

# Интенсификация тепло- и массообмена электрическим полем\*

М.К. Болога, Ф.П. Гросу

*Институт прикладной физики АН Молдовы,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail: [mbologa@phys.asm.md](mailto:mbologa@phys.asm.md)*

Рассматриваются вопросы интенсификации процессов теплопереноса под воздействием электрических полей. Гомогенные жидкости подразделены на два класса: идеальные диэлектрики и слабопроводящие в зависимости от соотношения между временем электрической релаксации среды и периодом колебаний внешнего поля. В случае гетерогенных систем применительно к теплопереносу рассматриваются среды, время релаксации дисперсной фазы которых меньше времени релаксации замкнутой. Применительно к процессам разделения фаз времена релаксаций фаз произвольны, однако замкнутая фаза должна быть диэлектрической или слабопроводящей. Обсуждаются проблемы электризации слабопроводящих жидкостей, их конвекций в зависимости от неоднородностей среды по ее времени электрической релаксации: термической, механической и обусловленной самим электрическим полем. Систематизированы и обобщены экспериментальные данные по теплообмену и массопереносу применительно к процессам конденсации при коронном разряде и электрической очистке. Проанализирован процесс теплоотдачи нагретой поверхности к магнитной жидкости и обсуждены результаты. Указано, что многие процессы допускают физическую трактовку с позиций коронного разряда.

УДК 665:37.014

## ВВЕДЕНИЕ

Неоспоримым стимулом исследований в области электроконвективных явлений, ставших основой современной электрогидродинамики [1], был и продолжает оставаться поиск новых эффективных и легкоуправляемых способов интенсификации теплообмена [2]. К таковым можно отнести способы, состоящие в наложении на теплоноситель внешнего электрического поля. В зависимости от условий теплообмена отношение коэффициента теплоотдачи в поле и без него может составить сотни процентов. 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 [3]; 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.

Родственным теплопереносу процессом является массоперенос, который тоже легко поддается влиянию электрического поля в части его интенсификации. Экспериментально установлено, что массоперенос значительно усиливается под воздействием внешнего электрического поля в условиях фазового перехода, например при конденсации [4, 5] паровоздушной смеси [6, 7], что весьма важно в инженерных приложениях. Впечатляют возможности применения электрических полей для разделения гетерогенных фаз, в частности для очистки сред, их сепарации, фракционирования и т.п.

Процессы тепло- и массопереноса зачастую рассматриваются параллельно ввиду общности или аналогии многих математических уравнений, описывающих их. Однако следует заметить, что между ними есть и принципиальные различия: в первом случае речь идет о переносе энергии, во втором – о переносе вещества. Вследствие этого влияние электрического поля на теплообмен осуществляется почти исключительно посредством электрической конвекции, поскольку на молекулярную теплопроводность она почти не влияет, в то время как на теплоперенос – и посредством массового миграционного (сквозного) потока, имеющегося и в неподвижной жидкости.

Данная работа посвящена проблеме интенсификации процессов тепло- и массопереноса под воздействием внешних электрических полей. Цель ее состоит в том, чтобы отразить состояние проблемы главным образом с точки зрения прикладного аспекта, систематизировать имеющиеся материалы, а также наметить некоторые перспективы развития исследований в области электрогидродинамики и процессов переноса. Тепло- и массоперенос представим отдельными разделами. Приме-

---

\* По материалам доклада на X Международной конференции “Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей”, 25–28 июня 2012, Санкт-Петербург, Россия.

нительно к теплопереносу в гомогенных жидкостях рассмотрение будем вести согласно классификации сред на идеальные и реальные (слабопроводящие) диэлектрики [3]:

$$\tau/t_* > 1 (\rho \equiv 0); \quad \tau/t_* < 1 (\rho \neq 0) \quad (1)$$

соответственно. Хотя в случае идеальных диэлектриков принципиальных проблем относительно влияния поля на теплообмен не возникает, тем не менее в целях сохранения целостности общей картины электрогидродинамического переноса рассмотрим и этот случай. В неравенствах (1)  $\tau = \varepsilon/\sigma$  – время электрической релаксации среды;  $t_*$  – характерное время изменения внешнего электрического поля, его период колебаний, если оно переменное.

Что касается теплообмена в гетерогенных средах (эмульсиях, суспензиях – см. ниже), его интенсификация практически наблюдается, лишь если время релаксации дисперсной фазы  $\tau_1$  ощутимо меньше такового для дисперсионной  $\tau_2 (\tau_1 < \tau_2)$ . В противном случае имеет место, как правило, процесс структурирования дисперсной фазы (речь идет о суспензиях) [8] с подавлением теплоотдачи, поэтому в дальнейшем он не рассматривается. В исследованиях по разделению фаз при конденсации паровоздушной смеси или при электрической очистке диэлектрической жидкости от твердых частиц эмалевая изоляция высоковольтного электрода перфорировалась, чтобы эти места стали источниками коронного разряда, обуславливающего интенсификацию теплопереноса. При этом соотношение между временами релаксаций  $\tau_1$  и  $\tau_2$  принципиальной роли не играет: электрическая очистка хорошо осуществляется как для непроводящих, так и для полупроводящих или проводящих частиц, что объясняется эффективной их электрической зарядкой в поле *коронного* разряда. При этом не дифференцируем термин «коронный» для газов и жидкостей отдельно. Это связано с тем, что под ЭГД аспектом в резко неоднородных электрических полях как в газах, так и в жидкостях закон зарядопереноса (плотность тока) за пределами порядка радиуса кривизны электрода имеет один и тот же вид:

$$\mathbf{j} = k\rho \mathbf{E}, \quad (2)$$

откуда следует один и тот же вид для движущей ЭГД силы

$$\mathbf{f} = \mathbf{j}/k, \quad (3)$$

где  $k$  – подвижность ионов знака коронирующего электрода. Следовательно, можно говорить о коронном разряде и даже об электрическом ветре в жидкостях [9].

