

А.С. Мосиевич, Н.В. Полищук, И.М. Панченко*, М.С. Панченко,
А.Л. Панасюк, И.Н. Карпович**

ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ДЛИННЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Ровенский государственный гуманитарный университет,
ул. Остафова, 31, г. Ровно, UA –33000, Украина,*

**Европейский университет финансов, информационных систем,
менеджмента и бизнеса,*

ул. Киевская, 64Б, г. Ровно, UA -33028, Украина,

***Национальный университет водного хозяйства и природопользования,
ул. Соборная, 11, г. Ровно, UA -33028, Украина*

Введение. Широкое применение капиллярно-пористых тел в космической технике, в частности в устройствах, транспортирующих массу и энергию вещества (тепловых трубах, пористых испарительных теплообменниках и т. п.), значительно повышает интерес к изучению проблемы капиллярного транспорта жидкостей. Условие равновесия мениска при отсутствии внешнего силового поля является постоянство его средней кривизны. Наиболее простое и распространенное капиллярное явление в природе и практике – капиллярное впитывание (КВ) жидкостей. Поэтому одна из задач данной работы состоит в изучении процесса КВ воды отдельными цилиндрическими капиллярными трубками под воздействием электрических полей (ЭП), включая и разрядные токи.

Теоретический анализ. В [1–3] подробно рассмотрены как начальный период, так и вторичный – стационарного течения жидкости при наличии лишь гравитационного поля.

Движение смачивающей жидкости в цилиндрической капиллярной трубке (КТ), которая размещена под углом α к горизонту, описывается известным уравнением Порхаева [4]:

$$\frac{d^2l}{d\tau^2} + \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{d\tau} \right)^2 + \frac{8\eta}{r_0^2 \rho_1} \frac{dl}{d\tau} + g \sin \alpha - \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 \rho_1 l} = 0. \quad (1)$$

Ниже рассматривается массоперенос в цилиндрических капиллярных трубках радиусов, как в простейших моделях реальных пористых тел. Основной объем порового пространства в макропористом теле составляют каналы макропор (макрокапилляров), хотя и микрокапилляры занимают определенный объем. Широкие макрокапилляры в пористых телах назовем капиллярной трубкой (КТ). В них капиллярное давление намного меньше гидростатического ($2\sigma_{12} \cos \theta / r_0 \ll \rho_1 g l \sin \alpha$). КТ служат основными транспортными каналами при увлажнении (кинетика) и резервуарами воды в состоянии равновесия (статика увлажнения).

Для значительной интенсификации массопереноса при впитывании жидкости важны макрокапилляры с радиусами внутренних каналов, большими $1 \cdot 10^{-7}$ м. Действительно, согласно формуле Пуазейля объем жидкости, переносимой через поперечное сечение капилляра за секунду, прямо пропорционален четвертой степени его радиуса. Поэтому в макрокапиллярах средняя скорость движения жидкости на несколько порядков выше, чем в микрокапиллярах. Соответственно увеличивается и скорость переноса массы конвективным потоком жидкости. При обычных температурах и разной гидрофильности пористых тел в сфере действия молекулярных адсорбционных центров стенок микрокапилляров находится лишь слой жидкости толщиной от 3 до 1000 Å, то есть незначительная масса жидкости [5, 6], и на состояние и течение основной массы жидкости существенное влияние могут оказывать внешние силовые поля.

Перемещение воды в КТ лимитируется противодействием силы тяжести, но КТ являются

большими резервуарами, из которых микрокапилляры пористых тел впитывают воду и подают ее на значительную высоту (грунты, растения, ткани и другое). Компенсирование в определенных границах гидростатического давления или увеличение капиллярного давления в КТ с помощью ЭП позволило бы значительно уменьшить время транспортирования воды на значительную высоту и аккумулялировать ее на продолжительное время.

