

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КОНВЕКЦИИ

*Государственный аграрный университет Молдовы,
ул. Мирчеица, 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. В минувшие десятилетия успешно развивается новое научное направление в электрофизике – электрическая гидродинамика (ЭГД), предметом которой являются закономерности взаимодействий электрических и гидродинамических полей [1]. Эти взаимодействия наблюдаются при достаточно высоких напряженностях электрических полей ($E > 1$ кВ/см), которые можно достичь в идеальных ($\sigma=0$) или слабопроводящих жидких диэлектриках, считающихся на практике диэлектриками ($(10^{-14} < \sigma < 10^{-6}) \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$). Признаками идеальности или слабой проводимости служат неравенства $\tau/t_* \gg 1$ – в первом случае или противоположное неравенство $\tau/t_* \ll 1$ – во втором, где $\tau=\varepsilon/\sigma$ – время электрической релаксации, ε – абсолютная диэлектрическая проницаемость, σ – удельная электропроводность среды, t_* – характерное время изменения внешнего электрического поля, период колебаний T , если оно переменное [2]. Первое неравенство означает, что в уравнении для плотности электрического тока можно пренебречь током сквозной проводимости по сравнению с током смещения, а второе свидетельствует о том, что, напротив, пренебрежимым является ток смещения. Приведем другую физическую трактовку указанных ограничений с точки зрения сил, приводящих жидкость в движение [3]:

$$f = f_1 + f_2; f_1 = \rho E; F_2 = -(1/2)E^2 \cdot \nabla \varepsilon.$$

Для этого рассмотрим среднее во времени значение чистокулоновской силы $\overline{f_1}$, например, в случае переменного синусоидального поля плоскопараллельного конденсатора [2]:

$$\overline{f_1} = \overline{\rho E} = (j_0^2 \cdot \tau') / [\sigma(1 + \omega^2 \tau^2)^2],$$

где j_0 – амплитудное значение плотности тока. Производная от τ берется по поперечной слою жидкости координате, а роль отношения τ/t_* играет произведение $\omega\tau$, где $\omega = 2\pi/T$ – циклическая частота внешнего поля. Из этого выражения видно, что приведенные выше двойные неравенства означают исчезновение кулоновской силы в переменном поле при $\omega\tau \gg 1$ или ее максимум в постоянном или слабопеременном поле ($\omega=0$, то есть $\omega\tau \ll 1$). Сказанное в первом случае равносильно невозможности накопления свободных объемных зарядов ($\rho = 0$), и тогда диэлектрик можно рассматривать с позиций идеального диэлектрика, пренебрегая силой f_1 по сравнению с f_2 . При $\omega\tau \ll 1$, напротив, неоднородность среды по τ приводит к ее электрической зарядке согласно формуле $\rho = j \cdot \nabla \tau$, и наряду с силой f_2 , характерной для идеального диэлектрика, появляется и чистокулоновская сила f_1 , которая, как правило, является преобладающей, особенно в однородных и квазиоднородных электрических полях. Кроме того, ввиду очень сильной зависимости $\overline{f_1}(\omega)$, уже при $\omega\tau > 1$, то есть $\tau/T > 1/(2\pi)$, средняя сила ослабевает более чем вчетверо, поэтому двойные неравенства можно ослабить до одинарных ($\tau/t_* > 1$ и $\tau/t_* < 1$).

Наиболее типичное проявление ЭГД взаимодействий – конвективные движения жидкости (электрическая конвекция) под воздействием поля. Одним из основных условий возникновения электроконвективных явлений в жидкой среде является ее неоднородность по двум электрофизическим параметрам: диэлектрической проницаемости в случае идеальности диэлектрика и/или времени релаксации τ , если принимается во внимание электропроводность ($\sigma \neq 0$). В свою очередь неоднородность по указанным параметрам может быть следствием термических неоднород-

ностей в силу их зависимости от температуры. В таком случае говорят о термоэлектроконвективных явлениях, или просто об электротермической конвекции (ЭТК). Если же обсуждаемые неоднородности обусловлены гетерогенностью среды (эмульсии, суспензии и т. п.), конвекция носит название электромеханической (ЭМК). В случае же однородной по механическому составу жидкости и изотермических условий неоднородности среды по параметру τ обусловлены самим полем, и конвекцию из-за отсутствия более адекватного термина принято называть просто электроизотермической (ЭИТК). Типичным примером такой конвекции может служить явление электрического ветра (ЭВ) в газах [4] или жидкостях [5], характерного для *резконеоднородных* полей вблизи электродов с малой кривизной поверхности (острия, тонкие проволоки и т. д.).

Однако ЭИТК наблюдается и в однородных внешних электрических полях, здесь возникают наиболее серьезные трудности, касающиеся всей электрогидродинамики в целом. Эти трудности непосредственно связаны с *объемной* электризацией однородной жидкости в однородном внешнем электрическом поле, то есть с появлением отличной от нуля плотности объемных зарядов $\rho \neq 0$ и, следовательно, движущих кулоновских сил $\rho E \neq 0$. Речь идет не только о трудностях теоретического характера, обусловленных необходимостью решения сложных уравнений ЭГД, но и сложностях экспериментального плана. Прежде всего возникает вопрос о визуализации ЭГД течений, требующих для своего исследования общепринятыми оптическими методами создание сколь-нибудь малых неоднородностей жидкости путем незначительного ее подогрева [6], введения пузырьков [7] или других механических включений. В обоих случаях возникает вопрос: не являются ли искусственно введенные неоднородности причиной наблюдаемых ЭГД явлений? То же самое относится к зондовым методам исследования электрического потенциала, ибо зонд вносит искажения во внешнее поле.

Не будем останавливаться на других трудностях экспериментального характера, укажем лишь на то, что один из путей их преодоления – это изучение ЭГД явлений через конвективный теплообмен, и наоборот. Существует много гипотез и теорий относительно механизмов электризации жидких диэлектриков под воздействием внешних электрических полей [2, 8–10]. Каждому механизму соответствует своя специфика электроконвекции и особенности теплообмена, знание которых позволит глубже проникнуть в предмет электрогидродинамики как в познавательном, так и в прикладном аспектах, сосредоточив внимание на более адекватных методах дальнейших исследований.

Неоспоримым стимулом исследований в области ЭГД являются перспективы ее практического применения, прежде всего при решении проблем, связанных с переносом тепла, массы и электрического заряда. К этим проблемам относятся: интенсификация (или подавление) процессов тепло- и массообмена в различных технологических процессах [2, 11–13], гидростатическая стабилизация жидкостей с помощью электрических полей [2], сепарация и очистка гетерогенных сред [14–17], извлечение электрической энергии и воды из окружающей среды [18], создание преобразователей электрической энергии в механическую (ЭГД–насосы) [19] и наоборот (ЭГД–генераторы) [20, 21].

Особенно интересные как в научном, так и в прикладном отношении ЭГД эффекты следует ожидать на стыке электрогидродинамики с другими науками, такими как электрохимия, биофизика, физика жидких кристаллов, физика атмосферы. Однако одна из основных целей данной работы является выяснение характерных особенностей электроконвективного теплообмена применительно не только к потребностям в управлении и интенсификации процессов теплопереноса в различных технологических процессах, но и к изучению физических закономерностей ЭГД явлений.

1. Электроконвективный теплообмен. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования электроконвективных явлений с целью поиска и создания новых эффективных и легкоуправляемых способов интенсификации конвективного теплообмена, начиная с пионерских работ Зентфлебена [22–24] и заканчивая самыми поздними, например по теоретическому обоснованию охлаждения масляных трансформаторов [13], положили основу современной электрогидродинамики как науки. В зависимости от условий теплообмена отношение коэффициента теплоотдачи в электрическом поле и без него может составлять десятки и сотни процентов. Первые сообщения по этому поводу воспринимались как сенсация, поскольку многие исследователи полагались, что речь идет о влиянии электрических полей на *молекулярную* теплопроводность.