## ТЕПЛООБМЕН

### *Проблема электризации*

Причиной наблюдаемой на практике интенсификации теплообмена является электроконвекция. Поэтому проблемы в области интенсификации теплообмена напрямую связаны с проблемами электроконвекции. В идеальном диэлектрике это явление фактически возможно лишь в термически неоднородной среде, и ее причина – в зависимости диэлектрической проницаемости от температуры ( $\mathbf{f} \sim \nabla \varepsilon = (d\varepsilon/dT) \cdot \nabla T$ ) при электронейтральности среды ( $\rho \equiv 0$ ), и здесь никаких проблем, как отмечалось, не возникает. Совсем другое дело, если жидкость слабопроводящая. Тогда причиной электрической конвекции является потеря ею под воздействием электрического поля локальной электронейтральности ( $\rho \neq 0$ ), благодаря чему под действием кулоновской силы  $\mathbf{f} = \rho \mathbf{E}$  возникает электроконвективное движение.

Таким образом, в случае слабопроводящей жидкости все сводится к ее *электризации*. Оказалось, что это одна из нерешенных проблем электрогидродинамики. Суть в том, что даже в простейшем случае плоскопараллельного конденсатора, задавшись напряжением на его обкладках, силой тока, электрофизическими параметрами  $\varepsilon$  и  $\sigma$ , не удастся получить приемлемое для инженерных расчетов распределение электрических свободных зарядов в жидкости. О неразрешимости проблемы электризации в общем виде говорит и тот факт, что в электрогидродинамике граничные условия для токов или концентраций носителей электрических зарядов нельзя задавать в общем универсальном виде, на что указывает А.И. Жакин в одной из последних работ [10]. Ограничимся случаями, когда эту проблему удастся обойти.

### *Случаи разрешимости проблемы электризации*

Рассмотрим систему стационарных уравнений Максвелла:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}; \quad \nabla \mathbf{j} = 0; \quad \rho = \nabla(\varepsilon \mathbf{E}). \quad (4)$$

Последние два уравнения обычно не вызывают никаких сомнений. В первом же уравнении не выписан лишь ток диффузии, который согласно оценкам пренебрежимо мал по сравнению с сохраненным омическим слагаемым, поэтому приближение закона Ома представляется заслуживающим внимания. Приняв это приближение, из (2) для плотности распределения зарядов следует

$$\rho = \mathbf{j} \cdot \nabla \tau. \quad (5)$$

Таким образом, пронизанная сквозным электрическим током  $\mathbf{j}$  неоднородная по  $\tau$  среда становится электрически заряженной. В свою очередь неоднородность по данному параметру может быть обусловлена различными причинами, в частности термической неоднородностью среды  $\tau = \tau(T)$ , мимо которой нельзя пройти, тем более когда речь идет о теплообмене. В случае гетерогенных сред, из-за наличия границы раздела между замкнутой и дисперсной фазами, на которой время релаксации испытывает скачок  $[\tau]$ , налицо случай зарядки границы раздела, условно обозначаемый  $\tau([\tau])$ . Наконец, остается возможность зависимости  $\tau(E)$ , куда попадает и зарядка при коронном разряде, когда  $\sigma = k\rho \approx k\varepsilon \cdot \nabla \mathbf{E}$  – зависимость от  $\mathbf{E}$  через оператор  $\nabla$ . Этими тремя случаями исчерпываются возможности классической электризации сред в ЭГД понимании. Считая, что с помощью формулы (5), при сделанных замечаниях, в той или иной степени проблема электризации среды «решена», переходим к следующей.

### *Проблема электроконвекции*

Объединив рассмотренные выше случаи неоднородностей среды в виде единой формулы, напишем:

$$\tau = f \begin{cases} T - \text{ЭТК}, \\ [\tau] - \text{ЭМК}, \\ E - \text{ЭИТК}, \end{cases} \quad (6)$$

где первая строка означает зависимость времени релаксации лишь от температуры  $\tau(T)$  – случай электротермической конвекции (ЭТК); вторая – наличие границы раздела, то есть гетерогенные среды (разные по механическому составу), и соответственно электромеханическую конвекцию (ЭМК); третья – электроизотермическую (ЭИТК) в случае зависимости времени релаксации от напряженности электрического поля  $\tau(E)$ . При этом условно под электроизотермической подразумевается конвекция, которая имела бы в отсутствие температурных неоднородностей, что оправдывает название, однако чего не бывает при теплообмене. В условиях теплообмена, помимо ЭТК, может иметь место и ЭИТК, таким образом, возможна смешанная конвекция: ЭТК+ЭИТК. Здесь возникает новая проблема – отделение электротермических эффектов от электроизотермических. Теоретически решить ее весьма сложно, поскольку расчет каждой из конвекций в отдельности уже представляет собой сложную задачу. На практике прибегают к дополнительным экспериментальным фактам. Например, если интенсификация теплообмена полем существенно зависит от температурного перепада, то это признак в пользу преобладающей роли ЭТК, в противном случае – в пользу ЭИТК и т.д. На практике же та или иная теоретическая модель приемлема, если экспериментальные данные с требуемой точностью (~20%) в нее укладываются.

Электроконвективные явления механического типа (ЭМК) обычно носят настолько специфический характер, что конвективные явления другого характера на фоне ЭМК труднонаблюдаемы, особенно это относится к электроконвекции в эмульсиях, где она весьма ярко проявляется визуально – вся среда охвачена бурным причудливым перемешиванием.

Нами рассмотрен еще один, новый тип электротермической конвекции, обусловленной джоулевой диссипацией энергии (джоулева ЭТК – ДЭТК), которая экспериментально, насколько известно, еще не исследована. Характерным признаком этого типа конвекции является очень сильная ее зависимость от напряжения  $U$ . Отдельно рассмотрена ЭИТК [11] в общем виде. Как частные случаи рассмотрены модели электроконвекции в условиях униполярной проводимости, типа коронного разряда, при выделении заряженной составляющей проводимости  $k\rho$  на фоне собственной  $\sigma^0$ , а также рассмотрен случай, когда учитываются диффузионные токи при заданной постоянной удельной проводимости ( $\sigma = \text{const}$ ). Для всех перечисленных типов конвекций рассматривается теплообмен. Этот процесс анализируется и в условиях фазовых превращений на примере конденсации паровоздушной смеси в электрическом поле коронного разряда [6, 7].

