

## О РАБОТЕ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ, ОСНОВАННОГО НА ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ, ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ РЕЖИМЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

© 2020 г. Б. П. Шарфарец<sup>а, \*</sup>, В. Е. Курочкин<sup>а, \*\*</sup>, В. А. Сергеев<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,  
ул. Ивана Черных 31–33, Санкт-Петербург, 198095 Россия

<sup>б</sup>АО “АКВАМАРИН”, Баррикадная ул. 17, Санкт-Петербург, 198097 Россия

\*e-mail: sharb@mail.ru

\*\*e-mail: lavrovas@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.01.2020 г.

После доработки 23.03.2020 г.

Принята к публикации 28.04.2020 г.

Рассмотрены уравнения, описывающие движение жидкости в пористой среде под воздействием электрического поля в условиях сформировавшегося турбулентного режима движения. Приведены уравнения, описывающие возникающие в жидкости акустические колебания, источником которых может быть не только переменное электрическое поле, но и постоянное электрическое поле. Возникающие под воздействием постоянного электрического поля пульсационные широкополосные акустические колебания могут являться паразитными при работе электроакустических преобразователей, что необходимо учитывать при их проектировании. Полученные результаты натурных экспериментов на модели электроакустического преобразователя подтверждают теоретические результаты, приведенные в работе. Изложенные теоретические и экспериментальные результаты позволяют решить приоритетную научно-техническую проблему проектирования и создания акустических излучателей нового типа.

*Ключевые слова:* электроакустическое преобразование, электрокинетические явления, гидродинамика электроосмоса, акустика электроосмоса, турбулентное течение, пульсационные колебания

DOI: 10.31857/S0320791920050135

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением работ [1, 2] по теоретическому обоснованию, а также по модельному и экспериментальному тестированию предложенного в [3] нового метода электроакустического преобразования. В работе [1] проблема рассматривалась в линейном приближении решения системы Навье–Стокса для ламинарного движения жидкости в пористой среде под воздействием суммарного постоянного и переменного электрического поля. В работе [2] эта проблема уже рассматривалась в нелинейном приближении решения системы Навье–Стокса для ламинарного движения жидкости. В настоящей работе задача рассматривается в нелинейной постановке для турбулентного режима движения жидкости в пористой среде.

### ОБОСНОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗАДАЧИ

Известно (см., например [4, с. 178–183]), что в отличие от ламинарного режима движения жид-

кости, в турбулентном режиме в полях давления и скорости, а в случае рассмотрения сжимаемой жидкости и в поле плотности, даже в режиме стационарной установившейся турбулентности, кроме стационарных (осредненных полей) возникают и т.н. пульсационные составляющие полей, присутствующие имманентно в турбулентном режиме, и представляющие собой сложные, неупорядоченные во времени и пространстве процессы даже при стационарных внешних источниках движения. С точки зрения рассматриваемого электроакустического преобразования эти пульсационные составляющие могут являться паразитными по отношению к оригинальному акустическому сигналу.

*Целью настоящей работы* является создание физической и математической моделей, описывающих поведение указанного электроакустического преобразователя в режиме турбулентного движения жидкости. Это позволит решить приоритетную научно-техническую проблему проектирования и создания электроакустических излучателей нового типа.

Поскольку одним из рассматриваемых в задаче процессов является акустический процесс, то вновь, как и в [1], систему уравнений Навье–Стокса принимаем в упрощенном виде для случая однородной сжимаемой вязкой баротропной жидкости:

закон сохранения импульса в виде уравнения Навье–Стокса [5, с. 73]

$$\begin{aligned} \rho_{\Sigma} \left( \frac{\partial \mathbf{v}_{\Sigma}}{\partial t} + (\mathbf{v}_{\Sigma} \nabla) \mathbf{v}_{\Sigma} \right) = \\ = -\nabla p_{\Sigma} + \eta \Delta \mathbf{v}_{\Sigma} + \left( \zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \mathbf{v}_{\Sigma} + \rho_{el} \mathbf{E}_{\Sigma}, \end{aligned} \quad (1)$$

