

# К ВОПРОСУ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОЧИСТКИ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ОТ ПРИМЕСНЫХ ЧАСТИЦ

Ф.П. Гросу, М.К. Болога, В.И. Леу, Ал. М. Болога

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

Приводится общая постановка одномерной нестационарной задачи массопереноса под воздействием внешнего электростатического поля. При этом электрические силы носят чисто кулоновский характер, причем зарядка дисперсных частиц происходит за счет «коронного» разряда в диэлектрической жидкости, возникающего, как и в случае газов, благодаря резкой неоднородности внешнего электрического поля. В свою очередь эта неоднородность достигается путем перфорирования эмалевого изоляционного электрода. В результате возникают явления, аналогичные случаю газов, в том числе и «электрического ветра», то есть электрогидродинамические. В объемно заряженной таким образом жидкости заряжаются примесные частицы, которые под действием указанных сил перемещаются к противоположному электроду, служащему коллектором примесей. Движение частиц происходит и за счет электроконвективного переноса. Задача формулируется в нестационарной постановке, но в работе решается стационарная диффузионная задача. Показано, что диффузионный поток из-за малой величины коэффициента диффузии не объясняет наблюдаемое на практике распределение концентрации в межэлектродном промежутке. Введено понятие «электрического» диффузионного потока, объясняющего наблюдаемые закономерности не только качественно, но и количественно. Обсуждены полученные результаты.

УДК 665:37.014

## ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] приведены результаты экспериментальных исследований процесса электрической очистки (ЭО) подсолнечного масла от микронных частиц воска, обладающих очень малой удельной электрической проводимостью ( $\sigma_1 \sim 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ). Электрический фильтр (ЭФ) представлял собой прямоугольную прозрачную кювету с предусмотренным высоковольтным электродом диаметром 2 мм, на который подавалось отрицательное напряжение. Эмалевая изоляция электрода перфорировалась, то есть наносились круговые насечки на расстоянии  $\sim (2-3)$  мм. Ширина насечек составляла десятые доли миллиметра. Противозлектродом являлась металлическая пластина, которая располагалась на дне кюветы и заземлялась. Наряду с другими дополнительными (вертикально расположенными) металлическими пластинками, противозлектрод служил также коллектором для захвата и закрепления примесных частиц. Пластины использовались в качестве «электрических ловушек» и, будучи неподключенными к электродам, принимали потенциалы окружающей жидкой среды (плавающие потенциалы). Насечки на высоковольтном электроде играли роль «коронирующих» игл, а электрод – роль инжектора, сообщаящего примесным частицам одноименные с ним заряды. Пространство, занятое противозлектродом и ловушками, выполняло функцию коллектора частиц, которые двигались как под действием чисто кулоновской силы  $q \cdot E$ , так и за счет электроконвективного переноса (электрического ветра) с определенной «эффективной» конвективной скоростью  $v$ .

Установлено, что рассматриваемые в [1] непроводящие частицы осаждались на «электродах–коллекторах» в виде электрически заряженного слоя противоположного электрического знака (гетерозаряд). Об этом свидетельствовала резкая коммутация высокого рабочего напряжения, подаваемого на электрофильтер, в результате которой частицы моментально отскакивали от коллектора, что и подтверждало сказанное.

На этой же экспериментальной установке были проведены аналогичные исследования [2] с полупроводящими (окись хрома  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) и проводящими (угольными) частицами. В принципе, то же происходило и в этом случае, с той лишь разницей, что частицы у коллектора собираются в виде не плотного слоя, а плотного «облака», заполняющего лабиринты «ловушек». Такое поведение частиц объясняется их электрической перезарядкой на электродах в силу большой электрической проводимости по сравнению, например, с частицами воска.

В работе [3] приводятся результаты теоретических исследований процесса электроосаждения заряженных диэлектрических частиц на «электроды–коллекторы», в итоге получены формулы для зависимостей толщины слоя  $\xi(t)$  и остаточной концентрации  $\varphi(t)$  от времени. Эти зависимости но-

сят сложно экспоненциальный характер и во многом согласуются с опытными данными, однако не объясняют своеобразное явление – внезапное исчезновение эффекта ЭО со временем.