### *Проблема отыскания критериев и уравнений подобия*

Специфика решения многих важных тепло- и массообменных задач состоит в том, что тепловые или массовые потоки отыскиваются не во всей области задания задачи, как в строгих теориях, а

на ее границах. Это позволяет находить решения в виде уравнений в терминах критериев подобия, инвариантность которых при переходе от эксперимента к натуре является основным требованием физического подобия рассматриваемых процессов [12]. Определяемым параметром подобия при теплообмене выступает число Нуссельта  $Nu_E$  (Нуссельт «электрический»). В качестве основного – определяющего – получено «электрическое» число Рейнольдса  $Re_E$ , а связь между ними известная [13, 14]:

$$Nu_E = F(Pr) \cdot Re_E^n, \quad (7)$$

где  $F(Pr)$  – некоторый коэффициент, зависящий от числа Прандтля  $Pr$  (обычно  $F(Pr) \sim Pr^{1/3}$ );  $n = (0,5 \rightarrow 0,8)$ , причем здесь и далее « $\rightarrow$ » означает стремление показателя  $n$  от левого значения к правому по мере возрастания основания сложнопоказательной функции, в нашем случае – числа  $Re_E$ . Таким образом, все сводится к нахождению данного числа. Для этого в свою очередь необходимо найти адекватную *характерную скорость* конвекции, через которую выражается  $Re_E$ . Применительно к рассматриваемому случаю (изотермическому) эту задачу удалось решить, сформулировав и доказав следующее утверждение: скорость конвективного перемешивания жидкости под действием внешних сил объемной плотностью  $\mathbf{f}$  прямо пропорциональна силе в первой степени в ламинарном режиме перемешивания и корню квадратному из силы – в турбулентном. Отсюда для скорости получено [3]:

$$\mathbf{v} = \frac{v}{l} \pi^m \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, t); \quad \pi \equiv (f_0 \cdot l^3) / (\gamma v^2); \quad m = \begin{cases} 1 & \text{при } \pi \rightarrow \pi_{\min} \\ 1/2 & \text{при } \pi \rightarrow \infty \end{cases}, \quad (8)$$

где  $\pi$  – основной критерий подобия, аналог критерия Галилея в случае гравитационных сил;  $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$  – безразмерное гидродинамическое поле скоростей;  $f_0$  – масштаб силы, конкретный для каждого случая в отдельности; остальные обозначения общепринятые. Как правило, показатели степеней в критериальных уравнениях – переменные функции оснований с малым размахом вариации и в силу этого монотонные (в узком интервале), так что  $m = (1 \rightarrow 0,5)$  при развитии ЭК от ламинарного до турбулентного режима. Из этих соображений, согласно (8), находится электрическое число Рейнольдса:

$$Re_E \equiv \pi^{m=(1 \rightarrow 0,5)}. \quad (9)$$

Следовательно, из (7) получаем

$$Nu_E = F(Pr) \cdot \pi^{nm}. \quad (10)$$

Значит, в дальнейшем необходимо знание  $f_0$ . Так как  $f_0 = \rho_0 \cdot E_0$ , а в качестве характерной напряженности обычно принимают  $E_0 = U/l$ , то остается выбор для характерной плотности объемного заряд  $\rho_0$ , который будет зависеть от конкретного механизма электризации. При коронном разряде имеем в комплексе:  $f_0 = \rho_0 E_0 = j/k$ .

#### Критериальные обобщения и их обсуждение

Начнем с наиболее важного случая – электротермической конвекции.

В соответствии с классификацией (1) рассмотрению подлежат два случая.

1. *Идеальные диэлектрики*:  $\tau/t_* > 1; \rho \equiv 0$ . Электротермическая конвекция в идеальном диэлектрике – наиболее «редкий» тип электроконвекции, который можно получить и исследовать в «чистом» виде в переменном поле, в частности, промышленной частоты ( $t_* = 0,02$  с) для жидкостей с  $\tau > 0,02$  с, например, для чистого трансформаторного масла. Обобщающие критериальные зависимости для числа Нуссельта имеют вид

$$Nu_E = \begin{cases} f(\Pi_1, Ra, Pr); & n \neq 0 \\ f(\Pi_2, Ra, Pr); & n = 0 \end{cases}, \quad (11)$$

где  $Ra$  – число Рэлея, а его «электрические» аналоги даются выражениями:

$$\Pi_1 \equiv n \cdot (\epsilon \beta_\epsilon r_s^2 E_s^2 \theta_s / \gamma v a) \cdot (\epsilon_s / \epsilon)^2; \quad (12)$$

$$\Pi_2 \equiv (\epsilon \beta_\epsilon^2 r_s^3 E_s^2 \theta_s A_s / \gamma v a) \cdot (\epsilon_s / \epsilon)^2, \quad (13)$$

где  $n = 0, 1, 2$  – для плоской, цилиндрической и сферической симметрий полей соответственно. В однородном поле, то есть при  $n = 0$ , число Нуссельта определяется второй из формул (11), то есть критерием  $\Pi_2$  (13), пропорциональным квадрату малого параметра  $\beta_\varepsilon = -(1/\varepsilon) \cdot (d\varepsilon/dT)$  – температурного коэффициента диэлектрической проницаемости ( $\beta_\varepsilon \sim 10^{-3}$  град $^{-1}$ ,  $\Pi_2 \sim \beta_\varepsilon^2$ ). В случае неоднородного поля ( $n \neq 0$ ) теплоотдача определяется первой из формул (11), поскольку  $\Pi_1 \gg \Pi_2$ . Тогда эффект интенсификации теплоотдачи гораздо сильнее, чем в однородном поле, ввиду его линейности (а не квадратичности) по малому параметру  $\beta_\varepsilon$ . Таким образом, приходим к общему выводу: интенсификация теплообмена в идеальных диэлектриках (в смысле  $\tau/t_* > 1$ ) – это прерогатива неоднородных переменных электрических полей.