уравнение непрерывности для сжимаемой жидкости [4, с. 15]

$$\frac{\partial \rho_{\Sigma}}{\partial t} + \nabla (\rho_{\Sigma} \mathbf{v}_{\Sigma}) = 0, \quad (2)$$

уравнение состояния баротропной жидкости

$$p = c^2 \rho. \quad (3)$$

Здесь, также как в [1, 2],  $\mathbf{v}_{\Sigma} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}$ ,  $p_{\Sigma} = p_0 + p$ ,  $\rho_{\Sigma} = \rho_0 + \rho$  и  $\mathbf{E}_{\Sigma} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}$  — соответственно поля давлений, плотностей и векторов скоростей, а также векторов напряженности внешних стационарного  $\mathbf{E}_0 = \text{const}$  и переменного  $\mathbf{E}$  электрических полей. Индекс  $\Sigma$ , как и в [1, 2], характеризует суммарные параметры потока. Однако, в отличие от [1, 2], индекс 0 здесь означает осреднение по Рейнольдсу соответствующих суммарных параметров течения (эта процедура является обычной при описании турбулентных течений, см., например, [6]). Поля без индекса — возмущенные (пульсационные) величины потока, вызванные как переменным полем  $\mathbf{E}$ , так и самой природой турбулентного потока. Кроме того, в (1)–(3) приняты обозначения:  $c$  — скорость звука;  $\eta$  и  $\zeta$  — динамическая и объемная вязкости.

Осреднение по Рейнольдсу можно проводить по времени, по пространству и по ансамблю. Независимо от типа осреднения оператор осреднения по Рейнольдсу символизирует прямая черта сверху над осредняемой величиной  $\overline{f_{\Sigma}} = f_0$ ,  $\overline{f_{\Sigma}} = f_0 + f$ . Кроме того, это осреднение удовлетворяет условиям Рейнольдса [6, §2.1; 7, §2.1]:  $\overline{f_{\Sigma} + g_{\Sigma}} = \overline{f_{\Sigma}} + \overline{g_{\Sigma}}$ ;  $\overline{af_{\Sigma}} = a\overline{f_{\Sigma}}$ ,  $a = \text{const}$ ;  $\overline{\overline{a}} = a$ ;  $\overline{\frac{\partial f_{\Sigma}}{\partial s}} = \frac{\partial \overline{f_{\Sigma}}}{\partial s}$ ;  $\overline{f_{\Sigma} g_{\Sigma}} = \overline{f_{\Sigma}} \overline{g_{\Sigma}}$ ;  $\overline{f_{\Sigma}} = \overline{f_{\Sigma}}$ ;  $\overline{f} = 0$ ;  $\overline{f_{\Sigma} g_{\Sigma}} = \overline{f_{\Sigma}} \overline{g_{\Sigma}}$ ;  $\overline{f_{\Sigma} g} = 0$ ;  $\overline{f_{\Sigma} g_{\Sigma}} = \overline{f_{\Sigma}} \overline{g_{\Sigma}} + \overline{fg}$ . Таким образом, величина  $f_0$  представляет собой осредненное значение исходной величины  $f_{\Sigma}$ , а величина  $f$  называется пульсационной составляющей величины  $f_{\Sigma}$  и, как видно из приведенных тождеств,  $\overline{f} = 0$ . Отсюда имеем:  $\overline{\mathbf{v}} = 0$ ;  $\overline{p} = 0$ ;  $\overline{\rho} = 0$ ;  $\overline{\mathbf{E}} = 0$ .