В настоящее время не вызывает сомнений, что причиной столь значительной интенсификации теплообмена в электрическом поле служит электроконвективное перемешивание теплоносителя. Сравнительно подробный анализ исследований в этой области содержится в монографии [2]. Там же, преимущественно на основе теоретических соображений, обобщается обширный экспериментальный

материал по теплоотдаче поверхностей различной геометрии к различным жидкостям и газам под воздействием электрических полей: постоянных, переменных, однородных и неоднородных. Ниже будут приведены типичные критериальные уравнения, представляющие не только практический, но и физический интерес, поскольку позволяют устанавливать важные связи между явлениями различной физической природы и дальше продвигаться в изучении электроконвективных явлений.

1.1. Электротермическая конвекция. В термически неоднородных жидкостях, очевидно, сосуществуют два вида электроконвекций: электротермическая и «изотермическая», которая имела бы место и в отсутствие термических неоднородностей. Однако в этом разделе отвлечемся от «изотермических вкладов» в суммарную конвекцию, заслуживающих отдельного рассмотрения (см. ниже). Укажем лишь на то, что удовлетворительное обобщение экспериментальных данных по электроконвективному теплообмену в предположении справедливости электротермической гипотезы может рассматриваться как один из верных признаков, в смысле ее существенного преобладания над «изотермической».

1.1.1. Идеальные диэлектрики. В этом случае применительно к теплообменным процессам первостепенное значение имеют неоднородные электрические поля, так как для них «движущий» характер пондеромоторных сил, обуславливающих электротермическую конвекцию, очевиден. Электротермическая конвекция, помимо чисел Прандтля и Рэлея, характеризуется еще следующими «электрическими» критериями подобия [2]:

$$\Pi_1 \equiv n \cdot (\varepsilon \beta_\varepsilon r_s^2 E_s^2 \theta_m / \gamma v a) \cdot (\varepsilon_s / \varepsilon)^2 ; \quad (1)$$

$$\Pi_2 \equiv (\varepsilon \beta_\varepsilon^2 r_s^3 E_s^2 \theta_m A_s / \gamma v a) \cdot (\varepsilon_s / \varepsilon)^2 . \quad (2)$$

где величины, отмеченные индексом «*s*» относятся к теплоотдающей поверхности; $\beta_\varepsilon = -(1/\varepsilon) \cdot (d\varepsilon/dT)$; θ_m – масштаб для температуры, который примем $\theta_m = A_s r_s$; A_s – нормальный градиент температуры на теплоотдающей поверхности; рассматриваются случаи трех классических симметрий равновесных полей (*n* – индекс симметрии): *n* = 0, 1, 2 – для плоской, цилиндрической и сферической симметрий соответственно. В уравнениях ЭТК содержатся еще безразмерные симплексы:

$$\Pi_3 \equiv \beta_\varepsilon A_s r_s ; \quad \Pi_4 \equiv R / r_s ; \quad (3)$$

R и *r_s* – радиусы обкладок цилиндрического или сферического конденсатора. Числа (1)–(3) образуют полный набор определяющих критериев подобия электроконвективных явлений. Первый отражает возникновение ЭТК вследствие неоднородностей поля, связанных с геометрией электродов (в поле плоского конденсатора *n* = 0 ⇒ $\Pi_1 = 0$). Число Π_2 в сочетании с Π_3 характеризует эффекты, обусловленные неоднородностью поля, вызванной неизометричностью среды. Поскольку Π_2 фигурирует в членах, содержащих как возмущение температуры, так и возмущение электрического потенциала, то этот параметр характеризует эффекты, одновременно связанные с этими возмущениями (они соизмеримы). Следовательно, число Нуссельта при наличии электрического поля является функцией вида

$$Nu_E = f(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, Ra, Pr), \quad (4)$$

причем при *n* ≠ 0 величиной Π_2 можно пренебречь, так как

$$\Pi_2 / \Pi_1 \approx \beta_\varepsilon A_s r_s \ll 1. \quad (5)$$

Однако для однородных полей (*n* = 0) Π_2 остается единственным критерием подобия, характеризующим влияние поля на теплообмен.

С учетом сказанного, а также $\Pi_4 \gg 1$ (рассматриваются тонкие проволоки в коаксиальных цилиндрах больших диаметров) в стационарном случае зависимость (4) сводится к

$$Nu_E = \begin{cases} f(\Pi_1, Ra); (n \neq 0), \\ f(\Pi_2, Ra); (n = 0). \end{cases} \quad (6)$$

Моделирование процесса теплообмена в идеальном диэлектрике возможно в переменных электрических полях ($\tau/t_* > 1$). Однако в однородных полях эффект интенсификации теплоотдачи практически отсутствует, а в неоднородных систематических исследований не проводилось. Поэтому не приводим каких-либо обобщений экспериментальных данных. Резюмируя, заключаем, что характерными особенностями конвективного теплообмена идеального диэлектрика в условиях электротермической конвекции являются: существенная зависимость теплоотдачи от температурного напора; наличие теплообмена в переменных неоднородных полях и его исчезновение по мере перехода к однородным полям; подчинение зависимостям (6).

1.1.2. Слабопроводящие диэлектрики. Ввиду чистокулоновского характера движущих сил ЭТК ($\vec{f} = \rho \vec{E}$) при $\tau/t_* < 1$ в однородных полях ЭГД эффекты линейны по малому параметру $\beta_\tau > \beta_\sigma > \beta_\varepsilon$, где $\beta_\tau = -(1/\tau) \cdot (d\tau/dT)$, $\beta_\sigma = (1/\sigma) \cdot (d\sigma/dT)$, а не квадратичны по аналогичному параметру β_ε , как в предыдущем случае.

На основе идей пограничного слоя было выведено неявное уравнение для «электротермического» числа Рейнольдса Re_E :

$$Re_E \equiv \left(\frac{Gr_E}{1 + f \cdot \tau \nu (Re_E / l^2)} + \frac{f \cdot Gr}{\sqrt{Re_E}} + Re^2 \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$Gr_E \equiv \varepsilon \beta_\tau \theta_s l^2 E^2 / \gamma \nu^2, \quad Gr \equiv \beta_g \theta_s \cdot l^3 / \nu^2, \quad f \equiv \text{const} \cdot Pr^{1/3}, \quad \text{const} \sim 1. \quad (8)$$

Знание эффективного числа Рейнольдса Re_E позволяет аппроксимировать зависимость числа Нуссельта от обобщенных параметров задачи, фигурирующих в выражении (7), в условиях смешанных конвекций критериальным уравнением вида [25]:

$$Nu_E = F(Pr) \cdot Re_E^n, \quad (9)$$

где $0,5 < n < 0,8$, причем в условиях ламинарной конвекции $n \approx 0,5$, а при турбулентном режиме $n \approx 0,8$; $F(Pr)$ – некоторая функция числа Прандтля, характер которой зависит от конкретных условий задачи: обычно $F(Pr) \sim Pr^{1/3}$.

При чистоэлектротермической конвекции ($Gr_E \neq 0$, $Gr = 0$, $Re = 0$) Re_E определяется соотношением

$$Re_E^2 (1 + f \tau \nu Re_E / l^2) = Gr_E.$$

Здесь, в свою очередь, возможны два подслучая

$$f \tau \nu Re_E / l^2 \ll 1 \Rightarrow Re_E = Gr_E^{1/2};$$

$$f \tau \nu Re_E / l^2 \gg 1 \Rightarrow Re_E = \left(l^2 / (f \tau \nu) \right)^{1/3} \cdot Gr_E^{1/3},$$

для которых соответственно

$$Nu_E = F(Pr) \cdot Gr_E^{1/4}, \quad (10)$$

$$Nu_E = F(Pr) \left(l^2 / f \tau \nu \right)^{1/6} \cdot Gr_E^{1/6}. \quad (11)$$

В общем случае можно ожидать

$$Nu_E = F(Pr) \left(l^2 / f \tau \nu \right)^n \cdot Gr_E^m, \quad (12)$$

где $0 < n < 1/6$; $1/6 < m < 1/4$. К зависимостям, близким к (10) и (11), приводят и аналитические решения [26].

