Ф.П. Гросу, М.К. Болога

ТЕРМОЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

*Государственный аграрный университет Молдовы,
ул. Мирчешть, 44, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова, f.grosu@mail.ru
**Институт прикладной физики АНМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD–2028, Республика Молдова, mbologa@phys.asm.md

Введение. Известно, что электрогидродинамические (ЭГД) взаимодействия внешних электрических полей с идеальными или неидеальными (слабопроводящими) жидкостями [1] проявляются через электроконвективные движения жидкостей, называемые электрической конвекцией (ЭК) [1, 2]. При этом речь идет о взаимодействиях не только с первоначально неподвижной жидкостью, но и с движущейся. Сама электроконвекция обусловливается неоднородностями среды по двум ее электрофизическим параметрам: абсолютной диэлектрической проницаемости $\varepsilon \equiv \varepsilon_в \cdot \varepsilon_r$ и/или времени электрической релаксации $\tau \equiv \varepsilon / \sigma$, где $\varepsilon_в$ – универсальная электрическая постоянная (диэлектрическая проницаемость вакуума); ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость; σ – коэффициент удельной электропроводности. В свою очередь неоднородности могут быть следствием различных причин [3] , наиболее типичными из которых являются *термические*, когда однородная по механическому составу жидкость неоднородна по распределению температуры в ней, и *механические* – в случае гетерогенной среды (эмульсии, суспензии, аэрозоли и т. д.). В соответствии с этим различают *электротермическую* (ЭТК) и *электромеханическую* (ЭМК) конвекции [3, 4]. Однако, как показывают опыты, и при полном отсутствии термических или механических неоднородностей возможны объемная электризация среды и ее движение во внешнем электрическом поле. В этих случаях электроконвекцию принято называть электроизотермической (ЭИТК) [4, 5].

В процессах взаимодействия электрических полей с жидкостями имеет место взаимное преобразование энергий: электрической и/или тепловой в механическую и обратно – механической и/или тепловой в электрическую. На основе этих преобразований в практических целях можно создавать различные ЭГД устройства, в частности, в первом случае – электрогидродинамические (ЭГД) или термоэлектрогидродинамические (ТЭГД) насосы (нового типа – без движущихся твердых частей). Во втором – ЭГД или ТЭГД генераторы. Причем у этих преобразований своя специфика для каждого типа электроконвекции, поэтому их целесообразно рассматривать порознь.

В работе [6] рассмотрены вопросы ЭГД преобразований в условиях ЭИТК. Здесь же обсудим и выясним практические аспекты ЭГД преобразований применительно к электротермическому случаю (ЭТК), когда однородная по механическому составу жидкость пространственно неоднородна по температуре, то есть $T \neq$ const, а следовательно, вдоль жидкости $\varepsilon = \varepsilon(T) \neq$ const; $\tau = \tau(T) \neq$ const.

Для понимания физической сути происходящих закономерностей и выявления ТЭГД течений, которые могут быть использованы на практике в различных целях, исходим из формул для плотности электрической силы, действующей на жидкий диэлектрик в электрическом поле [7, 8]:

$$f = \rho E - (1/2) E^2 \cdot \nabla\varepsilon + (1/2) \nabla[\gamma(\partial\varepsilon / \partial\gamma) \cdot E^2], \quad (1)$$

и плотности электрического тока, которая в самом общем случае в отсутствие магнитных эффектов имеет вид [8]:

$$j = \sigma E + \rho\upsilon - D \cdot \nabla\rho + \partial(\varepsilon E) / \partial t + \nabla \times (P \times \upsilon), \quad (2)$$

где ρ – плотность объемных *свободных* зарядов; υ – вектор конвективной скорости;

© Гросу Ф.П., Болога М.К., Электронная обработка материалов, 2010, № 6, С. 56–64.

D – коэффициент диффузии ионов, предполагаемый одинаковым как для положительных, так и отрицательных ионов; P – вектор электрической поляризации жидкости.

В формуле (1) в дальнейшем пренебрежем последним, электрострикционным слагаемым, который является «точным» градиентом скалярной функции, заключенной в квадратных скобках, и по замкнутому объему жидкости, ограниченной твердыми стенками, работы не производит [3]. Оценки также показывают, что для интересующих нас случаев в уравнении для плотности тока (2) можно опустить ток диффузии (третье слагаемое). Что касается последнего слагаемого (его можно назвать *конвективным током поляризации* [8]), то оно соленоидально и обычно из рассмотрения автоматически выпадает (дивергенция слагаемого тождественно равна нулю). Тем не менее это слагаемое сохраним, так как оно является единственным составляющим тока, которое остается в идеальном диэлектрике в стационарном случае.

