

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

УДК 544.638,534.1

О МЕТОДЕ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

© 2022 г. Б. П. Шарфарец^а, *, С. П. Дмитриев^б, В. Е. Курочкин^а, **, В. А. Сергеев^с

^аИнститут аналитического приборостроения Российской академии наук,
ул. Ивана Черных 31–33, Санкт-Петербург, 198095 Россия

^бООО Биопродукт, Москва, Россия

^сАО “АКВАМАРИН”, Барриадная ул. 17, Санкт-Петербург, 198097 Россия

*e-mail: sharb@mail.ru

**e-mail: lavrovas@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.02.2021 г.

После доработки 27.12.2021 г.

Принята к публикации 25.01.2022 г.

Предложена математическая модель функционирования акустоэлектрического преобразователя, основанного на использовании электрокинетического явления – потенциала течения. Теоретически показано, что потенциал течения растет пропорционально величине напряженности постоянного электрического поля накачки. Это утверждение экспериментально подтверждено. Показано, что описываемый преобразователь обладает переменной чувствительностью. Экспериментально выявлено наличие насыщения в этом процессе, обусловленное физикой процесса – его нелинейностью, а также возникновением режима турбулентного движения жидкости в теле преобразователя. Теория акустоэлектрического преобразователя, основанная на электрокинетическом явлении – потенциал течения, идентична теории электроакустического преобразования, основанной на обратном потенциалу течения электрокинетическом явлении электроосмоса. Измеренная чувствительность преобразователя превосходит чувствительность аналогов. Полученные в работе результаты могут быть использованы в теории и практике конструирования обратимых электроакустических и акустоэлектрических преобразователей.

Ключевые слова: акустоэлектрическое преобразование, электрокинетические явления, потенциал течения, гидродинамика потенциала течения, нелинейный режим течения жидкости, накачка энергии, чувствительность электрокинетического микрофона

DOI: 10.31857/S0320791922050112

ВВЕДЕНИЕ

Ранее в работах [1–6] рассмотрено электроакустическое преобразование, основанное на таком электрокинетическом явлении (ЭЯ), как электроосмос. Основное отличие от предлагавшихся ранее подобных преобразований (см., например, работу [7], в которой подобные преобразователи названы электрокинетическими преобразователями (ЭКП)) состоит в использовании режима накачки энергии акустических колебаний за счет энергии дополнительно приложенного постоянного электрического поля. По-видимому, впервые в преобразователях, основанных на ЭЯ, схема накачки энергии акустических колебаний постоянным электрическим полем была предложена в патенте [8].

Далее рассматривается разновидность ЭКП – акустоэлектрическое преобразование. Это преобразование рассматривается также при наличии

процесса накачки, аналогичного режиму электроакустического преобразования. Преобразование в этом случае построено на использовании обратного к электроосмосу ЭЯ – потенциала течения (в работе [7] потенциал течения именуется потенциалом протекания). Без режима накачки эта проблема рассмотрена, например, в работе [7, §3]. При наличии накачки в процессе акустоэлектрического преобразования появляются особенности, заключающиеся в том, что в этом случае используются оба ЭЯ – и электроосмос, и потенциал течения. Впервые теоретически с учетом процесса накачки этот вопрос частично был рассмотрен в работе [9]. В настоящей работе кратко приводятся теоретические аспекты, изложенные в [9], а также получены новые теоретические результаты по рассматриваемой теме. В завершение приводятся результаты натуральных экспериментов, подтверждающих справедливость предложенной теории.

ТЕОРИЯ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Потенциал течения

Потенциал течения — это явление возникновения разности потенциалов на торцах капилляра (пористого тела) при течении через него жидкости. Основную роль в возникновении этой разности потенциалов играют двойной электрический слой (ДЭС), формирующийся на границе раздела фаз, и его поляризация. Для упрощения рассматривают явление потенциала течения на примере капилляра, электрокинетические процессы в котором подобны процессам в обычной пористой структуре при не очень обременительных допущениях [10, §2.2].

Движение жидкости внутри капилляра, обусловленное внешним механическим воздействием, вызывает конвективное движение ионов ДЭС, что приводит к образованию конвективной разности потенциалов на торцах капилляра. Электрическое поле, порождаемое зарядами, выделяющимися у торцов капилляра, обуславливает электромиграционный ток ионов, направленный навстречу конвективному току. Разность потенциалов на торцах капилляра $\Delta\varphi$, устанавливающаяся при равенстве конвективного тока и противотока ионов, и определяет величину потенциала течения (подробнее этот процесс описан, например, в [10, §2.5]). Ось цилиндрического капилляра далее полагаем ориентированной вдоль оси Oz .