Поскольку скорость впитывания на начальном этапе очень большая [1–3], ее очень сложно увеличить, а возможно, и не надо. Для второго этапа, когда скорость впитывания уменьшается на порядки, задача ускорения движения жидкости становится актуальной, поскольку в действительности капиллярные трубки довольно длинные и достигают одного, а то и нескольких метров.

Если капиллярное давление [1]

$$p_k = 2\sigma_{12}\cos\theta/r_0 \gg \rho_1 g l \sin\alpha, \quad (2)$$

то из формулы (1), пренебрегая двумя первыми членами, учитывающими силу инерции, при постоянстве капиллярного давления, а также с учетом равенства нулю скорости на стенке капилляра (условие прилипания) получаем

$$l = \left(\frac{\sigma_{12} r_0 \cos\theta}{2\eta} \right)^{1/2} \tau^{1/2} = K\tau^{1/2}. \quad (3)$$

Это уравнение и используется обычно для расчета зависимости $l = f(\tau)$ при течении жидкости по капиллярам, а в несколько модифицированном виде – и для пористых тел [2, 3].

Условие (2) выполняется для капиллярной трубки лишь при ее горизонтальном положении, когда гравитационная сила не препятствует движению жидкости. Из выражения (3) следует, что при $\tau \rightarrow \infty$ $l \rightarrow \infty$, то есть длина столбика воды должна увеличиваться до бесконечности.

В состоянии равновесия $dl/d\tau = 0$ из (1) при указанных выше условиях можно получить

$$l = \frac{2\sigma_{12} \cos\theta}{r_0 \rho_1 g \sin\alpha}, \quad (4)$$

то есть максимальная длина столбика жидкости в КТ существенно зависит от ориентации его относительного направления действия силы тяготения. Для заданного радиуса r_0 эта длина обратно пропорциональна скатывающей составляющей силы тяжести $\rho_1 g \sin\alpha$. Противодействовать этой силе могут только электрические силы, как это видно из первого уравнения приведенной ниже системы (5), описывающей электроконвективные явления [7]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} &= \vec{g} - \frac{\nabla p}{\rho_1} - \frac{\eta}{\rho_1} \nabla^2 \vec{v} + \frac{\rho_e \vec{E}}{\rho_1} - \frac{\varepsilon_0 E^2}{2\rho_1} \cdot \nabla \varepsilon_1 + \frac{1}{2\rho_1} \varepsilon_0 \nabla \left(E^2 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \rho_1 \right); \\ \nabla \vec{v} &= 0; \\ \nabla \vec{A} &= \frac{\rho_{\vec{a}}}{\varepsilon_0 \varepsilon}; \\ \nabla \vec{i} + \frac{\partial \rho_e}{\partial \tau} &= 0; \\ \vec{i} &= \rho_e b \vec{E} + \rho_e \vec{v} - D \nabla \rho_e; \\ \nabla \times \vec{A} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где b – коэффициент подвижности ионов в жидкости (газе).

Первое уравнение системы (5) представляет собой уравнение Навье–Стокса, которое кроме обычных сил (давления p , инерции $\rho_1 d\vec{v}/dt$, гравитации $\rho_1 \vec{g}$, вязкости $\eta \nabla^2 \vec{v}$) содержит и плотность электрических сил

$$\vec{f}_e = \rho_e \vec{E} - 0,5 \varepsilon_0 E^2 \nabla \varepsilon_1 + 0,5 \varepsilon_0 \nabla \left[E^2 \rho_1 \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \right)_T \right], \quad (6)$$

посредством которых электрическое поле воздействует на гидродинамику жидкостей.

Поскольку в (4) $\rho_1 g \sin \alpha$ представляет собой плотность гравитационных сил, а компенсирующая сила f_e (6) должна действовать противоположно, чтобы ускорять КВ, то, предполагая $f_0 \approx \text{const}$, формулу (4) можно переписать в виде

$$l = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 ((\rho_1 g \sin \alpha) - f_e)}, \quad (7)$$

откуда при любом α в случае равенства $(\rho_1 g \sin \alpha) - f_e = 0$ следует $l \rightarrow \infty$.