2. Слабопроводящие жидкости:  $\tau/t_* < 1$ ,  $\rho \neq 0$ . Для слабопроводящих жидкостей, в отличие от идеальных, такой уникальной возможности для исследования ЭТК в «чистом» виде, к сожалению, нет, поскольку наряду с ЭТК не исключена «паразитная» ЭИТК. В приближении пренебрежимо малой роли последней получено неявное выражение для числа  $Re_E$  для сложных условий смешанной естественной ( $Gr$ ) и вынужденной ( $Re$ ) конвекций:

$$Re_E \equiv \left( \frac{Gr_E}{1 + F \cdot \tau \nu (Re_E / l^2)} + \frac{F \cdot Gr}{\sqrt{Re_E}} + Re^2 \right)^{1/2}, \quad (14)$$

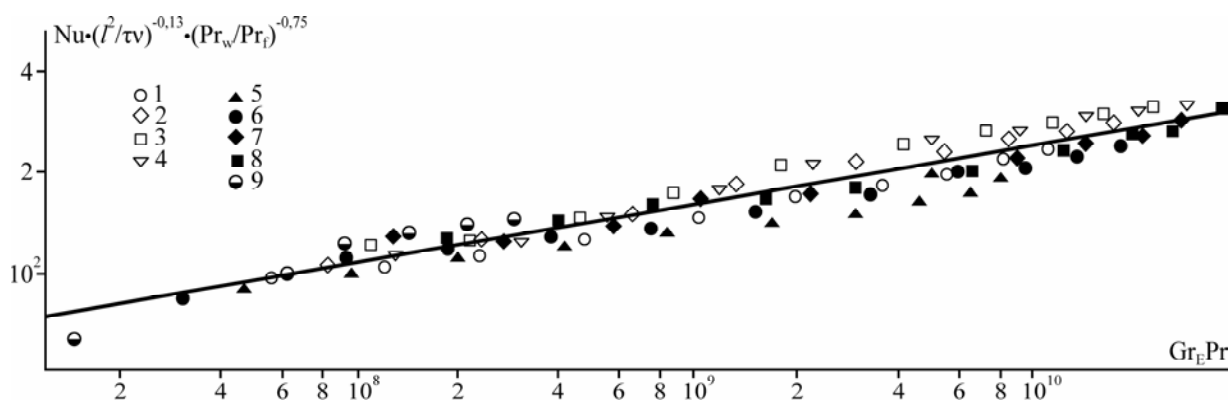
где

$$Gr_E \equiv \varepsilon \beta_\varepsilon \theta_s l^2 E^2 / \gamma \nu^2. \quad (15)$$

$$Gr \equiv \beta g \theta_s \cdot l^3 / \nu^2, \quad F \equiv \text{const} \cdot Pr^{1/3}, \quad \text{const} \sim 1. \quad (16)$$

При чисто электротермической конвекции ( $Gr = 0$ ;  $Re = 0$ ):

$$Nu_E = F(Pr) \cdot (l^2 / \tau \nu)^{n=(0 \rightarrow 1/6)} \cdot Gr_E^{m=(1/4 \rightarrow 1/6)}. \quad (17)$$



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

График обобщения (17) приведен на рис. 1, из которого видно, что достаточно хорошо описываются экспериментальные данные в широком интервале изменения как термических, так и электрофизических параметров процесса теплообмена. Причем соответствующие показатели степеней  $n$  и  $m$  заключены в теоретически предсказанных пределах. Все это свидетельствует о том, что в процессе теплообмена преобладают именно электротермические эффекты при условии  $\tau/t_* < 1$ , что свидетельствует об определяющей роли ЭТК.

#### Электромеханическая конвекция (ЭМК)

Ограничимся рассмотрением двух наиболее типичных случаев гетерогенных сред: эмульсий и суспензий, причем в обоих – с более проводящей дисперсной фазой ( $\tau_1 < \tau_2$ ). При этих предположениях получено общее выражение в виде

$$Nu_E = F(Pr)(\epsilon E^2 l^2 / (\gamma V^2))^{n=(0,5 \rightarrow 0,25)} (lc/r)^{m=(0,5 \rightarrow 0)}, \quad (18)$$

где  $c$  – концентрация дисперсных частиц;  $r$  – их радиус, предполагаемый одинаковым для всех. Ниже приведены соответствующие результаты экспериментальных исследований.

1. *Эмульсии*. На основе обработки опытных данных получено

$$Nu_E = 5,8 \cdot (\epsilon E^2 d^2 / (\gamma V^2) \cdot Pr)^{0,26}, \quad (19)$$

где  $d$  ( $= 3$  мм) – внешний диаметр теплоотдающей поверхности, представляющей собой вертикальную металлическую трубку. График обобщения (19) представлен на рис. 2, из которого следует хорошее согласие опытных данных с теоретически предсказанной зависимостью (18).

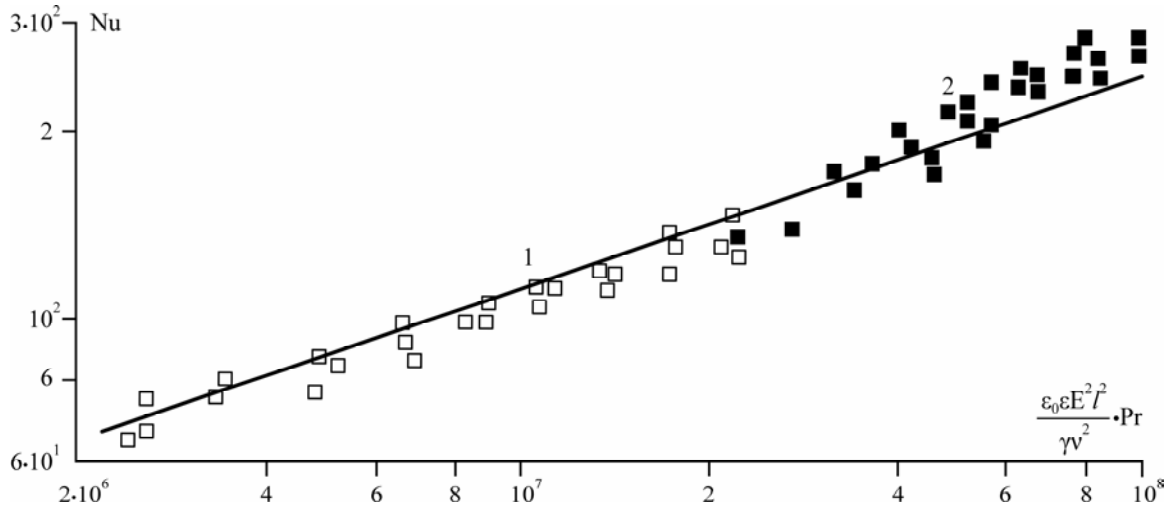


Рис. 2. Теплоотдача трубки к эмульсиям; 1 – анилин-трансформаторное масло; 2 – анилин-керосин.

