

Розглянуто процес генерації звукових хвиль в повітряному середовищі між електродами при допробійній напруженості електричного поля, промодульованого гармонійним сигналом. В рамках стандартної багатокомпонентної гідродинамічної моделі слабоіонізованого газу показано, що утворення об'ємного заряду грає роль джерела звуку. Це дозволяє пояснити основні особливості процесу генерації звуку в слабоіонізованому газі. Також обговорюється вплив негативних іонів на інтенсивність звуку

Ключові слова: генерація звукових хвиль в слабоіонізованому повітряному середовищі, іонний гучномовець, акустичний монополь, без мембранний гучномовець

Рассмотрен процесс генерации звуковых волн в воздушной среде между электродами при предпробойной напряжённости электрического поля, модулируемого гармоническим сигналом. В рамках стандартной многокомпонентной гидродинамической модели слабоионизированного газа показано, что образование объёмного заряда играет роль источника звука. Это позволяет объяснить основные особенности процесса генерации звука в слабоионизированном газе. Также обсуждается влияние отрицательных ионов на интенсивность звука

Ключевые слова: генерация звуковых волн в слабоионизированной воздушной среде, ионный громкоговоритель, акустический монополь, без мембранный громкоговоритель

СТАБИЛЬНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СЛАБО- ИОНИЗИРОВАННОЙ ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

М. В. Чижов
Аспирант*

М. В. Эйнгорн
Кандидат физико-математических наук
Центральный университет Северной Каролины
ул. Фейетвилл, 1801, Дарем,
Северная Каролина, США, 27707

В. Л. Кулинский
Доктор физико-математических наук,
профессор*

В. И. Маренков
Кандидат физико-математических наук, доцент*
*Кафедра теплофизики
Одесский национальный
университет им. И. И. Мечникова
ул. Дворянская, 2, г. Одесса, Украина, 65026

1. Введение

Первый громкоговоритель был изобретен Беллом в 1876 [1]. В течение почти 140 лет, прошедших с этого момента, хотя и появились альтернативные электроакустические преобразователи, но дальнейшее качественное развитие технологий в данной области не происходит, а принцип работы широко используемых электродинамических громкоговорителей не изменился.

Однако такой электромеханический громкоговоритель обладает рядом недостатков, ввиду чего актуален вопрос исследования альтернативных методов электро-акустического преобразования энергии [2].

2. Анализ литературных данных и постановка проблемы

Акустические устройства на основе плазмы и коронного разряда имеют важное преимущество прямого преобразования электрического сигнала в звуковой. Это открывает возможности для проектирования без мембранных акустических систем [3–5]. Суть работы любого громкоговорителя – это преобразование электрической энергии в колебания давления воздуха. Такая трансформация может быть прямой или косвен-

ной. Прямое преобразование осуществляется, когда электрическая энергия преобразуется в движение макроскопических объемов в газовой среде, создающей локальное изменение плотности газа. Косвенное преобразование связано с локальным изменением внутренней энергии газа, т.е. рассеивание тепловой энергии Джоулевых потерь и соответствующим термодинамическим процессом изменения давления. При этом подразумевается, что оба процесса в техническом смысле слова, по отношению к мембранным преобразователям, являются механизмами прямой трансформации электрической энергии в звуковую. Тепловой же механизм генерации звука является типичным для высокочастотных коронирующих и плазменных источников [4, 6, 7].

Говоря о характере распространения акустического излучения, следует отметить, что существуют акустические диполи, у которых два полюса излучения с противофазными колебаниями, и акустические монополи у которых излучение во все стороны когерентно. Физика излучения без мембранных нетепловых преобразователей, являющихся акустическим диполями, также хорошо изучена [2].

Для описания основных характеристик преобразователей была разработана упрощенная модель эквивалентной электрической цепи [3, 8]. В частности, эффективные модели электрической цепи были пред-

ложены [3, 6]. Они дают ясную физическую картину на феноменологическом уровне и позволяют довольно точно описывать характеристики излучателя.

Возможность реализации режима акустического монополя в нетепловых преобразователях была отмечена [6]. Так называемый «SLT-Ионофон», предложенный F. Fransson [9, 10], видимо отображает такую возможность. Тот факт, что разряд не чувствителен к магнитному полю означает, что эффект ионного ветра не имеет значения для генерации звука. К сожалению, авторами не приведены какие-либо конкретные объяснения физических процессов и возможности их реализации [9, 10].

Данная работа посвящена конструкции и теоретической модели без мембранного нетеплового акустического монополя, так называемого ионного громкоговорителя [11].