Возрастание e проще осуществить в широких капиллярах, где основная масса жидкости практически свободна от влияния адсорбционных сил вещества стенок. В пределах радиуса действия этих сил жидкость макроскопически неподвижна. Тем не менее радиусы этих макрокапилляров не должны быть слишком большими, чтобы гравитационное поле существенно не тормозило конвективное движение жидкости за счет роста веса ее столбика, особенно если макрокапилляр размещен вертикально.

Поэтому необходимо диспергировать жидкость на отдельные, достаточно малые объемы, когда электрическая сила будет превышать гравитационную. В рассматриваемом случае это осуществляется при КВ жидкости в структуру пористого тела. Диспергированную капиллярами жидкость можно значительно быстрее вводить (выводить) в (из) пористое тело с помощью электрических сил, значительно ускоряющих их увлажнение или осушение, что будет еще одним проявлением электронно-ионных технологий, которые энергетически наиболее удобны, поскольку ЭП оказывает непосредственное влияние на заряженное вещество без промежуточных трансформаций энергии [8]. Это позволит реализовать на практике прогноз развития науки об увлажнении и осушении [9].

Вместе с тем еще недостаточно разработаны теоретические вопросы, мало проведено экспериментальных исследований, в то время как действие ЭП на вещество и возможности использования этого действия для технологических целей связаны с большим числом физических явлений. В меру накопления экспериментальных данных из комплексных электрофизических исследований, электродиффузии и электроконвекции влаги появится возможность практического использования электронно-ионных методов увлажнения и осушения.

Система уравнений (5), казалось бы, должна решать любые вопросы, связанные с взаимодействием течения заряженной или диэлектрической среды и ЭП. Тем не менее ряд параметров, в частности вязкость, зависит от напряженности в сильных ЭП, а также значительно от температуры. В этих условиях ответ на вопрос о характере течения жидкости может обеспечить лишь эксперимент.

В работах [10, 11] показано, что при наложении неоднородного электрического поля (НЭП) с градиентом квадрата напряженности, направленным вдоль оси капилляра к устью КТ, увеличиваются как высота поднятия воды в вертикальных КТ, так и скорость течения воды в горизонтальных и расположенных под малыми углами к горизонту макрокапиллярах.

Укажем, что в модели Порхаева (1) неучтенный противодействующий течению жидкости силовой член становится важным при значительном росте длины столбика воды l . Поэтому в [12] предложено модифицированное уравнение Порхаева [4] для расположенной горизонтально длинной КТ:

$$\frac{d^2 l}{d\tau^2} + \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{d\tau} \right)^2 + \frac{8\eta}{r_0^2 \rho_1} \frac{dl}{d\tau} = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 \rho_1 l} \left[1 - \left(\frac{l}{l^*} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Здесь l^* – расстояние, на котором движение жидкости при впитывании ее прекращается,

$$l^* \equiv l|_{l \rightarrow \infty} = \tau^* \left(\frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 \rho_1} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где τ^* – некоторый эмпирический коэффициент пропорциональности. Такая модификация в [12] объясняется зависимостью динамического угла смачивания от l .

При очень больших l градиент капиллярного давления ∇p_k уменьшается настолько, что случайные незначительные изменения противодействующих сил (гидрофобные частички пыли, адсорбированные на поверхности мениска из воздуха молекулы ПАВ, которые снижают σ_{12} , повышение давления воздуха при его сжатии в длинной КТ, пузырьки паровоздушной смеси и другие факторы, не играющие заметной роли при быстром движении мениска (малые l) останавливают дальнейшее продвижение жидкости. Для того чтобы сдвинуть столбик жидкости между двумя пузырьками с места, в КТ нужно увеличить давление, превосходящее некоторое минимальное [13]:

$$\Delta P^* = 2\sigma_{12} (1/R_1 - 1/R_2), \quad (10)$$

где R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей, ограничивающие жидкостную прослойку. Если в КТ чередуются n газовых пузырьков и столбиков жидкости между ними, то дополнительное давление, которое необходимо приложить для преодоления сопротивления сдвига такого газожидкостного образования, возрастает в n раз. Тогда формулу Пуазейля для движения жидкости в длинной КТ необходимо использовать в виде

$$\bar{v} = \frac{r_0^2}{8\eta l} \left(\frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0} - n\Delta P^* \right), \quad (11)$$