Выражение, связывающее величину потенциала течения на торцах капилляра $\Delta\varphi$ с величиной перепада давления на них Δp , получают с помощью системы уравнений термодинамики неравновесных процессов, связывающей потоки и силы в процессах (см., например, [10, с. 10; 11, §15.1.4; 12, §IV.4]):

$$\begin{aligned} Q &= \pi a^2 \bar{V} = \pi a^2 (\Lambda_{11} \Delta p + \Lambda_{12} \Delta \varphi), \\ I &= \Lambda_{21} \Delta p + \Lambda_{22} \Delta \varphi. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Q — объем жидкости, протекающей через капилляр за единицу времени (поток жидкости); \bar{V} — среднее по сечению капилляра значение скорости жидкости; I — величина тока в капилляре (поток электрических зарядов); a — радиус капилляра; феноменологические коэффициенты Λ_{11} , Λ_{12} , Λ_{21} , Λ_{22} характеризуют соответственно гидродинамическую проницаемость мембраны, скорость осмотического течения, ток течения и электропроводность электролита. Феноменологические коэффициенты удовлетворяют соотношению Онзагера $\Lambda_{12} = \Lambda_{21}$. В первом уравнении системы (1) первое слагаемое справа определяет поток среды, вызванный градиентом давления, второе слагаемое определяет электроосмотический поток сре-

ды. Во втором уравнении (1) справа стоит соответственно ток (поток зарядов), вызванный градиентом давления, и ток, вызванный разностью потенциалов на торцах капилляра.

Итоговая зависимость между потенциалом течения $\Delta\varphi$ и перепадом давления Δp на торцах капилляра в условиях тонкого двойного слоя $ka \gg 1^1$ такова [10, с. 10; 11, с. 516; 12, с. 184 и др.]:

$$\Delta\varphi = -\frac{\Lambda_{21}}{\Lambda_{22}} \Delta p = -\frac{\varepsilon \varepsilon_0 \tilde{\zeta}}{\eta \sigma} \Delta p. \quad (2)$$

Здесь σ — удельная проводимость жидкости²; ε , ε_0 — соответственно диэлектрическая проницаемость жидкости и электрическая постоянная; $\tilde{\zeta}$ — дзета-потенциал; η — динамическая вязкость жидкости; $\kappa = 1/\lambda$, где λ — длина Дебая. Соотношение (2) показывает, что потенциал течения не зависит от площади сечения капилляра, а задается только величиной перепада давления. Этот результат подтвержден в многочисленных экспериментах для самых многообразных мембран [11, с. 516].

При переходе от индивидуального капилляра к реальной связнодисперсной системе (мембрана или диафрагма) возникают осложнения, связанные со структурой порового пространства, в котором происходит перенос вещества и электрического тока. Однако описанная закономерность (2) остается справедливой и в этом случае [12, с. 184].

В проведенных выше рассуждениях принималось, что величины $\Delta\varphi$ и Δp не зависят от времени. Согласно [9] при условии, что время релаксации зарядов в жидкости³ много меньше периодов колебаний переменных величин $\varphi(t)$ и $p(t)$, выражение (2) можно записать в виде

$$\Delta\varphi(t) = -\frac{\varepsilon \varepsilon_0 \tilde{\zeta}}{\eta \sigma} \Delta p(t). \quad (3)$$

Преобразование выражения (2) в дифференциальную форму дает [9] выражение

$$\rho_e \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = \rho_e \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \tilde{\zeta}}{\eta \sigma} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (4)$$

¹ В этом случае скорость осмотического течения в капилляре практически постоянна во всем сечении капилляра и равна скорости осмотического движения Гельмгольца—Смолуховского [10, с. 10].

² Отметим, что в условиях тонкого двойного слоя величина σ совпадает с удельной проводимостью дисперсионной жидкости, в противном случае необходимо учитывать еще и поверхностную проводимость, вызванную влиянием двойного слоя (см. [12, с. 183]).

³ Во всех, даже плохих проводниках время релаксации зарядов необычайно мало. Так, в морской воде время релаксации порядка 2×10^{-10} с; даже в таком плохом проводнике, как дистиллированная вода, оно не более 2×10^{-6} с [13, с. 27].

Здесь ρ_e – объемная плотность электрического заряда в электролите. В (4) также учтено, что ось капилляра проходит вдоль оси z .

Обозначим через $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ значение вектора электрической напряженности, соответствующего потенциалу течения. Из (4) с учетом допущения $\mathbf{E} = (0, 0, E)$ имеем

$$\rho_e \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \rho_e \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma} \nabla p(\mathbf{x}, t). \quad (5)$$

В случае гармонического процесса $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x})e^{-i\omega t}$ и $p(\mathbf{x}, t) = p(\mathbf{x})e^{-i\omega t}$ с циклической частотой ω выражение (5) переписывается в виде

$$\rho_e \mathbf{E}(\mathbf{x}) = \rho_e \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma} \nabla p(\mathbf{x}). \quad (6)$$

В дальнейшем при оперировании с гармоническими процессами в выражениях, подобных выражению (5), будем под переменными полями подразумевать модули соответствующих гармонических полей.