Далее будем рассматривать осреднение по времени. В этом случае осредненные величины получают следующим образом [6, с. 13]:

$$f_0(\mathbf{x}, t) = \overline{f_{\Sigma}(\mathbf{x}, t)} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f_{\Sigma}(\mathbf{x}, \tau) d\tau,$$

где  $\mathbf{x}$  — пространственные координаты;  $t$  — время;  $T$  — интервал осреднения, выбираемый из условия  $T_1 \ll T \ll T_2$ , где  $T_1$  — характерный масштаб колебаний пульсационной составляющей,  $T_2$  — характерный масштаб медленных изменений величины  $f_0(\mathbf{x}, t)$  во времени (см. рис. 2.1 работы [6, с. 13])<sup>1</sup>.

После осреднения по Рейнольдсу уравнения (1) получаем уравнение Рейнольдса [6, с. 16] для осредненного течения

$$\begin{aligned} \rho_0 \left( \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}_0 \right) = \\ = -\nabla p_0 + \eta \Delta \mathbf{v}_0 - \rho_0 \overline{\nabla (\mathbf{v} \otimes \mathbf{v})} + \rho_{el} \mathbf{E}_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $(\mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = \begin{pmatrix} v_x v_x & v_x v_y & v_x v_z \\ v_y v_x & v_y v_y & v_y v_z \\ v_z v_x & v_z v_y & v_z v_z \end{pmatrix} = v_i v_j$  — тензорное (внешнее) произведение векторов, равное произведению двух матриц  $(v_x, v_y, v_z)$  и  $(v_x, v_y, v_z)^T$ , где  $T$  в индексе означает транспонирование матрицы; тензор  $-\rho_0 \overline{(\mathbf{v} \otimes \mathbf{v})} = -\rho_0 \overline{v_i v_j}$ ,  $i, j = 1, 2, 3$  называется тензором турбулентных напряжений Рейнольдса или просто тензором Рейнольдса [6, с. 16].

Уравнение (4) является незамкнутым. Во-первых, к нему необходимо добавить краевые условия и уравнение непрерывности применительно к случаю стационарного электроосмотического течения, которые подробно описаны в [8, § 2.2]. Во-вторых, как видно из (4), в уравнении присутствует неизвестная величина  $\overline{(\mathbf{v} \otimes \mathbf{v})}$ . Для устранения этой неопределенности воспользуемся простейшей, т.н. алгебраической моделью турбулентности, дополнив уравнение (4) гипотезой Буссинеска [7, с. 29; 9, с. 102], смысл которой состоит в попытке выражения тензора напряжений Рейнольдса  $T_{ij}$  через характеристики поля осредненной скорости  $\mathbf{v}_0$  и т.н. турбулентную вязкость<sup>2</sup>  $\eta_t$ :

$$T_{ij} = -\rho_0 \overline{v_i v_j} = -\frac{2}{3} \rho_0 k \delta_{ij} + \eta_t \left( \frac{\partial v_{0i}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{0j}}{\partial x_i} \right). \quad (5)$$

<sup>1</sup> В стационарном случае  $f_0(\mathbf{x}, t) = f_0(\mathbf{x})$  очевидно, что  $T_2 = \infty$ .

<sup>2</sup> Выражение для тензора напряжений Рейнольдса для сжимаемой жидкости можно найти, например, в [6, с. 18] и [10, с. 17].

**Таблица 1.** Зависимость критической напряженности электрического поля от плотности бумаги

Тип бумаги	Плотность бумаги $\rho_{\text{бум}}, \text{ г/см}^3$	Появление турбулентного шума	
		разность потенциалов между электродами $U_{\text{крит}}, \text{ В}$	напряженность электрического поля $E_0, \text{ В/см}$ , соответствующая значению $U_{\text{крит}}$
1	0.412698	1300	8667
2	0.684596	1850	12333
3	0.721308	1950	13000
4	0.970461	1800	15000