3. Цель и задачи исследования

Целью работы является описание разработанной конструкции ионного громкоговорителя, обсуждение результатов измерений, а также вывод системы уравнений, описывающих процесс электро-акустического преобразования.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- анализ диаграммы направленности акустического излучения, вольт-амперной характеристики коронного разряда в заданной геометрии электродов;

- построение теоретической схемы расчёта мощности акустического излучения в зависимости от величины разности потенциалов между электродами;

В итоге определяем физический процесс генерации звука как скалярный эффект, а электроакустический преобразователь как акустический монополь. В частности, это даёт объяснение особенности работы так называемого «SLT-Ионофона» [10].

4. Описание конструкции ионного громкоговорителя и результатов электроакустических измерений

Ионная акустическая система (рис. 1) состоит из двух электродов – катода и анода (рис. 2). Катод – линейный массив тонких игл из нержавеющей стали диаметра 0,025 мм с периодом следования 0,25 мм. Анод – перфорированная листовая сталь, покрытая слоем диэлектрика, с периодически расположенными дефектами изоляции, с периодом следования порядка 2 мм.

На рис. 2 приведена электрическая схема громкоговорителя. К электродам «1» и «2» приложена разность потенциалов в 20кВ, от источника постоянного напряжения «3». Амплитуда сигнала, генерируемого источником «4» не превышает 10 кВ. Все элементы системы подключены по средствам проводников.

Измерения были проведены в безэховой камере КБ «Амфитон», Украина г. Львов, с помощью калиброванного электро-акустического оборудования Brüel&Kjaer (рис. 3).

Ионная акустическая система была установлена на поворотное основание, которое медленно непрерывно

вращалось. Одновременно регистрировалась амплитуда генерируемого звука на частотах 2, 5, 10 кГц. Микрофон был расположен на акустической оси громкоговорителя, на расстоянии 1м. Диаграмма направленности имеет некоторые искажения для частоты выше 5 кГц, которые объясняются соразмерностью длины волны и линейных размеров элементов конструкции громкоговорителя, в том числе неаксиальной симметрией конструкции громкоговорителя.



Рис. 1. Ионный громкоговоритель: вид сбоку, изометрия с местным сечением и вид спереди

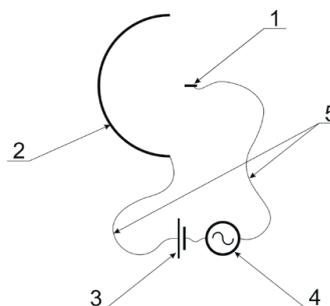


Рис. 2. Электрическая схема громкоговорителя: 1 – катод, 2 – анод, 3 – источник, 4 – модулятор гармонического сигнала, 5 – соединительный провод

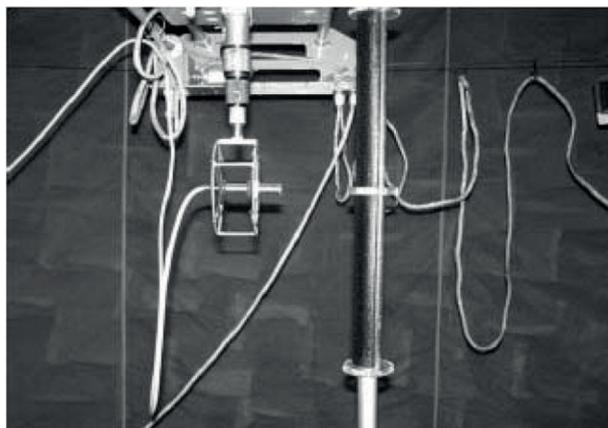


Рис. 3. Процесс выполнения электро-акустических измерений в безэховой камере

Электрические измерения проводились с помощью осциллографа LeCroyWR-62Xi.

На рис. 4 изображена диаграмма направленности устройства, которое показывает, что монополюсное излучение ионного громкоговорителя действительно дает основной вклад по крайней мере для частот, меньших, чем 5 кГц.

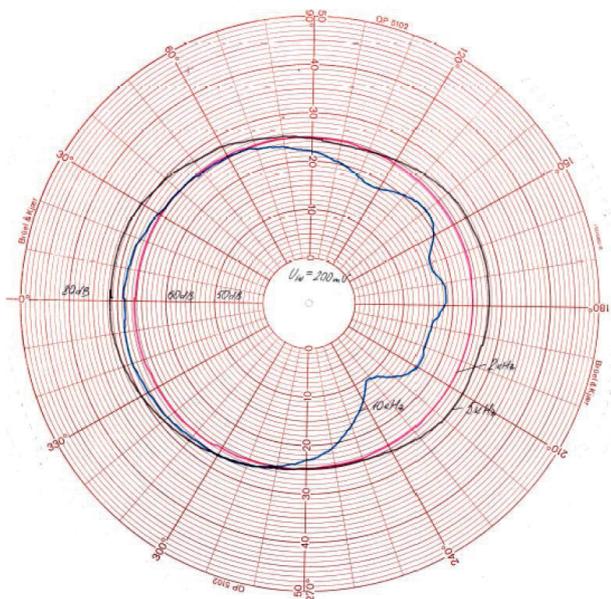


Рис. 4. Диаграмма направленности ионного громкоговорителя в горизонтальной плоскости

