

ЭЛЕКТРОТЕРМОКОНВЕКЦИЯ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ УМЕРЕННОЙ АВТОНОМНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА В ЖИДКИЙ ДИЭЛЕКТРИК

*О. О. Некрасов**, *Б. Л. Смородин***

*Пермский государственный национальный исследовательский университет
614068, Пермь, Россия*

Поступила в редакцию 20 октября 2024 г.,
после переработки 20 октября 2024 г.
Принята к публикации 8 ноября 2024 г.

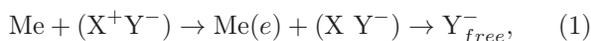
Проанализированы электротермоконвективные течения вязкой несжимаемой диэлектрической жидкости, помещенной в модулированное электрическое поле плоского конденсатора. Жидкость нагревается со стороны верхнего электрода (катода), с которого происходит умеренная инжекция отрицательного заряда. На плоскости амплитуда модуляции — обратная частота построена карта режимов поведения жидкости. Продемонстрирована возможность подавления электротермоконвекции в модулированном поле. Обнаружены различные типы отклика на переменное внешнее воздействие — модулированные бегущие и стоячие волны. Получены характеристики модулированных волн.

DOI: 10.31857/S0044451025020142

1. ВВЕДЕНИЕ

Текущие диэлектрические и слабопроводящие среды — жидкости и жидкие кристаллы — представляют значительный интерес для изучения не только благодаря большому разнообразию возникающих нелинейных течений и структур [1, 2], но и с практической точки зрения: для контроля интенсивности массо- и теплопереноса, интенсивности проходящего через среду света, а также распределения заряда в среде [3–5].

Одним из способов механизмов генерации свободных зарядов в жидкости является инжекция [3, 5, 6]: вследствие окислительно-восстановительных реакций вблизи границы жидкость–электрод генерируются заряды, совпадающие по знаку с соответствующим электродом. В данной статье изучается случай униполярной инжекции отрицательного заряда. Находящаяся у катода нейтральная примесь захватывает электрон, становясь отрицательным ионом [7]:



* E-mail: dakeln2@gmail.com

** E-mail: bsmorodin@yandex.ru

где Me — металл катода, отдающий ионной паре (X^+Y^-) электрон e , а Y_{free}^- — отрицательно заряженный инжектируемый ион.

Возникающие под действием разности потенциалов V_0 на обкладках конденсатора силы Кулона отталкивают отрицательные заряды от катода в зазор толщиной d между электродами, заполненный диэлектриком. При определенных условиях в результате неустойчивости генерируется электроконвективный массоперенос.

Величину инжекции характеризует безразмерный параметр $C = q_0 d^2 / V_0 \epsilon_0 \epsilon$ (q_0 — плотность заряда, инжектируемого в жидкость с катода ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды), который представляет собой отношение инжектируемого заряда на единицу площади $q_0 d$ к поверхностному заряду, который мог бы присутствовать на электродах из-за приложенного внешнего поля $V_0 \epsilon_0 \epsilon / d$ [8].

Возникновение электроконвекции и надкритические течения в изотермическом случае подробно изучены [8, 9]. Показано, что жидкость может находиться либо в состоянии ионной проводимости (отсутствия движения сплошной среды), либо в режиме электроконвективного течения. При этом переход между этими состояниями при измене-

нии управляющего параметра (электрического числа Рэлея) происходит гистерезисным образом.

В неизотренической жидкости, находящейся в поле силы тяжести, за счет конкуренции сил Кулона и плавучести возможны усиление [10, 11] или ослабление [12] теплопотока, а также хаотические движения при нагреве сбоку [13].

Если жидкость нагревается сверху, появляется возможность генерации колебательных режимов течения в виде нелинейных волн [7, 14, 15]. При этом анализ электроконвективных течений проведен для случая постоянного поля в безындукционном приближении: полагается, что электрическое поле внутри конденсатора не зависит от распределения инжектированного заряда. Показано, что на пороге устойчивости в результате прямой бифуркации Хопфа могут возникнуть волновые течения в форме стоячей или бегущей волны. В натуральных экспериментах волновые течения наблюдаются в том числе в замкнутых кольцевых каналах, например, при изучении конвекции бинарных смесей [16].

В работах [17, 18] проведен учет влияния конвективного перераспределения инжектированных зарядов на эволюцию электроконвективных режимов при слабой инжекции заряда ($C = 0.224$) в постоянном и переменном внешних электрических полях. Подробно изучены смешанный режим конвекции — длительный переходный процесс между бегущей и стоячей волнами, а также модулированные бегущие волны.