Приведенные формулы показывают, в каком виде следует искать критериальные уравнения в целях обобщения экспериментальных результатов и, если они оправдывают себя, то это послужит косвенным подтверждением теоретических представлений о механизме интенсификации теплообмена с электротермических позиций.

На основе (12) в [2] и [27] обобщены экспериментальные данные [28] по воздействию слабонеоднородных полей на теплообмен в различных диэлектрических жидкостях. Соответствующая зависимость аппроксимируется формулой

$$\text{Nu}_E = C \cdot (l^2 / (\tau v))^n (\text{Gr}_E \cdot \text{Pr})^m. \quad (13)$$

Характерно, что вблизи этой зависимости сгруппировались точки, относящиеся не только к неполярным диэлектрикам, но и к полярной жидкости – дихлорэтану (рис.1), причем показатели степеней m и n заключены в предсказуемых теоретически интервалах.

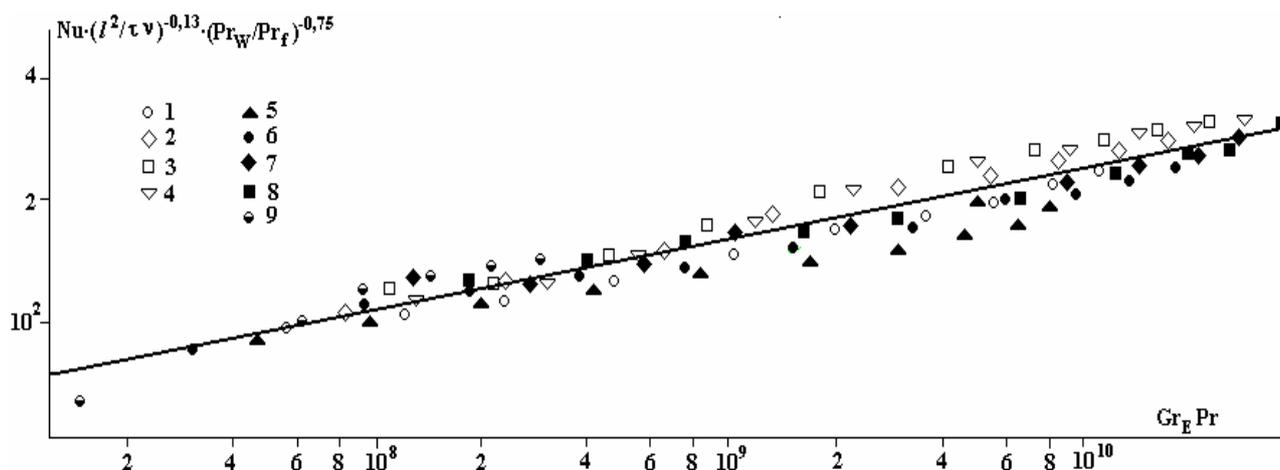


Рис. 1. Теплоотдача вертикального цилиндра в условиях электроконвекции полярных и неполярных жидкостей. 1–4 – трансформаторное масло; 5–8 – бензол; 9 – дихлорэтан; Δt , град: 5, 9 – 10; 1,6 – 20; 2,7 – 30; 3,8 – 40; 4 – 50

Итак, в слабопроводящих диэлектриках, как и в предыдущем случае, теплоотдача должна существенно убывать по мере уменьшения температурного перепада; ее интенсивность при переходе к слабооднородным полям не должна уменьшаться столь существенно, как в идеальном случае; при переходе к переменным полям должна исчезать; обобщение экспериментальных данных в виде уравнения (13) и рис. 1 свидетельствует о том, что в соответствующих опытах имела место ЭТК слабопроводящего диэлектрика.

1.2. Электромеханическая конвекция. Определено электрическое число Рейнольдса, в основу которого положен порядок характерной силы, возникающей в гетерогенной среде при наличии электрического поля [2]:

$$f_0 = c \varepsilon_2 E_0^2 [1 - (\tau_1 / \tau_2)] / r, \quad (14)$$

где c – концентрация дисперсных частиц; r – их радиус; ε_2 – диэлектрическая проницаемость замкнутой фазы; τ_1 , τ_2 – времена электрической релаксации дисперсной и замкнутой фаз соответственно. Само «электрическое число Рейнольдса» имеет вид

$$\text{Re}_E = \left(\frac{f_0 l^3}{\gamma v^2} \right)^m, \quad (15)$$

где l – характерный размер ЭГД течения; γ – механическая плотность среды; v – ее кинематическая вязкость; показатель степени $0,5 < m < 1$ убывает от 1 до 0,5 по мере развития конвекции от ламинарного режима до турбулентного; f_0 – характерный масштаб силы, в рассматриваемом случае определяемый по формуле (14). Учитывая и другие критерии подобия, а также степенной характер критериальных зависимостей, число Нуссельта можем искать в виде уравнения с переменными показателями степеней:

$$\text{Nu}_E = \text{Re}_E^n \cdot (l^2 / \tau v)^p \cdot F\left(\left(\varepsilon \varphi_s^2 / l^3 f_0\right); \text{Pr}\right), \quad (16)$$

где, как показывает анализ [2], $p = 0$ и в ламинарном, и в турбулентном режимах, поэтому и в промежуточных случаях следует ожидать значение p также близким к нулю. Зависимость от числа Прандтля появилась вследствие того, что оно должно фигурировать в уравнении переноса тепла.

Зависимости типа (15)–(16) характерны также и для электрического ветра, и вообще для конвекции нетермической природы. Во всех этих случаях для конкретной характеристики как интенсивности конвекции, так и ее роли в теплообмене необходимо найти масштабную величину силы, которая, естественно, должна отражать истинное ее значение. Образовав с помощью (14) число Re_E (15), уравнению (16) придаем вид

$$\text{Nu}_E = \left(\frac{\varepsilon_2 E_0^2 (1 - \tau_1 / \tau_2) l^2}{\gamma v^2} \cdot \frac{cl}{r} \right)^{m \cdot n} \cdot \left(\frac{l^2}{\tau_2 v} \right) \cdot F\left(\frac{lc}{r} (1 - \tau_1 / \tau_2), \text{Pr} \right). \quad (17)$$

Для достижения максимальной интенсификации теплообмена, как следует из (14), необходимо условие $\tau_1 \ll \tau_2$, тогда вместо (17) получим (индексы при ε и τ опущены):

$$\text{Nu}_E = \left[(\varepsilon E^2 l^2 / \gamma v^2) \cdot (cl/r) \right]^{m \cdot n} \cdot (l^2 / \tau v)^p \cdot F(lc/r, \text{Pr}). \quad (18)$$

Опыты показывают, что с ростом концентрации дисперсной (более проводящей) фазы теплоотдача возрастает, стремясь к насыщению, то есть при сравнительно больших значениях симплекса cl/r происходит вырождение зависимости $\text{Nu}_E = f(cl/r)$, связанное с тем, что $l/r \gg 1$ и уже при небольших концентрациях практически $cl/r \rightarrow \infty$. Это обстоятельство допускает дальнейшую конкретизацию зависимости (18):

$$\text{Nu}_E = \left(\frac{\varepsilon E^2 l^2}{r v^2} \right)^{mn} \cdot \left(\frac{l^2}{\tau v} \right)^p \cdot \left(\frac{lc}{r} \right)^{mn \rightarrow 0} \cdot F(\text{Pr}),$$

где $mn \rightarrow 0$ означает стремление данного показателя степени от mn при малых cl/r к нулю – при больших. Допустив плавный рост интенсивности теплообмена от ламинарного режима до турбулентного и малость p ($p \sim 0$), можно принять в (16) $n \approx 0,5$. Тогда с учетом крайних значений для m получим окончательное критериальное уравнение для числа Нуссельта:

$$\text{Nu}_E = F(\text{Pr}) \left(\varepsilon E^2 l^2 / \gamma v^2 \right)^{0,5 \rightarrow 0,25} \cdot (lc/r)^{0,5 \rightarrow 0}, \quad (19)$$

где стрелками обозначено стремление показателей степеней от левых значений к правым по мере увеличения соответствующих чисел подобия.