Приведенная на рис. 5 осциллограмма идентична для всех направлений излучения в горизонтальной плоскости, что было проверено с шагом поворота в 10°. Фазовый сдвиг обусловлен как запаздыванием распространения звуковой волны, так и предполагаемыми особенностями функционирования громкоговорителя. Вклад каждого из эффектов не был оценен.

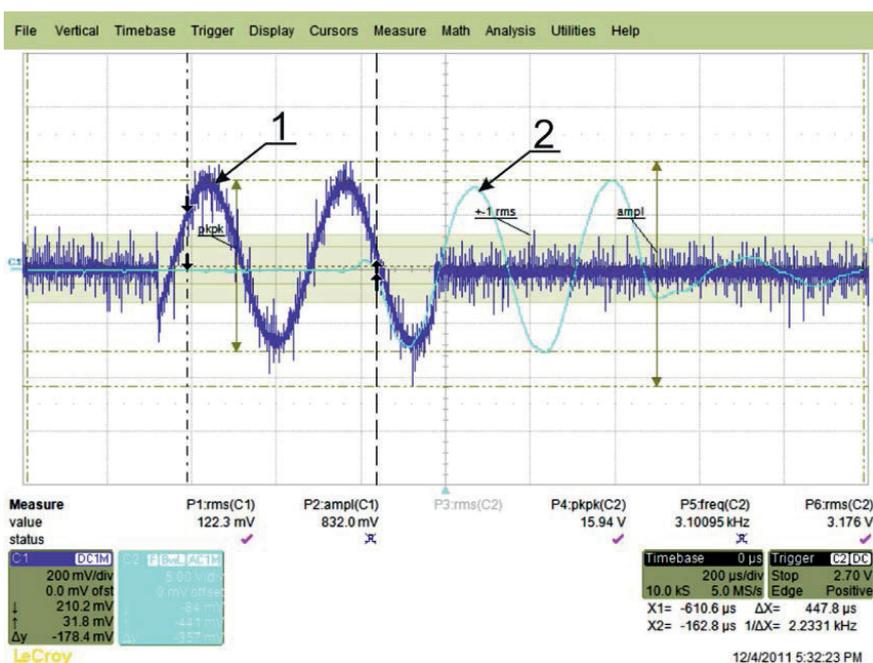


Рис. 5. Осциллограммы электрических сигналов: 1-й канал «1» – сигнал, подаваемый на громкоговоритель; 2-й канал «2» – сигнал с микрофона в безэховой камере

5. Построение теоретической модели расчёта акустического монополя

Из-за большой плотности и малой степени ионизации газовой среды расчет основных характеристик будем производить в рамках квазистационарного приближения и соответствующей электродинамической задачи [11–13]. Для среды с проводимостью σ имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \Delta\phi = -\frac{4\pi}{\epsilon}\rho, \\ \frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}\mathbf{j} = 0, \\ \mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_+ + \mathbf{j}_- = \sigma\mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

$$\rho = e(n_+ - n_- - n_e).$$

Само поле в силу сказанного выше представляется в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \delta\mathbf{E}(t),$$

где \mathbf{E}_0 – стационарная составляющая поля, $\delta\mathbf{E}(t)$ – переменная составляющая поля – полезный сигнал. В такой постановке основной характеристикой которая определяется кинетикой столкновений является эффективная проводимость среды σ . Понятно, что в силу малой подвижности ионов, ток в основном обусловлен электронной компонентой. По той же причине (большая инерционность) ионная компонента вносит основной вклад в звуковое давление. При этом существенным фактором является генерация электроотрицательных ионов воздуха O_2^- вследствие прилипания электронов, что должно быть учтено в балансовых кинетических уравнениях и соответствующих сечениях реакций рождения и уничтожения частиц. Эта часть задачи является стандартной задачей кинетики и предполагает рассмотрение процессов гибели и рождения электронов при столкновениях с атомами и ионами а также процессов рекомбинации последних [3].