Таким образом, в случае потенциала течения возникает действующая на жидкость объемная сила $\rho_e \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma} \nabla p$, которая по форме схожа с объемной (пондеромоторной) силой $\rho_e \mathbf{E}$, характерной для процесса электроосмоса (см. правые части в уравнениях движения в работах [1–6]), с тем отличием, что в данном случае в (6) вектор $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ – это вектор напряженности электрического поля, отвечающего потенциалу течения φ .

Анализ процесса накачки для случая акустоэлектрического преобразования. Совместное действие постоянного электрического поля и стороннего акустического поля

Далее приведем выкладки, поясняющие механизм процесса накачки применительно к акустоэлектрическому преобразованию, когда к торцам капилляра, наполненного жидкостью, одновременно прикладывается постоянное электрическое поле \mathbf{E}_0 и внешнее акустическое поле с давлением p_a . Анализ процесса при этом будет проведен с помощью уравнения сохранения импульса Навье–Стокса. Как и в [1–6], принимаем его в наиболее общем виде для движения вязкой сжимаемой однородной жидкости

$$\begin{aligned} \rho_\Sigma \left(\frac{\partial \mathbf{v}_\Sigma}{\partial t} + (\mathbf{v}_\Sigma \nabla) \mathbf{v}_\Sigma \right) = \\ = -\nabla p_\Sigma + \eta \Delta \mathbf{v}_\Sigma + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \mathbf{v}_\Sigma + \rho_e \mathbf{E}_0 + \mathbf{F}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\rho_\Sigma = \rho_0 + \rho$, $\mathbf{v}_\Sigma = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}$, $p_\Sigma = p_0 + p$ – соответственно поля плотности, скорости и давления

в жидкости; $\mathbf{E}_0 = \text{const}$ – вектор напряженности внешнего электрического поля, направленного вдоль оси капилляра;

$$\mathbf{F} = \rho_e \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \zeta}{\eta \sigma} \nabla p(\mathbf{x}, t) \quad (8)$$

– внешняя объемная сила (5), являющаяся источником процесса потенциала течения; ζ – объемная вязкость. Индекс 0 соответствует электроосмотическому процессу, источником которого является электрическое поле \mathbf{E}_0 , величины без индекса соответствуют остальным процессам – потенциалу течения, вызванному силой \mathbf{F} , а также полям, вызванным процессом накачки.

Подставим в (7) значения суммарных полей. Далее примем, что течение в электроосмотическом процессе ламинарное. Тогда уравнение (7) применительно к стационарному электроосмотическому процессу в жидкости внутри капилляра с учетом условия $\nabla p_0 = 0$ имеет вид (см., например, [4, выражение (19)])

$$\rho_0 (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}_0 = \eta \Delta \mathbf{v}_0 + \rho_e \mathbf{E}_0. \quad (9)$$

Акустический процесс в капилляре (а потенциал течения естественно рассматривать как акустический процесс, т.к. он тесно связан в рассматриваемом случае с акустическим полем) описывается в терминах сжимаемой жидкости в линеаризованном виде и уравнение сохранения импульса для него получается подстановкой разложений $\rho_\Sigma = \rho_0 + \rho$, $\mathbf{v}_\Sigma = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}$, $p_\Sigma = p_0 + p$ в (7) и вычитанием из него (9):

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}_0 \right) = \\ = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \mathbf{v} + \mathbf{F}. \end{aligned} \quad (10)$$

К уравнению движения (10) следует добавить стандартное линеаризованное уравнение непрерывности для сжимаемой жидкости

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \mathbf{v} = 0. \quad (11)$$

Уравнение (10) является линейным относительно акустических полей \mathbf{v} и p , которые образуются за счет наличия в среде акустического поля (\mathbf{v}_a, p_a) и, как будет видно ниже, также за счет процесса накачки, возникающего из-за приложения постоянного электрического поля \mathbf{E}_0 (подробнее физика образования поля (\mathbf{v}, p) будет рассмотрена в следующей работе). В (10) функция \mathbf{F} определяется выражением (8) по полю давления p .