Подчеркивалось, что в гетерогенных средах электротермической конвекцией можно пренебречь. Чтобы оценить границы такого пренебрежения, заметим, что электротермическая конвекция характеризуется параметром Gr_E , отличающимся от $\varepsilon E^2 l^2 / \gamma v^2$ множителем $\beta_x \theta_s$. Следовательно, этот симплекс можно рассматривать как критерий, характеризующий отношение электротермических сил к электромеханическим, которое гораздо меньше единицы. Ниже приводится обобщение опытных данных по электроконвективному теплообмену в эмульсиях и суспензиях.

1.2.1. Эмульсии. Результаты детального исследования конвективного теплообмена под воздействием электрических полей в эмульсиях содержатся в [29–31]. Теплоносителями служили эмульсии типа спирт–трансформаторное масло, спирт–керосин, касторовое масло–керосин, анилин–керосин, анилин–трансформаторное масло. На рис. 2 приводится обобщенная зависимость числа

Nu_E от основного параметра задачи $\varepsilon E^2 d^2 / \gamma v^2$ при концентрациях более проводящей фазы (спирт, касторовое масло, анилин), соответствующих автомодельному режиму, то есть $c \geq 1-2\%$ [29–31]. В качестве теплоотдающей поверхности использовался медный диск (диаметром $d = 38$ мм), установленный параллельно плоскому высоковольтному электроду. Таким образом, можно считать, что теплообмен происходит в условиях однородного поля. Опытные точки (рис. 2) группируются около сплошной линии, соответствующей критериальному уравнению

$$Nu_E = 5,8 \cdot \left(\varepsilon E^2 d^2 / (\gamma v^2) \cdot Pr \right)^{0,26}, \quad (20)$$

которое хорошо согласуется с теоретически предсказанной зависимостью (19). Близость показателя степени в (20) к своему нижнему значению свидетельствует о том, что в эмульсиях происходит бурное перемешивание, отчетливо наблюдаемое визуально [29]. Как отмечалось, опытная зависимость (20) соответствует автомодельности задачи по концентрации. Экспериментальные данные по теплоотдаче в доавтомодельной области ($c < 1-2\%$) показывают, что $Nu(c)$ можно представить в виде степенной зависимости с показателем, колеблющимся от 0,5 до 0, что снова полностью согласуется с теоретической зависимостью (19).

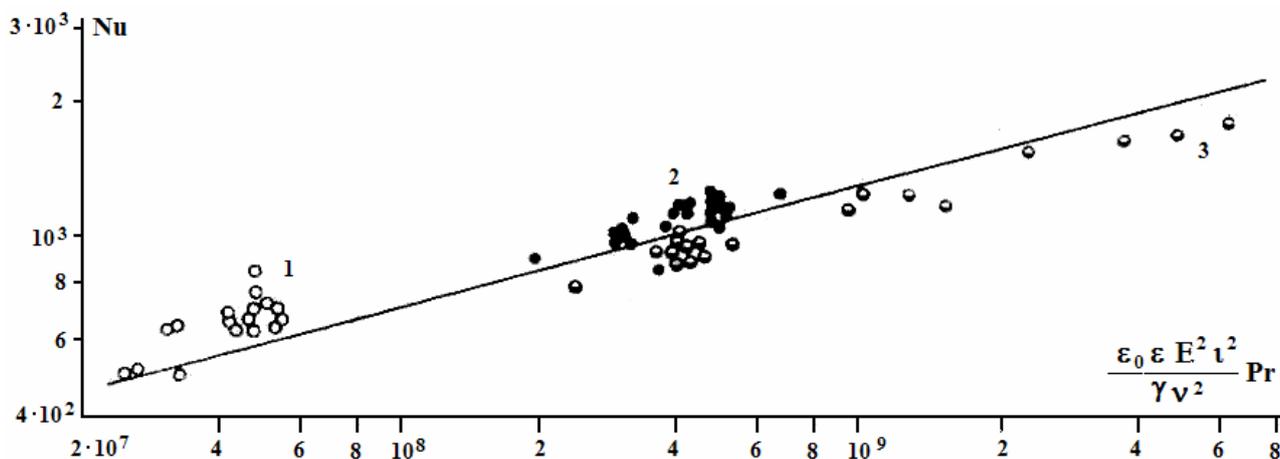


Рис. 2. Теплоотдача к эмульсиям (1 – спирт-керосин; 2 – спирт-трансформаторное масло; 3 – касторовое масло-керосин в однородном электрическом поле; теплоотдающая поверхность – плоский диск; $U = 25$ кВ; $h = 20$ мм; $t_{жс} = 30^\circ$ C, $\Delta t = 20$ град)

В работе [30] предпринято также исследование теплоотдачи к эмульсиям в слабонеоднородном электрическом поле. Теплоотдающим элементом служила трубка диаметром $d = 3$ мм. Результаты обобщения представлены на рис. 3. Из рисунка следует, что опытные данные аппроксимируются уравнением (сплошная линия), близким к (20), полностью согласующейся с теоретически ожидаемой (19). Это свидетельствует о состоятельности предлагаемого механизма электромеханической конвекции и его математической модели.

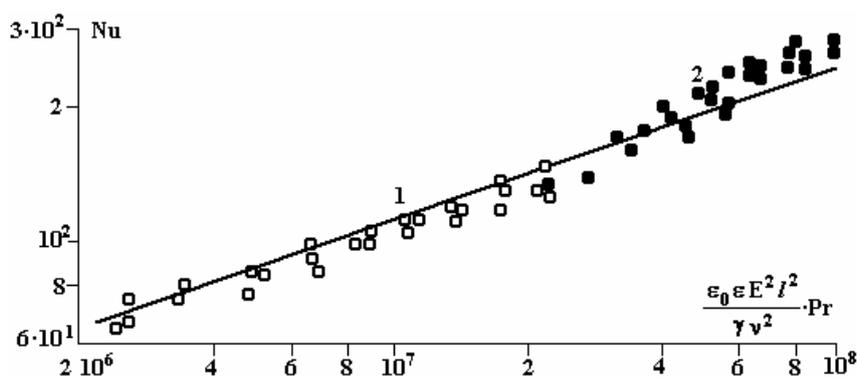


Рис. 3 Теплоотдача трубки к эмульсиям; 1 – анилин-трансформаторное масло; 2 – анилин-керосин

1.2.2.Суспензии. Теплоотдача к суспензиям в однородном электрическом поле исследована в работах [32, 33]. На рис. 4 приведена зависимость числа Нуссельта от определяющего критерия $\varepsilon E^2 d^2 / \gamma v^2$, концентрации частиц и других обобщенных параметров. Экспериментальные данные в рассматриваемом случае могут быть с достаточной степенью точности обобщены критериальным уравнением

$$\text{Nu}_E = 0,46 \cdot c^{0,33} \cdot \left(\frac{\varepsilon E^2 d^2}{\gamma v^2} \text{Pr} \right)^{0,36} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_m}{\text{Pr}_{CT}} \right)^{0,25}, \quad (21)$$

также согласующимся с (19). Показатель степени, равный 0,36, заключен в предсказанных пределах, но он больше, чем в эмульсиях, что указывает на менее интенсивные электрогидродинамические эффекты.