Основной искомой величиной модели является избыточное звуковое давление в воздухе δP , которое обусловлено движением зарядов под действием переменного поля. В стандартном линейном приближении:

$$\delta P = \frac{\partial P}{\partial n_s} \delta n = \frac{\partial P}{\partial n_s} \frac{\partial n}{\partial E} \delta E, \quad (2)$$

где δn – изменение плотности воздуха (молекул+ионов). Последняя определяется из совместного решения уравнений кинетического баланса и (1) с учетом переменного “сигнала” δE . Бо-

лее строго, для описания возникновения звука электродинамические уравнения (1) следует дополнить уравнением движения сплошной (воздушной) среды с учетом электростатической силы, действующей на заряды. В случае статического поля для наблюдения условия равновесия к давлению идет поправка, связанная с неоднородным распределением зарядов в поле при учете распределения Больцмана, что аналогично барометрическому распределению:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \frac{\rho}{\rho} \mathbf{E} + \dots \quad (3)$$

где ρ – массовая плотность, многоточием обозначены вязкостные слагаемые, которыми можно пренебречь при рассмотрении распространения звука характерных длин волн $\lambda = 10^{-2} \div 10^{-1}$ м. Стандартные физические соображения линеаризации “механической” левой части [4, 5] упрощают (5) до:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\nabla P}{\rho_0} + \frac{\rho}{\rho} \mathbf{E} = -\frac{\nabla P}{\rho_0} + \frac{1}{\mu \rho_0} \mathbf{j} \quad (4)$$

Здесь мы воспользовались определением подвижности

$$\mathbf{j} = \mu \rho \mathbf{E}.$$

Применяя div

$$\frac{\partial \text{div} \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\Delta P}{\rho_0} + \text{div} \left(\frac{\rho}{\rho} \mathbf{E} \right) \quad (5)$$

Второе слагаемое можно преобразовать используя уравнение непрерывности и определение подвижности:

$$\text{div} \left(\frac{\rho}{\rho} \mathbf{E} \right) = \text{div} \left(\frac{\mathbf{j}}{\mu \rho} \right) = -\frac{1}{\mu \rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{\mu \rho_0^2} \mathbf{j}_0 \cdot \nabla \rho \quad (6)$$

В итоге (5) принимает вид:

$$\frac{\partial \text{div} \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{\Delta P}{\rho_0} - \frac{1}{\mu \rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{\mu \rho_0^2} \mathbf{j}_0 \cdot \nabla \rho \quad (7)$$

Используя линеаризованное уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \mathbf{v} = 0 \quad (8)$$

получаем:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \rho_0 \text{div} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0, \quad (9)$$

что после подстановки (7) и линеаризации:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Delta P = \frac{1}{\mu \rho_0} \mathbf{j}_0 \cdot \nabla \rho + \frac{1}{\mu} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (10)$$

Полученное уравнение (10) приводит к стандартному уравнению звуковых колебаний в присутствии внешнего источника, в качестве которого выступают

колебания объемного заряда, вызванные наличием переменной составляющей потенциала электрода:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \Delta P - \frac{1}{c^2 \mu \rho_0} \mathbf{j}_0 \cdot \nabla P = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (11)$$

В силу уравнения Пуассона получаем:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \Delta P - \frac{1}{c^2 \mu \rho_0} \mathbf{j}_0 \cdot \nabla P = \frac{1}{4\pi \mu} \text{div} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (12)$$

иными словами избыточное звуковое давление обусловлено гармонической переменной составляющей разности потенциалов на электродах и сдвинуто по фазе на $\pi/2$ (рис. 5).

Уравнение (11) позволяет произвести оценки порядка величины интенсивности звука основанные на величине интенсивности источника. Из размерных соображений по порядку величины давление возникающее вследствие колебаний объемного заряда в межэлектродном промежутке длины L (правая часть (11)) оценивается как:

$$P_s \sim L \rho E_1 \sim E_0 E_1, \quad (13)$$

что при характерных значениях $E_0 \sim 10^6$ В/м ~ 10 cgs, $E_1 \sim 0.1 E_0$ дает избыточное давление

$$P_s \approx 1 \text{ Pa}$$

и соответствующий уровень звукового давления:

$$I_{ac} = 20 \lg \left(\frac{P_s}{P_0} \right) \approx 90 \text{ dB}. \quad (14)$$

Отметим, что если в нестационарной ситуации по-прежнему $\text{div} \mathbf{j} = 0$, т. е. отсутствует генерация объемного заряда, то звук может генерироваться только за счет колебаний граничных элементов. Разумно

предположить, что условие стационарности $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

будет соблюдаться если частота сигнала много меньше обратных времен межчастичных переходов при столкновениях. В таком случае ионизационное равновесие будет квазистатичным. Наиболее эффективным следует считать резонансный случай, когда максимумы спектральной плотности (АЧХ) переменного сигнала соответствуют интервалам частот межчастичных столкновений и переходов.

