

М.К. Болога\*, Ф.П. Гросу\*\*

## ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

*\*Институт прикладной физики АН РМ,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

*\*\*Аграрный госуниверситет Молдовы,  
ул. Мирчешть, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова*

**1. Общие представления и закономерности.** Электрическая гидродинамика (ЭГД) представляет собой сравнительно новое научное направление, в котором рассматриваются вопросы взаимодействия внешних электрических полей с жидкими средами [1–3]. Оценки показывают, что для проявления ЭГД-эффектов поля должны быть достаточно сильными, составляя  $E \geq (0,5 \div 1,0)$  кВ/см и более, а жидкие среды – высокоомными, считающимися на практике диэлектриками ( $\sigma \leq 10^{-10}$  Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ ).

Научно-познавательное значение электрогидродинамики состоит прежде всего в том, что она дополняет более обширные области наук, такие как гидромеханика и электрофизика жидких диэлектриков, в том числе слабопроводящих. К сожалению, данным областям не уделяется должного внимания, и многие физики мало знакомы с вопросами электрогидродинамики, хотя общеизвестен ее аналог – магнитогидродинамика.

В работе предпринята попытка систематизации основных результатов исследований, главным образом полученных авторами в области ЭГД для частичного устранения информационного пробела по данной тематике, отражения общих представлений об электрогидродинамических явлениях и их классификации.

Общее представление об ЭГД явлениях, их взаимосвязи и взаимообусловленности, а также степени изученности и актуальности можно почерпнуть из приведенной на рис. 1 схемы-диаграммы. Видно, что частным случаем электрогидродинамики выступает электрогидростатика (ЭГС), предметом которой являются исследования условий равновесия ( $\vec{v} \equiv 0$ ) жидкостей при наличии в них внешних электрических полей. В свою очередь равновесие может быть устойчивым или неустойчивым.

Эти гидростатические состояния представляют большой как теоретический, так и практический интерес, главным образом для подавления гидродинамических возмущений, возникающих, например, при рафинировании растительных или технических масел с помощью электрофильтров [4, 5]. В аналогичных целях можно использовать электрические поля в медицине при фракционировании кровяной плазмы для различных анализов. Проблема гидростатической стабилизации возникает и на космических аппаратах. Речь идет, например, о стабилизации гидродинамических флуктуаций в топливных резервуарах. Эти прикладные аспекты отражены в четвертом диаграммном ряду слева (рис. 1,а).

Что касается неустойчивого равновесия, то оно может эволюционировать двояко: монотонно и колебательно. Оба случая приводят к возникновению гидродинамического перемешивания жидкости, называемого электрической конвекцией (ЭК), причем монотонная неустойчивость завершается стационарной электроконвекцией, а колебательная – нестационарной, что на схеме (рис. 1,а) обозначено символами частной производной по времени  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$  и  $\frac{\partial}{\partial t} \neq 0$  соответственно.

Электрическая конвекция – явление, аналогичное естественной, обусловленной гравитационными силами (1) (рис. 1,б) в неоднородной по механической плотности  $\gamma$  среде. Объемная же плотность электрических сил, управляющих электроконвективными процессами, несравненно сложнее и

выражается (2) [6] той же диаграммой, где  $\rho$  – плотность электрических свободных зарядов,  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость, остальные обозначения – общеприняты.