В данной работе проанализировано поведение термоэлектроконвективных структур в переменном электрическом поле в случае умеренной инжекции заряда ($C = 1.0$). В отличие от случая слабой [17, 18] инжекции обнаружена возможность подавления электротермоконвекции в модулированном поле, а также стабилизация режима стоячих волн.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается плоский горизонтальный конденсатор толщиной d , заполненный слабопроводящей вязкой несжимаемой жидкостью. Потенциал анода $\Phi(d) = V_0$, потенциал катода в общем случае меняется гармоническим образом $\Phi(0) = \alpha V_0 \sin(2\pi ft)$ с амплитудой αV_0 и частотой f ($\alpha < 1$). Конденсатор с жидкостью находится также в поле силы тяжести \mathbf{g} и нагревается сверху, Θ — разность температур на обкладках конденсатора. Кроме того, на верхнем электроде (катоде) происходит автономная инжекция зарядов. Напра-

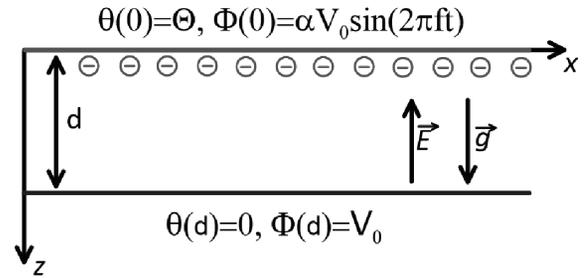


Рис. 1. Система координат, геометрия и граничные условия задачи о горизонтальном слое жидкости

вим ось x декартовой системы координат вдоль обкладок конденсатора, ось z (рис. 1) — вниз, вдоль ускорения свободного падения.

Задача рассматривается в электрогидродинамическом приближении, в котором магнитные эффекты пренебрежимо малы по сравнению с электрическими [4]. Жидкость обладает следующими характеристиками: динамической вязкостью η , диэлектрической проницаемостью ε и плотностью при средней температуре ρ_0 , температуропроводностью χ , коэффициентом теплового расширения β (предполагается линейная зависимость плотности от температуры: $\rho = \rho_0(1 - \beta\theta)$) и подвижностью зарядов K . Диэлектрическая проницаемость жидкости ε и коэффициент подвижности ионов K не зависят от температуры и электрического поля.

Система дифференциальных уравнений, описывающих электротермоконвекцию, содержит уравнение неразрывности, уравнение Навье — Стокса, записанное в приближении Буссинеска, уравнение теплопроводности [19], а также закон сохранения заряда и уравнение Пуассона [8, 20]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} - g\beta\theta \mathbf{e} - q \nabla \Phi, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \theta &= \chi \Delta \theta, \\ \frac{\partial q}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) q &= K(q^2 - \nabla \Phi \cdot \nabla q), \\ \Delta \Phi &= -\frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \end{aligned} \tag{2}$$

где \mathbf{v} , p и θ — поля скорости, давления и температуры соответственно, q — объемная плотность заряда, \mathbf{e} — единичный вектор, сонаправленный с осью z .

Используем в качестве масштабов следующие характеристики: длины $[x] = d$, времени $[t] = \rho_0 d^2 / \eta$,

скорости $[v] = \eta/\rho_0 d$, давления $[p] = \eta^2/\rho_0 d^2$, разности потенциалов $[\Phi] = V_0$, плотности зарядов $[q] = \varepsilon_0 \varepsilon V_0/d^2$, температуры $[\theta] = \Theta$.

Тогда система (2) в безразмерном виде запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= \\ &= -\nabla p + \Delta \mathbf{v} - \frac{\operatorname{Ra}}{\operatorname{Pr}} \theta \mathbf{e} - \frac{T^2}{M^2} q \nabla \Phi, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \theta &= \frac{1}{\operatorname{Pr}} \Delta \theta, \\ \frac{\partial q}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) q &= \frac{T}{M^2} (q^2 - \nabla \Phi \cdot \nabla q), \\ \Delta \Phi &= -q. \end{aligned} \quad (3)$$

Граничные условия на обкладках конденсатора соответствуют идеально электро- и теплопроводным пластинам, на которых жидкость не проскальзывает, а с катода инжектируется заряд:

$$\begin{aligned} \text{при } z = 0 : \quad \mathbf{v} &= 0, \quad \theta = 1, \\ \Phi &= \alpha \sin 2\pi \nu t, \quad q = -C, \\ \text{при } z = 1 : \quad \mathbf{v} &= 0, \quad \theta = 0, \quad \Phi = 1. \end{aligned} \quad (4)$$

В системе уравнений (3) и граничных условий (4) присутствуют безразмерные параметры $\operatorname{Ra} = g\rho_0\beta\Theta d^3/\eta\chi$ — число Рэлея, $\operatorname{Pr} = \eta/\rho_0\chi$ — число Прандтля, $T = \varepsilon_0\varepsilon V_0/\eta K$ — безразмерный электрический параметр, пропорциональный среднему напряжению на обкладках конденсатора, параметры $M = \sqrt{\varepsilon_0\varepsilon/K^2\rho_0}$ и C , характеризующие подвижность инжектируемых ионов и интенсивность инжекции, а также α и $\nu = f\rho_0 d^2/\eta$ — безразмерные амплитуда и частота гармонической модуляции потенциала на верхней обкладке.