Констатируем близость показателей степеней  $n$  и  $m$  к теоретическим значениям на турбулентных концах интервалов в (18) ( $n \approx 0,26$ ;  $m \approx 0$ ). Это явно говорит о турбулентном характере ЭМК в эмульсиях, что полностью подтверждается визуальными наблюдениями.

2. *Суспензии*. Для этого случая

$$Nu_E = 0,46 \cdot c^{0,33} \cdot \left( \frac{\epsilon E^2 d^2}{\gamma V^2} Pr \right)^{0,36} \cdot \left( \frac{Pr_\tau}{Pr_{CT}} \right)^{0,25}. \quad (20)$$

Экспериментальная зависимость (20) представлена на рис. 3 (сплошная линия) и полностью укладывается в общетеоретическую (18), однако значения показателей степеней  $n$  и  $m$  ближе к ламинарному концу их возможных значений, что свидетельствует о более спокойном характере ЭМК в суспензиях по сравнению с эмульсиями, что также подтверждается визуально.

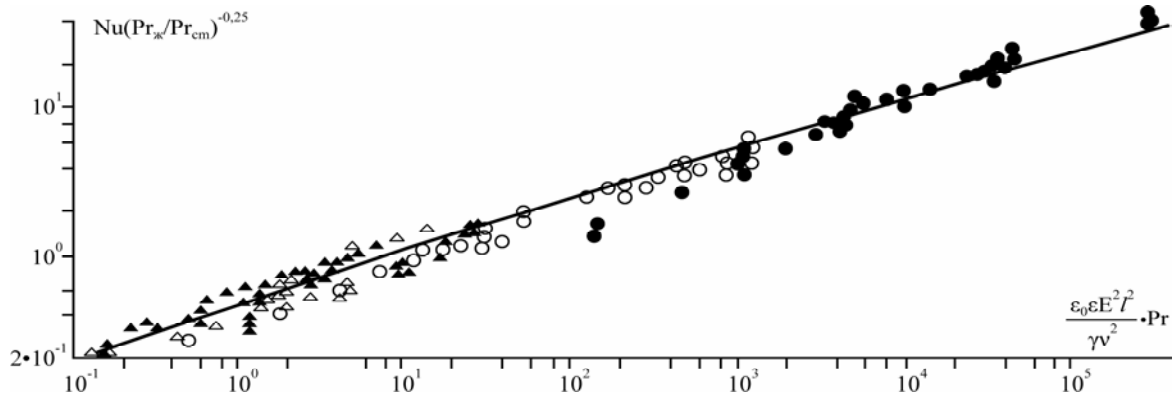


Рис. 3. Теплоотдача суспензиям в однородном поле: псиломелан; манганит-керосин; трансформаторное масло.

Было исследовано влияние электрического поля на теплоотдачу коронирующей проволоки, натянутой по оси коаксиального цилиндра, на который подавалось высокое напряжение различной полярности. Опыты проводились с теплоотдающими поверхностями различных диаметров, в различных газах (воздух, углекислый газ, аргон, гелий) и при различных температурных напорах и давлениях. Для гелия, например, давление менялось в пределах (0,2–20) ат. В результате обработки получено обобщающее критериальное уравнение вида

$$Y = 0,047 \cdot X^{0,5+0,0965 \lg X - 0,031 \lg^2 X}, \quad (21)$$

где

$$X \equiv \frac{Id^2}{Lk\gamma^2}; \quad Y \equiv \left( \frac{\alpha_E}{\alpha_0} + \frac{BI}{q_0} - 1 \right) \cdot \frac{q_0 d}{\lambda \theta_s \text{Pr}^{1/3}}. \quad (22)$$

Следует отметить, что второе слагаемое в скобках выражения для  $Y$  отражает джоулев нагрев газа. С учетом огромного объема обработанных экспериментальных данных обобщение следует признать весьма удовлетворительным. Представляется возможным аналогичное обобщение и в случае жидкостей в условиях резко неоднородного электрического поля. В частности, к ЭВ в жидкостях, по видимому, можно отнести экспериментальные данные по теплоотдаче системы «вложенных лезвий» [15].

#### *Джоулева электротермическая конвекция*

Этот тип конвекции носит двойственный характер: джоулевый нагрев, как и любой другой, вызывает естественную конвекцию (ЕК). С другой стороны, наличие электрического тока сквозь неоднородную по температуре, а следовательно, и по времени электрической релаксации приводит к электрической зарядке среды и ЭТК второго типа  $-\tau/t_* < 1$  ( $\rho \neq 0$ ). В результате возникает сложная картина суммарной электротермической конвекции. Пренебрегая ЕК, получаем обобщение:

$$\text{Nu}_E = F(\text{Pr}) (I^2/\tau\nu)^{0 \rightarrow 1/6} \text{Gr}_E^{1/4 \rightarrow 1/6}, \quad (23)$$

совпадающее с (17), но с видоизмененным числом «электрического»  $\text{Gr}_E$ :

$$\text{Gr}_E = (\varepsilon \sigma \beta_\tau U^4) / (\lambda \gamma^2), \quad (24)$$