В связи с большим количеством параметров целесообразно обсудить характерные безразмерные величины, которые определяют соотношения между масштабами различных физических процессов. Характерным масштабом времени являются частоты внешнего сигнала ω и основная частота колебаний воздушного промежутка $\omega_0 = c/L = 10^4$ ($L \approx 0.03$ м). Они одного порядка $\omega/\omega_0 \approx 1$. В качестве безразмерного времени выберем $\tau = \omega_0 t$.

Для удобства вычислений перепишем (11) в безразмерном виде:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \tau^2} - \Delta P - \frac{1}{\omega_0^2 \mu \rho_0 L} \mathbf{j}_0 \cdot \nabla P = \frac{c^2}{\omega_0 \mu} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \quad (15)$$

Величина давления естественным образом обезразмеривается на величину E_0^2 , в результате получаем:

$$\frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial \tau^2} - \Delta \tilde{P} - \lambda \tilde{j}_0 \cdot \nabla \tilde{P} = \delta \frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tau}, \quad (16)$$

где

$$\lambda = \frac{e}{\omega_0 \mu \wp_0 L^3}, \quad \delta = \frac{e \omega_0}{\mu E_0^2 L} = \lambda \frac{\wp_0 L^2 \omega_0^2}{E_0^2},$$

безразмерные параметры задачи. По порядку величин, в системе СГС:

$$L \sim 3 \text{ см}, \quad e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ un.CGS},$$

$$\mu \approx 30 \text{ см}^3 / (\text{s} \cdot \text{un.CGS})$$

$$E_0 \approx 10 \text{ un.CGS}, \quad \omega_0 \sim 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad \wp_0 = 1.2 \text{ г} / \text{см}^3$$

получаем:

$$\lambda \approx 8 \cdot 10^{-17}, \quad \delta \approx 10^{-9} \gg \lambda \quad (17)$$

Вследствие такого различия параметров “токовым” слагаемым в левой части можно пренебречь. Величина правой части (11), которая представляет интенсивность объемного источника, пропорциональна малой величине δ . Ранее проведенная оценка (13)

показывает что следует учесть величину $\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tau}$, кото-

рая компенсирует малость (вследствие большой величины заряда в единицах e). Естественно, что систему уравнений (1) и (11) следует дополнить уравнениями хим. кинетики, отражающих процессы возникновения и гибели зарядов. При давлениях порядка P_{atm} и напряженностях порядка пробойных, процессами диффузионного переноса можно пренебречь и учитывать только чисто столкновительные вклады. Таким образом, не учитывая возможность рождения вторичных электронов, система уравнений столкновительного баланса в “минимальной” модели будет иметь вид или с учетом $\tilde{j}_i = q_i n_i v_i$:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla(n_+ \mu_+ E) = (v_{+e}^{(i)} n_e - v_{+e}^{(r)} n_+ n_e), \quad (18)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} - \nabla(n_- \mu_- E) = v_{0-}^{(a)} n_e,$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \nabla(n_e \mu_e E) = (v_{+e}^{(i)} - v_{0-}^{(a)}) n_e - v_{+e}^{(r)} n_+ n_e,$$

где $v_{ij}^{(k)}$ – частоты ионизации ($k=i$), рекомбинации ($k=r$) и прилипания $k=a$ электронов. Скорости v_i частиц каждого из типов связаны с напряженностью поля стандартным образом $v_i = \mu_i E$, при упрощении что подвижности ионов μ_i не зависят от напряженности поля E . Отметим, что балансовые уравнения (18) согласованы с законом сохранения заряда. Полученные уравнения (1), (11) и (18) образует замкнутую систему полностью описывающую интересующие нас процессы.

Оценка для $\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tau}$ следует на основе рассмотрения слагаемых в (18), отвечающих за генерацию заряда. Используя литературные данные по скорости столкновительной ионизации [14], получаем, что при $v \sim 10^5$, $n_e \sim 10^5$:

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tau} \approx \frac{v n_e}{\omega} L^3 \sim 4 \cdot 10^7,$$

что приводит к оценке для давления $P_s \approx 0.4$ Па и интенсивности $I = 87$ Дб не намного отличающихся от предыдущих.

В результате было показано, что скорость изменения объемного заряда играет роль источника звуковых колебаний.

Из представления (2) видно, что наличие канала прилипания с образованием анионов приводит к большему изменению плотности по сравнению с наличием только стандартного канала ионизация-рекомбинация с образованием только катионов, когда $\partial n / \partial E = -\partial n_e / \partial E$. Учитывая также большую чувствительность сечений реакций с участием анионов к напряженности поля, можно сделать вывод, что наличие электроотрицательных ионов способствует повышению мощности электроакустической генерации. В частности, учитывая результаты работы [16], в которой предложен механизм усиления акустических колебаний за счет трения между электронами и нейтральными частицами, было бы интересно оценить влияние анионов на этот эффект.