Здесь  $k = \frac{v_i v_i}{2}$  – кинетическая энергия турбулентных пульсаций на единицу массы жидкости. С учетом выражения (5) для тензора напряжений Рейнольдса запишем (4) в следующем виде

$$\begin{aligned} & \rho_0 \left( \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}_0 \right) = \\ & = -\nabla \left( p_0 + \frac{2}{3} \rho_0 k \right) + (\eta + \eta_t) \Delta \mathbf{v}_0 + \rho_{\text{el}} \mathbf{E}_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Отметим, что турбулентная вязкость  $\eta_t$  не является свойством самой жидкости, как это имеет место для обычной вязкости, а зависит от самого течения, и для заданного течения может меняться от точки к точке [9, с. 102]. Самый простой подход к рассмотрению турбулентных течений состоит в предположении о том, что турбулентная вязкость  $\eta_t$  и кинетическая энергия турбулентных пульсаций  $k$  для данного течения являются постоянными величинами во всей области турбулентного течения. В этом случае  $\nabla k = 0$  и добавка  $\frac{2}{3} \rho_0 k$  к давлению  $p_0$  в (6) пропадает. Кроме того, из (6) видно, что осредненная скорость  $\mathbf{v}_0$  в этом случае является стационарной и не зависит от времени  $\mathbf{v}_0(\mathbf{x}, t) = \mathbf{v}_0(\mathbf{x})$ . Уравнение (6) принимает при этом простой вид

$$\rho_0 (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v}_0 = -\nabla p_0 + (\eta + \eta_t) \Delta \mathbf{v}_0 + \rho_{\text{el}} \mathbf{E}_0. \quad (7)$$

Вычитая почленно уравнение (7) из уравнения (1) и линеаризуя разность, получаем уравнение движения для пульсационных параметров движения в терминах линейной акустики

$$\begin{aligned} & \rho_0 \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla) \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}_0 \right) = \\ & = -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} + \left( \zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \mathbf{v} + (\rho_{\text{el}} \mathbf{E} - \eta_t \Delta \mathbf{v}_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Учтем также линеаризованное уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \mathbf{v} = 0. \quad (9)$$

Сравнение уравнения движения (8) с аналогичным уравнением работы [2, уравнение (20)] для случая ламинарного нелинейного движения жидкости показывает, что в случае турбулентного движения появляется дополнительный источник возмущения  $\eta_t \Delta \mathbf{v}_0$ , связанный с турбулентной вязкостью  $\eta_t$ .

Из сравнения систем (1), (2) и (8), (9) также видно, что при отсутствии переменного поля электрической напряженности  $\mathbf{E}$ , система (8), (9) описывает движение пульсационных полей  $\mathbf{v}$  и  $p$  в их акустической интерпретации, присутствующих имманентно в течении турбулентной жидкости вследствие приложения одного только стационарного поля  $\mathbf{E}_0$ .

Если в члене  $(\rho_{\text{el}} \mathbf{E} - \eta_t \Delta \mathbf{v}_0)$  справа в уравнении движения (8) выполняется неравенство  $|\rho_{\text{el}} \mathbf{E}| \gg |\eta_t \Delta \mathbf{v}_0|$  (случай слабой турбулентности), то источником колебаний  $\eta_t \Delta \mathbf{v}_0$  с турбулентной вязкостью можно пренебречь, и для стационарного акустического поля на частоте  $\omega$  в этом случае справедливы все результаты работы [2] для ламинарного движения жидкости в нелинейном приближении. Если же неравенство  $|\rho_{\text{el}} \mathbf{E}| \gg |\eta_t \Delta \mathbf{v}_0|$  не выполняется (случай развитой турбулентности), то в (8) кроме  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{E}$  появляется третий источник возмущения  $\eta_t \Delta \mathbf{v}_0$ , связанный с турбулентностью. Тогда совершенно аналогично тому, как в работе [2] из уравнения (20) было получено выражение (22), можно из уравнения (8) настоящей работы получить следующее линейное выражение относительно  $\Phi$  и  $p$