Электроконвекция в неоднородно нагретой слабопроводящей жидкости возникает и поддерживается благодаря силе плавучести, возникающей в поле тяжести, и силе Кулона, действующей на инжектированные заряды.

Рассмотрим двумерные течения, $\mathbf{v} = (v_x, 0, v_z)$. Для решения нелинейной системы (3) с граничными условиями (4) использовался двухполюсовый метод. Для его реализации необходимо перейти от полей скорости \mathbf{v} и давления p к скалярным функциям тока ψ и вихрю скорости φ , задаваемых согласно следующим соотношениям:

$$v_x = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \varphi = (\operatorname{rot} \mathbf{v})_y, \quad (5)$$

можно заметить, что $\varphi = -\Delta \psi$.

В переменных ψ, φ, θ, q и Φ система уравнений (3) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= \\ &= \Delta \varphi + \frac{T^2}{M^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial q}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\operatorname{Ra}}{\operatorname{Pr}} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= \frac{1}{\operatorname{Pr}} \Delta \theta, \\ \frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial q}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial q}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= \frac{T}{M^2} (q^2 - \nabla \Phi \cdot \nabla q), \\ \Delta \psi &= -\varphi, \\ \Delta \Phi &= -q, \end{aligned} \quad (6)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \text{при } z = 0 : \quad \psi &= 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \theta = 1, \\ \Phi &= \alpha \sin 2\pi \nu t, \quad q = -C, \\ \text{при } z = 1 : \quad \psi &= 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \theta = 0, \quad \Phi = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

В горизонтальном направлении используются периодические условия

$$F(x+L, z, t) = F(x, z, t), \quad (8)$$

где F — любая из функций системы (6), $L = 2\pi/k$ — период конвективной структуры, соответствующий критическим возмущениям k на пороге возникновения электротермоконвекции.

Для анализа нелинейных течений в данной статье использован набор параметров, соответствующих слабопроводящим жидкостям: $\operatorname{Pr} = 10$, [7, 21], $M = 14.14$ [7, 8, 10], $C = 1$ (умеренная инжекция), и нагрев сверху (число Рэлея $\operatorname{Ra} = 2500$). При этом критическое волновое число $k = 4.33$ [17], и, следовательно, размер структуры $L = 1.44$. В численном моделировании использована сетка 31×21 узлов (шаг $\Delta x = \Delta z = 0.05$), что достаточно для задачи о термоэлектроконвекции (подробное рассмотрение влияния густоты сетки на характеристики электроконвекции проведено в работе [18]).

Для нахождения полей температуры и плотности заряда использовались явные схемы с разностями против потока первого порядка точности. Для решения уравнения эволюции функции вихря скорости при помощи центрально-разностной схемы второго порядка точности необходимо удовлетворение критерию устойчивости, связанному с локальным значением чисел Рейнольдса в каждом из узлов сетки. Для этого использовалось переключение между

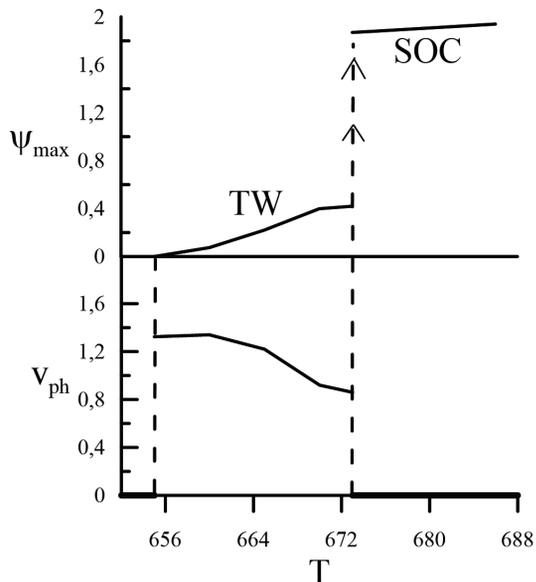


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма режимов движения жидкости и зависимости максимального значения функции тока и фазовой скорости бегущей волны от управляющего параметра T

двумя разными явными численными схемами, удовлетворяющими условию устойчивости для разных чисел Рейнольдса [22].

Уравнения Пуассона для вихря скорости φ и заряда q решались при помощи метода последовательной верхней релаксации [23]. Значение вихря скорости на горизонтальных границах вычислялось в соответствии с условием Тома.

Для анализа полученных результатов в процессе численного моделирования устанавливались зависимости максимального значения функции тока ψ_{max} в расчетной ячейке и его координат x_{max} и z_{max} от времени, зависимость от времени значения функции тока ψ_{loc} в фиксированном узле $x = 1/2$ и $z = 1/2$, а также распределения функции тока, температуры и заряда внутри ячейки.