Формула (1) поясняет *причины* возникновения электроконвективных течений и *насосный эффект*, то есть *упорядоченное* конвективное течение. Вторым слагаемым формулы (2), то есть обычным *электроконвективным* током, объясняется в общих чертах действие ЭГД генератора. В электрическом поле жидкость заряжается, затем она приводится в движение – если силами поля, то налицо факт электрической конвекции и речь идет просто об усилении переноса заряда за счет дополнительной, конвективной составляющей полного тока. Эти эффекты широко применяются и могут быть использованы в различных ЭГД устройствах автоматики [9]. Если же движение происходит за счет внешнего гидродинамического напора (вынужденного движения) или термической (естественной) конвекции, то имеем дело с генераторным эффектом. Причем генерированным является тот же конвективный ток $j_k = \rho\upsilon$, а электрическая энергия получается за счет механической в первом случае или тепловой – во втором.

В соответствии с общим подходом к изучению электроконвективных явлений рассмотрим в отдельности случаи идеальных и неидеальных (слабопроводящих) диэлектриков. На практике эти случаи устанавливаются по критерию: $\tau / t_* > 1$ – идеальный диэлектрик, $\tau / t_* < 1$ – неидеальный, где t_* – характерное время изменения внешнего поля; в типичном случае синусоидального переменного поля – период его колебания [3, 4].

Идеальные жидкие диэлектрики ($\tau / t_* > 1$***).*** В идеальный диэлектрик (σ=0) по предположению заряды извне не вносятся, а свободных нет по определению. Поэтому первое, чисто кулоновское составляющее силы ($f_1 \equiv \rho E$) исчезает ввиду $\rho \equiv 0$, в результате остается лишь второе слагаемое, которое с учетом термической неоднородности среды принимает следующее соотношение:

$$f \equiv f_2 \equiv -(E^2/2)\nabla\varepsilon = (E^2/2)\cdot\varepsilon\cdot\beta_\varepsilon\cdot\nabla T \ , \qquad (3)$$

где $\beta_\varepsilon \equiv -(1/\varepsilon)\cdot(d\varepsilon/dT)$ – температурный коэффициент диэлектрической проницаемости при некоторой средней температуре жидкости. Второе уравнение в рассматриваемом случае будет иметь вид

$$j \equiv \partial(\varepsilon E)/\partial t + \nabla\times(P\times\upsilon). \qquad (4)$$

Под действием силы (3) возможно электроконвективное движение среды, в стационарном режиме ($\partial/\partial t \equiv 0$) являющееся результатом преобразования тепловой энергии в механическую, и на этой основе возможно создание ТЭГД насоса. Что касается ТЭГД генерирования электроэнергии в данной постановке задачи (в условиях полного отсутствия электризации жидкости), то оно невозможно ввиду $\rho \equiv 0 \Rightarrow j_k = 0$. Поэтому ограничимся нахождением возможного одномерного ТЭГД течения между обкладками плоскопараллельного горизонтального конденсатора применительно к созданию ТЭГД насоса на ЭТК в идеальной диэлектрической жидкости.

Для лучшего понимания физической сути данного течения сначала решим простую задачу о втягивании границы раздела двух несмешивающихся жидкостей в плоскопараллельный горизонтальный конденсатор.

Втягивание границы раздела в плоский конденсатор. На рис. 1 граница раздела между двумя жидкостями *1* и *2* представлена в виде тонкого диэлектрического поршня. В предположении, что $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, втягивание произойдет, очевидно, слева направо, что приведет к поднятию уровня жидкости на некоторую величину $\Delta H \equiv H_1 - H_2$. Дальнейшая задача состоит в том, чтобы найти эту величину, ибо соответствующий перепад давления $\Delta P \equiv \gamma g \cdot \Delta H$, где γ – плотность жидкости

($\gamma_1 \approx \gamma_2 \equiv \gamma$), является важнейшей статической характеристикой любого насоса. Для решения данной задачи будем исходить из общего выражения для свободной энергии $\tilde{F} = \tilde{F}_1 + \tilde{F}_2$ всей массы жидкости при *заданной напряженности (потенциалов)* электрического поля E [7].

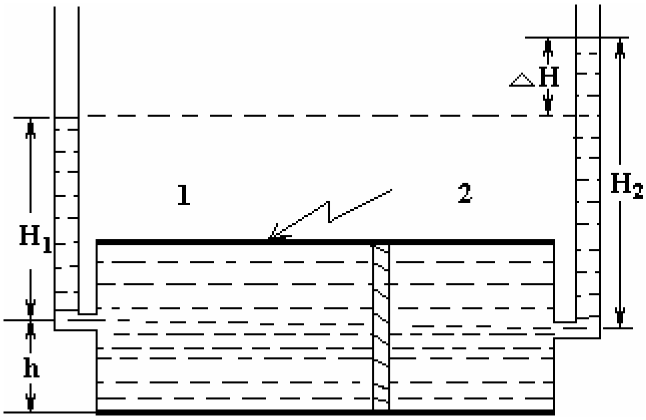


Рис. 1. Втягивание границы раздела в электрическое поле

Опуская заведомо постоянные слагаемые, содержащие, в частности, внутреннюю энергию, для свободных энергий каждой из жидкостей, включающих потенциальную и электрическую (со знаком «–»), найдем:

$$\tilde{F}_1 = (m_1 g H_1)/2 + M_1 gh - (\varepsilon_в/2)(\varepsilon_{r1} - 1)E^2 V_1; \quad \tilde{F}_2 = (m_2 g H_2)/2 + M_2 gh - (\varepsilon_в/2)(\varepsilon_{r2} - 1)E^2 V_2, \quad (5)$$

где m_1, m_2 − массы столбов жидкости H_1и H_2; M_1, M_2 – массы частей жидкости *1* и *2*; V_1и V_2 − соответствующие объемы; $\varepsilon_1 = \varepsilon_в \cdot \varepsilon_{r1}$; $\varepsilon_2 = \varepsilon_в \cdot \varepsilon_{r2}$. Подставив в формулы (5) величины $m_1 = \gamma_1 S_0 H_1; M_1 = \gamma_1 V_1$; $m_2 = \gamma_2 S_0 H_2; M_2 = \gamma_2 V_2$, для полной свободной энергии получим

$$\tilde{F} = (g/2)S_0(\gamma_1 H_1^2 + \gamma_2 H_2^2) + (\gamma_1 V_1 + \gamma_2 V_2)gh - (\varepsilon_в E^2/2)[(\varepsilon_{r1} - 1)V_1 + (\varepsilon_{r2} - 1)V_2].$$

Известно, что в состоянии термодинамического равновесия, предполагающего и механическое равновесие, термодинамический потенциал $\tilde{F}$ должен иметь минимум, который установим, приняв вариацию $\delta\tilde{F}$ =0. Учитывая H_1+H_2=const=> $\delta H_2 = -\delta H_1$ и $V_1 + V_2 = \text{const} \Rightarrow \delta V_2 = -\delta V_1$, находим

$$\delta\tilde{F} = gS_0(\gamma_1 H_1 - \gamma_2 H_2)\cdot\delta H_1 + (\gamma_1 - \gamma_2)gh\cdot\delta V_1 + (E^2/2)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\cdot\delta V_1 = 0.$$

Приняв во внимание также $\delta V_1 = S_0 \cdot \delta H_2 = -S_0 \cdot \delta H_1$, приходим к окончательному результату:

$$\gamma_1 H_1 - \gamma_2 H_2 = (\gamma_1 - \gamma_2)h - [E^2/(2g)]\cdot(\varepsilon_1 - \varepsilon_2).$$

Второе уравнение для H_1 и H_2 носит чисто геометрический характер (см. рис. 1) и имеет вид H_1+H_2 +$l \approx L$=const – общая длина ЭГД канала*,* где l – длина ячейки (конденсатора). Этим решается задача в общем виде. Обычно $\gamma_1 \approx \gamma_2 \equiv \gamma$, и тогда из (5) для гидростатического напора сразу получается формула

$$\Delta P \equiv \gamma g(H_2 - H_1) \equiv \gamma g \cdot \Delta H = (E^2/2)\cdot(\varepsilon_1 - \varepsilon_2). \quad (6)$$

Это результат, к которому непосредственно можно придти, учитывая, что $P_E = (\varepsilon E^2/2)$, есть не что иное, как электрическое давление.

Энергетически втягивание жидкости с большей диэлектрической проницаемостью в поле объясняется одновременным увеличением поверхностной плотности свободных зарядов на электродах, поступающих от источника поля, ввиду необходимости поддержания постоянства потенциалов электродов. Таким образом, работа по созданию напора жидкости (6) осуществляется за счет источника питания, то есть мощности зарядки конденсатора.

Одномерное ТЭГД течение. Очевидно, что если разность диэлектрических постоянных в формуле (6) создать за счет разности температур на торцах канала с жидкостью, согласно формуле

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \varepsilon\beta_\varepsilon (T_{02} - T_{01}) \equiv \varepsilon\beta_\varepsilon \cdot \Delta T; \;\; \Delta T \equiv T_{02} - T_{01}, \tag{7}$$