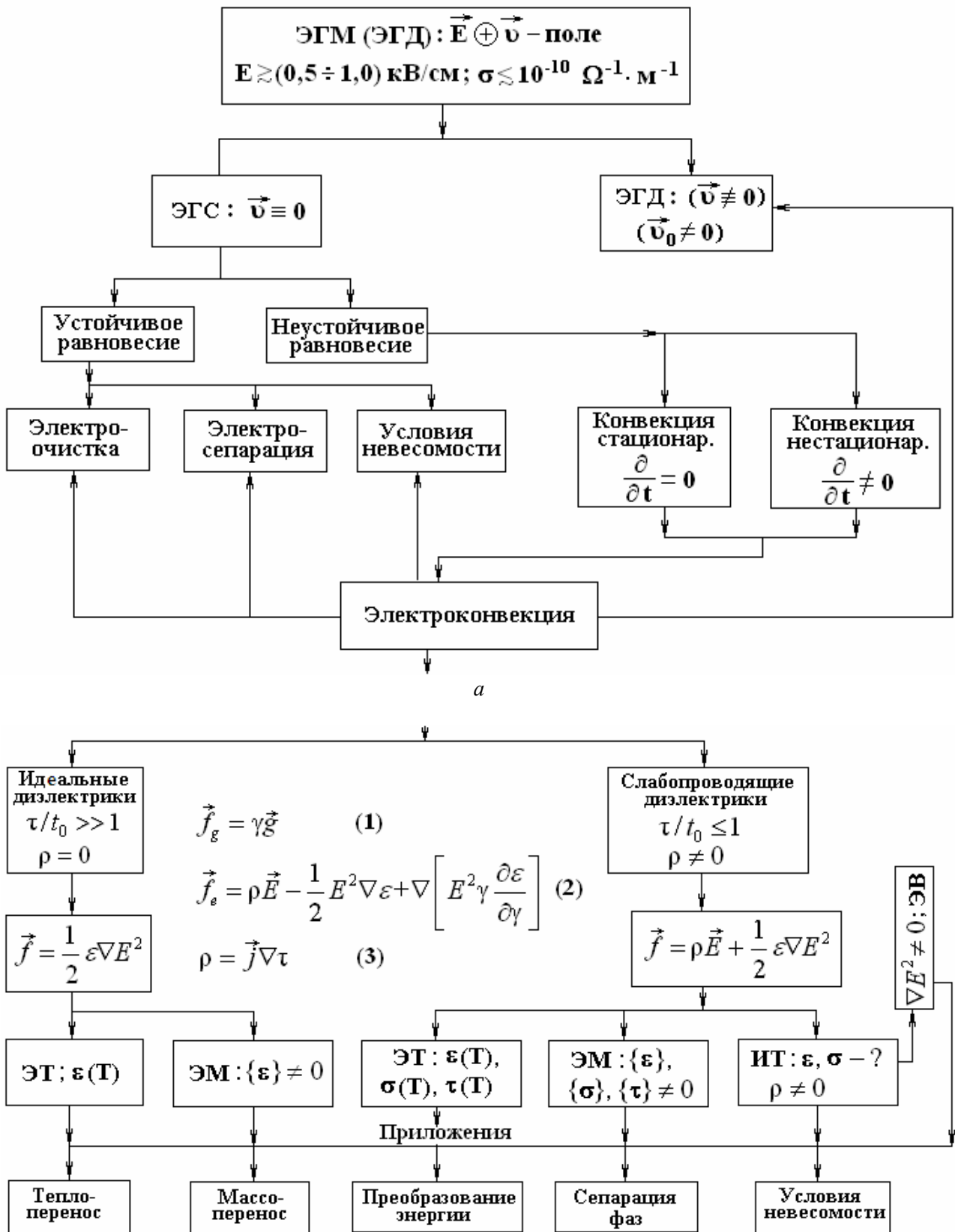


Рис. 1. Схема-диаграмма. 0 – общее представление ЭГД; а, б – классификация ЭГД-явлений

Центральная проблема ЭГД в целом – это электроконвекция, ее причины, физические механизмы, закономерности и т.д. Электроконвекцией объясняется большинство ЭГД-эффектов, в том числе в первоначально движущейся жидкости ( $\vec{v}_0 \neq 0$  при  $\vec{E} = 0$ ), что отражено на рис. 1,а обратной стрелкой по правой ветви диаграммы.

Множество прикладных возможностей ЭГД, таких как интенсификация конвективного теплообмена, теплообмена при фазовых переходах (кипении, конденсации) в гетерогенных средах (эмульсиях, суспензиях), интенсификация массопереносных процессов, преобразование механической или тепловой энергии в электрическую (ЭГД-генераторы) и обратно (ЭГД-насосы), создание различного рода ЭГД-устройств и приборов [7] – все это объясняется электроконвекцией.

Небезынтересно подчеркнуть и степень распространенности ЭГД-явлений в других условиях, в том числе природных. На микроуровне ЭГД-явления возможны в клеточной плазме живых организмов [3], они обуславливают переориентацию макромолекул и структурообразование в жидких кристаллах [8] и реологических жидкостях [9], модифицируют профиль пограничных слоев, влияя тем самым на подъемную силу и силу сопротивления летательных аппаратов [2], возникают вокруг высоковольтных линий электропередачи в виде “электрического ветра” при коронном разряде; в таком же виде возникают в верхушках деревьев и растений при грозе. На макроуровне электроконвективные явления возможны в обычных облаках и непременно существуют в грозовых, где имеются все условия для их проявления.

Таким образом, на наш взгляд, актуальность и перспектива исследований в области электрогидродинамики не вызывают сомнений. Однако, как показывают имеющиеся уже исследования, ЭГД- явления весьма разнообразны и сложны, поэтому возникает необходимость их классификации, и прежде всего в целях упрощения систематического изучения.

**2. Классификация ЭГД-явлений.** По аналогии с электрофизикой жидких диэлектриков рассмотрим два класса сред: идеальные и реальные (слабопроводящие). В первом случае предполагается, что удельная электропроводность жидкости в точности равна нулю ( $\sigma = 0$ ).

На практике количественным критерием этой классификации служит отношение времени электрической релаксации среды  $\tau \equiv \epsilon / \sigma$  к характерному времени  $t_0$  изменения внешнего поля, которое в зависимости от процесса может быть различным, например текущее время с момента включения или выключения внешнего поля или период его колебаний, если оно переменное. Физический смысл безразмерного параметра  $\tau / t_0$  состоит в том, что он по порядку величины характеризует отношение тока смещения к току сквозной проводимости:

$$\left| \frac{\partial(\epsilon \vec{E})}{\partial t} \right| / |\sigma \vec{E}| \sim \frac{\tau}{t_0},$$

и если оно велико, то есть  $\tau / t_0 \gg 1$ , то в уравнении для плотности тока вправе пренебречь током сквозной проводимости по сравнению с током смещения. При этом электрические свободные заряды ( $\rho \neq 0$ ) в диэлектрике не успевают скапливаться и он будет вести себя как идеальный ( $\rho \equiv 0$ ) – см. верхнюю левую клетку рис. 1. Здесь показано, каким выражением определяется плотность объемных сил в данном случае, при этом градиентные слагаемые можно опустить в “движущих” силах электроконвекции [12].