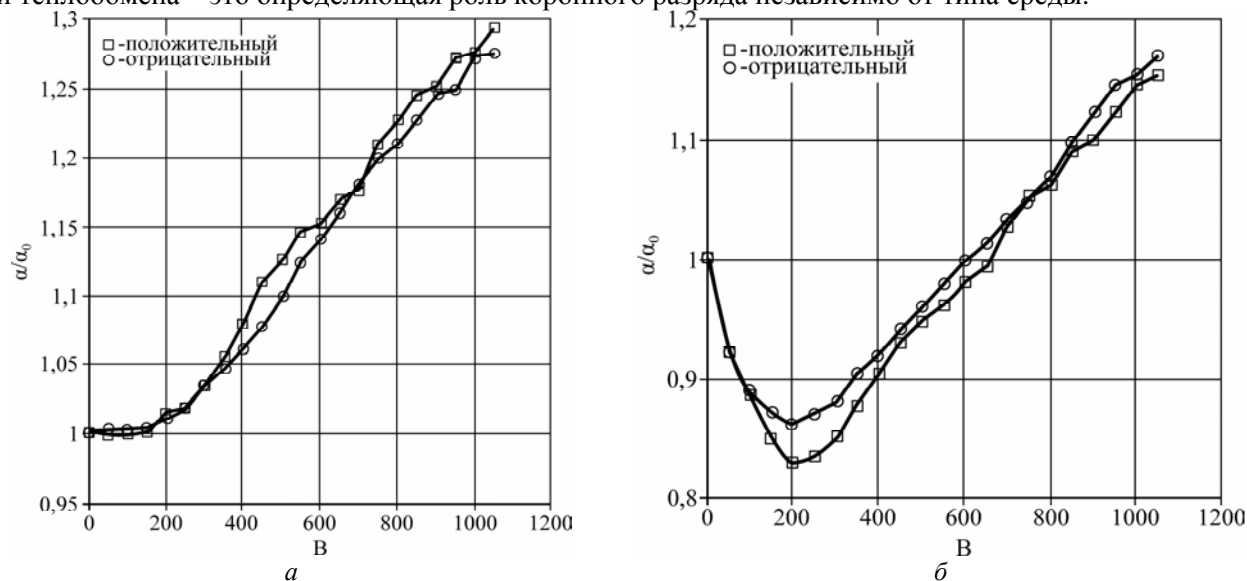
откуда констатируется очень сильная зависимость электроконвективных явлений от напряжения ( $U^4$ ) – основная особенность ДЭТК. Подтверждения критериальных уравнений (23), (24) до сих пор нет, ввиду отсутствия экспериментальных исследований.

#### *ЭТК в магнитной жидкости*

Несомненный интерес как с практической, так и теоретической точки зрения представляют поиски принципиально новых типов теплоносителей, в перспективе допускающих взаимодействия не только с электрическими полями, но и с магнитными. В этом плане весьма актуальными представляются работы по влиянию электрических полей на теплоперенос в магнитных жидкостях, открывающие новые научные – электромагнитогидродинамические (ЭМГД) направления. В одной из таких работ [16] исследуются закономерности теплоотдачи тонкой проволоки ( $d = 0,1$  мм), расположенной горизонтально, параллельно металлической горизонтальной пластинке, на расстоянии 5 мм.

Зависимости относительного коэффициента теплоотдачи  $\alpha_E / \alpha_0$  от электрического напряжения  $U$  и его полярности приведены на рис. 4, причем рис. 4,а относится к чистому керосину, а рис. 4,б – к магнитной жидкости на керосине при весьма малой концентрации магнетита ( $c_V = 0,004\%$ ) [16]. При подаче постоянного высокого напряжения в чистом керосине (рис. 4,а) наблюдался порог возникновения эффекта интенсификации теплоотдачи ( $U_{cr} \sim 200$  В), до которого коэффициент теплоотдачи находится на начальном уровне ( $\alpha_E / \alpha_0 = 1$ ), а после достижения порога относительный коэффициент теплоотдачи растет приблизительно линейно с напряжением  $U$ . С другой стороны, при коронном разряде в газах, согласно формулам (21), (22), зависимость  $\alpha_E / \alpha_0$  от силы тока в цепи  $I$

примерно корневая, сам же ток коронного разряда квадратично зависит от приложенного напряжения  $U$ . Следовательно, относительный коэффициент теплоотдачи при коронном разряде линеен по напряжению. Значит, согласно рис. 4,а, закономерности теплоотдачи такие же, что и при коронном разряде. Следует общий вывод о том, что, как и отмечалось, в резко неоднородных полях закономерности теплообмена – это определяющая роль коронного разряда независимо от типа среды.



**Рис. 4.** Зависимость относительного коэффициента теплоотдачи  $\alpha_E / \alpha_0$  от напряжения  $U$  и его полярности: а – керосин; б – магнитная жидкость.

Теперь рассмотрим результаты влияния электрического поля на теплоотдачу в магнитной жидкости (рис. 4,б). В докритическом поле ( $U < U_{cr} \sim 200$  В) ток в цепи отсутствует (начало коронирования означает появление тока в цепи), поэтому имеется процесс «чистой» поляризации (без тока) дисперсных магнитных частиц в электрическом поле, благодаря наличию у частиц, помимо магнитного, и дипольного электрического момента, постоянного или наведенного электрическим полем. Это означает процесс структурирования твердых механических диполей вокруг проволоки, чем и объясняется довольно ощутимое уменьшение первоначального свободного теплового потока ( $\alpha_E / \alpha_0 < 1$ ). В точке минимума одновременно достигается критическое напряжение возникновения коронного разряда ( $U_{min} \sim U_{cr} \sim 200$  В), и от проволоки сквозь жидкостную прослойку между твердыми частицами появляется коронный ток и сопровождающие его ЭГД явления («электрический ветер»), которые разрушают ранее возникшие структуры, усиливая при этом теплоотдачу. Факт почти линейного роста относительного коэффициента теплоотдачи с увеличением напряжения, как и в случае чистого керосина, свидетельствует о «коронной» природе рассматриваемых процессов. Более обоснованные выводы можно будет сделать на основе вольт-амперных характеристик процесса теплоотдачи.

#### Электроизотермическая конвекция

На основе анализа полных уравнений ЭГД и выявления автомодельных решений найдено общее уравнение для теплоотдачи:

$$Nu_E = F(Pr) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi^{nm}, \quad (25)$$

где показатели степеней  $p, q$  подлежат определению опытным путем. Числа подобия  $\pi_1$  и  $\pi_2$  отражают порядок отношений соответствующих времен релаксаций:

$$\pi_1 \equiv \tau_v / \tau; \quad \pi_2 \equiv \tau_D / \tau; \quad (26)$$

$$l^2 / \nu \equiv \tau_v; \quad l^2 / D \equiv \tau_D. \quad (27)$$

Критерий подобия  $\pi$  дается общей формулой (8). Ниже как частные случаи рассматриваются два механизма электризации.