$$\begin{aligned} & \rho_0 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + 2(\mathbf{v}_0 \nabla) \Phi \right) = \\ & = -p + \left( \zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \Delta \Phi - \rho_{\text{el}} \psi - \eta_t \Delta \Phi_0, \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\Phi$  – потенциал поля  $\mathbf{v}$ :  $\mathbf{v} = \nabla\Phi$ ;  $\psi$  – потенциал поля  $\mathbf{E}$ :  $\mathbf{E} = -\nabla\psi$ ;  $\Phi_0$  – потенциал поля  $\mathbf{v}_0$ :  $\mathbf{v}_0 = \nabla\Phi_0$ . Выражение (10) с точностью до дополнительного слагаемого  $-\eta_r\Delta\Phi_0$ , описывающего объемную плотность источника пульсационных акустических волн, совпадает с выражением (22) работы [2], в котором присутствует только один объемный источник  $\rho_{el}\psi$ . Отсюда ясно, что акустическое поле ( $\mathbf{v}$ ,  $p$ ), описываемое линейным уравнением (10), будет состоять из двух слагаемых, одно из которых вызвано полем  $\mathbf{E}$ , а второе – объемным источником пульсационных колебаний  $\eta_r\Delta\Phi_0$ . При равенстве плотностей источников  $\rho_{el}\psi = \eta_r\Delta\Phi_0$  и поочередном наличии в (10) только одного из них качество акустического процесса для каждого из них будет неразличимо. При этом для обоих слагаемых уравнения (10) будет работать механизм накачки, описанный в [2] и означающий перекачку энергии из стационарного поля ( $\mathbf{v}_0$ ,  $p$ ), возбужденного полем  $\mathbf{E}_0$ , в акустическое поле ( $\mathbf{v}$ ,  $p$ ), образованное как полем  $\mathbf{E}$ , так и объемным источником пульсационных колебаний  $\eta_r\Delta\Phi_0$ . В случае гармонического поля  $\mathbf{E}$  частотой  $\omega$  акустическое поле ( $\mathbf{v}$ ,  $p$ ) будет содержать усиленные процессом накачки дискретную составляющую с частотой  $\omega$ , совпадающей с частотой колебаний поля  $\mathbf{E}$ , и широкополосную шумовую составляющую, вызванную пульсационными колебаниями в турбулентном потоке, образованном стационарным полем  $\mathbf{E}_0$ . Тем самым, пульсационный поток в этом случае будет вызывать паразитные колебания акустического поля, усиленные процессом накачки.

Таким образом, в теоретической части работы решена анонсированная выше цель работы: предложены физическая и математическая модели, отражающие закономерности поведения электроакустического преобразователя в режиме турбулентного движения жидкости.

Если же рассматривать результаты работ [1, 2] и настоящей работы в совокупности, то следует отметить, что приведенные в них выкладки показывают, что по мере увеличения напряжения накачки  $\mathbf{E}_0$  при фиксированной величине акустической составляющей электрического поля  $\mathbf{E}$  можно говорить о трех режимах работы рассматриваемого преобразователя:

1. При малых величинах  $\mathbf{E}_0$  накачки не возникает, получающаяся система уравнений для электроосмотического и акустического процессов остается линейной, а задачи расчета стационарного поля движения жидкости и акустического поля являются несвязанными; этот режим был описан в работе [1];

2. При достаточно больших значениях поля  $\mathbf{E}_0$ , когда задача расчета стационарного поля пере-

стает быть линейной, но описывает ламинарный режим движения жидкости, задачи расчета стационарного и акустического полей движения жидкости становятся связанными и происходит перекачка энергии стационарного поля движения жидкости в энергию акустического поля; этот режим описан в работе [2];

3. Случай, когда амплитуда стационарного поля  $\mathbf{E}_0$  начинает превышать амплитуду его критического значения  $\mathbf{E}_{0\text{крит}}$  и зарождается турбулентный режим движения жидкости в капиллярно-пористой структуре преобразователя, можно разделить на два подслучая.