Если же  $\tau / t_0 \leq 1$ , то пренебрежение сквозной проводимостью неправомерно, в среде успевают накопиться объемные свободные заряды плотностью, определяемой формулой (3), которая вычисляется начиная с четвертого по шестое уравнения системы (4) (см. ниже) для неподвижной жидкости ( $\vec{v} \equiv 0$ ) и стационарного случая (в смысле  $\tau / t_0 \ll 1$ ). При этом диэлектрик будет “слабопроводящим” ( $\rho \neq 0$ ) и к плотности сил предыдущего случая добавится еще чисто кулоновское слагаемое  $\rho \vec{E}$ , которое практически всегда преобладает над вторым.

Руководствуясь структурами формул (2) и (3) (рис. 1,б), можно сделать вывод: для возникновения электрической конвекции так же, как и естественной, необходима неоднородность по физическим параметрам, а именно по  $\epsilon, \sigma$  и (или)  $\tau$ . Это обстоятельство позволяет провести дальнейшую классификацию электроконвективных явлений – по характеру неоднородностей среды. А именно, если первопричиной неоднородности по указанным параметрам являются термические неоднородности

сти в силу их зависимостей от температуры, то есть  $\varepsilon = \varepsilon(T)$ ,  $\sigma = \sigma(T) \Rightarrow \tau = \tau(T)$ , то электроконвективные движения будем называть электротермическими (ЭТК).

Различают электротермическую конвекцию в идеальной жидкости  $\varepsilon = \varepsilon(T)$  и в слабопроводящих, когда  $\varepsilon = \varepsilon(T)$ ,  $\sigma = \sigma(T) \Rightarrow \rho = \vec{j} \frac{d\tau}{dT} \cdot \nabla T$ .

Если же первопричиной неоднородностей среды является ее гетерогенность (эмульсии, суспензии), то есть неоднородность по механическому составу, то на границе фаз возникают скачки физических свойств, что обозначено на диаграмме (рис. 1,б) фигурными скобками. Соответствующую конвекцию назовем электромеханической (ЭМК). Такого рода конвекции присущи как идеальным ( $\{\varepsilon\} \neq 0$ ), так и слабопроводящим диэлектрикам ( $\{\varepsilon\} \neq 0$ ,  $\{\sigma\} \neq 0$ ,  $\{\tau\} \neq 0$ ).

Другого типа электроконвективные явления наблюдаются как в газах, так и в жидкостях (в изотермических условиях) в резконеоднородных электрических полях. Эти явления в случае газов сопровождают коронный разряд и носят название «электрический ветер». Его природа хорошо известна [12] и состоит в том, что вне узкого приэлектродного слоя коронирующего электрода возникает униполярный заряд, обуславливающий возникновение объемных кулоновских сил  $\rho \vec{E}$  и электрического ветра. Такие же явления наблюдаются и в диэлектрических жидкостях, что объясняется аналогичным образом [12, 13].

Наконец в совершенно однородной жидкости в изотермических условиях плоскопараллельного конденсатора (однородное поле), как показывают опыты, также возможны электроконвективные явления. Этот тип конвекции принято называть изотермической электроконвекцией (ИТК). Он считается наименее понятным и изученным.

Подавляющее большинство работ в области электрогидродинамики на современном уровне посвящено именно этому случаю, поскольку есть основания полагать, что за некоторыми исключениями изотермическая конвекция сопутствует и остальным ее видам. Вопрос в том, каков вклад каждого из механизмов электроконвекции в общий ЭГД-эффект, и решается он для каждой задачи самостоятельно.

Классификация ЭГД-явлений, о которой шла речь, приведена на рис. 1,б в третьем диаграммном ряду, от которого стрелками указаны их возможные приложения.

Приведем результаты отдельных исследований, по которым можно судить о сложности и разнообразии ЭГД-явлений.

**3. Внешние проявления электроконвекции.** На рис. 2 и 3 приведены теневые картины ЭК при напряжениях постоянного квазиоднородного поля  $E \geq 1$  кВ/см и нагреве сверху ( $\Delta T \sim 1^{\circ}\text{C}$ ), чтобы исключить дестабилизирующую роль архимедовых сил. В использованных жидкостях – трансформаторном масле, бензоле, бензине ( $\tau \leq 1$  с) при включении постоянного поля практически сразу ( $t_0 \sim 1$  с) наблюдается ЭК. В переменных полях ( $\sim 50$  Гц) электроконвекция не наблюдалась. Это означает, что имеет место идеальный случай, когда  $\tau/t_0 \approx 1/(1/50) = 50 \gg 1$ . Следовательно, конвекция в постоянном поле, обусловленная кулоновскими силами  $\rho \vec{E}$ , носит характер нерегулярных ячеистых структур, что свидетельствует о колебательном типе неустойчивости и нестационарной ЭТК.