3. ПОСТОЯННОЕ ПОЛЕ

В постоянном поле ($\alpha = 0$) для рассматриваемого в данной статье набора параметров и значении электрического числа Рэлея $T = 655$ механическое равновесие жидкости становится неустойчивым относительно колебательных возмущений, и в результате прямой бифуркации возникает электроконвекция в форме бегущих волн (traveling wave, TW), рис. 2, 3.

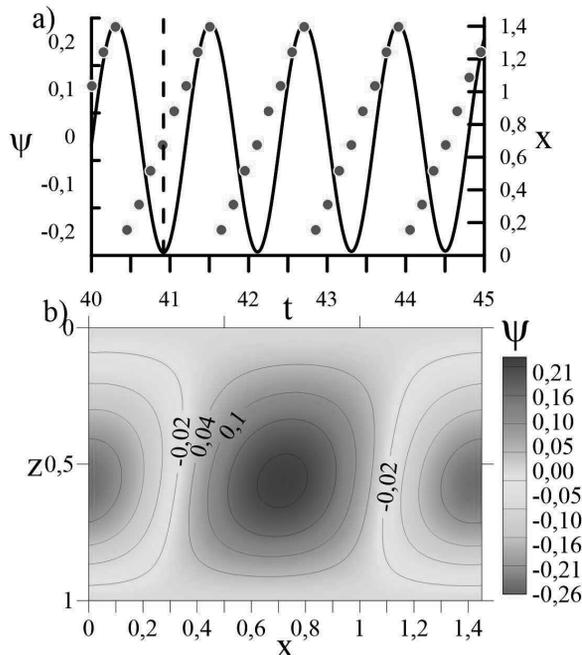


Рис. 3. Режим бегущих волн TW при $T = 665$. *a* — Зависимости от времени значения функции тока в фиксированной точке (сплошная линия, левая ось) и горизонтальной координаты максимума функции тока (красные точки, правая ось). *b* — Распределение функции тока в ячейке в момент времени, соответствующий вертикальному разрезу на рис. 3*a*

Структура течения в данном режиме представляет собой два противоположно вращающихся конвективных вала (рис. 3*b*), которые движутся как целое вдоль горизонтального направления с постоянной (фазовой) скоростью

$$v_{ph} = \frac{dx_{max}}{dt} = 1.22$$

(рис. 3*a*, красные точки), интенсивность конвекции в валах остается постоянной.

Как видно на рис. 2, при увеличении управляющего параметра интенсивность конвекции в режиме бегущих волн возрастает, а фазовая скорость, наоборот, падает. Это продолжается вплоть до критического значения $T = 673$, при котором система скачкообразно переходит к режиму стационарной конвекции (stationary overturning convection, SOC). Этот режим обладает конвективной структурой, состоящей из двух неподвижных валов, зеркально-симметричных относительно вертикальной плоскости, проходящей по линии максимальной (минимальной) вертикальной скорости жидкости (рис. 4). Интенсивность движения жидкости этом режиме в несколько раз превышает интенсивность режима

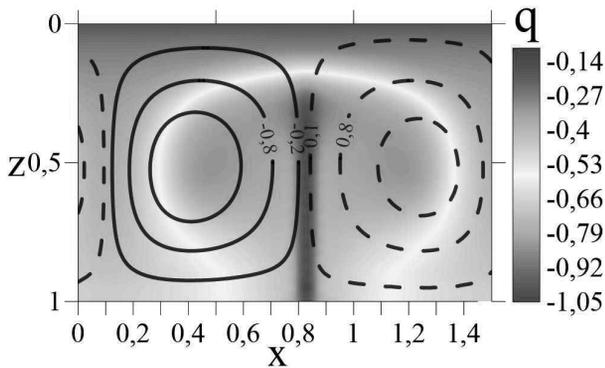


Рис. 4. Распределение в ячейке плотности заряда q с изолиниями функции тока в режиме стационарной электроконвекции SOC, $T = 675$

стоячих волн. Несмотря на отличия бифуркационной диаграммы решений в умеренном режиме инжекции ($C = 1$, рис. 2) от случая слабой инжекции ($C = 0.224$ [18]), переход к высокоинтенсивному режиму конвекции наблюдается и в обоих случаях.

4. ПЕРЕМЕННОЕ ПОЛЕ

Рассмотрим теперь гармоническую модуляцию потенциала на верхней обкладке конденсатора (катоде). В качестве основного состояния, на которое накладывается модуляция поля, берется бегущая волна, наблюдаемая при значении $T = 665$ (рис. 3). При данном значении управляющего параметра фазовая скорость горизонтального движения бегущей волны составляет $v_{ph} = 1.22$, что соответствует собственной частоте колебаний полей системы в фиксированной точке, $\nu_0 = 0.848$.