Оказывается, при всех значениях напряжения  $U$  на электрофилт্রে существует «критическое время»  $t_c$ , после него электрическая очистка полностью прекращается. При этом устанавливается некоторая постоянная, минимальная остаточная концентрация  $\varphi_{\min}$ , тем меньшая, чем больше поданное на электрофилтър напряжение. Подчеркиваем, что речь идет не об асимптотах, столь характерных для экспоненциальных зависимостей, а об урезании кривых  $\varphi(t)$  горизонталями  $\varphi(t \geq t_c) \equiv \varphi_{\min}(U) = \text{const}$ , где в скобках указано, что минимальная концентрация не зависит от дальнейшего времени, а от поданного, фиксированного на ЭФ напряжения  $U$ , уменьшаясь с увеличением последнего. Данная особенность применительно к диэлектрическим частицам [1] объяснялась двойко [4]: либо экранировкой поля коронного разряда слоем гетерозаряда осевших на электродах – ловушках восковых частиц, либо возрастающим обычным омическим сопротивлением этого слоя. Приведенные количественные оценки показали, что оба объяснения в конечном счете приводят к идентичному результату – убыванию напряженности поля коронного разряда вплоть до критических значений, при которых он возникает, а значит, и исчезает. Одновременно прекращение коронного разряда означает исчезновение источника зарядки частиц, следовательно, их переноса полем и окончание процесса. Сделать выбор между двумя точками зрения поможет эксперимент, в частности по выявлению вольт-амперных и грамм-амперных характеристик процесса электрической очистки в целом.

Цель данной работы – выявление особенностей процесса электрической очистки диэлектрических жидкостей в случае не высокоомных, а более низкоомных, полупроводящих и даже проводящих частиц типа угольных. Эти особенности во многом аналогичны случаю непроводящих частиц, однако имеются и существенные различия.

## РОЛЬ ДИФФУЗИИ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОЧИСТКИ

В случае непроводящих частиц, например воска, когда происходит их прилипание к стенкам электродов–ловушек, процесс обратной диффузии частиц от стенок практически никакой роли не играет, ввиду явного отсутствия необходимых для этого *градиентов* концентрации частиц. Имеем совсем другую картину, если речь идет о полупроводящих или проводящих частицах, когда из-за их перезарядки вместо прилипшего слоя гетерозарядов образуется *облако* частиц. В этом случае налицо явные концентрационные явления, и роль диффузии требует отдельного рассмотрения. Для этого исходим из общего уравнения конвективной диффузии [5]:

$$\gamma \left[ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \varphi \right] = -\nabla \mathbf{i}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{i}$  – плотность потока массы, включающего диффузионный поток и поток, обусловленный силами  $\mathbf{f}$  внешнего электрического поля согласно формуле [5]:

$$\mathbf{i} = -\gamma D \cdot \nabla \varphi + \gamma \cdot \varphi \cdot b \cdot \mathbf{f}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  – массовая плотность среды (смеси);  $D$  – коэффициент диффузии;  $b$  – коэффициент подвижности дисперсных частиц. В этой формуле произведение  $b\mathbf{f}$  – не что иное, как сквозная миграционная скорость частиц  $\mathbf{v}_E$ , пропорциональная силе, которая в электрическом поле, как правило, является чисто кулоновской ( $\mathbf{f} = q \cdot \mathbf{E}$ ). Таким образом,

$$\mathbf{v}_E = b \cdot q \mathbf{E} = b \cdot q \cdot (\mathbf{j} / \sigma), \quad (3)$$

где  $q$  – заряд частиц;  $\mathbf{E}$  – напряженность поля;  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  – плотность электрического тока;  $\sigma$  – удельная электрическая проводимость среды (смеси).

Подставив (2) в (1), с учетом (3) и уравнения неразрывности  $\nabla \mathbf{j} = 0$  в одномерном случае однородных электрического поля и поля конвективных скоростей  $\mathbf{v}$ , получим

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + w \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad 0 < z < l, \quad (4)$$

где  $l$  – расстояние между электродами, введено обозначение

$$w \equiv v + \frac{b|q|j}{\sigma}$$

– величина суммарной скорости;  $v$  – некоторая «эффективная» скорость электрического ветра. Уравнение (4) в предположении постоянства  $w$  сильно упрощено, так как на этом этапе нас интересуют качественные аспекты решения задачи. К уравнению (4) следует привести и краевые условия. Будем считать, что концентрация в начальный момент времени  $t = 0$  была постоянной, равной  $\varphi_0$ , по всему объему экспериментальной ячейки. Кроме того, положим, что на твердой непроницаемой поверхности коллектора (при  $z = 0$ ) плотность потока массы согласно формуле (2) равна нулю. Таким образом, краевые условия гласят:

$$\varphi(z, t)|_{t=0} = \varphi_0 = \text{const}; \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \beta \varphi \right) \Big|_{z=0} = 0, \quad (5)$$

где  $\beta \equiv w/D$ . Далее предстоит решить нестационарную задачу (4) при условиях (5), что, в принципе, реализуемо, например, операционным методом Лапласа. В данной работе ограничимся рассмотрением не менее важного и одновременно более простого случая – стационарного массопереноса как одной из первичных задач.

### СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ

Найдем стационарное решение, полагая, что оно имеет место при  $t \rightarrow \infty$ , когда  $\partial \varphi / \partial t \rightarrow 0$ . Первое из условий (5) пока не понадобится, второе же должно соблюдаться для любого момента времени, в том числе и при  $t \rightarrow \infty$ . Учитывая это, получим обыкновенное уравнение:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} + \beta \cdot \frac{d\varphi}{dz} = 0, \quad (6)$$

общее решение которого имеет вид

$$\varphi(z) = C_1 + C_2 \exp(-\beta z),$$

где, как следует из граничного условия (5), постоянная интегрирования  $C_1 = 0$ . Тогда приведенное решение имеет вид простой экспоненты:

$$\varphi(z) = \varphi_s \cdot \exp(-\beta z), \quad (7)$$

где  $\varphi_s \equiv \varphi(0)$  – значение концентрации на поверхности нижнего электрода (коллектора) межэлектродного промежутка  $z \in [0; l]$ . О закономерности данной стационарной зависимости можно судить и потому, что она одновременно является и распределением Больцмана. Действительно, учитывая соотношение Эйнштейна между коэффициентами диффузии  $D$  и подвижности  $b$  [5]:

$$D = bkT, \quad (8)$$

а также обозначение в (5) из (7) находим распределение Больцмана:

$$\varphi(z) = \varphi_s \cdot \exp(-U/kT), \quad (9)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура;  $U = fz$  – потенциальная энергия частиц. Особенно отчетливо это видно на примере сил тяжести  $f = m \cdot g$ , где  $m$  – масса частиц. Физически уравнения (7)–(9) отражают факт равенства нулю суммарной плотности потока массы (2), то есть динамическое равновесие между переносом вещества под действием поля внешних сил  $\mathbf{f}$  и обратным диффузионным массопереносом. Причем данное равновесие соблюдается во всех точках задания указанных зависимостей.

Полагая, что эффект очистки жидкости состоит лишь в сепарации частиц к коллектору (без изменения их общей массы в рабочей кювете), приходим к выводу, что пространственное перераспределение частиц не меняет их среднюю концентрацию  $\bar{\varphi}$ .

Легко убедиться: эта концентрация оказывается равна начальной  $\bar{\varphi} = \varphi_0$ . Следовательно, усредняя (7), можно найти стационарную концентрацию  $\varphi_s$ :

$$\bar{\varphi} = \varphi_0 \Rightarrow \varphi_s = \frac{\beta \cdot l}{1 - \exp(-\beta l)} \cdot \varphi_0. \quad (10)$$

Подставив (10) в (7), получим окончательное распределение концентрации:

$$\varphi(z) = \frac{\beta \cdot l \cdot \exp(-\beta \cdot z)}{1 - \exp(-\beta \cdot l)} \cdot \varphi_0, \quad (11)$$

которое содержит фактически только определяемые из опыта параметры  $\beta$ ,  $\varphi_0$  и  $l$ .

### ОСТАТОЧНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ

Под остаточной подразумевается измеренная после завершения процесса электрической очистки концентрация, которую обозначим  $\bar{\varphi}_\infty$  (при  $t \rightarrow \infty$ ). Она совпадет с концентрацией в зоне очистки, то есть за пределами коллекторной зоны. Если последняя занимает некоторую «эффективную» ширину  $0 < z < \xi$ , то зона очистки займет ширину  $\xi < z < l$ . В основном из этой области берутся пробы для замеров. Поэтому для определения остаточной концентрации достаточно найти среднюю концентрацию  $\bar{\varphi}_\infty$  в пределах  $\xi < z < l$ , то есть проинтегрировать (7) с учетом (10):

$$\bar{\varphi}_\infty = \frac{1}{l - \xi} \cdot \int_{\xi}^l \varphi_s \cdot \exp(-\beta \cdot z) \cdot dz \Rightarrow \bar{\varphi}_\infty = \frac{\varphi_0}{1 - (\xi/l)} \cdot \frac{\exp(-\beta \cdot \xi) - \exp(-\beta \cdot l)}{1 - \exp(-\beta \cdot l)}. \quad (12)$$