Для упрощения уравнения движения жидкости (10) примем допущение о малой толщине двойного слоя на границе раздела жидкости и внутренней поверхности капилляра, что опреде-

ляется неравенством $ka \gg 1$. В этом случае (см. сноску¹) скорость электроосмотического движения жидкости практически во всем сечении капилляра равна скорости осмотического движения Гельмгольца–Смолуховского U_{eo} [10, с. 10] (здесь в отличие от [10] запись в системе СИ):

$$U_{eo} = E_0 \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \xi}{\eta} = \text{const.} \quad (12)$$

Далее с учетом условия тонкого двойного слоя принимаем допущение о поршневом характере распределения электроосмотической скорости. Тогда имеем в декартовой и цилиндрической системах координат $\mathbf{v}_0 = (0, 0, U_{eo})$, что приводит к выражению (см., например, [14, с. 68, 83]) $(\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v} = U_{eo} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}$ или окончательно с учетом (12)

$$(\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v} = U_{eo} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v} = E_0 \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \xi}{\eta} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}.$$

Перепишем (10) с учетом последнего равенства, а также очевидного равенства $\nabla \mathbf{v}_0 \equiv 0$:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \mathbf{v} - \rho_0 U_{eo} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}. \quad (13)$$

Полагая процесс потенциальным $\mathbf{v} = \nabla \Phi$, как и в [4], приводим последнее уравнение к скалярному виду⁴

$$\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -p + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \Delta \Phi - \rho_0 U_{eo} \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (14)$$

Преобразуем уравнение (14) по аналогии с работой [4]. Из уравнения непрерывности (11) и условия баротропности жидкости получаем $\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 c^2 \nabla \mathbf{v}$, где c – скорость звука, или при за-

писи через скалярный потенциал $\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 c^2 \Delta \Phi$.

В гармоническом случае с временным фактором $e^{-i\omega t}$, сохраняя те же обозначения для амплитуд,

для амплитуды давления p получаем $p = \frac{\rho_0 c^2}{i\omega} \Delta \Phi$.

После этого (14) в случае гармонического процесса приводится к виду

$$-\rho_0 i\omega \Phi = -\frac{\rho_0 c^2}{i\omega} \Delta \Phi + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \Delta \Phi - \rho_0 U_{eo} \frac{\partial \Phi}{\partial z},$$

а далее представляется в виде неоднородного уравнения Гельмгольца

⁴ Отметим, что в случае цилиндрической системы координат, в которой ось Oz совпадает с осью системы координат, справедлива коммутация операторов [14, с. 84]

$$\frac{\partial}{\partial z} \nabla = \nabla \frac{\partial}{\partial z}.$$

$$\begin{aligned} \Delta \Phi + \frac{i\rho_0 \omega}{\left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) - \frac{\rho_0 c^2}{i\omega}} \Phi &= \\ &= \frac{\rho_0}{\left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) - \frac{\rho_0 c^2}{i\omega}} U_{eo} \frac{\partial}{\partial z} \Phi. \end{aligned} \quad (15)$$

Вводя обозначение для квадрата волнового числа k

$$k^2 = \frac{i\rho_0 \omega}{\left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) - \frac{\rho_0 c^2}{i\omega}} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\rho_0}{\left(\rho_0 - \frac{i\omega}{c^2} \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \right)}$$

(или $k = \frac{\omega}{c} / \left(1 - i\omega \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) / \rho_0 c^2 \right)^{1/2}$), приводим (15) к виду

$$\Delta \Phi + k^2 \Phi = \frac{k^2}{i\omega} U_{eo} \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (16)$$

Уравнение (16) представляет собой неоднородное уравнение Гельмгольца относительно скалярного потенциала Φ скорости \mathbf{v} , с той особенностью, что в правую часть уравнения (16) входит производная искомой величины $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$.

Подобные уравнения возникали ранее, в частности, в [4], где отмечалось, что решение таких уравнений сводится к линейному интегральному уравнению с ядром, представляющим собой функцию Грина соответствующего уравнения Гельмгольца. В [4] приведены качественные рассуждения для уравнения типа (16), из которых следует, что с ростом величины электроосмотической скорости U_{eo} должна расти величина амплитуды Φ , а следовательно, и величины амплитуд \mathbf{v} и p , т.к. имеют

место зависимости $\mathbf{v} = \nabla \Phi$, $p = \frac{\rho_0 c^2}{i\omega} \Delta \Phi$.

Поскольку уравнение (16) линейно, то в рамках справедливости линейной модели (16) все эти величины будут *линейно зависеть* от электроосмотической скорости U_{eo} . Таким образом, при линейном характере роста распределения амплитуды давления $p = p(z, U_{eo})$ от электроосмотической скорости U_{eo} будет линейно расти и градиент давления $\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p(z, U_{eo})}{\partial z}$. Из (4) тогда следует, что линейно будет расти градиент потенциала течения $-\frac{\partial \Phi(z, U_{eo})}{\partial z}$. Интегрирование последнего выраже-

ния по координате z показывает, что с ростом скорости электроосмотического течения модуль потенциала течения будет также расти.