6. Расчет стационарного режима коронного разряда

Поскольку полный расчет с учетом кинетического баланса для всех компонент сопряжен с учетом большого числа факторов, в межчастичных столкновениях и, соответственно, которые дают вклад в эффективную проводимость, решение следует начать с простейшего режима – стационарного. В этом режиме отсутствует звуковая генерация ($\delta E = 0$). Непосредственно измеримой величиной является ВАХ такого “холодного” режима. ВАХ является вообще говоря нелинейной. Эта нелинейность имеет двоякую природу. При малых значениях напряженности нелинейность обусловлена механизмом эмиссии первичных электронов – туннельный эффект. При больших значениях нелинейность ВАХ обусловлена зависимостью сечений межчастичных столкновений, и в конечном счете проводимости σ от величины поля E_0 .

Результаты измерений ВАХ представлены на рис. 6 и коррелируют с ВАХ автоэлектронной эмиссии, рис. 7. Для аналитического представления зависимости плотности тока используем стандартное выражение для автоэлектронной эмиссии [17, 18]:

$$j_0 = A E^2 e^{-B/E}. \quad (19)$$

При интегрировании по поверхности электрода, получаем:

$$I = I_0 (E/E_0)^2 e^{-E_0/E}, \quad (20)$$

где A – коэффициент определяемый геометрией системы электродов, μ – подвижность зарядов короны.

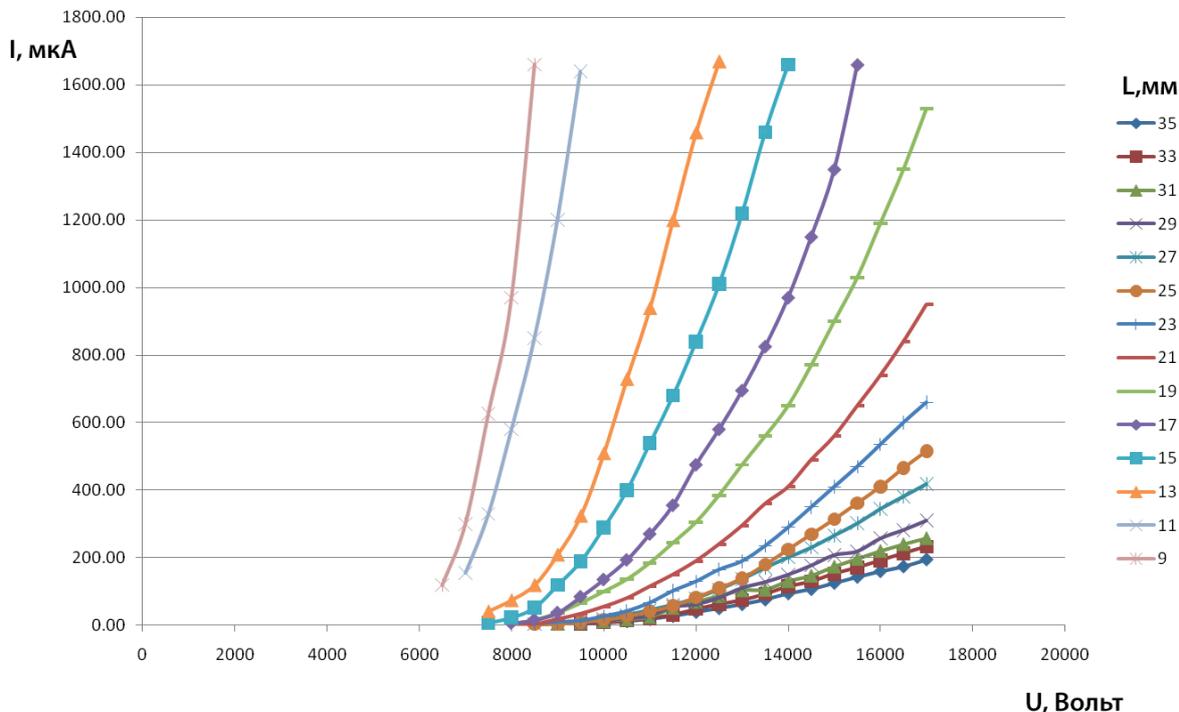


Рис. 6. Семейство ВАХ цепи анода для разных расстояний между электродами

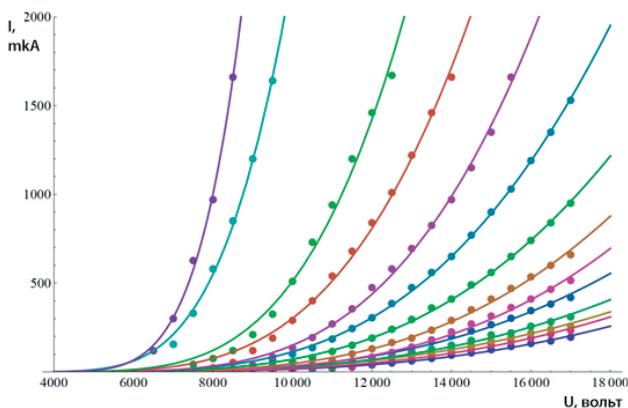


Рис. 7. Сравнение результатов экспериментальных ВАХ (точки из рис. 6) и теоретической зависимости (линии по формуле (19))