1. Наличие проводимости объемного заряда  $k\rho$ . Это обобщение случая коронного разряда ( $\sigma = k\rho$ ) формулой

$$\sigma = \sigma^0 + k\rho, \quad (28)$$

где  $k$  – подвижность объемных зарядов;  $\sigma^0 = \text{const}$  – “фоновая” (низковольтная) проводимость. Для основного критерия подобия получены формулы:

$$\text{Re}_E = \pi_0^{m/(1-0,5m)}; \quad \pi_0 \equiv \frac{\rho_s \cdot \kappa j \tau^2 l}{\varepsilon \gamma v^2} \cdot U, \quad (29)$$

где  $\rho_s$  – плотность заряда на поверхности электрода. Число Нуссельта ( $n = 0,5$ )

$$\text{Nu}_E = F(\text{Pr}) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi_0^{0,5m/(1-0,5m)} = F(\text{Pr}) \cdot \pi_1^p \cdot \pi_2^q \cdot \pi_0^{1 \rightarrow 1/3}. \quad (30)$$

2. Диффузионная модель электризации ( $j_D \neq 0$ ). Уравнение (30), оказывается, остается в силе; видоизменяется критерий  $\pi_0$  в соответствии с формулой

$$\pi_0 \equiv \frac{\varepsilon u^2 l^4 (\omega - 1)^2}{\gamma v^2 \delta_D^4}, \quad (31)$$

где

$$\omega \equiv j / \sigma \bar{E}; \quad \delta_D = \sqrt{\tau D}.$$

#### *Теплообмен при конденсации в условиях коронного разряда*

В этом случае процесс смешанный, тепломассообменный. В некоторых работах он рассматривается с позиций электрокапиллярных явлений [4, 5], однако остается неизвестной роль *электроконвективных* явлений в теплопереносе. В качестве нового аспекта тепломассопереноса укажем процесс конденсации паровоздушной смеси при коронном разряде [6, 7].

Поверхностью конденсации служила внутренняя поверхность вертикальной заземленной трубы ( $\varnothing 28$  мм), охлаждаемой снаружи. Вдоль ее оси натягивался коаксиальный электрод ( $\varnothing 3$  мм), эмалевая изоляция которого перфорировалась путем нанесения насечек, от которых при подаче высокого напряжения исходил коронный разряд. Интенсифицирующее влияние поля на тепломассоперенос наступало одновременно с появлением тока коронного разряда, следовательно, в цилиндрическом конденсаторе возникал и электрический ветер. Граница раздела, несомненно, заряжена. В таких условиях происходит интенсивное перемешивание всей парожидкостной смеси, служащей причиной интенсификации тепломассообмена. Другая, не менее важная особенность влияния коронного разряда на процесс тепломассопереноса связана с тем, что разряд, являясь «фабрикой» ионов, приводит одновременно к существенному увеличению числа центров конденсации, за счет чего интенсифицируется и объемная конденсация. Еще один эффект, благоприятствующий переносу, состоит в том, что ионы, притягивая дипольные молекулы воды, образуют крупные сольваты, уменьшая их подвижность. Это влечет за собой рост кулоновских сил согласно общей формуле  $\mathbf{f} = \mathbf{j}/k$ .

#### МАССОПЕРЕНОС

##### *Массоперенос при конденсации в условиях коронного разряда*

На основе приведенных результатов проведено обобщение экспериментальных данных по конденсации в условиях коронного разряда с помощью критерия (8). Отсылая читателя за подробностями к статье [7], приведем окончательную обобщающую зависимость массы конденсата:

$$G_E / G_0 \approx 0,018 \cdot c_2^{1,14} \cdot \text{Re}_{E1}^{0,15} \cdot \text{Re}^{0,42}, \quad (32)$$

$$\text{Re}_{E1} \equiv \frac{I \cdot l_1 \cdot \delta^2 \gamma_1}{\pi d_0 k L \gamma_1 \eta_1^2}. \quad (33)$$

Здесь  $I$  – ток разряда;  $\delta, l_1, L, d_0$  – геометрические параметры; индексы “1” и “2” относятся к воздуху и пару.

На примере подсолнечного масла в качестве замкнутой фазы и частиц воска – дисперсной, получено обобщающее уравнение критериального типа:

$$f(\lambda, \nu) \equiv \frac{1}{\lambda} \ln \frac{1 - \nu(1 - \varphi^*)}{\varphi^*} = t, \quad (34)$$

где  $\varphi^* \equiv \varphi(t)/\varphi_0$  – относительная концентрация;  $\lambda$  и  $\nu$  – параметры, зависящие от электрического напряжения, которые находятся экспериментально.

*Обобщение результатов в случае полупроводящих и проводящих частиц*

Отыскивается относительная концентрация на выходе из электрического фильтра (ЭФ)  $\varphi^*(t) \equiv \varphi(t)/\varphi_0$ , и для ее нахождения пространство ЭФ делится на две области: эмиттера и коллектора частиц. В пределах этих областей отдельно проводится усреднение по координатам. В результате выводится дифференциальное уравнение для искомой величины. Привлекая опытные данные для определения числовых значений требуемых параметров, приходим к окончательным неявным формулам для искомой величины  $\varphi^*(t)$ :

$$Y(t) \equiv \frac{1}{0,011 \cdot \theta + 0,611} \cdot \ln \frac{0,056 \cdot \theta + 0,842}{\varphi^*(t) + 0,056 \cdot \theta - 0,158} = t, \quad (35)$$

$$Y(t) \equiv \frac{1}{0,045 \cdot \theta + 0,419} \cdot \ln \frac{0,106 \cdot \theta + 0,788}{\varphi^*(t) + 106 \cdot \theta - 0,212} = t.$$

Здесь  $\theta \equiv U/Q$ ;  $U$  (В),  $Q$  (мл/мин) – напряжение и расход. Обобщения: верхняя формула – п/пр., нижняя – пр. частицы. График первой из этих функций приводится на рис. 5. Прямая – теоретическая зависимость, точки – эксперимент.