Таким образом, в рамках справедливости линейной модели, описываемой уравнением (16),

при росте электроосмотической скорости U_{eo} растет величина амплитуды потенциала течения φ .

По результатам проведенного выше анализа отметим кратко следующее. Вследствие нелинейности исходной гидродинамической задачи (7) возникает линейная акустическая задача (13) для появляющихся полей давления p и скорости \mathbf{v} . Появление поля давления p ведет к появлению соответствующего ему потенциала течения φ , линейно зависящего от скорости электроосмотического течения U_{eo} .

Отметим также, что в случае отсутствия накачки потенциал течения определяется только давлением p , порождаемым только внешним давлением p_a . Как видно из линейного уравнения (13) при $U_{eo} = 0$ и выражения (4), с ростом внешнего давления p_a потенциал течения должен изменяться пропорционально ему линейно.

Таким образом, потенциал течения в общем случае определяется как величиной накачки (величиной поля \mathbf{E}_0), так и величиной внешнего акустического поля p_a .

Все отмеченное выше справедливо в случае ламинарного движения жидкости в капилляре (пористой среде), в противном случае в пористой среде в режиме накачки возникают пульсационные паразитные колебания, искажающие характеристики исходного принимаемого акустического поля (см. работу [5], посвященную работе электроакустического преобразователя в турбулентном режиме течения жидкости в пористом пространстве преобразователя). В результате этого возникает паразитная составляющая потенциала течения, искажающая адекватность акустоэлектрического преобразования. В этом легко убедиться, приняв, что стороннее акустическое поле p_a равно нулю, а в пористой структуре преобразователя вместо него присутствуют только пульсационные составляющие акустического поля, вызванные режимом накачки. Тогда преобразователь зафиксирует только паразитные пульсационные электрические колебания. Забегая вперед, отметим, что при проведении натурального эксперимента по тестированию акустоэлектрического преобразователя на экране спектроанализатора при росте амплитуды постоянного электрического поля, начиная с некоторого ее уровня, помимо дискретной составляющей полезного тестового сигнала начинал появляться сплошной спектр электрических колебаний, отвечающих паразитным пульсационным колебаниям турбулентного режима движения жидкости. Амплитуда этого спектра росла пропорционально росту амплитуды постоянного электрического поля \mathbf{E}_0 . Для рассмотрения подробностей турбулентного режима и природы возникновения паразитных пульсационных колебаний можно обратиться к работе [5].

Сделаем следующее замечание. В работах [15, 16] и др. описан принцип действия акустоэлектрического преобразования, основанный на электрокинетических явлениях не в пористой, а в дисперсной среде (в суспензиях и золях), в которой присутствуют мелкие частицы дисперсной фазы. Приведем цитату из [17, с. 90]: “Если источник гармонического ультразвука находится в контакте с дисперсной системой, то распространение акустической волны приводит к колебательному движению дисперсных частиц и периодическому смещению диффузного заряда ДЭС дисперсных частиц относительно их поверхности. Поэтому у частиц возникает переменный дипольный момент, а в дисперсной системе — градиент переменного электрического поля”.

НАТУРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

О пористой структуре офисной бумаги

В описанных ниже экспериментах в качестве пористой структуры использовалась офисная бумага формата А4. Пачка бумаги, находящаяся внутри электродов, сжималась по периметру металлическими, пружинными скрепами, образуя тем самым пористую единую сквозную структуру (матрицу). Согласно [18, с. 67] средний радиус пор в различных видах бумаги лежит в пределах от примерно 20 нм для мелованной бумаги до 270 нм для газетной бумаги и 450 нм для фильтровальной бумаги. Пористость бумаги (процентное соотношение объема пор к объему бумаги в целом) лежит в пределах от 43% для мелованной бумаги до 70% для фильтровальной бумаги [18, с. 67]. Остальные бумаги занимают промежуточное положение, как по пористости, так и по размеру пор. С учетом этих данных для офисной бумаги следует ожидать промежуточного размера пор 50–250 нм, притом, что лист бумаги должен иметь сквозные, хаотично расположенные по толщине листа каналы, наполненные воздухом, а следовательно, и сквозные каналы в пачке бумаги, состоящей из нескольких листов. Это подтверждает рис. 1, на котором показан характер строения бумаги (используются данные работы [18, рис. 16, с. 38]). Как видно, волокна целлюлозы ориентированы в листе в направлении отлива бумаги (снизу—вверх). При использовании пачки бумаги (плотно сжатых вместе нескольких листов бумаги) следует ожидать возникновения пористого тела, имеющего сквозные, хаотично расположенные по толщине пачки бумаги каналы с размерами пор, соизмеримыми с размерами пор единичного листа бумаги, т.е. примерно 50–250 нм. Доказательство факта пористости матрицы будет получено в ходе экспериментов, описанных ниже, т.к. сам факт возникновения потенциала течения возможен только в пористой структуре.

