{\partial}{\partial z} & -1 \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

$$f(t) = \eta_1 + \eta_2 \cos\omega t$$

где u – вектор-функция, A и N – операторы.

После введения новой переменной $\tau = \omega t$ уравнение (3.2) принимает вид

$$\omega \frac{\partial}{\partial \tau} Au = Nu \tag{3.4}$$

где теперь N – 2π-периодический по τ оператор. Граничные условия (1.5).

При малых ω можно разложить оператор N и амплитуду модуляции η_2 в ряды

$$N = N_0 + \omega N_1 + \omega^2 N_2 + \ldots, \quad \eta_2 = \eta_{20} + \omega \eta_{21} + \omega^2 \eta_{22} + \ldots \tag{3.5}$$

Решение уравнения (3.4) будем искать в виде

$$u = \exp\left[\frac{1}{\omega}\int_0^\tau \lambda(\tau')d\tau'\right](u_0 + \omega u_1 + \omega^2 u_2 + \ldots)$$

$$\lambda = \lambda_0 + \omega\lambda_1 + \omega^2\lambda_2 + \ldots \tag{3.6}$$

Здесь λ – характеристический декремент возмущений для случая медленного, квазистатического изменения электрического поля (1.2) (2π–периодическая функция τ).

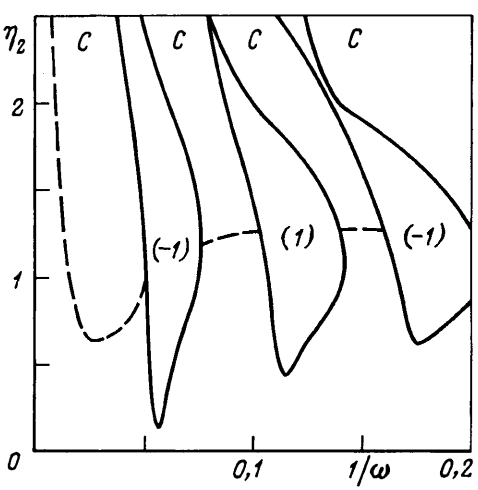
Граница устойчивости, по Флоке, в нулевом по ω порядке разложения находится из интегрального условия

$$\int_0^{2\pi} \lambda_{0r}(\eta_{20}\cos\tau)d\tau = 0 \tag{3.7}$$

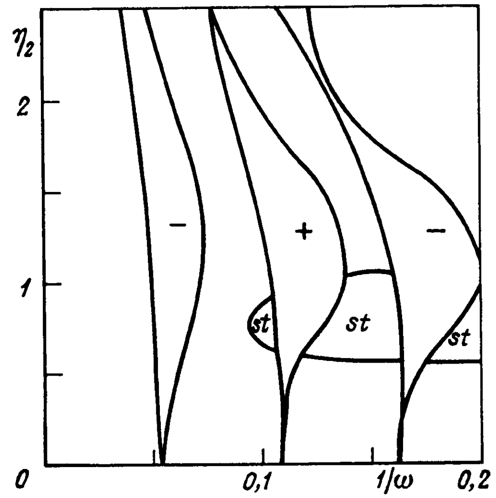
где λ_{0r} – действительная часть λ_0. Для решения в нулевом порядке задачи на собственные значения (3.4) – (1.5) применялся метод Галеркина с базисом, определяемым (2.2), (2.3). В расчетах удерживалось до 30 функций.

4. Невесомость. Рассмотрим результаты исследования устойчивости в случае невесомости Ra = 0. В этих условиях при наличии постоянной составляющей поля ($\eta_1 = 1$) остается только электрокондуктивный механизм возбуждения конвекции и роль режимного параметра играет B. Во всех расчетах тепловое и электрические числа Прандтля полагались следующими: $P = 1$ и $\mathrm{Pe} = 0{,}04$. Порог устойчивости без модуляции поля $B_* = 438{,}815$ соответствует критическим возмущениям с волновым числом $k = 2{,}14$ и собственной частотой $\omega_0 = 9{,}136$.

На фиг. 1 продемонстрировано дестабилизирующее действие модуляции на устойчивое основное состояние жидкости в случае $B = 420$, $k = 2{,}14$ (на плоскости $1/\omega$, η_2 появляются области неустойчивости). В отсутствие модуляции $\eta_2 = 0$ (ось абсцисс) квазиравновесие жидкости устойчиво. Электрическое число Рэлея не превышает



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость критической относительной амплитуды модуляции от обратной частоты $1/\omega$. Волновое число фиксировано: k = 2,14. Без модуляции система устойчива (B = 420). Штриховые и сплошные линии – границы областей нарастающих квазипериодических и периодических возмущений соответственно