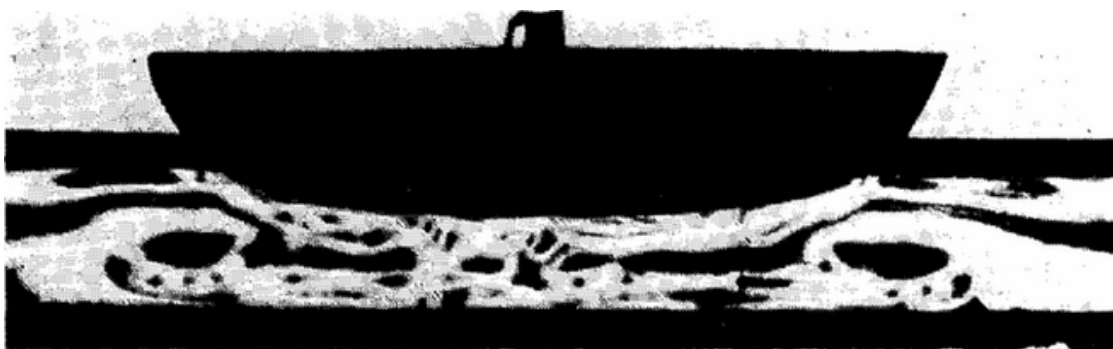


Рис. 2. Гидродинамическое возмущение жидкости в электрическом поле [10]



Рис. 3. Ячеистая структура ЭК при подогреве сверху [11] (вид сверху)

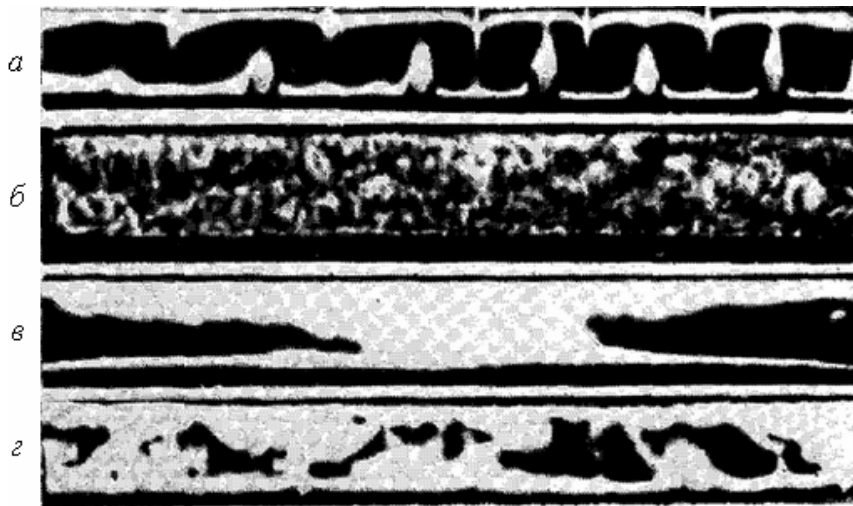


Рис. 4. Изменение ячеистой структуры при включении высокого напряжения. [12]: а –  $E = 0$ ,  $R \approx 2 \cdot 10^2$ ; б и в – момент включения и выключения поля ( $E = 6$  кВ/см); г – 1–2 с после выключения поля

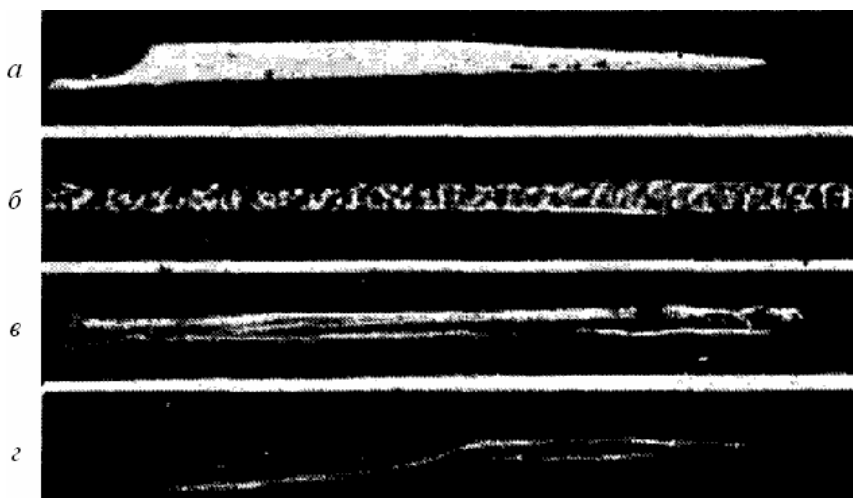


Рис. 5. Теневая картина ТЭГД течения между пластинами плоскопараллельного конденсатора ( $2h = 5$  мм): а –  $\varphi_s = 0$ ; б – момент включения постоянного напряжения ( $\varphi_s = 1$  кВ); в –  $i \sim 1-2$  с (после включения поля); г – установившийся режим течения ( $t = 4$  с)[12]

На рис. 4,а приведен пример ячеистой бенаровской конвекции при нагреве снизу (вид сбоку). В момент включения поля (рис. 4,б) ячеистая структура переходит в мелкомасштабную турбулентную ЭТК. На рис. 4,в,г видна картина релаксации ЭТК после выключения поля.