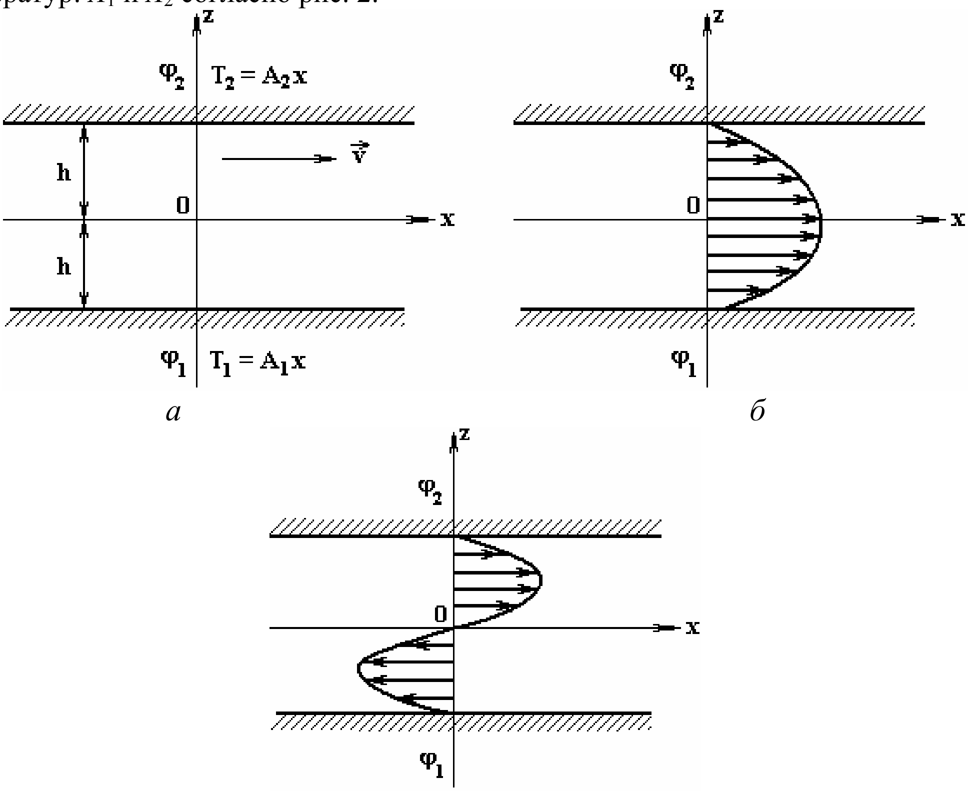
где T_{01}, T_{02} – температуры на входе и выходе ТЭГД канала, то гидродинамический напор ΔP можно поддержать этой разностью температур:

$$\Delta P \equiv \gamma g \cdot \Delta H = (1/2) \cdot E^2 \cdot \varepsilon\beta_\varepsilon \cdot \Delta T => \Delta H = (1/2) \cdot E^2 \cdot \varepsilon\beta_\varepsilon \cdot (\Delta T / \gamma g), \tag{8}$$

где ΔH – разность уровней на входе и выходе ТЭГД канала (показания манометра, рис. 1).

Формула (8) может стать основой расчетов ТЭГД насосов, работающих по рассматриваемому электротермическому принципу. Действительно, для этого в первом приближении достаточно подставлять ΔP из (8) в расчетные формулы типа Пуазейля или другие формулы гидравлики, выражающие расход жидкости через гидростатические характеристики (напор).

Ниже, однако, попытаемся выявить особенности ТЭГД течений теоретическим путем. Исходя из общего вида выражения для электротермической силы (3), предполагаем, что ожидаемые течения могут происходить по направлению градиента температур, поэтому будем искать течения при граничных условиях, когда вдоль обкладок конденсатора поддерживаются постоянные градиенты температур: A_1 и A_2 согласно рис. 2.



а *б*

в

Рис. 2. Схема одномерного ТЭГД течения в плоскопараллельном канале

Расчет напряженности будем вести приближенно, предполагая, что среда находится в состоянии равновесия при некоторой средней постоянной температуре:

$$E = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2h} = \frac{\varphi_S}{2h} = \text{const}. \tag{9}$$

Легко заметить, что равновесие при любом распределении температуры $T_0 \neq \text{const}$ невозможно ($\operatorname{rot} \vec{f}_0 \neq 0$), поэтому должна наблюдаться беспороговая электротермическая конвекция при любом $\nabla T \neq 0$. Будем исходить из общих уравнений ТЭГД [3]. Полагая $\vec{\upsilon} = \vec{i}\,\upsilon_x = \vec{i}\,\upsilon(z)$, получаем

$$\begin{cases} -(\partial p/\partial x) + (E^2/2)\cdot\varepsilon\cdot\beta_\varepsilon\cdot(\partial T/\partial x) + \eta\cdot(d^2\upsilon/dz^2) = 0; \\ -(\partial p/\partial z) + (E^2/2)\cdot\varepsilon\cdot\beta_\varepsilon\cdot(\partial T/\partial z) - \gamma g = 0; \\ \upsilon\dfrac{\partial T}{\partial x} - a\left(\dfrac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) = 0; \\ \gamma = \gamma_0(1-\beta T). \end{cases} \tag{10}$$