В зависимости от величины амплитуды модуляции α , а также от соотношения собственной частоты ν_0 системы и частоты модуляции внешнего поля ν можно получить различные типы отклика. Карта режимов течения жидкости на плоскости амплитуда модуляции потенциала на катоде — отношение собственной частоты системы к частоте модуляции представлена на рис. 5.

Для широкого набора частот ($\nu_0/\nu \in [0.2; 2]$) при небольших амплитудах модуляции поля ($\alpha < 0.1$, не более 10% от разности потенциалов на границах) в системе реализуется режим модулированных бегущих волн (modulated traveling wave, MTW). Распределения функции тока, температуры и заряда в режимах модулированных бегущих волн и бегущих волн качественно похожи. Но в режиме MTW интенсивность конвекции и горизонтальная скорость

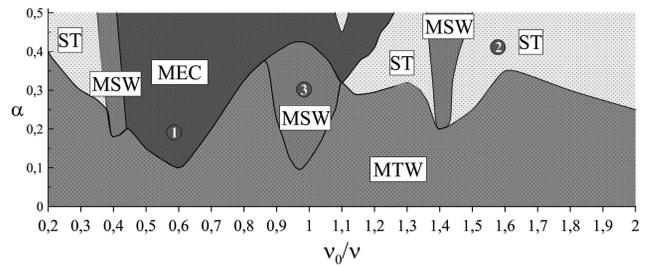


Рис. 5. Карта режимов течения жидкости на плоскости $\alpha - \nu_0/\nu$ (амплитуда модуляции потенциала на катоде α — отношение собственной частоты системы к частоте модуляции ν_0/ν) при $T = 665$ и $C = 1$. Зеленые области — модулированные бегущие волны (MTW), желтые — механическое равновесие (ST), красные — модулированные стоячие волны (MSW), синие — модулированная электроконвекция (MEC)

конвективных валов, вообще говоря, модулируются с частотой внешнего воздействия. В общем случае отношение частот ν_0/ν не является рациональным числом, что соответствует квазипериодическим колебаниям функции тока, температуры и заряда в локальной точке конвективной ячейки.

Как видно из карты режимов (рис. 5), для всех рассматриваемых частот модуляции, начиная с некоторой амплитуды $\alpha = \alpha_*(\omega)$, режим модулированных бегущих волн становится неустойчивым и система переходит к другому типу движения. При этом зависимость $\alpha = \alpha_*(\omega)$ является сложной и имеет вид параметрических «язычков». Можно заметить, что минимальные критические амплитуды разрушения режима MTW приблизительно соответствуют соотношениям частот $\nu_0/\nu \sim 1/2, 1, 3/2$, что отвечает резонансным частотам, получаемым из теории параметрического резонанса [24].

Рассмотрим поведение течений, возникающих в результате потери устойчивости модулированной бегущей волны.

В интервале частот $\nu_0/\nu \in [0.45; 1.3]$ большие амплитуды модуляции потенциала на катоде приводят к возникновению режима модулированной электроконвекции (modulated electroconvection, MEC), рис. 6.

На первом этапе перехода к режиму MEC амплитуда колебательного течения увеличивается (рис. 6 a; $0 < t < 3$). Скорость горизонтального движения структур падает — волна быстро останавливается. Это отражается в поведении координаты максимума функции тока в ячейке на характеристической плоскости (рис. 6 b): $x_{max} = \text{const}$ уже при $t > 2.5$. Далее среднее значение максимальной

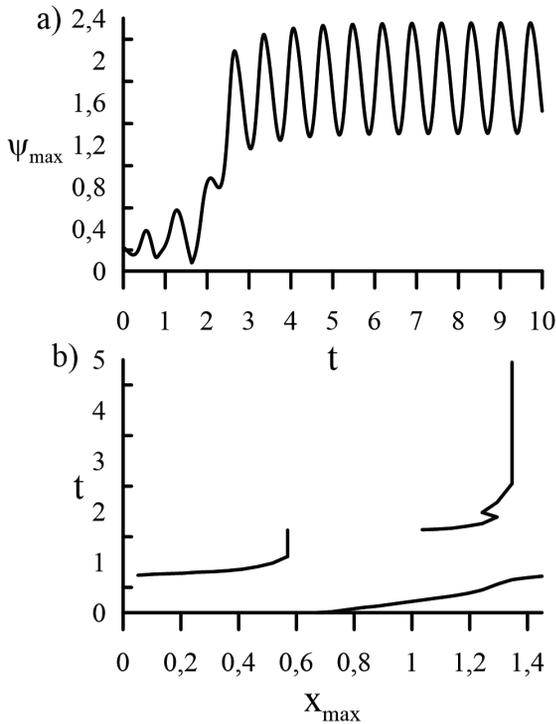


Рис. 6. Переход к режиму модулированной электроконвекции МЕС от режима модулированных бегущих волн MTW при параметрах $T = 665$, $\alpha = 0.2$, $\nu_0/\nu = 0.6$ (точка 1 на рис. 5). *a* — Зависимость максимального значения функции тока в ячейке от времени, *b* — поведение координаты максимума функции тока в ячейке на характеристической плоскости