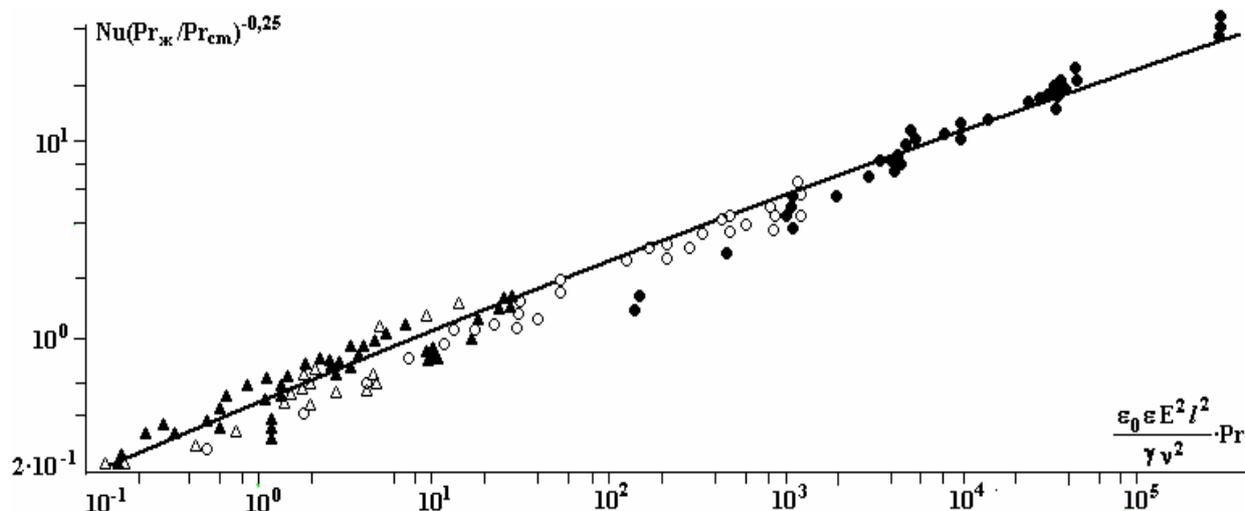


Рис. 4. Теплоотдача к суспензиям в однородном электрическом поле

Таким образом, полученная на основе простых, но достаточно общих теоретических соображений зависимость (19) подтверждается экспериментально как в случае эмульсий, так и суспензий. Это позволяет заключить, что и общие физические представления о механизме электроконвекции в гетерогенных средах, принятые при выводе уравнения (19), соответствуют действительности.

1.3. Электрический ветер. Как отмечено выше, случай электрического ветра (ЭВ) также относится к изотермическому явлению, поэтому рассмотрение допускает аналогичное случаю механических неоднородностей. Однако при больших разрядных токах, как показывают опыты [34-36], появляется тенденция к спаду теплоотдачи с ростом напряжения между электродами. Это кажущееся подавление теплообмена оказалось связанным с джоулевым нагревом газа [36, 37].

1.3.1. Вид зависимости $\text{Nu}_E = f(\text{Re}_E, \dots)$. Число Нуссельта, обусловленное интенсифицирующим действием электрического ветра, согласно формуле (9) можно представить в виде

$$\text{Nu}_E = \text{const} \cdot \text{Re}_E^n = \text{const} \cdot K^{nm}, \quad K \equiv \frac{f_0 l^3}{\gamma v^2}. \quad (22)$$

Здесь масштаб для силы при ЭВ служит $f_0 = j/k$, где j – плотность тока, k – подвижность ионов, знака коронирующего электрода. Так как степень в (22) определяется произведением nm , то один из сомножителей можем фиксировать, положив, например, $n = 0,5$. Следовательно, тепловой поток с учетом явного вида Nu_E и K будет пропорционален:

$$q_e \sim I^{m/2}, \quad (23)$$

где I – полный ток разряда.

Противоположный поток, обусловленный джоулевым нагревом, линеен по I . В итоге для теплоотдачи (коронирующей проволоки) получается зависимость [38]:

$$\frac{\alpha_E}{\alpha_0} = \frac{1}{q_0} \left[C \cdot \frac{\lambda \theta_s}{d} \left(\frac{Id^2 \gamma_a}{k_a \cdot \eta^2 P_a} \right)^{m/2} \cdot P^m - BI \right] + 1, \quad (24)$$

где B – константа, зависящая от ряда параметров и имеющая весьма громоздкий вид; C – также константа, подлежащая определению. Кроме того, учтено, что плотность газа и подвижность зависят от давления согласно формулам

$$\gamma = \gamma_a \cdot P/P_a; \quad k = k_a \cdot P_a/P,$$

где γ_a, k_a – плотность и подвижность при атмосферном давлении газа соответственно.

1.3.2. Обобщение опытных данных. С помощью уравнения (24) обработаны данные по теплоотдаче проволок различных диаметров к различным газам и при различных силах тока. Результаты приведены на рис. 5, где сплошная линия соответствует критериальному уравнению

$$Y = 0,047 \cdot X^{0,5+0,09651 \lg X - 0,031 \lg^2 X}, \quad (25)$$

где

$$X \equiv \frac{Id^2}{Lk\gamma v^2}; \quad Y \equiv \left(\frac{\alpha_E}{\alpha_0} + \frac{BI}{q_0} - 1 \right) \cdot \frac{q_0 d}{\lambda \theta_s \text{Pr}^{1/3}}.$$

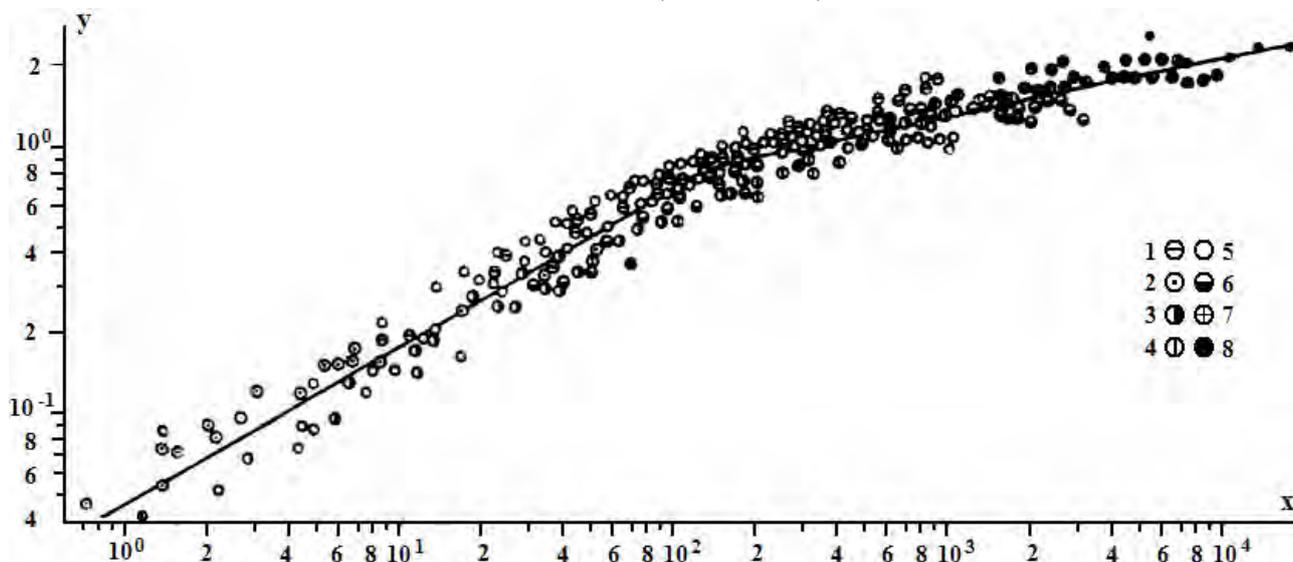


Рис. 5. Обобщенная зависимость теплоотдачи газов при коронном разряде; вертикальная проволока: 1 – воздух, 2 – гелий, 3 – аргон, 4 – углекислый газ; вертикальная проволока: 5-8 – воздух; d , мм; 5 – 0,10; 6 – 0,19; 7 – 0,39; 8 – 0,80

Здесь L – длина рабочей части проволоки, d – ее диаметр. Показатель степени в (24), как и следовало ожидать, близок к 0,5: $(0,5 \div 0,8) \cdot (1 \div 0,5) \approx (0,5 \div 0,4)$. Учитывая диапазон изменения параметров задачи, можно заключить, что зависимость (25), охватывающая все особенности конвективного теплообмена при электрическом ветре, успешно была применена для обобщения опытных данных.