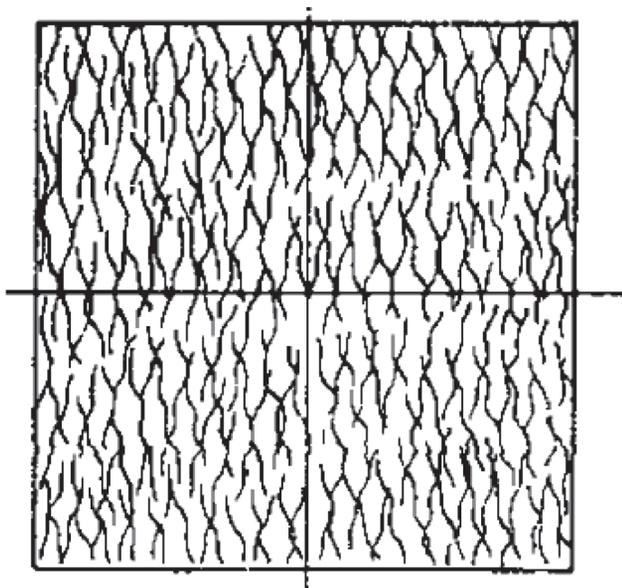


Рис. 1. Ориентация волокна в листе бумаги в направлении отлива.

Прежде чем переходить к описанию натуральных экспериментов, приведем условия, когда полученные выше теоретические результаты для кругового капилляра можно экстраполировать на достаточно широкий класс пористых структур. В §2.2 работы [10] показано подобие системы уравнений электроосмотического течения применительно к капиллярно-пористой среде со сколь угодно сложной геометрией внутренней поверхности системе уравнений для простейших случаев границ (плоскость, плоский слой, капилляр) при выполнении следующих условий:

1. толщина двойного слоя λ_D достаточно мала, а радиусы кривизны внутренней поверхности пор больше некоторой величины, значительно превышающей длину Дебая λ_D , обычно принимаемую за толщину двойного слоя;

2. минимальный линейный размер пор существенно превышает толщину двойного слоя λ_D .

Совокупность этих условий позволяет рассматривать двойной слой на любом участке внутренней поверхности локально как плоский и достаточно тонкий и использовать формулу для электроосмотического скольжения (12). В случае использования в качестве пористой структуры офисной бумаги с размерами пор 50–250 нм при порядке величины длины Дебая $\lambda_D \sim 10$ нм [11, с. 47], приходим к выводу о правомерности использования приведенных выше теоретических результатов к такой сложной пористой структуре, как пачка офисной бумаги.

В настоящей работе рассматривается формально физический процесс потенциала течения.

Однако, сравнение основных выражений движения при изучении потенциала течения в акустоэлектрическом преобразовании (9), (10) и (13) с выражениями работы [4] (2), (19), (20) при исследовании электроосмотического течения в случае электроакустического преобразования показывает их практически полную схожесть, тем более, что в акустоэлектрическом преобразовании существенную роль играет электроосмотическое течение. Поэтому приведенные выше критерии подобия движения жидкости в сложных капиллярах и в цилиндрическом капилляре остаются в силе.

Схема измерений

Измерительная схема состояла из следующих приборов и элементов:

1. Цифровой двухканальный генератор сигналов FY3200S: диапазон настройки частоты синусоидального сигнала 0 Гц–24 МГц; точность настройки частоты синусоидального сигнала $\pm 5 \times 10^{-6}$ Гц; регулируемая амплитуда выходного сигнала ≤ 20 В.

2. Акустическая система (динамик): колонки 2.0 Oklick OK-164 мощностью 30 Вт. Два динамика воспроизводят звук в диапазоне 35–20000 Гц с соотношением сигнал/шум 65 дБ. В экспериментах использовался один динамик.

3. Матрица (описана выше).

4. Спектроанализатор: Agilent Technologies Infini Vision DS07032A Digital Storage Oscilloscope.

5. Шумомер цифровой DT-805: нижний предел измерений 30 дБ; верхний предел измерений 130 дБ; длительность измерения 125 мс; погрешность измерения 1.5 дБ; частотный диапазон 31.5 Гц–8 кГц; разрешающая способность 0.1 дБ.