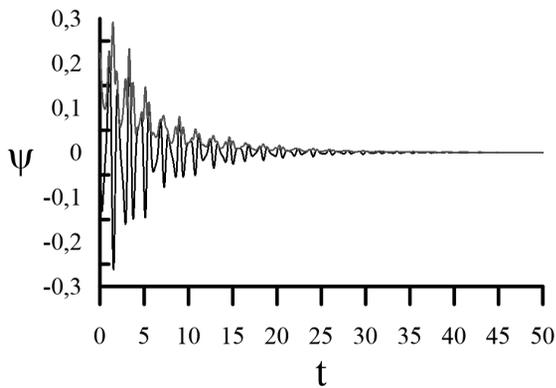


Рис. 7. Зависимости от времени максимального значения функции тока (красная кривая) и функции тока в фиксированной точке проходящего посередине горизонтального разреза ячейки (черная кривая) для набора параметров $T = 665$, $\alpha = 0.4$, $\nu_0/\nu = 1.6$ (точка 2 на рис. 5), затухание конвективного движения

функции тока возрастает до нового значения. Зеркально-симметричная форма конвективных валов восстанавливается. В режиме модулированной электроконвекции (рис. 6 *a*; $t > 5$) амплитуда течения модулирована с частотой модуляции поля

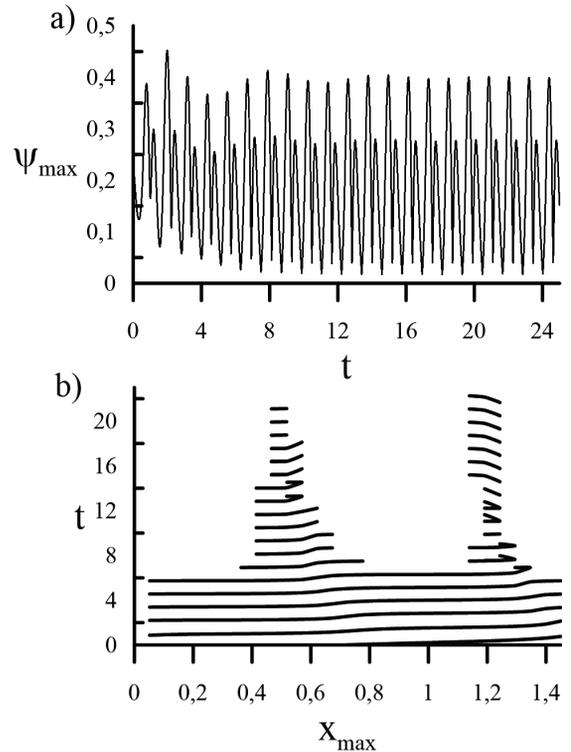


Рис. 8. Переход к режиму стоячих волн SW от режима бегущих волн TW при параметрах $T = 665$, $\alpha = 0.3$, $\nu_0/\nu = 1$ (точка 3 рис. 5): *a* — зависимость максимального значения функции тока в ячейке от времени, *b* — поведение горизонтальной координаты максимума функции тока в ячейке на характеристической плоскости

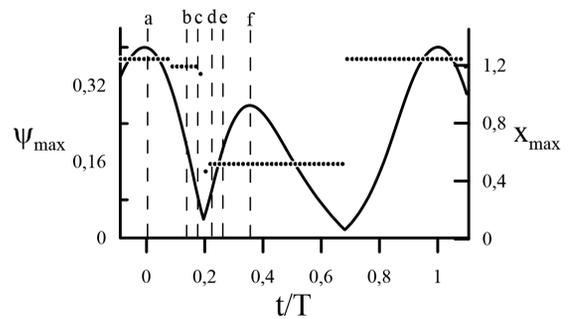


Рис. 9. Зависимость от отношения времени к периоду колебаний максимального значения функции тока (сплошная линия, левая ось) и горизонтальной координаты максимума функции тока в ячейке (точки, правая ось) в режиме стоячих волн при значениях параметров $T = 665$, $\alpha = 0.3$, $\nu_0/\nu = 1$ (точка 3 на рис. 5)

ν , а средняя интенсивность электроконвекции в несколько раз больше, чем в режиме модулированных бегущих волн.