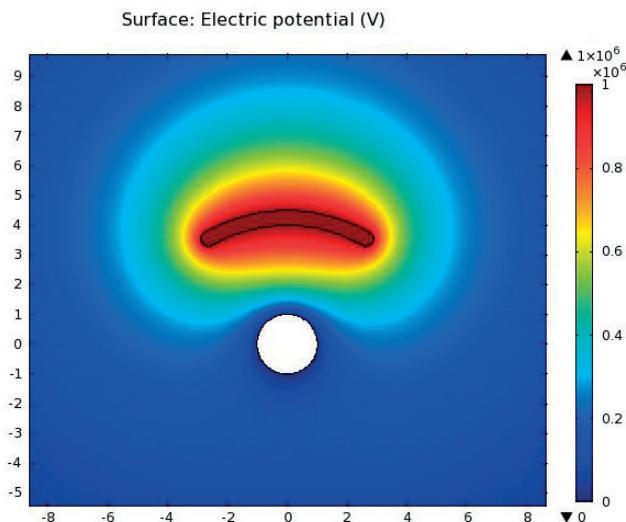


Рис. 8. Иллюстрация расчета распределения потенциала в заданной геометрии электродов

Геометрия системы и граничные условия определяют (дифференциальное) сопротивление системы. Поэтому, в первую очередь, обработку параметров теоретической модели следует производить для такого режима. Геометрия задачи при этом может быть учтена точно с использованием стандартных пакетов расчета, пример процесса моделирования приведен на (рис. 8). Основным параметром является расстояние между электродами d .

Обработка экспериментальных данных ВАХ согласно (20) позволяет проанализировать зависимость параметров I_0, E_0 от d . Интересно отметить, что несмотря на кажущееся различие, зависимости $I_0(d)$ и $E_0(d)$ демонстрируют приближенную связь:

$$E_0(d)/E_0(d_{min}) \approx 0.54 + 3 \left(\frac{d}{d_{min}} \right)^4 I_0(d)/I_0(d_{min}). \quad (22)$$

Графически эта корреляция изображена на рис. 9. Хорошо известно, что для геометрии электродов «игла-пластина», т. е. один электрод «активный», а второй «пассивный», ток зависит от расстояния как $I \sim d^{-4}$ [15]. Очевидно, что когда оба электрода являются «активными», ток зависит от расстояния $I \sim d^{-4}$, что находится в согласии с (22). Физическое объяснение этого эффекта заключается в следующем. Катод является «активным», поскольку представляет собой массив иголок с большой кривизной поверхности, и соответственно большой напряжённостью поля. Анод является «активным», поскольку дефекты диэлектрического покрытия на массивном проводнике образуют зоны локально высокой напряжённости электрического поля вблизи этих дефектов.

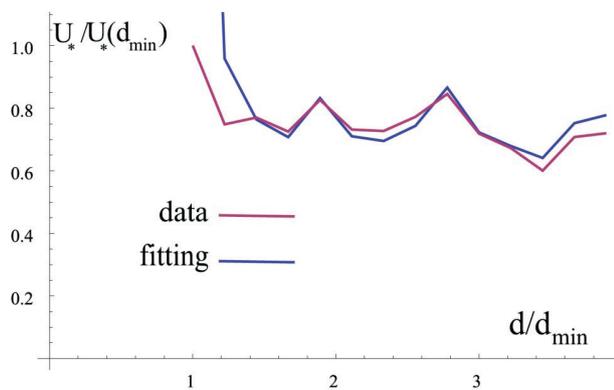


Рис. 9. Сравнение E_*/E_{min} и выражения (22)

7. Выводы

Изучение лабораторного прототипа «без мембранного» электроакустического преобразователя оригинальной конструкции, где генерация звуковой волны

происходит в зазоре между двумя электродами, показало, что преобразователь функционирует как широкополосный акустический монополь. Такая система является электроакустическим преобразователем так называемой «холодной плазмы», т. е. где процесс генерации звука не сопровождается видимым электрическим разрядом.