Это выражение является асимптотическим ( $t \rightarrow \infty$ ) и качественно объясняет невозможность идеальной очистки, тем не менее сама «внезапность» исчезновения очистительного эффекта остается необъяснимой. Полагаем, что причины, рассмотренные в [4], по которым исчезает эффект ЭО в случае непроводящих частиц, могут быть состоятельными и в данном случае. Однако, как отмечалось, окончательное решение вопроса получим с помощью опыта.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспоненциальная зависимость (11) качественно правдоподобно описывает наблюдаемые на практике распределения. К сожалению, хуже обстоит дело с данным распределением в количественном отношении. Причиной является очень малое значение коэффициента диффузии  $D$ . В этой связи оценим безразмерный симплекс  $\beta \cdot l$ , вычислив предварительно  $D$  согласно соотношению (8), приняв коэффициент подвижности согласно формуле Стокса:

$$b = l / (6\pi \eta r), \quad (13)$$

где  $\eta$  – динамическая вязкость среды;  $r$  – радиус, предполагаемый одинаковым для всех частиц. Подставив (13) в (8), получим формулу для коэффициента диффузии:

$$D = kT / (6\pi \eta r). \quad (14)$$

Полагая  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K;  $T = 300$  K;  $r = 10^{-7}$  м;  $\eta = 2 \cdot 10^{-2}$  кг/(м·с) (трансформаторное масло), получим  $D \sim 10^{-13}$  м<sup>2</sup>/с. Оцениваемый параметр  $\beta \cdot l$  с учетом обозначения (5) для  $\beta$  будет равен

$$\beta \cdot l = (w \cdot l) / D. \quad (15)$$

При  $w \sim 10^{-5}$  м/с;  $l \sim 10^{-3}$  м найдем  $\beta \cdot l \sim 10^5$ , в то время как на разумные численные результаты можно рассчитывать при значениях этого параметра  $\beta \cdot l \sim 10^{-1} \div 10^1$ . Отсюда и общий вывод о несостоя-

тельности количественной диффузионной модели для описания изучаемых процессов. Суть несостоятельности сводится к тому, что за время обработки (очистки) смеси практически все частицы (по приведенным теоретическим соображениям) должны сосредоточиться в очень узком пограничном слое на коллекторе толщиной  $\delta \sim 1/\beta \sim 10^{-8}$  м. Это весьма тонкий слой толщиной  $\sim 10^2$  молекулярных слоев, в то время как примесные частицы видны, как уже отмечалось, невооруженным глазом в виде облака в приколлекторных областях. Вместе с тем из формул (11) и (12) формально вытекает правильный вывод о невозможности идеальной очистки, так как согласно этим формулам в области отвода очищенной жидкости средняя концентрация частиц никогда не может быть равной нулю. Более того, все полученные формулы останутся в силе, если скорректировать коэффициент диффузии с учетом электрической перезарядки частиц, что и попытаемся сделать ниже.

### КОРРЕКЦИЯ ДИФфуЗИОННОЙ МОДЕЛИ «ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ» ДИФфуЗИЕЙ

Из изложенного следует, что обсуждаемая диффузионная теоретическая модель описания процесса электрической очистки считалась бы пригодной, если бы коэффициент диффузии  $D$  был на несколько порядков больше. Но для начала необходимо выяснить физические механизмы, которые могли бы внести такой существенный вклад в обратный поток массы. Один из таких механизмов уже упоминался. Речь идет о перезарядке частиц, которая еще не учитывалась. Движение перезаряженных частиц в обратном направлении под действием сил электростатического отталкивания и есть тот механизм, который мог бы внести ясность в физическую картину происходящих процессов.