В рассматриваемом приближении параметры $E, \eta, a, \varepsilon, \beta_\varepsilon, \beta$ принимаются постоянными, равными средним по объему значениям. Граничные условия к системе (10) имеют вид

$$\upsilon(\pm h) = 0; \quad T(\pm h) = T_{1,2} = A_{1,2}\cdot x\,. \tag{11}$$

Из уравнений движения и граничных условий следует, что искомые течения могут реализоваться, если температура вдоль жидкости будет меняться согласно зависимости

$$T = x\cdot A(z) + \theta(z), \tag{12}$$

где $A(z), \theta(z)$ – неизвестные функции *z*. Подстановка (12) в третье уравнение (10) приводит к зависимостям

$$A(z) = c\cdot z + b\,; \quad c \equiv (A_2 - A_1)/(2h)\,; \;\; b = (A_2 + A_1)/2\,, \tag{13}$$

с учетом которых система (10) примет вид

$$\begin{cases} -(\partial p/\partial x) + (E^2/2)\cdot\varepsilon\cdot\beta_\varepsilon\cdot(cz+b) + \eta\cdot\upsilon''(z) = 0; \\ -(\partial p/\partial z) + (E^2/2)\cdot\varepsilon\cdot\beta_\varepsilon\cdot(cx+\theta') - \gamma_0 g + \gamma_0 g\beta\cdot(cxz + bx + \theta) = 0; \\ \upsilon(z)\cdot(cz+b) - a\cdot\theta''(z) = 0. \end{cases} \tag{14}$$

Интегрируя второе уравнение (14) и подставив найденное выражение для давления *p* в первое уравнение, найдем

$$\eta\cdot\upsilon''(z) = \gamma_0\cdot\beta g\cdot(c\cdot z^2/2 + b\cdot z) - (1/2)\cdot\varepsilon\beta_\varepsilon\cdot E^2 b + B\,, \tag{15}$$

где B – произвольная постоянная интегрирования, имеющая смысл градиента давления в отсутствие поля ($B=-dp_0/dx$). При отсутствии вынужденной прокачки жидкости и открытом на торцах канале максимальная скорость течения, обусловленная полем, может быть оценена , полагая $B=0$.

Решение уравнения (15), удовлетворяющее граничным условиям (11), имеет вид

$$\upsilon(\xi) = -\frac{\gamma_0\beta gch^4}{24\eta}\cdot(1-\xi^4) + \frac{h^2}{2\eta}\cdot[(\varepsilon\beta_\varepsilon E^2 b/2) - B]\cdot(1-\xi^2) - \frac{\gamma_0\beta gbh^3}{6\eta}\cdot\xi(1-\xi^2)\,, \tag{16}$$

где $\xi \equiv z/h$ – безразмерная координата. Заметим, что в частном случае отсутствия электрического поля ($E=0$) эти формулы переходят в известное решение задачи о естественной конвекции в плоском горизонтальном слое жидкости [10].

Из формулы (16) видно, что профиль скорости течения представляет собой суперпозицию четных профилей типа рис. 2,*б* либо нечетных типа рис. 2,*в*.

Применительно к созданию ТЭГД насоса интерес представляет обеспечиваемый им объемный расход жидкости, равный (на единицу ширины канала):

$$Q = \int_{-h}^{h}\upsilon(z)dz = -\frac{\gamma_0\beta gch^5}{15\eta} + \frac{2h^3}{3\eta}\left(\frac{1}{2}\varepsilon\beta_\varepsilon E^2 b - B\right). \tag{17}$$

Первое слагаемое правой части этой формулы представляет собой часть расхода, обусловленного естественной конвекцией жидкости, второе – электрическим полем с учетом гидравлических потерь (параметр B).

Формула (17) в общем виде может быть пригодной в целях исследования влияния отдельных факторов на расход жидкости, в частности граничных градиентов температур A_1 и A_2 , однако для нас особый интерес представляет случай наличия только электроконвекции (g=0), что равносильно c=0, то есть $A_1=A_2\equiv A \Rightarrow b=A$. Тогда из (17) следует

$$Q = \frac{2h^3}{3\eta}\left(\frac{1}{2}\cdot\varepsilon\beta_\varepsilon E^2 A - B\right). \tag{18}$$

Учитывая смысл константы B в статическом режиме (Q=0), найдем одну из характеристик насоса – гидростатический напор, который может развить ТЭГД насос и быть измерен с помощью манометра (проградуированной вертикальной трубки, рис. 1):

$$\Delta P = \frac{1}{2}\varepsilon\beta_\varepsilon E^2 A\cdot l = (\varepsilon\beta_\varepsilon\varphi_s^2\cdot\Delta T)/(8h^2) \equiv \gamma g\cdot\Delta H, \tag{19}$$

где l – длина ЭГД канала (конденсатора) по горизонтали, ΔH – показания манометра, ΔT – разность температур на торцах ТЭГД канала, что, учитывая $E = \varphi_s/(2h)$, совпадает с результатом (8).