Для соотношения частот, лежащего вне диапазона $\nu_0/\nu \in [0.45; 1.3]$, большие амплитуды модуля-

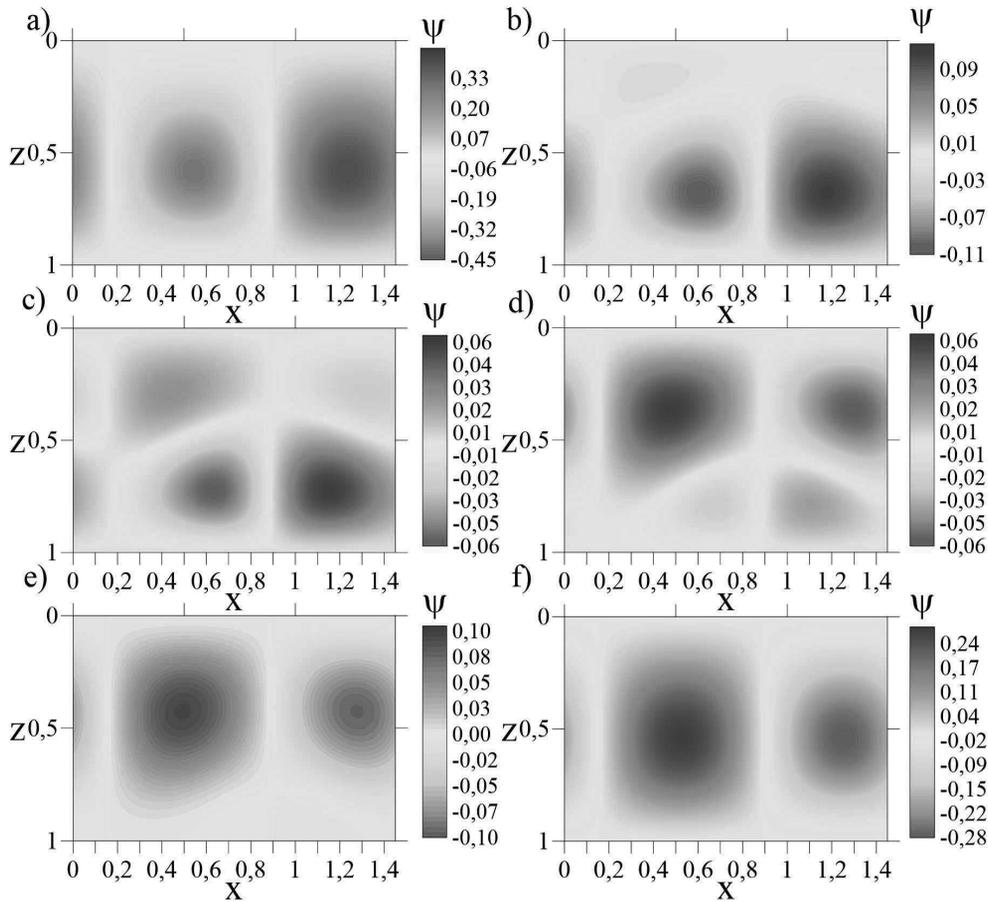


Рис. 10. Распределения функции тока в ячейке при значениях параметров $C = 1$, $T = 665$, $\alpha = 0.3$, $\nu_0/\nu = 1$, распределения соответствуют моментам времени $a-f$ на рис. 9 (точка 3 на рис. 5)

ции приводят к подавлению конвективного движения жидкости (рис. 5, области ST). Пример перехода от бегущей волны в состояние механического равновесия представлен на рис. 7.

Кроме того, для определенного набора частот воздействия $\nu_0/\nu \in [1.1; 1.3]$ последовательное увеличение амплитуды модуляции потенциала сначала приводит к подавлению модулированных бегущих волн, а затем к переходу к высокоинтенсивной модулированной электроконвекции (рис. 5).

Помимо сценариев эволюции течения в переменном поле, рассмотренных выше, существует еще один, представляющий особый интерес (красные области на рис. 5). Вблизи соотношений частот $\nu_0/\nu = 1/2, 1, 3/2$ имеются области параметрического воздействия, в которых возможен режим модулированных стоячих волн MSW (рис. 8).

В данных областях изменения амплитуды и частоты внешнего поля сквозное движение конвективной структуры вдоль горизонтального направления

отсутствует, а ее колебания имеют свойства стоячей волны. Направление вращения электроконвективных валов периодически меняется, а следовательно, координаты центров валов меняют свое положение в ячейке, сдвигаясь на половину пространственного периода ячейки по законам

$$\begin{aligned}
 T_1 < T/2, \quad T = 1/\nu : \\
 x_{max}(t + T_1) &= x_{max}(t) + L/2, \\
 x_{min}(t + T_1) &= x_{min}(t) - L/2, \\
 x_{max}(t + T) &= x_{max}(t + T_1) - L/2, \\
 x_{min}(t + T) &= x_{min}(t + T_1) + L/2.
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

При этом интенсивность течения периодически близка к нулю (рис. 8 a). Как можно заметить по эволюции положения максимума функции тока на характеристической плоскости, смена направления вращения валов сопровождается их небольшим движением вблизи положения равновесия (рис. 8 b).