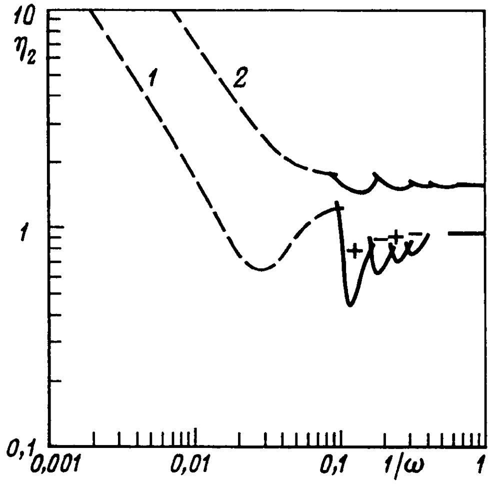
Фиг. 2. Зависимость $\eta_2(1/\omega)$ для k = 2,14. Без модуляции система неустойчива (B = 450). st – области устойчивости

критического значения $B < B_*$. Рост амплитуды модуляции приводит к появлению растущих возмущений, тип которых зависит от частоты.

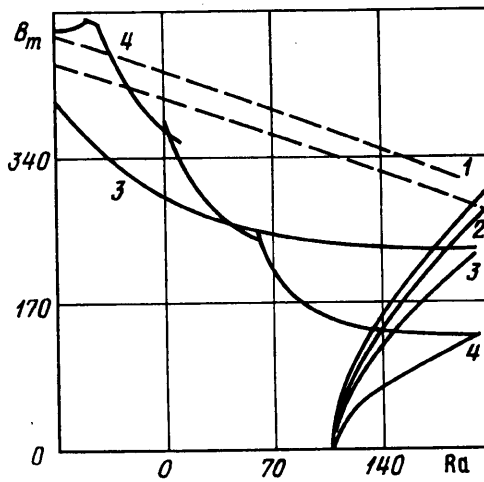
Внутри областей (–1) нарастают возмущения полуцелого типа, внутри областей (1) – целого. При умеренных амплитудах модуляции между областями синхронного и субгармонического отклика на внешнее поле расположены области C критических квазипериодических возмущений. Минимальное значение амплитуды модуляции η_2 = = 0,134 соответствует полуцелым возмущениям и частоте ω = 17,91 $\simeq 2\omega_0$. Остальные минимумы на границах областей целых и полуцелых растущих возмущений приходятся на частоты $2\omega/m$, где m – целое число.

Противоположный случай стабилизирующего действия модуляций на неустойчивое основное состояние представлен на фиг. 2. Электрическое число Рэлея в этом случае B = 450 при k = 2,14 превышает критическое значение для постоянного поля. В отсутствие модуляции η_2 = 0 квазиравновесие неустойчиво относительно колебательных возмущений. Рост амплитуды модуляции изменяет характер неустойчивости. В область нарастающих квазипериодических возмущений проникают "языки" наиболее опасных целых "плюс" и полуцелых "минус" возмущений, а при умеренных частотах появляются области устойчивости st.

На фиг. 3 представлены минимизированные по волновому числу k границы устойчивости η_2 в зависимости от обратной частоты $1/\omega$ для B = 420 в случае модулированного η_1 = 1 (кривая *1*) и переменного (кривая *2*) η_1 = 0 полей. Неустойчивости соответствуют области над кривыми. В случае переменного поля неустойчивость появляется при больших значениях амплитуды модуляции. При частотах $\omega > \omega_0$ нарастают квазипериодические возмущения. В пределе высоких частот, как видно из графиков, амплитуда и частота перестают быть независимыми: режимным параметром служит отношение η_2/ω. Горизонтальные линии на рисунках представляют асимптотические результаты, рассчитанные в низкочастотном пределе: η_2 = 0,921 при k_m = 1,89 для модулированного поля, η_2 = 1,590 при k_m = 2,03 для постоянного. При ко-



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Невесомость. Карта устойчивости на плоскости ($1/\omega$, η_2) для случая модулированного (*1*) и переменного (*2*) полей

Фиг. 4. Карты устойчивости на плоскости Ra, B_m в модулированном поле, для различных частот внешнего воздействия: $\omega = \infty$, 50, 15, 4 кривые *1*–*4*

нечных частотах видны области параметрического резонансного возбуждения. При этом для модулированных полей области целых (плюс) и полуцелых (минус) возмущений чередуются, в то время как для переменного поля критических возмущений полуцелого типа не обнаружено.

5. Электротермоконвекция в поле силы тяжести. Рассмотрим термоэлектроконвективную неустойчивость в статическом поле тяжести. Поведение возмущений теперь должно рассматриваться с точки зрения полной системы амплитудных уравнений (1.4) с Ra $\neq$ 0. Задача состоит в исследовании влияния модулированного поля на термоэлектроконвективную неустойчивость.