Видно, что при заданном поле (φ_s) с повышением расхода тепла (увеличение теплового потока A) растет расход жидкости, то есть происходит непосредственное преобразование тепловой энергии в механическую посредством механизма деполяризации жидкости. По мере поступления более холодной жидкости в межэлектродное пространство и продвижения последней в более горячую область ее электрическая энергия убывает из-за уменьшения диэлектрической проницаемости с ростом температуры. Эта убыль электрической энергии системы и сопровождается увеличением ее механической части.

Как следует из (18), максимальный расход жидкости, обусловленный действием электрического поля, получится при $B=0$, и, таким образом, расход (на единицу ширины канала) ограничен сверху согласно неравенству

$$Q < Q_{\max} = \frac{\varepsilon\cdot\beta_\varepsilon\cdot\varphi_s^2\cdot\Delta T}{12\cdot\eta\cdot l},$$

где длина канала $l>>h$ – расстояния между обкладками конденсатора (рис. 2).

Эта формула показывает, что единственными путями увеличения эффективности прокачки жидкости являются повышения электрического напряжения на ТЭГД канале и продольного градиента температур $A=\Delta T/l$. При этом примечательно то, что расход не зависит от межэлектродного расстояния h, следовательно, имеется возможность повышения напряжения с одновременным увеличением этого расстояния для получения желаемых результатов.

Слабопроводящие жидкости ($\tau/t_* < 1$)**.** Этот случай существенным образом отличается от предыдущего тем, что учет отличной от нуля (хотя и малой) удельной электропроводности ($\sigma\neq0$) приводит к потере жидкостью *объемной* электрической нейтральности, то есть $\rho\neq0$, в *противоположность* случаю идеального диэлектрика. И в простейшем случае это легко демонстрируется [3] с помощью классических уравнений Максвелла

$$j = \sigma E;\ \nabla j = 0;\ \rho = \nabla(\varepsilon E),$$

приводящих к формуле

$$\rho = j\cdot\nabla\tau. \tag{20}$$

Согласно этой формуле пронизывание неоднородной среды сквозным током проводимости, не перпендикулярным к $\nabla\tau$, однозначно приводит к возникновению свободных объемных зарядов. Отсюда и столь важная роль неоднородностей среды в ее электризации. В интересующем нас случае термических неоднородностей, с учетом зависимости $\tau(T)$, чисто кулоновская сила, то есть первое слагаемое формулы (1), примет вид

$$f \equiv f_1 \equiv \rho E = -\varepsilon\beta_\tau (E \cdot \nabla T) \cdot E\,, \tag{21}$$

где $\beta_\tau \equiv -(1/\tau)\cdot(d\tau/dT) = \beta_\varepsilon + \beta_\sigma$; $\beta_\sigma \equiv (1/\sigma)\cdot(d\sigma/dT)$ – температурные коэффициенты τ и σ соответственно. Второе слагаемое в (1), которое было единственным в случае идеального диэлектрика, теперь становится пренебрежимо малым по сравнению с первым, так как $|f_1|/|f_2| \sim \beta_\tau/\beta_\varepsilon = 1 + (\beta_\sigma/\beta_\varepsilon) >> 1$, поскольку обычно $\beta_\sigma/\beta_\varepsilon \gg 1$. В данном случае $\rho \neq 0$, поэтому правомерны не только поиски получения механической энергии (ТЭГД насос), как в случае идеальных диэлектриков, но и поиски ТЭГД способов генерирования электрической энергии, то есть конвективных электрических токов ($j_k = \rho\mathbf{\upsilon}$).

Одномерное ТЭГД течение слабопроводящей жидкости. Ищем решение той же задачи, что и в предыдущем случае (см. рис. 2), с той принципиальной разницей, что движущей силой электроконвекции будет не сила (3), а даваемая формулой (21), что повлечет за собой некоторые усложнения. Вместо уравнений (10) будем иметь

$$\begin{gathered} -(\partial p/\partial x) + \eta(d^2\upsilon/dz^2) = 0;\ \ -(\partial p/\partial z) + \rho E - \gamma g = 0; \\ \upsilon(\partial T/\partial x) - a\left(\partial^2 T/\partial x^2 + \partial^2 T/\partial y^2\right) = 0; \\ \tau\upsilon(\partial\rho/\partial x) + \rho + \varepsilon\beta_\tau E\cdot(\partial T/\partial z) = 0;\ \ \gamma = \gamma_0(1-\beta T) \end{gathered} \tag{22}$$

при тех же граничных условиях (11). Четвертое уравнение этой системы, отсутствующее в (10), представляет собой уравнение неразрывности полной плотности тока (2) ($\nabla j = 0$), в котором учитываются только два первых слагаемых как наиболее существенные [3].