3а. Ситуацию с неразвитой турбулентностью можно отнести к случаю 2, когда паразитными пульсационными колебаниями можно пренебречь.

3б. Ситуацию с развитой турбулентностью уже нельзя отнести к случаю 2. Паразитными пульсационными колебаниями уже пренебречь нельзя, поскольку они усиливаются процессом накачки так же, как и полезный сигнал, и становятся соизмеримыми с уровнем полезного сигнала. Случай 3б описан в настоящей работе.

## НАТУРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Полученные выше теоретические результаты по особенностям функционирования преобразователя в турбулентном режиме движения жидкости показали их идентичность с процессами в ламинарном режиме с точки зрения влияния режима накачки. Поэтому экспериментальная часть работы была посвящена подтверждению этого факта, а также изучению влияния пористости тела преобразователя на процесс электроакустического преобразования.

В качестве преобразователя использовалась находящаяся в воздушной среде матрица, состоящая из двух алюминиевых перфорированных электродов, между которыми попеременно помещались пачки бумаги формата А4 различной плотности, состоящие из 15 листов каждая. Бумага была изготовлена из однотипного материала, но разной пористости<sup>3</sup>, из чего следовала ее разная плотность<sup>4</sup>. К электродам подавалось только постоянное напряжение  $U_0$ , которое варьировалось от значения  $U_0 = 0$  до значения  $U_0 \geq U_{\text{крит}}^i$ ,  $i = \overline{1,4}$ , где  $U_{\text{крит}}^i$  – напряжение, при котором с по-

<sup>3</sup> Пористость – одна из характеристик пористого тела. Пористость – доля объема пор в общем объеме тела [11, с. 69].

<sup>4</sup> Размерность плотности бумаги далее  $\rho_{\text{бум}}$  в г/см<sup>3</sup>, а не в г/см<sup>2</sup>, как это принято для бумаги, по той причине, что в данном случае описывается трехмерная пористая среда. Плотность бумаги вычислялась прямыми вычислениями, как частное от деления веса пачки бумаги к объему пачки.

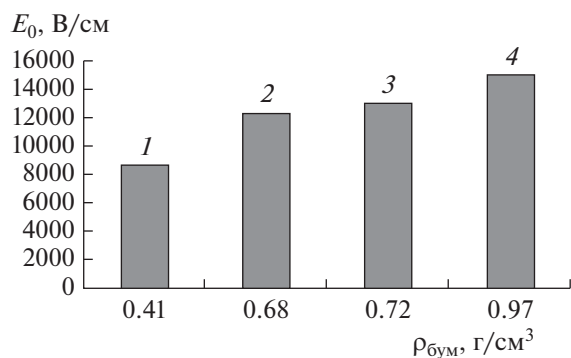


Рис. 1. Диаграмма зависимости критической напряженности электрического поля от плотности бумаги.

мощью установленного у матрицы микрофона и спектроанализатора регистрировалось скачкообразное появление пульсационных шумов, вызванных возникновением турбулентного движения воздуха в поровом пространстве находящейся в матрице бумаги  $i$ -го сорта. Характеристики бумаги и результаты эксперимента отражены в таблице. Для наглядности данные таблицы сведены в следующую диаграмму, представленную на рис. 1