1.4. Теплообмен в условиях джоулевой электроконвекции. В случае электротермической конвекции введено понятие эффективного числа Рейнольдса, определяемого в приближении пограничного слоя выражением (см. (7))

$$\text{Re}_E = \left[\text{Gr}_E / (1 + k \cdot M \cdot \text{Re}_E) + \text{Re}^2 + k \cdot \text{Gr} / \sqrt{\text{Re}_E} \right]^{1/2}, \quad (26)$$

где $\text{Gr}_E \equiv \varepsilon \beta_\tau \theta_s \varphi_s^2 / \gamma \nu^2$ – "электрический" аналог числа Грасгофа $\text{Gr} \equiv \beta g \theta_s \cdot l^3 / \nu^2$, $k \sim \text{Pr}^{-1/3}$ – коэффициент, зависящий от числа Pr ; $M \equiv \nu / \sigma l^2$ – отношение времен электрической и гидродинамической релаксаций. Оценивая по уравнению теплопроводности $\theta_s \equiv \sigma \varphi_s^2 / \lambda$ и подставляя это соотношение в выражения для чисел Gr и Gr_E , получаем:

$$\text{Gr} = \beta g \sigma l^3 \varphi_s^2 / \lambda \nu^2; \quad \text{Gr}_E = \varepsilon \sigma \beta_\tau \varphi^4 / \lambda \gamma \nu^2. \quad (27)$$

В том же приближении пограничного слоя число Нуссельта определяется из критериальной зависимости [39]:

$$\text{Nu}_E = F(\text{Pr}) \cdot \text{Re}_E^{0.5}. \quad (28)$$

Проверка уравнения (26) с помощью зависимости (28) для частных случаев доказала его справедливость. Например, при чистом вынужденном движении ($\text{Gr}=0$, $\text{Gr}_E=0$) из (26) и (28) следует известная зависимость $\text{Nu}(\text{Re})$, а при $\text{Gr}_E=0$ и $\text{Re}=0$ получим соотношение

$$\text{Nu}_E = f(\text{Pr}) \cdot \text{Gr}^{0.2} \sim \varphi_s^{0.4}, \quad (29)$$

справедливое, как и должно быть, для больших значений числа Gr ($\text{Gr} \geq 10^6$) в случае теплоотдачи в горизонтальных слоях жидкости [39]. Если $\text{Gr}=0$ и $\text{Re}=0$, то из (25) и (27) следует

$$\text{Re}_E^2 (1 + k M \text{Re}_E) = \text{Gr}_E. \quad (30)$$

Из выражений (30) и (28), с учетом (27), могут быть получены два асимптотических случая реализации электротермической конвекции – умеренная и интенсивная:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_E &= f(\text{Pr}) \text{Gr}_E^{1/4} \sim \varphi_s, \text{ если } k M \text{Re}_E \ll 1, \\ \text{Nu}_E &= f(\text{Pr}) M^{-1/6} \text{Gr}_E^{1/6} \sim \varphi_s^{2/3}, \text{ если } k M \text{Re}_E \gg 1. \end{aligned} \quad (31)$$

Зависимости типа (31) получены теоретическим путем в работе [40]. По всей видимости, для более общего случая можно ожидать зависимость типа

$$\text{Nu}_E = f(\text{Pr}) (\sigma l^2 / \varepsilon \nu)^n \text{Gr}_E^n, \quad (32)$$

в которой $0 < n < 1/6$; $1/6 < m < 1/4$, причем по мере развития конвекции показатель степени n возрастает, а m падает.

Следует отметить следующие особенности проявления джоулева нагрева жидкостей типа дистиллированной воды: возникновение электрической силы, пропорциональной разности потенциалов в четвертой степени; существование условий доминирующего стремления жидкости к электрогидростатическому равновесию (даже в переменных полях промышленной частоты); развитие джоулевой электротермической конвекции, характеризующейся образованием слоистых структур, таких, что в приэлектродных областях должны наблюдаться нестационарные волновые движения, а в ядре потока – стационарные течения типа ячеек Бенара. В зависимости от условий теплообмена на границах с электродами конвекция может возникать в ограниченной области жидкости при наличии на поверхности инверсии знака температурного градиента или при определенных условиях охватить весь объем. Экспериментально джоулева электротермическая конвекция и ее роль в процессе теплообмена не исследованы, и этот пробел подлежит восполнению.

1.5. Теплообмен в условиях электроизотермической конвекции. Во избежание недоразумений отметим, что речь идет не об изотермических случаях ЭМК или ЭВ, рассмотренных выше, а о конвекции, которая имела бы место в термически однородной среде в однородных или квазиоднородных полях, а требуемая неоднородность по времени τ обусловлена не термическими или механическими неоднородностями, а самим полем.

Наиболее приемлемым и простым обобщающим уравнением для числа Нуссельта представляется следующее:

$$\text{Nu}_E = F(\text{Pr}) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi^{mn}, \quad (33)$$

где показатели p, q подлежат определению опытным путем; $0,5 > mn > 0,4$, так как $0,5 < n < 0,8$; $1 > m > 0,5$ в ламинарных и турбулентных режимах согласно порядку пределов приведенных неравенств. Числа подобия π_1 и π_2 отражают порядок отношений тока проводимости σE к токам конвекции ρv и диффузии $-D \cdot \nabla \rho$ соответственно, однако допускают и другую физическую трактовку – отношений соответствующих времен релаксаций:

$$\pi_1 \equiv \tau_v / \tau; \quad \pi_2 \equiv \tau_D / \tau; \quad (34)$$

$$l^2 / \nu \equiv \tau_v; \quad l^2 / D \equiv \tau_D, \quad (35)$$

где τ_v – время механической релаксации; τ_D – время диффузионной релаксации. Критерий подобия π совпадает с выражением в скобках (15):

$$\pi \equiv \frac{f_0 \cdot l^3}{\gamma \nu^2}. \quad (36)$$

Из (33), (34) видно, что в закономерностях теплообмена ключевым является вопрос о масштабе движущей силы электроконвекции f_0 , зависящей в свою очередь от механизма электризации среды. При этом, как было отмечено, существует много моделей электризации [41], которые, однако, до настоящего времени не исчерпаны ни в теоретическом, ни в прикладном планах. Поэтому в этом разделе не приходится рассчитывать на сколь-нибудь исчерпывающие обобщения экспериментальных данных, как в предыдущих случаях. Вместе с тем приводим результаты обобщений для числа Нуссельта в двух частных физических моделях электризации [42].

1.5.1. Обобщение случая униполярной проводимости. Обобщением случая униполярной электропроводности, в частности, при коронном разряде является представление удельной электропроводности в виде

$$\sigma = \sigma^0 + \kappa \rho, \quad (37)$$

где κ – подвижность избыточных зарядов (обуславливающих объемный заряд), которую можно назвать “заряженной” составляющей проводимости; $\sigma_0 = \text{const}$ – “фоновая”, “электронейтральная” составляющая. В частном случае $\sigma^0 = 0$ получаем униполярную проводимость ($f_0 = j/k$). Модель проводимости (37) применяется также в релаксационных задачах [43]. В предположении $\varepsilon = \text{const}$ и с учетом уравнения для ρ (п.1) и $\tau = \varepsilon / \sigma$, где σ определяется выражением (36), в случае конденсаторов классических симметрий для ρ формулируем следующую задачу [41]:

$$\varepsilon k \vec{j} \nabla \rho = -\rho (\sigma^{(0)} + \kappa \rho)^2, \quad \rho(r) \Big|_{r=r_s} = \rho_0, \quad (38)$$

решение которой для плоского случая имеет неявный вид [41]:

$$\ln \frac{\theta(1+\beta)}{1+\beta\theta} + \frac{1}{1+\beta\theta} - \frac{1}{1+\beta} = -\xi, \quad (39)$$

где обозначено:

$$\theta \equiv \rho / \rho_0; \quad \xi \equiv x / \delta_\rho; \quad \beta \equiv \kappa \rho_0 / \sigma^0; \quad \delta_\rho \equiv \varepsilon k j / (\sigma^0)^2. \quad (40)$$

Ограничимся приближением $\beta \ll 1$, когда из (39) получим формулу

$$\rho = \rho_0 l^{-\frac{x}{\delta_p}}, \quad (41)$$

которая свидетельствует о быстром убывании плотности зарядов ρ по мере удаления от поверхности электрода. Напряженность электрического поля получается интегрированием (41):

$$E(x) = E_\infty - \frac{\rho_0 \delta_p}{\varepsilon} l^{-\frac{x}{\delta_p}}, \quad (43)$$

где E_∞ – напряженность вдали от поверхности электрода ($x \gg \delta_p$).