Схема измерений была следующей:

– гармонический электрический сигнал заданной частоты и уровня со звукового генератора 1 подавался на динамик 2, излучавший акустическое поле;

– акустическое поле принималось матрицей 3, находившейся в зоне Фраунгофера относительно динамика, при этом к электродам матрицы 3 подводилось постоянное электрическое поле E_0 заданной величины;

– на электродах матрицы 3 под воздействием внешнего звукового поля возникало переменное напряжение (потенциал течения);

– переменное напряжение с электродов матрицы подавалось на спектроанализатор 4 (между матрицей и спектроанализатором включалась электрическая схема согласования сопротивления матрицы и спектроанализатора – медиатор);

– на спектроанализаторе фиксировался уровень гармонического отклика матрицы в мВ при воздействии на нее излученного динамиком гармонического звукового сигнала;

– уровень звука на апертуре матрицы в Па измерялся шумомером 5 в узкой полосе в окрестностях частоты гармонического звукового сигнала, излученного динамиком.

Таким образом, измерялись две величины, необходимые для расчета чувствительности акустоэлектрического электрокинетического преобразователя: уровень внешнего акустического сигнала на апертуре преобразователя и выходной уровень напряжения преобразователя.

Эксперименты

В первом эксперименте изучалось влияние накачки на величину потенциала течения. На частоте $f = 2$ кГц динамик на фиксированном от матрицы расстоянии поочередно излучал акустическое давление p_a трех различных, фиксированных на апертуре матрицы, уровней $p_{ai} = 85, 90$ и 95 дБ, $i = 1, 2, 3$ относительно уровня 20 мкПа. При каждом фиксированном давлении p_{ai} снималась зависимость величины потенциала течения φ_i от потенциала U_0 электрического поля E_0 : $\varphi_i = f(p_{ai}, U_0)$ ($|E_0| = |U_0|/d$, где d – толщина слоя бумаги). Результаты измерений представлены на рис. 2. Кривые 1, 2 и 3 отвечают величине давления на апертуре соответственно 85, 90 и 95 дБ. Величина потенциала течения φ в зависимости от U_0 измерялась в относительных единицах. Из рисунка видна схожесть поведения кривых во всех трех случаях. Вначале потенциал течения растет пропорционально U_0 , затем образуется зона насыщения и, наконец, с ростом U_0 возникает спад потенциала течения φ . Объясняется это возникновением турбулентного режима движения жидкости при некоторых значениях U_0 в пористой структуре матрицы. Из рис. 2 также видно, что чувствительность преобразователя при фиксиро-

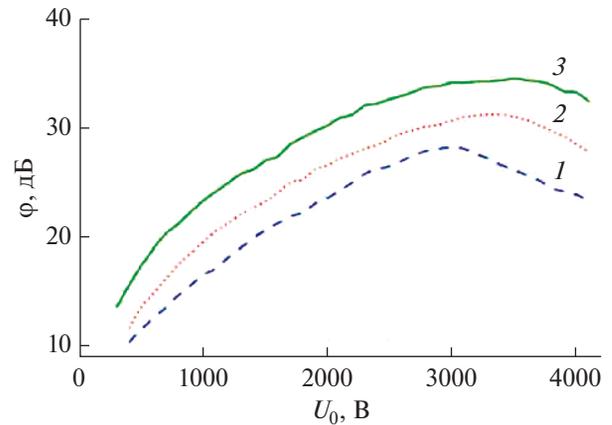


Рис. 2. Зависимость потенциала течения φ в электрокинетическом звуковом приемнике от величины приложенного постоянного напряжения U_0 при различных значениях величины акустического поля p_{ai} , $i = 1, 2, 3$ на матрице. Кривые 1, 2, 3 соответствует давлениям $p_{ai} = 85, 90, 95$ дБ.

ванном акустическом поле p_{ai} – величина переменная и зависит от U_0 .

Во втором эксперименте были рассчитаны величины чувствительности преобразователя. Звук частотой 1 кГц имел уровень давления на апертуре преобразователя 93 дБ. Чувствительность была замерена при различных уровнях накачки. Результаты измерений сведены в табл. 1.

Чувствительность электрокинетического микрофона оказалась существенно выше, чем у наиболее чувствительных угольного и конденсаторного микрофонов, соответственно 200 – 400 и 10 мВ/Па [20, с. 152].

ВЫВОДЫ

В результате проведенных теоретических и экспериментальных исследований получены следующие результаты. Предложена математическая модель функционирования акустоэлектрического преобразователя, основанного на использова-

Таблица 1. Измерение чувствительности электрокинетического микрофона

Давление звука p , Па	Накачка U_0 , В	Потенциал течения φ , мВ	Чувствительность, мВ/Па
0.893	0	1189	1330
0.893	132	1603	1795
0.893	397	2018	2259
0.893	529	2540	2841
0.893	661	2851	3191
0.893	1322	4027	4507

нии такого электрокинетического явления как потенциал течения. Теоретически показано, что потенциал течения растет пропорционально величине напряженности постоянного электрического поля накачки. Это утверждение получило экспериментальное подтверждение. Кроме того, экспериментально выявлено наличие насыщения в этом процессе, что обусловлено физикой процесса — его нелинейностью и возникновением режима турбулентного движения жидкости в теле преобразователя. Измерена чувствительность электрокинетического микрофона, которая превосходит чувствительность существующих аналогов.