На фиг. 4 представлена зависимость минимизированного по волновому числу критического электрического числа Рэлея B_m от числа Рэлея Ra для амплитуд $\eta_1 = 1$, $\eta_2 = 1$ и различных частот модуляции поля.

Случай $\omega = \infty$ совпадает со случаем отсутствия модуляции $\eta_2 = 0$. Таким образом, кривая *1* является границей области неустойчивости слабопроводящей жидкости в постоянном поле ($\eta_1 = 1$, $\eta_2 = 0$): сплошная кривая – граница монотонной неустойчивости, штриховая – колебательной. В отсутствие электрического поля ($B = 0$) при подогреве снизу (Ra > 0) существует критическое число Рэлея, определяющее границу монотонной неустойчивости $\mathrm{Ra}_{m0} = 106{,}7$. Электрическое поле приводит к повышению порога неустойчивости этой монотонной (термогравитационной) моды и появлению неустойчивости колебательного типа (электротермоконвективная мода) [4, 7].

Влияние модуляций конечной частоты на порог неустойчивости неоднозначно. Уменьшение частоты внешнего воздействия приводит к монотонному понижению границы гравитационной моды, критическими при любых частотах остаются целые возмущения.

Порог электротермоконвективной моды с уменьшением частоты изменяется немонотонно. В зависимости от числа Рэлея и частоты модуляции поля могут приводить как к стабилизации, так и к дестабилизации основного состояния. Причем в исследуемой области чисел Рэлея для относительно высоких частот ($\omega = 50$) критическими являются квазипериодические возмущения. Для $\omega = 15$ неустойчивость связана с полуцелыми возмущениями. В случае $\omega = 4$ изломы на границах неустойчивости соответствуют переходам от возмущений одних типов к другим, отличающимся как пространственным периодом, так и временным поведением.

Заключение. На основе уравнений электрогидродинамики рассмотрена проблема электроконвективной неустойчивости слабопроводящей неравномерно нагретой жидкости в переменном и модулированном электрических полях плоского горизонтального конденсатора. Предполагается, что электропроводность жидкости линейно зависит от температуры, а неоднородность поляризации жидкости и инжекция зарядов пренебрежимо малы.

Определены границы областей неустойчивости. Для случая невесомости получены зависимости амплитуды критической модуляции от частоты. В поле тяжести неустойчивость обусловлена взаимодействием электрокондуктивного и термогравитационного механизмов. При конечных частотах модуляции электрического поля благодаря параметрическому возбуждению возможны как дестабилизация равновесия, так и его стабилизация – в зависимости от амплитуды и частоты. При этом неустойчивость слабопроводящей жидкости в модулированном электрическом поле могут вызывать возмущения с различным временным поведением, которые соответствуют целым, полуцелым или квазипериодическим режимам.

Авторы выражают благодарность С.Р. Косвинцеву, И.Ю. Макарихину за плодотворные дискуссии. Исследования, результаты которых представлены в данной статье, выполнялись при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-01-00507).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gross M.J., Porter J. E.* Electrically induced convection in dielectric liquids // Nature. 1966. V. 212. № 5068. P. 1343–1345.
2. *Turnbull R.J.* Electroconvective instability with a stabilizing temperature gradient. II. Experimental results // Phys. Fluids. 1968. V. 11. № 12. P. 2597–2603.
3. *Косвинцев С.Р.* Экспериментальное исследование электроконвекции в плоском слое неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости / Вестн. Перм. ун-та. 1994. Вып. 2. С. 128–140.
4. *Lee Ch.-O.* Termal instability of a slightly conducting liquid layer in a vertical electric field // Heat transfer. Proc. 5th Intern. Heat Transfer Conf. Tokyo. 1974. s.a. 1974. V. 3. P. 173–177.
5. *Turnbull R.J.* Electroconvective instability with a stabilizing temperature gradient. I. Theory // Phys. Fluids. 1968. V. 11. № 12. P. 2588–2596.
6. *Саранин В.А.* Об устойчивости равновесия плоского горизонтального слоя неоднородно нагретой жидкости в электрическом поле // Конвективные течения. Пермь: Изд-е Перм. пед. ин-та, 1983. С. 46–52.
7. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
8. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
9. *Гершуни Г.З., Келлер И.О., Смородин Б.Л.* О вибрационно-конвективной неустойчивости в невесомости; конечные частоты // Докл. РАН. 1996. Т. 348. № 2. С. 194–196.
10. *Gershuni G.Z., Nepomnyashchy A.A., Smorodin B.L., Velarde M.G.* On parametric excitation of thermocapillary and thermogravitation convective instability // Micrograv. Quart. 1994. V. 4. № 4. 215–220.
11. *Петров Г.И.* Применение метода Галеркина к задаче об устойчивости течения вязкой жидкости // ПММ. 1940. Т. 4. Вып. 3. С. 3–12.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.

Мадрид
Пермь

Поступила в редакцию
10.III.1999