Теневая картина термоэлектродинамического (ТЭГД) течения при продольном градиенте температур вдоль обкладок плоского горизонтального конденсатора зафиксирована на рис. 5. Установившаяся одномерная ЭТК вдоль обкладок видна на рис. 5,г в виде двух линий с изломом посредине.

На рис. 6 показано направление гидродинамических потоков от игольчатого электрода и “затопленной струи” согласно результатам работы [13]. Видно, что на расстояниях, намного больших радиуса иглы, ЭВ можно смоделировать “затопленной струей” типа Ландау [14].

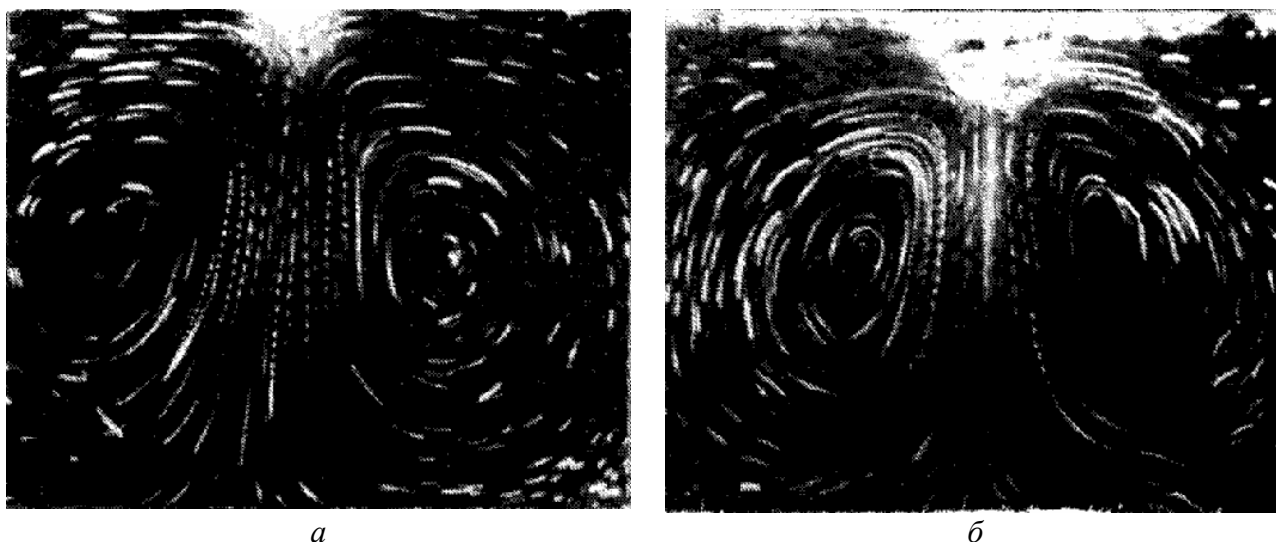


Рис. 6. Вид гидродинамических потоков электроконвекции от игольчатого электрода (а) и “затопленной струи” (б) [13]

Рассмотрено лишь несколько примеров ЭК, однако ее проявления можно разнообразить в виде мелкомасштабных струй и пульсаций, внутренних ЭГД-волн и т.д. Все множество ее “физических портретов” объясняется не столько сложностью общего выражения для плотности сил (2), сколько системой уравнений ЭГД в целом, к рассмотрению которой переходим далее.

**4. Математическое описание электрогидродинамических явлений.** Общая система уравнений ЭГД имеет следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla P + \vec{f}_g + \vec{f}_e + \eta \nabla^2 \vec{v}; \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T = a \nabla^2 T + \sigma E^2 / C_p \gamma; \quad \nabla \vec{v} = 0; \\ \vec{j} = \sigma \vec{E} + \rho \vec{v} + \frac{\partial (\varepsilon \vec{E})}{\partial t}; \quad \nabla \vec{j} = 0; \quad \rho = \nabla (\varepsilon \vec{E}); \quad \vec{E} = -\nabla \phi; \\ \vec{f}_e = \rho \vec{E} - \frac{E^2}{2} \nabla \varepsilon + \nabla \left[ E^2 \gamma \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \gamma} \right)_T \right]; \quad \vec{f}_g = \gamma \cdot \vec{g}; \quad \varepsilon = \varepsilon_v \cdot \varepsilon_r, \end{array} \right.$$

где обозначения считаются общепринятыми.