Основываясь на анализе экспериментальных данных в рамках простой трехкомпонентной гидродинамической модели слабо ионизованного газа, было построено теоритическое описание процесса генерации звука. Было показано, что «холодный» плазменный электроакустический преобразователь, функционирует за счёт колебаний величины объемного заряда. В итоге был произведён расчет основной характеристики громкоговорителя – величины развиваемого звукового давления.

Авторы хотели бы поблагодарить господина Константина Моисеевича Юна за фундаментальную материально-техническую поддержку в разработке и изучении механизма работы предложенного электро-акустического преобразования.

Литература

1. McLachlan, N. W. Loud speakers. Theory, performance, testing and design [Text] / N. W. McLachlan. – Oxford: The Clarendon Press, 1934. – 399 p.
2. Krichtafovitch, I. A. EFA Loudspeakers [Text] / I. A. Krichtafovitch, S. V. Karpov, N. E. Jewell-Larsen // Proc. ESA Annual Meeting on Electrostatics, 2008. – Paper A2. – P. 1–7.
3. Matsuzawa, K. Sound sources with corona discharges [Text] / K. Matsuzawa // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1973. – Vol. 54, Issue 2. – P. 494–498. doi: 10.1121/1.1913605
4. Lim, M. K. A corona-type point source for model studies in acoustics [Text] / M. K. Lim // Applied Acoustics. – 1981. – Vol. 14, Issue 4. – P. 245–252. doi: 10.1016/0003-682x(81)90020-7
5. Bastien, F. Acoustics and gas discharges: applications to loudspeakers [Text] / F. Bastien // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1987. – Vol. 20, Issue 12. – P. 1547–1557. doi: 10.1088/0022-3727/20/12/001
6. Béquin, Ph. Modelling of negative point-to-plane corona loudspeaker [Text] / Ph. Béquin, V. Montembault, Ph. Herzog // The European Physical Journal – Applied Physics. – 2001. – Vol. 15, Issue 01. – P. 57–67. doi: 10.1051/epjap:2001167
7. Béquin, Ph. Modeling plasma loudspeakers [Text] / Ph. Béquin, K. Castor, Ph. Herzog, V. Montembault // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2007. – Vol. 121, Issue 4. – P. 1960–1970. doi: 10.1121/1.2697201
8. Mazzola, M. S. Modeling of a dc glow plasma loudspeaker [Text] / M. S. Mazzola, G. M. Molen // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1987. – Vol. 81, Issue 6. – P. 1972–1978. doi: 10.1121/1.394762
9. Fransson, F. Properties of the stl-ionophone transducer [Text] / F. Fransson, E. V. Jansson // Quarterly Progress and Status Report. – 1971. – Vol. 6, Issue 2. – P. 27–30.
10. Fransson, F. J. Stl-ionophone: Transducer properties and construction [Text] / F. J. Fransson // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1975. – Vol. 58, Issue 4. – P. 910–915. doi: 10.1121/1.380743
11. Декларационный патент Украины на изобретение 96912. Устройство для генерирования акустических волн; H04R 23/00 / [Текст] / Чижов М. В., Юн К. М. – № а 2011 07018; Заявл. 03.06.2011; Опубл. 25.08.2011, бюл. № 16
12. Bondar, H. Effect of neutral fluid velocity on direct conversion from electrical to fluid kinetic energy in an electro-fluid-dynamics (efd) device [Text] / H. Bondar, F. Bastien // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1986. – Vol. 19, Issue 9. – P. 1657–1663. doi: 10.1088/0022-3727/19/9/011
13. Kawamoto, H. Flow distribution and pressure of air due to ionic wind in pin-to-plate corona discharge system [Text] / H. Kawamoto, H. Yasuda, S. Umez // Journal of Electrostatics. – 2006. – Vol. 64, Issue 6. – P. 400–407. doi: 10.1016/j.elstat.2005.10.023
14. Dyakov, A. F. Fizicheskie osnovy elektricheskogo proboya gazov [Text] / A. F. Dyakov, Yu. K. Bobrov, A. V. Sorokin, Yu. V. Yurgelenas. – MEI, 1999.
15. Y. P. Raizer. Gas Discharge Physics [Text] / Springer, corrected edition, 1991.
16. Aleksandrov, N. L. Novel mechanism of sound amplification in a weakly ionized gas [Text] / N. L. Aleksandrov, A. M. Konchakov, A. I. Napartovich, A. N. Starostin // JETP. – 1989. – Vol. 68. – P. 933–936.
17. Elinson, M. I. Field Emission [Text] / M. I. Elinson, G. F. Vasil'ev. – Gos. ed. Sci. lit, Moscow, 1958.
18. Latham, V. High Voltage Vacuum Insulation: Basic Concepts and Technological Practice [Text] / V. Latham. – Academic Press, 1 edition, 1995.