В качестве масштаба для силы f_0 логично принять среднее значение в пределах $0 \leq x \leq \delta$ толщины гидродинамического слоя, то есть

$$f_0 \equiv \bar{f} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \rho(x) E(x) dx = \frac{1}{\delta} \left[\rho_0 \delta_p E_\infty \left(1 - l^{-\frac{x}{\delta_p}} \right) - \frac{\rho_0^2 \delta_p^2}{2\varepsilon} \left(1 - l^{-\frac{2x}{\delta_p}} \right) \right].$$

Оценки показывают, что $\delta \gg \delta_p$ и второе слагаемое в квадратных скобках пренебрежимо по сравнению с первым, поэтому принимаем

$$f_0 = \frac{\rho_0 \delta_p E_\infty}{\delta}.$$

Подставляя δ_p из (40), $E_\infty = u/l$, u – напряжение на конденсаторе, получаем

$$f_0 = \frac{\rho_0 \kappa j u \tau^2}{\delta \varepsilon l}. \quad (43)$$

Для числа Re_E из (15) согласно (33), (43) находим

$$Re_E = \pi^{\frac{m}{1-0,5m}}; \quad \pi \equiv \frac{\rho_0 \kappa j u \tau^2 l}{\varepsilon \gamma v^2}, \quad (44)$$

где учтено, что толщина гидродинамического пограничного слоя δ с точностью до коэффициента пропорциональности, зависящего от числа Pr [25], $\delta \sim Re_E^{-1/2} \cdot l$. С учетом формул (44) для числа Nu_E в рассматриваемой модели электризации (36) можно прогнозировать обобщенную зависимость:

$$Nu_E = \pi^{\frac{nm}{1-0,5m}} = F(Pr) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi^{\frac{0,5m}{1-0,5m}} = F(Pr) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi^{\frac{1}{3}}, \quad (45)$$

причем показатель степени критерия π убывает от 1 до 1/3 по мере развития конвекции от слабых ($m=1$) до сильных ($m=0,5$) конвективных течений. Заметим, что зависимость (45) дополнена симплексными множителями типа π_1, π_2 (34).

1.5.2. Диффузионная модель электризации. Рассмотрим и модель, когда учитывается ток диффузии согласно (17), где $\vec{v} \equiv 0$ (ЭГС–приближение) и $\sigma = \text{const}$ – некоторое среднее по объему значение. Математическая постановка задачи следующая:

$$E'' - E/\delta_D^2 = j/\varepsilon D; \quad E(x)|_{x=l} = E_0; \quad E'(x)|_{x=l} = 0, \quad (46)$$

где δ_D – толщина дебаевского слоя ($\delta_D = \sqrt{\tau D}$); $0 \leq x \leq 2l$; $x=l$ – середина конденсатора. Напряженность поля в центре конденсатора E_0 может быть выражена через потенциалы обкладок ($\pm u$) согласно начальным условиям для $\varphi(x)$:

$$\varphi(0) = u; \quad \varphi(l) = 0; \quad \varphi(2l) = -u.$$

Окончательное решение имеет вид [40, 43]:

$$E(x)/\bar{E} \equiv r(x) = \omega + \frac{1-\omega}{a} \cdot ch v(x), \quad (47)$$

где

$$\omega \equiv j/\sigma\bar{E}; \quad a \equiv \frac{sh \mu}{\mu}; \quad \mu \equiv l/\delta_D; \quad v(x) = \frac{l-x}{\delta_D}; \quad \bar{E} = \frac{u}{l} \quad (48)$$

Усредним силу ρE по гидродинамическому пограничному слою, предварительно вычислив:

$$\rho = \varepsilon\bar{E} \cdot r'(x) = \frac{\varepsilon u \mu^2 (\omega-1)}{l^2 \cdot sh \mu} \cdot sh v(x). \quad (49)$$

Далее

$$f_0 = \bar{f} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \rho E dx = \frac{\varepsilon\bar{E}^2}{2\delta} [r^2(\delta) - r^2(0)]. \quad (50)$$

Оценим разность $(r(\delta) - r(0))$ и сумму $(r(\delta) + r(0))$:

$$r(\delta) - r(0) \equiv \left(\frac{dr}{d\delta} \right)_0 \cdot \delta = \frac{\delta}{\delta_D} \cdot \mu(\omega-1) \equiv \Delta; \quad (51)$$

$$r(\delta) + r(0) = \left[2\omega - \mu(\omega-1) \left(2 - \frac{\delta}{\delta_D} \right) ch \mu \right] \equiv S, \quad (52)$$

так как $\delta_D \ll \delta \ll l$ и $\mu \gg 1$, из (52) получим

$$r(\delta) + r(0) \approx [2\omega + \mu(\omega-1)(\delta/\delta_D)] \equiv S. \quad (53)$$

Пренебрегая в квадратных скобках первым слагаемым по сравнению со вторым, для характерной силы получим

$$f_0 = \frac{\varepsilon\bar{E}^2}{2\delta} \cdot \left[\frac{\delta}{\delta_D} \cdot \mu(\omega-1) \right]^2. \quad (55)$$

Подстановка (54) в (15) дает

$$Re_E \sim \left[\frac{\varepsilon u^2 l^4 (\omega-1)^2}{\gamma \nu^2 \delta_D^4} \right]^{m/(1+0,5m)},$$

где учтено $\delta \sim l \cdot Re_E^{-1/2}$. Отсюда для числа Нуссельта найдем

$$Nu_E = F(Pr) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi^{m/(2+m)} = F(Pr) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi^{\frac{1+p}{3}}; \quad \pi \equiv \frac{\varepsilon u^2 l^4 (\omega-1)^2}{\gamma \nu^2 \delta_D^4}. \quad (55)$$

Для последнего случая (2. 5) точно (или почти точно) установлены интервалы изменения показателя степени основного критерия подобия π , и по экспериментально найденным значениям этого показателя весьма достоверно можно будет судить о типе электроконвекции и ее закономерностях.