Плотность электрических зарядов, обусловленных перезарядкой частиц, может быть определена по общей формуле:

$$\rho = \nabla(\epsilon \mathbf{E}) = \nabla(\epsilon \mathbf{j} / \sigma) = \mathbf{j} \cdot \nabla \tau = \frac{d\tau}{d\varphi} \cdot \mathbf{j} \cdot \nabla \varphi, \quad (16)$$

где  $\tau = \epsilon / \sigma$  – максвелловское время релаксации;  $\epsilon$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость. При получении (16) учтено уравнение неразрывности плотности электрического тока (см. выше). Плотность потока массы, обусловленная зарядом (16), определим следующим образом:

$$\mathbf{i}' = \gamma_1 \cdot b \cdot q \cdot \mathbf{E} = b \cdot m_0 \cdot (n_1 \cdot q) \cdot \mathbf{E} = b \cdot m_0 \cdot \rho \cdot \mathbf{E} = b \cdot m_0 \cdot \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \cdot \frac{d\tau}{d\varphi} \cdot (\mathbf{j} \cdot \nabla \varphi), \quad (17)$$

где  $m_0$  – масса частиц;  $n_1$  – их число в единице объема;  $\gamma_1 = m_0 \cdot n_1$  – массовая плотность. Эта величина должна быть добавлена к правой части (2), после чего она примет вид

$$\mathbf{i} = -\gamma D \cdot \nabla \varphi + \gamma \cdot \varphi \cdot b \cdot \mathbf{f} - b \cdot m_0 \cdot \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right| \cdot (\mathbf{j} \cdot \nabla \varphi), \quad (18)$$

где учтено, что время релаксации убывает с ростом концентрации из-за увеличения удельной электропроводности. Учитывая (18), для уравнения (4) найдем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D_* \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + w \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (19)$$

то же самое уравнение, но с видоизмененным коэффициентом диффузии:

$$D_* \equiv D + \frac{b m_0 \cdot j^2}{\gamma \cdot \sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right|. \quad (20)$$

Второму слагаемому в (20) можно приписать смысл «электрического» коэффициента диффузии, обозначив

$$D_e \equiv \frac{b m_0 \cdot j^2}{\gamma \cdot \sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right| \equiv \mu \cdot \frac{j^2}{\sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right|. \quad (21)$$

Подчеркнем, что диффузия, в том числе и «электрическая», в силу ее противоположной направленности, не благоприятствует разделению фаз, а, напротив, играет отрицательную роль в процессе элек-

трической сепарации, однако приводит к сглаживанию экспериментально наблюдаемых распределений  $\varphi(z)$ . Для проверки выдвинутых предположений необходимо оценить параметр  $D_e$ . Обозначим:

$$\mu \equiv \frac{bm_0}{\gamma} = \frac{2 \cdot r^2 \cdot \gamma_0}{9 \cdot \eta \cdot \gamma}, \quad (22)$$

где  $\gamma_0$  – плотность материала частиц. Далее, согласно одной из моделей дисперсной диэлектрической среды [6], получены следующие формулы:

$$\varepsilon = \varepsilon_2 + \varphi \cdot \frac{3(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\sigma_2}{\sigma_1 + 2\sigma_2}; \quad \sigma = \sigma_2 + \varphi \cdot \frac{3(\sigma_1 - \sigma_2)\sigma_2}{\sigma_1 + 2\sigma_2}, \quad (23)$$

где индексы «1» и «2» относятся к дисперсной и замкнутой фазам соответственно. Учитывая, что электропроводность частиц во много раз превышает таковую для несущей жидкости, то есть  $\sigma_1 \gg \sigma_2$ , и полагая  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ , получаем

$$\frac{d\tau}{d\varphi} = -\frac{3 \cdot \tau_2}{(1 + 3 \cdot \varphi)^2}. \quad (24)$$

Из (21) с учетом (22)–(24) получим

$$D_e = \frac{2}{3} \cdot \frac{r^2}{\eta} \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma} \cdot \frac{\varepsilon_2 \cdot E^2}{1 + 3 \cdot \varphi}, \quad (25)$$

где напряженность электрического поля равна

$$E = j / [\sigma_2 \cdot (1 + 3 \cdot \varphi)]. \quad (26)$$

В оценочных целях в (25) и (26) слагаемое  $3\varphi$  может быть отброшено ввиду малости ( $\varphi \leq 5 \cdot 10^{-3}$ ). Полагая  $r \sim 10^{-6}$  м;  $\eta \sim 10^{-2}$  кг/(м·с);  $\gamma_0 / \gamma \sim 1$ ;  $\varepsilon_2 \sim 2 \cdot 9 \cdot 10^{-12}$  Ф/м;  $E \sim 10^6$  В/м, найдем  $D_e \sim 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с, что не менее чем на четыре порядка больше обычного коэффициента диффузии (см. выше). При этом оказывается  $\beta \cdot l \leq 10$ , что укладывается в указанный интервал значений, необходимых для адекватного описания массопереноса в рамках рассмотренной модели с модифицированным коэффициентом диффузии. Заметим, что в отличие от  $D$  «электрический» коэффициент диффузии  $D_e$  возрастает, причем квадратично, с ростом радиуса частиц, что следует иметь в виду при конкретных расчетах.