где $n\Delta P^*$ – противодействие, обусловленное вышеупомянутыми явлениями, которое тормозит и останавливает движение жидкости под действием ∇p_k . Интегрированием уравнения (11) с учетом $\bar{v} = dl/d\tau$ получим формулу

$$l^2(\tau) = \frac{r_0^2 \tau}{4\eta} \left(\frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0} - n\Delta P^* \right). \quad (12)$$

Она в отличие от классического уравнения Вашборна [3, 14] для горизонтальных КТ (3) содержит дополнительный член $n\Delta P^*$, деформирующий линейную зависимость $l^2(\tau)$. Для коротких КТ с малыми r_0 и промежутками τ этим отклонением от линейности можно пренебречь. НЭП также должно видоизменять закон Вашборна тем существеннее, чем больший ∇E^2 .

Действительно, при действии НЭП и учете сил противодействия всасыванию в длинных широких КТ обобщенное уравнение Вашборна можно записать в виде

$$l_e^2(\tau) = \frac{r_0^2 \tau}{4\eta_e} \left(\frac{2\sigma_{12}^e \cos \theta_e}{r_0} - n\Delta P^* + P_e \right), \quad (13)$$

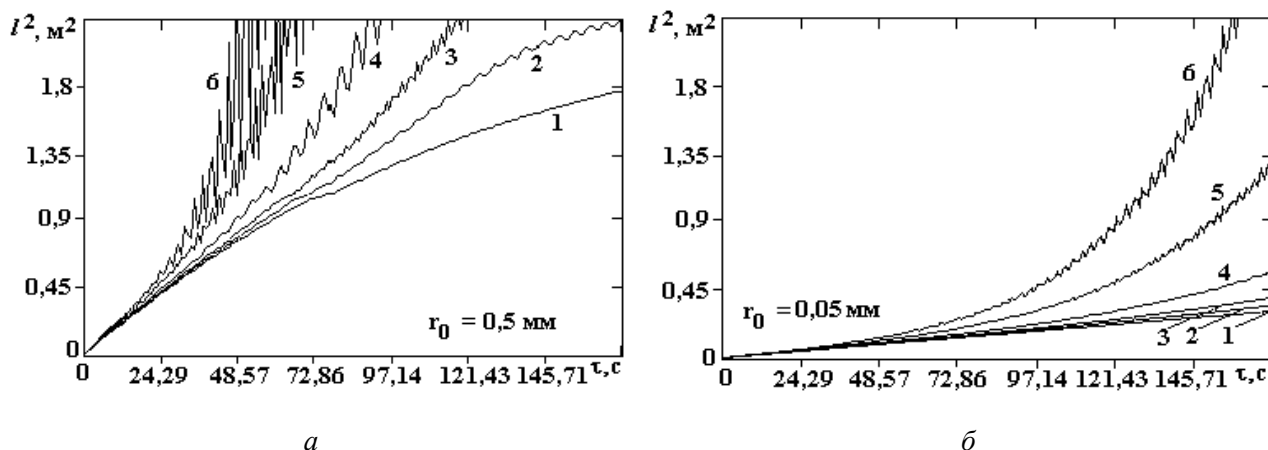
где P_e – давление, создаваемое силами НЭП. Выражение (13) указывает на то, что КВ в НЭП существенно интенсифицируется даже при малых τ , а при больших, когда КВ без поля прекращается, давление P_e может существенным образом увеличить l даже при малых ∇E^2 , которые обеспечивают условие $P_e > n\Delta P^*$.