Сформулированная задача решена ранее [3, 11]. Приведем окончательные формулы для распределения скорости в зависимости от безразмерной координаты $\xi = z/h$ и параметров задачи:

$$\upsilon(\xi) = M\xi(1-\xi^2) - N(1-\xi^4) + K(1-\xi^2), \tag{23}$$

где

$$\begin{gathered} M \equiv -(\gamma_0\beta g b - \varepsilon\beta_\tau E^2 c)\cdot(h^3/6\eta);\ \ N \equiv c\gamma_0\beta g h^4/24\eta; \\ K \equiv (\varepsilon\beta_\tau E^2 b - B)\cdot(h^2/2\eta);\quad B \equiv d\,p_0/d\,x;\quad \xi \equiv z/h. \end{gathered} \tag{24}$$

Видно, что, как и в предыдущем случае, совместное действие электрического и гравитационного полей приводит к наложению четных и нечетных профилей скорости. Причем можно проследить, какие слагаемые (23) и (24), какой вносят вклад в ТЭГД течение.

Получение механической энергии. Насосный эффект. Плотность электрической энергии определяется общей формулой $w = j\cdot E$, из которой, с учетом первых двух слагаемых (2), для всей массы жидкости получим:

$$W = \int_{(V)} j\cdot E\cdot dV = \int_{(V)} \sigma E^2\cdot dV + \int_{(V)} (\rho E)\cdot\mathbf{\upsilon}\cdot dV\,.$$

Первое слагаемое суммы в правой части данного выражения дает вклад обычного джоулева нагрева в полную мощность, который нас не будет интересовать, так как пренебрежимо мал. Механическая часть мощности дается последним интегралом, представляющим полную мощность кулоновских сил, которые и учитываются в данной задаче. В качестве аспекта получения ТЭГД насосного эффекта, как и выше, интерес представляет расход жидкости через поперечное сечение канала, который, с учетом (23)–(24), аналогично (17) равен

$$Q = \int_{-h}^{h} \upsilon(z)dz = -\frac{\gamma_0\beta g c h^5}{15\eta} + \frac{2}{3}\cdot\frac{\varepsilon\beta_\tau E^2 b - B}{\eta}\cdot h^3\,. \tag{25}$$

По-прежнему первое слагаемое правой части (25) дает расход, обусловленный естественной конвекцией. Мы, однако, интересуемся электротермическим эффектом, поэтому, следуя той же схеме, как и в случае п. 1.2, полагаем *c=0=> b =A.* Тогда для расхода жидкости вместо (18) получим формулу

$$Q = \frac{2h^3}{3\eta}(\varepsilon\beta_\tau E^2 A - B), \quad (26)$$

которая практически совпадает с (18), с той лишь разницей, что вместо термического коэффициента диэлектрической проницаемости β_ε содержит коэффициент времени электрической релаксации β_τ. Аналогично для гидростатического напора получим

$$\Delta P = \varepsilon\beta_\tau E^2 A \cdot l = (\varepsilon\beta_\tau \varphi_s^2 \cdot \Delta T)/(4h^2) \equiv \gamma g \cdot \Delta H, \quad (27)$$

а ограничение для расхода имеет вид

$$Q < Q_{\max} = \frac{\varepsilon \cdot \beta_\tau \cdot \varphi_s^2 \cdot \Delta T}{6 \cdot \eta \cdot l}. \quad (28)$$

Проанализировав полученные результаты с точки зрения итоговых формул (18) и (19) для идеальных диэлектриков и аналогичных (27) и (28) для слабопроводящих, делаем следующие выводы.

Во-первых, на принципе электротермической (ЭТК) конвекции можно преобразовать электрическую и тепловую энергию в механическую, создав ТЭГД насос для прокачки как идеальных жидких диэлектриков, так и слабопроводящих.

Во-вторых, качественно эффекты следует ожидать одинаковыми, однако количественно во втором случае они должны превышать аналогичные в первом случае примерно в отношении $2\beta_\tau / \beta_\varepsilon >> 1$ ввиду $\beta_\sigma / \beta_\varepsilon >> 1$.

В-третьих, следует иметь в виду, что понятия идеального и неидеального диэлектриков следует трактовать согласно определениям, приведенным во ***введении.*** Эксперименты по получению необходимой прокачки среды рекомендуется проводить с использованием переменных полей, при этом подбирать частоты в соответствии с параметром τ / t_*.

О получении электрической энергии ТЭГД способом. Как известно, для получения электрической энергии следует иметь источник сторонних сил, движущих электрические заряды против генерируемого поля. В качестве таковых могут выступать гидродинамические силы, возникающие при вынужденном движении среды, или силы ветра [12]. В рассматриваемом случае ЭТК слабопроводящей жидкости вырабатываются электрические конвективные токи $j_k = \rho\boldsymbol{\upsilon}$, где $\boldsymbol{\upsilon}$ – конвективная скорость жидкости, которая обусловливается расходом двух видов энергии: электрической от источника питания ТЭГД канала и тепловой от нагревателя. Именно последняя, тепловая часть общей энергии и будет переходить в полезную электрическую в ТЭГД генераторе.