В качестве примера рассмотрим распределение  $\varphi(z)$ , для чего согласно формуле (11) ориентировочно задаем  $\beta \cdot l \approx 5$ . Полагаем  $l = 5 \cdot 10^{-2}$  м  $\Rightarrow \beta \approx 10^2$  м<sup>-1</sup>. Тогда

$$\varphi^* \equiv \varphi(z) / \varphi_0 \approx 5 \cdot \exp(-z), \quad (27)$$

где  $z$  – в см, и пренебрегли  $\exp(-5)$  в знаменателе (11). Коэффициент 5 впереди равенства (27) показывает, что концентрация частиц на коллекторе в пять раз выше средней или начальной. В действительности эту величину следует ожидать выше.

Аналогично можно оценить по формуле (12) остаточную концентрацию. К примеру, полагая  $\exp(-5) \ll 1$ ,  $\xi / l = 0,4$ , из (12) находим

$$\bar{\varphi}_\infty \approx \frac{\varphi_0 \cdot [\exp(-\beta \cdot \xi) - \exp(-\beta \cdot l)]}{1 - (\xi / l)} \Rightarrow \bar{\varphi}_\infty \approx \frac{\varphi_0 \cdot [\exp(-0,4 \cdot 5) - \exp(-5)]}{1 - 0,4} \approx 0,2 \cdot \varphi_0,$$

что в оценочных целях представляется вполне приемлемым.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, даже простая скорректированная диффузионная модель и ориентировочные оценки приводят к разумным результатам относительно не только качественных, но и количественных закономерностей процесса электрической очистки. Нерешенными, однако, остаются вопросы

внезапности исчезновения очистки, ее продолжительности и другие важные задачи. Для их разрешения необходимо затрагивать более сложные, возможно, нелинейные и нестационарные задачи массопереноса, что явится предметом дальнейших исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Болога М.К., Кожухарь И.А., Гросу Ф.П., Леу В.И. Исследование процесса очистки диэлектрических жидкостей от механической примеси в постоянном электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 2001, (5), 34–39.
2. Леу В.И. Электроочистка трансформаторного масла от механической примеси в постоянном электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 2002, (5), 55–59.
3. Bologa M.K., Grosu F.P., Leu V.I. Separation of dielectric Liquids from mechanical Impurities in a direct electric Field. *Proceedings of the 2nd European Conference on Fietration and Separation*. Compiègne, France, Octobre, 2006.
4. Гросу Ф.П., Болога М.К., Леу В.И. Некоторые особенности электрической сепарации. *Электронная обработка материалов*. 2012, **48**(1), 50–57.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. М.: Физматгиз, 1988. 733 с.
6. Гросу Ф.П. Термоэлектроконвективные явления и их прикладные аспекты. *Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора хабилитат технических наук*. Кишинев, 2009, с.43.

Поступила 29.08.11

## Summary

The article gives the general formulation of the unidimensional unsteady problem of mass transfer under the action of an external electrostatic field. In the process, electric forces are in conformity with Coulomb's law, and disperse particles are charged due to the "corona" discharge in the dielectric liquid. The discharge formation, as is also the case of gases, is the result of the dramatic inhomogeneity of the external electric field. In its turn, this inhomogeneity is due to the punching of the enamel insulation of the high-voltage electrode. As a result the phenomena similar to those in gases appear, among them the convective stream, that is, they are electrohydrodynamic. In thus volume-charged liquid impurity particles are becoming also charged and under the action of the forces mentioned above are moving towards the opposite electrode that acts as a collector of impurities. The movement of particles is due to the electric convection transfer. The problem is formulated for unsteady conditions, however, this paper deals with solving it for steady diffusion state. It is demonstrated that because of low diffusion coefficient the diffusion flux does not account for the phenomenon observed in reality, that is, distribution of concentration in the area between the electrodes. The authors of this paper propose the notion of the "electrical" diffusion flux, which can account for the observed regularity both qualitatively and quantitatively. The paper discusses the results obtained.

---