Методика эксперимента. Впитывание воды в горизонтальные КТ под влиянием НЭП, создававшиеся подачей постоянного высокого напряжения U на систему электродов игла–плоскость, между которыми располагалась КТ, исследовали как в [10 – 12].

Результаты. При отсутствии поля график $l^2(\tau)$ является, как этого требует теория, линейным лишь для КТ с малыми r_0 (рис. б). Для КТ с большими r_0 при длине ≈ 1 м этот график отстает от линейности (рис. а), стремясь с ростом τ к своеобразному насыщению, при котором впитывание прекращается. Как видно из рисунка, графики зависимостей $l^2(\tau)$ для КТ с большими r_0 при одинаковом значении τ идут значительно выше по сравнению с КТ меньших r_0 . Это указывает на значительно большую скорость КВ более широкими КТ. При этом скорость менисков к началу отступления $l^2(\tau)$ от линейности отвечает закону Пуазейля.

Из этих рисунков видно, что НЭП осуществляет разное ускоряющее действие на КВ практически во всей зоне действия поля. На первой стадии КВ (высокоскоростное впитывание) положение кривых $l^2(\tau)$ при включенном поле практически не отличается от аналогичных опытов без поля, на втором этапе (еще довольно быстрый квазистационарный режим) зависимости $l^2(\tau)$ в НЭП имеют вид

колебательных кривых, которые постепенно отходят от кривой без поля. Особенно это заметно для КТ большого радиуса. Для третьего периода (область медленного течения жидкости без поля) кривые $l^2(\tau)$ в НЭП уходят вверх. Это происходит тем стремительнее и тем раньше, чем большее высокое напряжение U приложено к электродам и чем больше радиус КТ. При этом амплитуды и частоты колебательных движений столбиков жидкости увеличиваются. При подходе мениска воды к игольчатому электроду кривые КВ круто идут вверх, что свидетельствует о резком увеличении силы f_e , а согласно (7), (13) и l . В КТ с радиусом на порядок меньше влияние поля при тех же U и интервале τ намного меньше. Отклонение от кривой без поля и колебание столбика начинаются намного позднее, значительно меньшими становятся частота и амплитуда этих колебаний.



Зависимости квадрата длины столбика l^2 от времени τ впитывания воды в кварцевые горизонтальные КТ радиусами r_0 0,5 (а) и 0,05 мм (б) при разных напряжениях U , кВ: 1 – 0; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 20; 5 – 40; 6 – 60; температура воды – 293 К

Увеличение скорости пропитки под действием поля в той и другой КТ тем сильнее, чем длиннее столбик, то есть чем ближе мениск жидкости подходит к электроду-игле. Наблюдается даже нарушение сплошности столбика жидкости, и она выходит из устья КТ (за исключением случая с $U = 5$ кВ) в виде струи заряженных капелек со скоростью, которая зависит от величины напряжения между электродами.

Обсуждение. Если жидкость заряжена и на нее действует внешнее ЭП, то возникают электрокапиллярные волны, которые существенно облегчают условия возникновения неустойчивости заряженной поверхности, поскольку уменьшается поверхностное натяжение жидкости σ_{12}^e . Это приводит к поверхностной неустойчивости Френкеля–Тонкса.

Волны той или другой природы вследствие действия сил вязкости проникают на определенную глубину в жидкость, вызывая ее колебательное движение. При нарушениях под действием внешних возмущений кривизны мениска происходит изменение капиллярного давления p_k . При этом столбик жидкости выходит из стационарного равновесия и возникают колебательные движения столбика с разными амплитудами и частотами [15]. Этому благоприятствуют и противоборствующие силы: электрические, гравитационные, инерционные, вязкостные и другие.

Заключение. Таким образом, теоретическим и экспериментальным путем показано, что в длинных широких макрокапиллярах, даже если они расположены горизонтально (сила тяжести не противодействует движению жидкости), впитывание жидкости прекращается. Наложением НЭП можно не только устранить это негативное явление, но и значительно увеличить как скорость, так и длину столбиков впитываемой жидкости, то есть быстрее и на большие расстояния осуществлять ее транспорт. Если жидкость термически неоднородная, то с помощью электроконвективного движения можно передавать и большое количество теплоты, интенсифицируя совместный теплоперенос в макропористых телах.