В заключение можно отметить: найден общий подход к обобщению экспериментальных данных по электроконвективному теплообмену путем введения единой характеристики интенсивности электроконвекции – «электрического числа Рейнольдса»; полуэмпирическим путем установлены теоретически ожидаемые критериальные уравнения для обобщения опытных данных по

электроконвективному теплообмену в условиях наиболее типичных случаев электроконвекций; приводятся примеры таких обобщений, свидетельствующие о правомерности используемого метода обработки опытных данных и о возможности исследования электрогидродинамических явлений путем изучения теплопереноса.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей // М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен // Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред // М.: 1959. 532 с.
4. *Капцов Н.А.* Электрические явления в газах и вакууме. М.: Гостехиздат, 1950.
5. *Остроумов Г.А., Петриченко Н.А.* Электрический ветер в изолирующих жидкостях // Электронная обработка материалов. 1974. № 6. С. 37–39.
6. *Остроумов Г.А.* Электрическая конвекция. Обзор // ИФЖ., 1966. 10. № 5. С. 683–695.
7. *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Зависимость интенсивности и кпд электрогидродинамических течений от проводимости жидкости // Магнитная гидродинамика. 1979. 1. С. 74–79.
8. *Стишков Ю.К., Рычков Ю.К.* Напряженность электрического поля и объемный заряд в технических жидких диэлектриках // Коллоидный журнал. 1978. № 6. С. 1204–1206.
9. *Апфельбаум М.С., Янтовский Е.М.* Объемный заряд и пондеромоторные силы в слабопроводящей жидкости в поле сферического и плоского электродов // Электрохимия. 1984. Т. XX. В. 7. С. 872–878.
10. *Жакин А.И.* Электрогидродинамика жидких диэлектриков на основе диссоционно-инжекционной модели проводимости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 4. С. 3–13.
11. *Жакин А. И., Кузько А. Е., Лунев С. А.* Исследование ЭГД-теплообмена в системе вложенных лезвий // Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Сб. докладов VIII Международной конференции. 26-28 июня. Санкт-Петербург, 2006. С. 280–283.
12. *Жакин А. И., Кузько А. Е.* Расчет ЭГД-теплообменника // Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Сб. докладов VIII Международной конференции. 22–26 июня. Санкт-Петербург, 2009. С. 302–304.
13. *Апфельбаум М.С.* О теоретическом моделировании охлаждения трансформаторов // Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Сб. докладов IX Международной конференции. 22-26 июня. Санкт-Петербург, 2009. С. 298–301.
14. *Левитов В.И., Рашидов И.К., Ткаченко В.И. и др.* Дымовые электрофильтры. М.: Энергия, 1980. 448 с.
15. *Болога М.К., Берил И.И.* Рафинация в электрическом поле. Кишинев: Штиинца, 2004, 214 с.
16. *Мартыненко А.Г., Коноплев В.П., Ширяев Г.П.* Очистка нефтепродуктов в электрическом поле. М., 1974.
17. *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. 35–40.
18. *Гросу Ф. П., Болога М. К., Поликарпов А. А., Моторин О. В.* Получение воды и электрической энергии из окружающей среды на основе электрогидродинамических явлений // Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Сб. докладов IX Международной конференции. 22-26 июня. Санкт-Петербург, 2009. С. 368–371.
19. *Бортников Ю.С., Рубаиов И.Б.* Электрогидродинамические эффекты и их применение // Магнитная гидродинамика. 1975. № 1. С. 23–34.
20. *Гросу Ф.П., Болога М.К.* Одномерные термоэлектродинамические течения слабопроводящих жидкостей // Магнитная гидродинамика. 1974. № 1. С. 7–19.
21. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* К расчету ветрового электрогазодинамического генератора // Электронная обработка материалов. 2003, № 4. С. 37–40.
22. *Senftleben H., Braun W.* Der Einflub elektrischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen // Phys. Z., 1936, Bd 102, H 7/8, p. 480–506.
23. *Senftleben H., Gladisch H.* Die Einwirkung elektrischer Felder auf den Wärmeübergang in Gasen // Phys. Z., 1949, Bd 126, H3/4, p. 289–309.

24. *Senfleben H., Bültmann E.* Die Einwirkung elektrischer Felder auf den Warmenberg in Gasen // *Phys. Z.*, 1953, Bd 136, H 4, 389–401.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика // М.: Наука, 1986. 118 с.
26. *Turnbull R.* Free convection from a Heated Vertical Plate in a Direct current Electric Field // *Phys. Fluids*, 1969, 12, №11, p. 2255–2263.
27. *Bologa M., Cojuhari I., Grosu F.* Electroconvecția ca bază a tehnologiilor electrohidrodinamice // *Electrotehnologii*, V.1, cap.4, ed. Academiei Române, București, 1999, p.117–141.
28. *Болога М., Бурбуля Ю., Хорина Е.* // *Электронная обработка материалов*. 1969. № 5. С. 51–58.
29. *Lazarenco B.R., Cozjunhar I.A. and Bologa M.K.* Heat Transfer Enhancement in Emulsions of Poor Conductors under Electric Field // *Int. J. Heat Mass. Transfer.*, 18, 1975, p. 589–596.
30. *Кожухарь И.А., Болога М.К.* Теплообмен в эмульсиях диэлектрических жидкостей под воздействием электрического поля // *Электронная обработка материалов*. 1968. № 1. С. 51–55.
31. *Болога М.К., Кожухарь И.А., Гросу Ф.П.* Авторское свидетельство № 243217 от 24 февраля 1969 // *Бюллетень изобретений и открытий*, 1969, № 16.
32. *Желясков М.П., Болога М.К., Кожухарь И.А.* Интенсификация теплоотдачи к суспензиям в электрическом поле // *Электронная обработка материалов*. 1973. № 1. С. 45–49.
33. *Желясков М.П., Кожухарь И.А., Болога М.К., Любимова Н.Г.* Электроконвективный теплообмен в суспензиях в однородном электрическом поле // *Электронная обработка материалов*. 1974. № 1. С. 50–54.
34. *Мотулевич В.П., Петров Ю.Н., Макаренко И.И.* Экспериментальное исследование конвективного теплообмена в электрических полях // *Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур* // М.: Изд. АН СССР. 1962. С. 243–250.
35. *Мотулевич В.П., Петров Ю.Н., Ерошенко В.И.* Влияние электрических полей на конвективный теплообмен. // *Тепло- и массоперенос*. Т.3. М.; Л., ГЭИ. 1963. С. 853–863.
36. *Семенов К.Н., Гросу Ф.П., Болога М.К.* Влияние коронного разряда на теплоотдачу при естественной конвекции воздуха // *Инженерно-физический журнал*. 1968. № 5. С. 922–930.
37. *Lazarenco B.R., Grosu F.P., Bologa M.K.* Convective Heat Transfer Enhancement by Electric Field // *Int. J. Heat. Mass Transfer*, „Pergomon Press”, 1975. 18. P. 1433–1441.
38. *Болога М.К., Гросу Ф.П.* Электроконвективный тепло- и массоперенос // *Электронная обработка материалов*. № 5. 2000. С. 64–71.
39. *Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.* Теплопередача. М., 1975. 380 с.
40. *Гросу Ф.П., Сажин Т.М.* Роль джоулева нагрева в развитии электротермической конвекции в низкоомных жидкостях (1) // *Problems of Electrophysics and Electrohydrodynamics of Liquids (MPEEL)*. Сб. Докл. VI Международной научной конференции. Санкт-Петербург, 2000. С. 44–47.
41. *Гросу Ф. П., Болога М. К., Болощицын В.В., Стишков Ю.К., Кожевников И.В.* Зарядообразование в жидких диэлектриках под воздействием электростатического поля // *Электронная обработка материалов*. 2007. № 5. С. 16–38.
42. *Гросу Ф. П., Болога М. К.* Электроизотермическая конвекция и ее роль в процессе теплообмена // *Электронная обработка материалов*. 2007. № 3. С. 25–38.
43. *Цырлин Л.Э.* О нестационарных токах в телах с малой собственной проводимостью // *Вопросы математической физики*. Л.: Наука, 1976. С. 143–151.
44. *Гросу Ф. П., Болога М. К.* Особенности электризации слабопроводящей диэлектрической жидкости во внешнем электрическом поле // *Электронная обработка материалов*. 2006. № 4. С. 37–45.

Поступила 18.02.10

Summary

Criteria dependencies of the Nusselt number on controlling criteria numbers for two types of electrothermoconvection: in the ideal and poor conducting liquid dielectrics, two types of electromechanical convection: in emulsions and suspensions, and for three types of electroisothermal convection: electric wind, electrification at generalized unipolar convection and at diffusion model are presented. Main peculiarities of heat transfer allowing to calculate the heat transfer process as well as to understand the mechanisms and regularities of EHD phenomena are revealed.