Первое – это уравнение Навье-Стокса, в котором учитываются плотности объемных сил гравитации  $\vec{f}_g$  и электрического поля  $\vec{f}_e$ . Уравнение теплопроводности учитывает конвективный перенос тепла, а также (для общности) возможный джоулев нагрев среды, ибо и в такой постановке возможна ЭТК (“джоулева электроконвекция” [15]).

Жидкость считается несжимаемой ( $\text{div } \vec{v} = 0$ ). Электрогидродинамическая часть уравнений включает плотность силы тока с учетом конвективного тока ( $\rho \vec{v}$ ) и тока смещения ( $\partial(\epsilon \vec{E})/\partial t$ ).

Естественно, речь не может идти об “общем решении” данной системы, которая далеко неполная. Необходимы еще кинетические уравнения для электрохимических реакций на электродах, создающих поле, и внутри жидкости, а также граничные и начальные условия. Однако, имея в распоряжении общую систему, можно анализировать различные ее частные случаи, некоторые из них рассмотрены ниже.

**4.1. Электротермическая неустойчивость плоскопараллельного горизонтального слоя жидкости при заданных постоянных разностях температур  $\theta_s = A \cdot l$  и потенциалов  $\Phi_s = E \cdot l$  на границах слоя.** Предлагая читателю подробности решения в монографии [12], приведем основные результаты, которые показывают, что имеет место:

**а) монотонная неустойчивость**, приводящая к ячеистой электротермической конвекции в случае идеального диэлектрика ( $\frac{\tau}{t_0} \gg 1$ ). Спектр собственных значений обобщенного числа Рэлея выражается формулой

$$R_{en} = \left( \frac{n^2 \pi^2 + \kappa^2}{\kappa} \right)^4 + R \cdot \left( \frac{n^2 \pi^2 + \kappa^2}{\kappa} \right)^2; \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$R_\epsilon = \frac{\beta_\epsilon A^2 D^2 l^4}{\epsilon \gamma \nu}; \quad R = \frac{\beta g A l^4}{\nu a}; \quad D = \epsilon E; \quad \beta = -\frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dT}; \quad \beta_\epsilon = -\frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dT};$$

неустойчивость при  $E \geq 10^2$  кВ/см,  $l = 1$  см,  $\theta \geq 1^\circ \text{C}$ ;

**б) колебательная неустойчивость**, приводящая к нестационарной ЭТК в случае слабопроводящей жидкости ( $\tau/t_0 \ll 1$ , постоянное поле). Собственная частота колебаний удовлетворяет неравенству

$$\omega^2 \geq \text{Pr} \int \left( |\nabla^3 \theta|^2 + R \cdot \left| \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|^2 \right) dV / \int |\nabla^3 \theta|^2 dV, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{a}.$$

**4.2. Электромеханическая конвекция (эмульсии, суспензии).** Получено значение, аналогичное числу Рейнольдса, характеризующее интенсивность электроконвективных течений:

$$\text{Re}_\epsilon = \left( \frac{f_0 l^3}{\gamma \nu^2} \right)^m; \quad f_0 \equiv \frac{c \epsilon E^2}{r} \left( 1 - \frac{\tau_1}{\tau_2} \right);$$

$$m = [1, 0 - 0, 5),$$

где  $C$  – концентрация дисперсной фазы;  $r$  – средний радиус дисперсий;  $\tau_1 = \epsilon_1 / \sigma_1$ ;  $\tau_2 = \epsilon_2 / \sigma_2$  – времена электрической релаксации дисперсной и замкнутой фаз соответственно. Показатель степени убывает от 1,0 до 0,5 по мере развития конвекции от  $R_{\epsilon} = 0$  до  $\rightarrow \infty$ .

**4.3. Одномерные термоэлектрогидродинамические течения слабопроводящих жидкостей ( $\tau/t_0 \ll 1$ ).**

Соответствующие задачи были сформулированы согласно рис. 7,а, на котором  $A_1, A_2$  – продольные вдоль обкладок конденсатора градиенты температуры. Далее приводится решение для  $v(z)$ , которое представляет собой суперпозицию двух профилей: одного четного (рис. 7,б), другого – нечетного (рис. 7,в). В частном случае  $A_1 = A_2 \equiv A$  (рис. 7,б) имеем параболический профиль и ТЭГД-течение можно использовать как ТЭГД насос, причем расход  $Q \sim \Phi_s^2$ , где  $\Phi_s = \Phi_1 - \Phi_2$  – разность потенциалов.