Рассмотрим более подробно один период колебаний системы в данном режиме (рис. 9).

Колебания функции тока ангармоничны во времени. На одном периоде колебаний имеются два разных максимума функции тока ($\psi_{max1} = 0.4$, $\psi_{max2} = 0.28$, разница 30%) и два разных минимума. Наибольшей интенсивности конвекции соответствует положение закрученного по часовой стрелке конвективного вала в правой части ячейки (момент времени a на рис. 9 и соответствующее поле функции тока на рис. 10), второму максимуму — расположение вала в левой части ячейки (момент времени f на рис. 9 и соответствующее поле функции тока на рис. 10). Структура течения в этих двух случаях отличается направлением вращения валов: вращение вала по (против) часовой стрелке сменяется вращением в противоположном направлении.

Вместе с тем, перестройка течения, связанная с изменением направления вращения конвективных валов вблизи минимума функции тока происходит при заметной «деформации» валов (появление второй пространственной гармоник). В моменты времени b – e на рис. 9 в ячейке присутствуют одновременно четыре вала (двухэтажная структура по вертикали на рис. 10). Первая часть цикла модулированной стоячей волны T_1 занимает примерно 38% от периода колебаний, а завершающая — 62%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена эволюция течения в горизонтальном конденсаторе, заполненном диэлектрической жидкостью, при наличии умеренной автономной униполярной инжекции с катода и при нагреве сверху. Определены пороговые значения электрического числа Рэлея, отвечающие возникновению электроконвективного движения из состояния механического равновесия и дальнейшему переходу к высокоинтенсивному режиму колебаний.

Изучено влияние переменного поля на режим модулированных бегущих волн. Построена карта режимов на плоскости отношение собственной частоты колебаний к частоте модуляции — амплитуда модуляции. Обнаружены различные устойчивые колебательные течения, представляющие собой отклик на внешнее переменное воздействие: модулированные бегущие волны, модулированные стоячие волны и режим модулированной электроконвекции. Показано, что модуляция потенциала может приводить к подавлению электроконвекции.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-21-00344, <https://rscf.ru/project/23-21-00344/>).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Остроумов, *Взаимодействие электрических и гидродинамических полей*, Наука, Москва (1979).
2. M. C. Cross and P. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 851 (1993).
3. Ю. К. Стишков, А. А. Остапенко, *Электродинамические течения в жидких диэлектриках*, Изд-во Ленингр. ун-та, Ленинград (1989).
4. М. К. Болога, Ф. П. Гросу, И. А. Кожухарь, *Электроконвекция и теплообмен*, Штиинца, Кишинева (1977).
5. А. И. Жакин, *УФН* **185**, 495 (2012).
6. F. Pontiga and A. Castellanos, *Phys. Fluids* **6**, 1684 (1994).
7. А. Н. Мордивнов, Б. Л. Смородин, *ЖЭТФ* **141**, 997 (2012).
8. J. C. Lacroix, P. Atten, and E. J. Hopfinger, *J. Fluid Mech.* **69**, 539 (1975).
9. А. Н. Верещага, Е. Л. Тарунин, в сб. *Численное и экспериментальное моделирование гидродинамических явлений в невесомости*, Свердловск: УрО АН СССР, (1988), стр. 92.
10. Ph. Traore, A. T. Perez, D. Koulova et al., *Fluid Mech.* **658**, 279 (2010).
11. J. Wu and P. Traoré, *Numer. Heat Transfer, Part A* **68**, 471 (2015).
12. T. F. Li, K. Luo, and H. L. Yi, *Phys. Fluids* **31**, 064106 (2019).
13. J. Selvakumar, J. Wu, J. Huang et al., *Int. J. Heat and Fluid Flow* **89**, 108787 (2021).
14. В. А. Ильин, В. Н. Александрова, *ЖЭТФ* **157**, 349 (2020).
15. Б. Л. Смородин, *ЖЭТФ* **161**, 137 (2022).
16. B. L. Smorodin and I. N. Cherepanov, *Eur. Phys. J. E* **37**, 118 (2014).

17. O. O. Nekrasov, B. L. Smorodin, *Mathematics* **11**, 1188 (2023).
18. О. О. Некрасов, Б. Л. Смородин, *Вычислительная механика сплошных сред* **15**, 316 (2022).
19. Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий, *Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости*, Наука, Москва (1972).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
21. A. T. Pérez and A. Castellanos, *Phys. Rev. A* **40**, 5844 (1989).
22. А. Н. Верещага, *Дисс. ... канд. физ.-матем. наук*, Пермь (1990).
23. А. А. Самарский, Е. С. Николаев, *Методы решения сеточных уравнений*, Наука, Москва (1978).
24. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Теоретическая физика. Т. I. Механика*, Наука, Москва (1988).