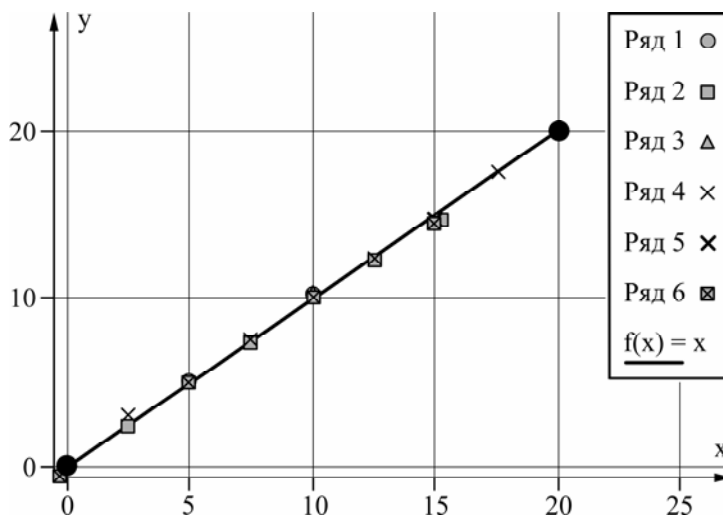


Рис. 5. Обобщенная зависимость  $Y(t)$ , п/пр. – частицы.

### ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЭЛЕКТРОТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

Одно из явных направлений, по которому следует ожидать существенных продвижений ЭГД в целом и теплопереноса в частности, – это область нанотехнологий. С ее развитием, полагаем, появятся новые подходы при решении вопросов зарядообразования в жидких диэлектриках с учетом их поликристаллического строения. Наряду с проблемами переноса массы и тепла, должное внимание предстоит уделять процессам зарядопереноса с точки зрения решения проблем получения электрической энергии ЭГД методами. Особое место займет разрешение проблем теплопереноса в пищевой и медицинской промышленности, в частности для рафинации и фракционирования различных жидкостей. В экологическом плане все растущее значение приобретет совершенствование ЭГД технических средств и технологий очистки вод и газов. Не следует забывать и об ЭГД проблемах пере-

носа, охватывающих обширные макрообласти: окружающую среду (применительно к экологии), атмосферу и происходящие в ней процессы зарядообразования. Отдельную проблему представляет грозное электричество, которое обладает огромным энергетическим потенциалом, могущим в принципе быть использованным в практических целях.

В недалеком будущем видится слияние электрогидродинамической и магнитогидродинамической наук в единую электромагнитогидродинамическую (ЭМГД). И отрадно отметить, что это слияние уже начинает происходить, становится явью со своими реалиями и проблемами, ждущих своего решения и практических приложений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Остроумов Г.А. *Взаимодействие электрических и гидродинамических полей (Начала электрогидродинамики)*. М.: Наука, Физматгиз, 1979. 319 с.
2. Аладьев И.Т., Ефимов В.А. Интенсификация теплообмена в электрических полях. *ИФЖ*. 1963, **6**(8), 125–132.
3. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. *Электроконвекция и теплообмен*. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
4. Болога М. К., Смирнов Г. Ф., Дидковский А. Б., Климов С. М. *Теплообмен при кипении и конденсации в электрическом поле*. Кишинев: Штиинца, 1977. 320с.
5. Болога М.К., Коровкин В.П., Савин И.К. *Двухфазные системы жидкость-пар в электрическом поле*. Кишинев: Штиинца, 1992. 243 с.
6. Bologa M.K., Grosu F.P., Polikarpov A.A., Motorin O.V. Condensation of a Gas-vapor Mixture under the Conditions of a Corona Discharge. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2011, **47**(4), 340–343.
7. Bologa M.K., Grosu F.P., Polikarpov A.A., Motorin O.V. Heat Transfer at the Condensation of a Gas-vapor Mixture in an Electric Field. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2011, **47**(6), 520–525.
8. Желясков М.П., Болога М.К., Кожухарь И.А. Интенсификация теплоотдачи к суспензиям в электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 1973, (1), 45–49.
9. Петриченко Н.А. *Электрический ветер в изолирующих жидкостях*. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Ленинград, ЛГУ, 1973.
10. Жакин А.И. Электрогидродинамика. *Успехи физических наук*. 2012, **182**(5), 495–520.
11. Гросу Ф.П., Болога М.К. Электроизотермическая конвекция и ее роль в процессе теплообмена. *Электронная обработка материалов*. 2008, **44**(3), 25–51.
12. Гухман А.А. *Введение в теорию подобия*. М.: Высшая школа, 1963. 327 с.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. М.: Наука, 1988. 733 с.
14. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. *Теплопередача*. М.: Энергия, 1975. 380 с.
15. Жакин А.И., Кузько А.Е. Расчет ЭГД-теплообменника. *Сб. докладов IX Международной научной конференции "Problems of Electrophysics and Electrohydrodynamics of Liquids (MPEEL)"*. Санкт-Петербург, 2009. С. 44–47.
16. Шаталов А.Ф., Попов А.А., Кожевников Е.М. Электроконвективные потоки диэлектрических жидкостей, охлаждающих тонкий нагреватель. *Вестник СевКавГТУ. Серия «Физико-химическая»*. 1999, **3**, 66–70.

Поступила 14.03.12

## Summary

The issues related to the intensification of heat and mass transfer processes under the action of an external electric field are discussed. Homogeneous liquids under study are subdivided into two classes - ideal and real dielectrics, or weakly conductive ones. Also, heterogeneous systems were investigated, in which, we studied the heat transfer in the media where the relaxation time of the dispersion phase is less than the relaxation time of the confined phase. With respect to the phase separation process, the times of relaxation of phases are arbitrary; however, the confined phase should be dielectrical or weakly conductive. Then, some aspects of electrization of weakly conductive liquids and convection phenomena in them were analyzed, which depend on the inhomogeneity of the medium and can be characterized by the time of the electric relaxation (thermal, mechanical or induced by an electric field itself). For all the cases, a wide range of experimental data on the heat and mass transfer related to the processes of condensation at the corona discharge and electrical purification were systematized and generalized. In addition, the process of the heat transfer from the heated surface to the magnetic liquid was investigated, and the results are presented. It is stated that many processes can be physically treated using the concept of the corona discharge.