В работах [3, 11] показано, что при антипараллельных граничных градиентах температур, то есть при $A_1 = -A_2 \Rightarrow b = 0$ и $c = A_1/h$, течения имеют кубический профиль скоростей (рис. 2,*в*), и в этом случае возникает продольная составляющая конвективного электрического тока со средним по сечению значением:

$$\overline{j}_k = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} \rho(\xi)\upsilon(\xi)d\xi = 1{,}102 \cdot 10^{-5} \times \frac{\varepsilon^3\beta_\tau^3 A_1^3 \varphi_S^5}{\eta^2 a}\left(1 - \frac{6\tau a}{h^2}\right), \quad (29)$$

где a – коэффициент температуропроводности. Для рассматриваемых жидкостей ($\tau \le 10^{-1} c$, $a \le 10^{-6}$ м^2/с) вторым слагаемым в скобках можно пренебречь по сравнению с единицей.

Характерно, что средняя плотность тока конвекции зависит не от напряженности поля и расстояния между обкладками конденсатора, а от разности потенциалов между ними, поэтому, увеличив h, можно повысить φ_S до ~10^2 кВ. Оценки показывают, что в трансформаторном масле при A_1 ~10 К/см, $j \sim 2$ А/см^2 для поддержания таких токов и движения жидкости необходимо, как следует из вышеприведенных формул, обеспечить заданный тепловой режим (A_1). Это связано с затратой тепловой энергии, то есть речь идет о ТЭГД генерировании токов конвекции, как и в обычных ЭГД генераторах.

Для выделения конвективного тока конвекции, помимо основной цепи питания всего канала, необходима вторая электрическая цепь, предусматривающая дополнительные электроды на торцах ТЭГД канала. Были предприняты попытки экспериментального выделения обсуждаемых токов, которые, однако, нельзя считать удавшимися, поскольку кроме слабых токов, имеющихся в цепи внешнего питания, других, более сильных, ожидаемых в экспериментах, не зарегистрировано. Тем не менее это не означает несостоятельность теоретических предпосылок. Дело в том, что снятие токов конвекции представляет собой самостоятельную проблему, ведь на твердых токосъемных электродах нормальная составляющая (да и тангенциальная в силу условия прилипания) равна нулю. Поэтому вопрос о ТЭГД генераторе в целом требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Остроумов Г.А.* Электрическая конвекция. Обзор // ИФЖ. 1966. 10. № 5. С. 683–695.
3. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
4. *Гросу Ф.П., Болога М.К.* Особенности теплообмена в условиях электрической конвекции // Электронная обработка материалов. 2010. № 4. С. 41–55.
5. *Болога М.К., Гросу Ф.П.* Физические аспекты электрогидродинамических явлений // Электронная обработка материалов. 2006. № 3. С. 118–127.
6. *Гросу Ф.П., Болога М.К.* Преобразование энергии в условиях электроизотермической конвекции // Электронная обработка материалов. 2010. № 5. С. 45–55.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред // М.: Физматгиз, 1959. 532 с.
8. *Пановский В., Филипс М.* Классическая электродинамика. М.: Физматгиз. 1963.
9. *Денисов А.А., Нагорный В.С.* Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики. Л.: Машиностроение, 1979. 288 с.
10. *Бирих Р.О.* О малых возмущениях плоскопараллельного течения с кубическим профилем // Прикладная математика и механика. 1966. Т. 30. № 2. С. 366–369.
11. *Болога М. К., Гросу Ф. П.* Одномерные термоэлектрогидродинамические течения слабопроводящих жидкостей // Магнитная гидродинамика. 1974. № 1. С. 7–19.
12. *Рубашов И. Б., Бортников Н.С.* Электрогазодинамика. М.: Атомиздат, 1971. С. 219.

Поступила 25.05.10

Summary

The problems related to the transformation of electrical energy in mechanical energy and vice versa, involving heat energy (i.e. using thermo-electrohydrodynamic (TEHD) methods) are considered. It is shown that these transformations depend on the type of the dielectric liquid, which can exhibit ideal dielectric properties or weak conductivity. The respective criteria for these cases are given. In an ideal case the mechanical energy can be obtained using only electrical and thermal energy (TEHD pump). In a weakly conducting dielectric a principle possibility exists to generate the convective currents, i.e. to generate the electric energy, using the heat energy and partially the electric energy. The formulas for calculation of the liquid consumption in TEHD pumps and electroconvective currents for TEHD generators are obtained.