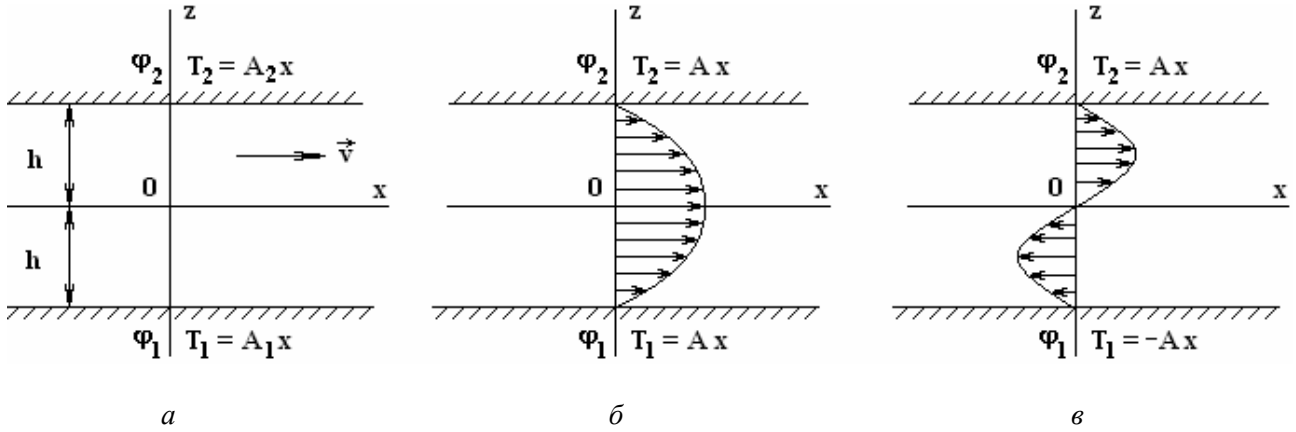


Рис. 7. Схема одномерного ТЭГД-течения в плоскопараллельном канале

В противоположном случае  $A_1 = -A_2 \equiv A$  – профиль скорости кубический с нулевым расходом. Однако при этом средняя плотность тока по сечению канала  $j \sim A^3 \varphi_s^5 \neq 0$  и ТЭГД-течение можно использовать в качестве ТЭГД-генератора.

На рис. 8 построено семейство изотерм по решению для температуры (формулы не приводятся ввиду громоздкости), из которого следует, что в центре конденсатора изотермы претерпевают излом. В этой связи обратим внимание на излом экспериментальных изотерм на рис. 5,з. Измерения показали, что величины  $x_0$  на рис. 8 и 5,з приблизительно одинаковы, что является косвенным доказательством существования рассматриваемых ТЭГД течений.

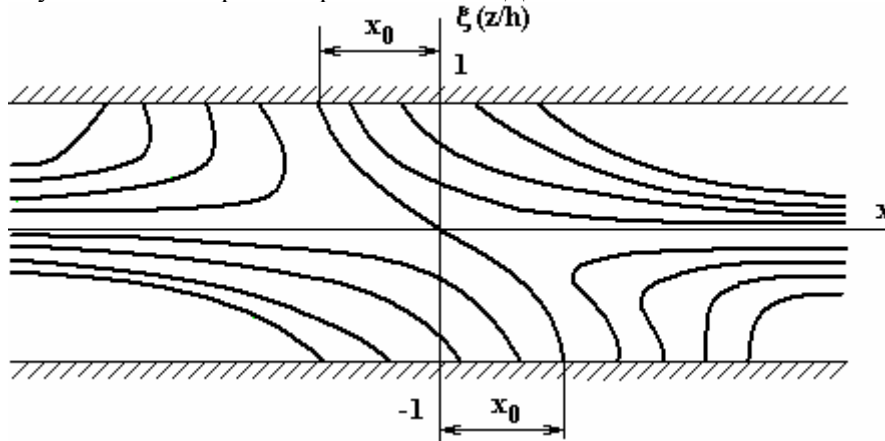


Рис. 8. Семейство изотерм, построенных по формуле [12]

#### 4.4. Одномерное изотермическое течение.

Рассмотрим одномерное течение заряженной диэлектрической жидкости в канале плоскопараллельного конденсатора, которое при  $\varepsilon = \text{const}$  описывается системой уравнений

$$\rho = \varepsilon \nabla \vec{E}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} + \kappa \rho \vec{E} + \rho \vec{v} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \nabla \vec{j} = 0, \quad \nabla \vec{v} = 0, \quad (5)$$

где  $\kappa$  – подвижность носителей заряда; обуславливающий их избыток  $\rho = \rho^+ - \rho^-$ . Скорость потока  $\vec{v} = \vec{i} v_x = \vec{i} v(y, z)$ , напряженность  $\vec{E} = \vec{i} E_x = \vec{i} E(x)$ . Обозначив  $\vec{u} \equiv \vec{v} + \kappa \vec{E}$ , из (5) находим уравнение

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \nabla \rho = -\frac{1}{\tau} \rho (1 + \beta \rho), \quad \beta \equiv \kappa / \sigma, \quad (6)$$



которое решается относительно  $\rho(x, t)$  в предположении  $\vec{u} = \vec{i}u_x \equiv \vec{i}u(x, y)$  и  $u \rightarrow \vec{u} \rightarrow u$  – среднее значение обобщающей скорости потока по сечению канала. В таком приближении уравнение (6) сводится к системе

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{u} = \frac{d\rho}{-\frac{1}{\tau}\rho(1+\beta\rho)}. \quad (7)$$

Задача Коши для (7) решается в двух вариантах:  
при начальном условии

$$\rho(x, t)|_{t=0} = f(x), \quad x \in (x_0, L), \quad (8)$$

при граничном условии

$$\rho(x, t)|_{x=x_0} = F(t), \quad t \in (0, \infty), \quad (9)$$

причем область определения задачи выражается неравенствами

$$x_0 < x - ut < L \Leftrightarrow x_0 + ut < x < L, \quad (10)$$

где  $x_0$  – абсцисса начала ЭГД-канала,  $L$  – его конца.