Обозначения: E – напряженность ЭП; g – ускорение свободного падения тела; h – высота поднятия жидкости; l – длина столбика или пленки жидкости в капилляре; p , p_k – давление, капиллярное давление; r_0 – радиус КТ; U – напряжение; α – угол наклона КТ к горизонту; ε_1 – относительная диэлектрическая проницаемость; ε_0 – электрическая постоянная; η – динамическая вязкость жидкости; θ – краевой угол смачивания; \vec{i} – плотность тока; ρ – плотность; ρ_e – объемная плотность заряда; σ – поверхностное натяжение; τ – время; \bar{v} – средняя скорость движения жидко-

сти. **Индексы:** 0 – начальное значение; 1 – жидкость; 2 – паровоздушная среда; 12 – жидкость на границе с паровоздушной средой; e – в ЭП; **Условные сокращения:** ЭП – электрическое поле; КПТ – капиллярно-пористое тело; КТ – капиллярная трубка; КВ – капиллярное впитывание; НЭП – неоднородное электрическое поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сумм Б.Д., Рауд Э.А., Горюнов Ю.В. Начальная стадия капиллярного впитывания // Коллоидный журнал. 1979. Т. 41. В. 3. С. 601–603.
2. Кузьмич А.В., Новиков П.А., Новикова В.И. Анализ начальной стадии кинетики капиллярного впитывания // Инженерно-физический журнал. 1986. Т. 50. № 2. С. 294–299.
3. Хейфец Л.И., Неймарк А.В. Многофазные процессы в пористых средах. М.: Химия, 1982. 320 с.
4. Порхаев А.П. Кинетика впитывания жидкостей элементарными капиллярами // Коллоидный журнал. 1949. Т. 11. № 5. С. 346–353.
5. Лыков А.В. Явления переноса в капиллярно-пористых телах. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1954. 296 с.
6. Лыков А.В. Тепломассообмен (Справочник). М.: Энергия, 1971. 560 с.
7. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
8. Сильные электрические поля в технологических процессах (Электронно-ионная технология): Сб. статей. Вып. 3 / Под ред. акад. В.И. Попкова. М.: Энергия, 1979. 184 с.
9. Лыков А.В. Прогноз развития науки о сушке капиллярно-пористых коллоидных тел // Инженерно-физический журнал. 1970. Т. 43, № 4. С. 609 – 616.
10. Полищук Н.В., Панченко И.М., Панченко М.С., Карпович И.Н. Эффекты воздействия и последствие электрических полей на поднятие воды в макрокапиллярах // Электронная обработка материалов. 2002. № 4. С. 54–67.
11. Полищук Н.В., Панченко И.М., Панченко М.С., Карпович И.Н. Влияние электрического поля на скорость перемещения воды в широком капилляре, расположенном под малым углом к горизонту // Электронная обработка материалов. 2003. № 6. С. 25–33.
12. Колисниченко В.И. Течение жидкости в длинном капилляре // Инженерно-физический журнал. 1989. Т. 57. № 2. С. 227–232.
13. Гегузин Я.Е. Пузыри. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. 176 с.
14. Ершов А.П., Зорин З.М., Соболев В.Д., Чураев Н.В. Кинетика движения пузырька газа в капилляре // Коллоидный журнал. 2001. Т. 63. № 2. С. 200–207.
15. Карпович И.Н., Панченко М.С. Пульсирующее движение жидкости в капиллярах под влиянием силового поля // Инженерно-физический журнал. 2006. Т. 79. № 5. С. 20–25.

Поступила 31.07.06

Summary

It is shown, that a non-uniform electric field in horizontal macrocapillaries it is possible not only to remove the discontinuance absorption liquids, but also considerably to increase speed and length of columns of a liquid.