Из таблицы и рис. 1 следует, что критическое значение напряженности электрического поля  $E_{0\text{кр}} = |E_0|_{\text{кр}}$ , при котором возникает турбулентный характер движения жидкости, находится в прямой пропорциональной зависимости от плотности бумаги  $\rho_{\text{бум}}$ . Это полностью согласуется с физикой задачи. Действительно, если процессы в пачках бумаги с различной пористостью считать подобными, то турбулентный режим возникает в них примерно при одном и том же критическом числе Рейнольдса  $Re = Re_{\text{кр}}$ , где  $Re$  для электроосмотического процесса уместно принять в виде

$$Re = V_{\text{ео}} \frac{\rho_0 d_{\text{ср}}}{\eta} = E_0 \frac{\epsilon \epsilon_0 d_{\text{ср}}}{\eta \nu} \zeta, \quad \text{где } V_{\text{ео}} = E_0 \frac{\epsilon \epsilon_0}{\eta} \zeta -$$

электроосмотическая скорость жидкости [8, с. 34];  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  – соответственно относительная диэлектрическая проницаемость жидкости (воздуха) и электрическая постоянная соответственно;  $\zeta$  – дзета или электрокинетический потенциал;  $d_{\text{ср}}$  – средняя величина пор в бумаге;  $E_0 = |E_0|$ ;  $\nu = \eta/\rho_0$  – кинематическая вязкость внутривязкой среды. Из постоянства критического числа Рейнольдса

$$Re_{\text{кр}} = E_{0\text{кр}} \frac{\epsilon \epsilon_0 d_{\text{ср}}}{\eta \nu} \zeta = \text{const} \text{ следует, что с уменьшением средней величины пор } d_{\text{ср}} \text{ (или, что эквивалентно, с ростом плотности бумаги } \rho_{\text{бум}}) \text{ увеличивается критическая величина напряженности}$$

электрического поля  $E_{0\text{кр}}$ . Приведенные рассуждения полностью подтверждаются экспериментом.

В процессе проведения описываемого эксперимента также подтвердился предсказанный теоретически процесс накачки, когда с ростом величины  $E_0$  росла амплитуда пульсационных шумов, регистрируемых микрофоном и отображаемых на анализаторе спектра.

## ВЫВОДЫ

В работе рассмотрены уравнения, описывающие движение жидкости в пористой среде под воздействием электрического поля в условиях сформировавшегося турбулентного режима движения. Приводятся уравнения, описывающие возникающие в жидкости акустические колебания, источником которых может быть не только переменное электрическое поле, но и постоянное электрическое поле. Возникающие под воздействием постоянного электрического поля пульсационные широкополосные акустические колебания могут являться паразитными при работе электроакустических преобразователей, что необходимо учитывать при их проектировании. Полученные результаты натуральных экспериментов на модели электроакустического преобразователя подтверждают теоретические результаты, приведенные в работе. Теоретические и экспериментальные результаты могут использоваться при проектировании и эксплуатации рассматриваемых электроакустических преобразователей.

Авторы благодарны С.П. Дмитриеву и С.Г. Телятнику за содействие в проведении экспериментов.

Работа выполнена в ИАП РАН в рамках Государственного задания 075-00780-20-00 по теме № 0074-2019-0013 Министерства науки и высшего образования.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курочкин В.Е., Сергеев В.А., Шарфарец Б.П., Гуляев Ю.В. Теоретическое обоснование нового метода электро-акустического преобразования. Линейное приближение // Докл. Акад. наук. 2018. Т. 483. № 3. С. 260–264.
2. 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.
3. 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.
4. Физическая энциклопедия. Т. 5. Под ред. Прохорова А.М. М.: Большая Росс. Энцикл., 1998. 760 с.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
6. Wilcox C.D. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc. La Canada, California. 1994. 460 p.
7. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. 368 с.
8. Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. М.: Наука, 1976. 328 с.
9. Фрик П.Г. Турбулентность: модели и подходы. Курс лекций. Ч. 1. Пермь.: Перм. гос. техн. ун-т, 1998. 108 с.
10. Larsson J. Numerical simulation of turbulent flows for turbine blade heat transfer applications. Doctoral Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. Department of Thermo and Fluid Dynamics Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden. 1998. 57 p.
11. Химическая энциклопедия. Т. 4. М.: Большая Росс. Энцикл., 1995. 639 с