Решение сформулированной задачи примет вид

$$\rho = \begin{cases} \frac{e^{-\frac{t}{\tau}} f(x-ut)}{1 + \beta \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \cdot f(x-ut)}, & x_0 + ut < x < L \\ \frac{e^{-\frac{x-x_0}{\tau u}} \cdot F\left(t - \frac{x-x_0}{u}\right)}{1 + \beta \left(1 - e^{-\frac{x-x_0}{\tau u}}\right) F\left(t - \frac{x-x_0}{u}\right)}, & x_0 < x < x_0 + ut. \end{cases} \quad (11)$$

Из этих формул следует, что канал делится на две части поперечной плоскостью  $x = x_0 + ut$  (фронт заряда), которая в начальный момент находилась в начале канала ( $x = x_0$  при  $t = 0$ ), а затем перемещается со скоростью  $u$  вправо до  $x = L$ , при  $x_0 + ut_1 = L$  или  $t_1 = (L - x_0)/u$ . В левой части решение представлено формулой (12), а в правой – (11), причем фронт движется подобно солитону.

На основе формул (11) и (12) можно рассматривать различные случаи. Ограничимся одним из них, когда начальный поток, движущийся со средней скоростью  $u = \text{const}$ , электрически нейтрален, то есть

$$\rho(x, t)|_{t=0} = f(x) = 0, \quad x_0 < x < L, \quad (13)$$

а в плоскости  $x = x_0$  инжектируется объемный заряд плотностью  $\rho_0 = \text{const}$ :

$$\rho(x, t)|_{x=x_0} = F(t) = \rho_0 = \text{const} \neq 0. \quad (14)$$

Подставив (13) и (14) в (11) и (12), получим

$$\rho = \begin{cases} 0, & x_0 + ut < x < L \\ \frac{\rho_0 e^{-\frac{x-x_0}{\tau u}}}{1 + \beta \left(1 - e^{-\frac{x-x_0}{\tau u}}\right) \rho_0}, & x_0 < x < x_0 + ut. \end{cases} \quad (15)$$

$$(16)$$

В данном случае левая часть канала заряжена зарядом плотностью  $\rho(x)$ , выраженной формулой (16), в то время как правая электронейтральна ( $\rho = 0$ , по (15)), причем фронт заряда движется со скоростью  $u$  слева направо. По достижении фронтом правого края канала при  $t = t_1$  распределение плотности определяется формулой (16) при  $x \in [x_0; L]$ .

Таким образом, многообразие электрогидродинамических явлений, возникающих при взаимодействии жидких сред с внешними электрическими полями, охватывает широкий круг научных задач, интерес к которым продолжает расти, а также прикладных разработок, преподносящих спектр методов (интенсификации процессов переноса) и технологии. Приведенные результаты отражают определенный накопленный опыт, который можно заимствовать или развить, а также сделать полезным в сфере как понимания и решения определенной проблемы, так и реализации ее прикладных аспектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мелчер Дж. Магнитная гидродинамика. 1974. № 2. С. 3.
2. Мхитарян А.М., Фридланд В.Я. и др. Там же. Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики. Вып. 2. Киев. 1966. С. 115.
3. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей (начала электрогидродинамики). 1979. С. 321.
4. Болога М.К., Берил И.И. Рафинация в электрическом поле. Кишинев: Штиинца, 2004. С. 214.
5. Гросу Ф.П., Болога М.К., Кожухарь И.А., Леу В.И. К теории очистки диэлектрических жидкостей от механической примеси в постоянном электрическом поле // Электронная обработка материалов. 2001. № 6. С. 35–41.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
7. Денисов А.А., Нагорный В.С. Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики. Л., 1979.
8. Капустин А.П. Исследование жидких кристаллов. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. литературы. 1978. С. 340.
9. Шульман З.П., Дейнега Ю.Ф. и др. Электрореологический эффект. Минск, 1972.
10. Остроумов Г.А. // ЖЭТФ. 1956. Вып. 2. 30. С. 282.
11. Gross M., Porster I. Nature. 1966. 212, Nr. 5068. P. 1343-1345.
12. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977.
13. Остроумов Г.А., Петриченко Н.А. Электронная обработка материалов. 1974. № 3. С. 40-44.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М., 1954.
15. Гросу Ф.П., Сажин Т.М. Электротермическая конвекция в условиях джоулева нагрева // Электронная обработка материалов. 1999. № 1. С. 24–28.

Поступила 10.02.06

## Summary

Electrohydrodynamic phenomena appearing as a result of interaction of liquid media, both homogenous and heterogeneous, isothermal and non-isothermal, with the external electric fields are considered. Classification of electrohydrodynamic phenomena is presented and their physical and applied aspects are discussed. Solutions of some electrohydrodynamic problems are considered.