Теория акустоэлектрического преобразователя, основанная на электрокинетическом явлении *потенциал течения*, ожидаемо оказалась идентичной теории электроакустического преобразователя, основанной на обратном потенциалу течения электрокинетическом явлении *электроосмос*.

Полученные в работе результаты могут быть использованы в теории и практике конструирования обратимых электроакустических и акустоэлектрических преобразователей.

Работа выполнена в ИАП РАН в рамках Государственного задания 075-00780-21-00 по теме № 0074-2020-0013 Министерства науки и высшего образования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сергеев В.А., Шарфарец Б.П.* Об одном новом методе электроакустического преобразования. Теория, основанная на электрокинетических явлениях. Часть I. Гидродинамический аспект // Научное приборостроение. 2018. Т. 28. № 2. С. 25–35.
2. *Сергеев В.А., Шарфарец Б.П.* Об одном новом методе электроакустического преобразования. Теория, основанная на электрокинетических явлениях. Часть II. Акустический аспект // Научное приборостроение. 2018. Т. 28. № 2. С. 36–44.
3. *Курочкин В.Е., Сергеев В.А., Шарфарец Б.П., Гуляев Ю.В.* Теоретическое обоснование нового метода электроакустического преобразования. Линейное приближение // Докл. Акад. наук. 2018. Т. 483. № 3. С. 265–268.
4. *Шарфарец Б.П., Курочкин В.Е., Сергеев В.А., Гуляев Ю.В.* О методе электроакустического преобразования, основанном на электрокинетических явлениях // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 453–462.
5. *Шарфарец Б.П., Курочкин В.Е., Сергеев В.А.* О работе электроакустического преобразователя, основанного на электрокинетических явлениях, при турбулентном режиме движения жидкости // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 5. С. 575–580.
6. *Шарфарец Б.П., Курочкин В.Е., Сергеев В.А., Дмитриев С.П., Телятник С.Г.* Об электроакустическом преобразователе, основанном на использовании электрокинетических явлений. Труды всероссийской акустической конференции. СПб: Политехпресс, 2020. С. 445–450.
7. *Касимзаде М.С., Халилов Р.Ф., Балашов А.Н.* Электрокинетические преобразователи информации. М.: Энергия, 1973. 136 с.
8. *Shishov S.V., Andrianov S.A., Dmitriev S.P., Ruchkin D.V.* Method of converting electric signals into acoustics oscillations and an electric gas-kinetic transducer. United States Patent # US 8,085,957, B2. Dec. 27, 2011.
9. *Шарфарец Б.П.* Реализация приемной антенны на механизме электрокинетического явления “потенциал течения” // Научное приборостроение. 2019. Т. 29. № 2. С. 103–108.
10. *Духин С.С., Дерягин Б.В.* Электрофорез. М.: Наука, 1986. 332 с.
11. *Ролдугин В.И.* Физикохимия поверхности. Долгопрудный: “Интеллект”, 2011. 568 с.
12. *Шукин Е.Д., Перцов А.В., Амелина Е.А.* Коллоидная химия. М.: Высшая школа, 2004. 445 с.
13. *Стрэттон Дж.А.* Теория электромагнетизма. М.-Л.: ОГИЗ, 1948. 539 с.
14. *Гузь А.Н.* Введение в динамику сжимаемой вязкой жидкости. Saarbrücken: LAP Lambert Publ., 2017. 245 с.
15. *Debye P.* A method for the determination of the mass of electrolytic ions // J. Chem. Phys. 1933. V. 1. P. 13.
16. *O'Brien R.W.* Electro-acoustic effects in a dilute suspension of spherical particles // J. Fluid Mech. 1988. V. 190. P. 71–86.
17. *Жуков А.Н.* Электроповерхностные явления в капиллярных и дисперсных системах: Учебное пособие. СПб.: Издательство СПбГУ, 2012. 112 с.
18. *Шахкельдян Б.Н., Загаринская Л.А.* Полиграфические материалы. М.: Книга, 1988. 328 с.
19. *Bruus H.* Theoretical Microfluidics. Oxford University Press, 2008. 346 p.
20. *Физическая энциклопедия. Т. 3. М.: Большая Российская энциклопедия, 1992. 672 с.*