

К теории электромагнитных эффектов, возникающих в акустически возбужденных растворах электролитов.

Александр Крамаренко, Андрей Крамаренко, Оксана Савенко.

Настоящая работа – это попытка объяснить на теоретическом и экспериментальном уровне физику процессов, возникающих при любом механическом возбуждении в растворах сильных электролитов.

Нами предполагается, что возникновение низкочастотного потенциала Дебая и отклонение вектора радиочастотной поляризации взаимосвязаны, но лишь в том смысле, что плотность потока мощности некоторого физического процесса «X», ответственного за поворот вектора поляризации, пропорциональна квадрату напряжения электрического потенциала. При этом независимость возникновения радиочастотной анизотропии от приложенного напряжения, и от потенциала Дебая в частности, доказана экспериментально.

Предложена и проверена на физическую реализуемость эквивалентная электрическая схема, моделирующая наблюдаемые эффекты в растворе, возбужденном акустической волной.

Отдельное внимание уделено базовой теории ионного вибрационного потенциала, а именно ее предсказаниям в низкочастотной области, которые противоречат и эксперименту, и закону сохранения энергии.

Ввиду невозможности описания эффекта «памяти» как процесса электрического или молекулярного происхождения, приведено несколько аргументов в пользу жидкостно-гироскопического механизма. Высказано предположение, что поворот вектора поляризации радиочастотного сигнала обусловлен изменением электронного момента атомов жидкости и/или ядерного момента ионов с нечетным массовым числом

Прикладная часть исследований также дополнена. Предлагаются результаты новых экспериментов, которые показали, что РЧ анизотропия раствора транспортируема носителем. Соответственно, возможно создание полностью бесконтактного единого датчика скорости, направления движения и неоднородностей жидкости, причем экспериментальный макет предварительно подтвердил реализуемость этой идеи.

В предыдущей статье [1] нам не удалось сколько-нибудь полноценно сформулировать теоретические основы обнаруженных физических эффектов. Но в настоящее время уже возможно представить некоторые предварительные гипотезы и расчеты.

Перечислим ранее зафиксированные нами феномены для водного раствора сильного электролита (в нашем случае раствор хлорида натрия с массовой долей 0.9 %, или физиологический раствор):

Измерен электрический потенциал, возникающий при любом движении части раствора с ускорением или прохождении через него акустической волны. Здесь следует заметить, что единственный известный акустоэлектрический эффект в растворах электролитов – это ионный вибрационный потенциал Дебая (ИВП) [2-7]. Вероятнее всего, именно его мы и наблюдаем. Но на низких частотах акустоэлектрический эффект ранее никогда не регистрировали [6], за исключением более раннего исследования [8], где эффект был зарегистрирован при создании струи в растворе с помощью поршневого насоса, что можно представить как весьма низкочастотную акустическую волну [9].

Впервые обнаружена радиочастотная анизотропия раствора, возникающая под влиянием распространения в нем акустической волны, причем угол поворота вектора поляризации

пропорционален энергии акустического импульса и не зависит от мощности радиочастотного сигнала.

Прошедшая через раствор акустическая волна вызывает остаточный эффект в виде сохранения поворота вектора поляризации на длительное время (не менее десятков секунд), т.е. имеется эффект «памяти» [10], никогда ранее не наблюдавшийся в растворах электролитов, не содержащих специфически взаимодействующих частиц (жидкие кристаллы, полимеры, коллоиды и т.п.).

Явления ИВП и радиочастотной анизотропии возникают при одних и тех же условиях возмущения раствора, т.е. при механическом или акустическом возбуждении. Поэтому правильно, на наш взгляд, будет попробовать оценить возможную связь зарегистрированных феноменов.

Но при этом следует принять во внимание, что мы не можем пользоваться некоторыми базовыми положениями: например вместо рассмотрения объекта как изотропного, необходимо будет ввести либо понятие ортотропии раствора в плоскости приемника, т.ч. анизотропия в покоящемся растворе присутствует всегда, а при его возбуждении – способна меняться, либо иначе объяснить ее возникновение в наших экспериментах.

При этом придется сделать допущение о неинвариантности системы во времени. Более того, при рассмотрении эффекта памяти придется отказаться еще и от гипотезы эргодичности [11].

Обоснуем вышесказанное. Известно, что электропроводность классических растворов электролитов есть по определению свойство изотропное и не зависящее от предыстории системы (в рамках имманентной гипотезы поворот угла поляризации будет функционально связан с электропроводностью). Однако в результате наших экспериментов обнаруживаются два феномена, противоречащих этому положению, а именно:

Поворот плоскости поляризации, то есть наличие разности хода у обыкновенной и необыкновенной волны внутри раствора. Если бы электропроводность оставалась изотропной, любое ее одновременное для всего раствора (или бесконечно медленное) изменение никак не поворачивало бы плоскость поляризации. Похоже, что в нашем случае электропроводность преобразуется в тензор, изменяющийся во времени. Такое явление пока наблюдалось либо для кристаллов, имеющих естественные выделенные направления, либо для специальным образом ориентированных структур [12, 13].

Наличие долговременной «памяти» системы. Классическая физическая химия растворов электролитов рассматривает раствор, находящийся в термодинамическом равновесии. При этом все интегральные свойства такого раствора являются параметрами состояния, то есть по определению не зависят от предыстории системы. В том числе и транспортные свойства (не термодинамические, а скорее кинетические, такие как электропроводность) на длинных временных интервалах считаются функциями состояния. Это проявление свойства эргодичности [11] системы, то есть, эквивалентности среднего по объему всей системы в некое мгновение времени и среднего по времени малой части этой системы (на достаточно большом промежутке времени). Проще говоря, если достаточно долго смотреть на очень маленький фрагмент системы, можно получить точное представление о свойствах всей системы. Эргодические системы также по определению не имеют памяти, и средние значения свойств такой системы не зависят от ее предыстории.

В наших экспериментах ничего подобного не наблюдается, система демонстрирует зависимость свойств от предыстории на макроскопических интервалах времени (не менее десятков секунд). Подобные свойства более характерны для полимеров [14], а вопросы описания таких систем уже давно вызывают устойчивый интерес [10, 15].

Разумеется, классическое термодинамическое равновесное (или близкое к нему) описание растворов здесь вообще не применимо никак. Для корректного описания такой системы требуется использование неравновесной термодинамики. Кроме того, подобные системы еще и принципиально невозможно моделировать классическим методом Монте-Карло, поскольку координаты и импульсы частиц в неэргодической системе коррелированы, а поведение частиц во времени не является марковской цепью. Поэтому

в нашей работе будем опираться исключительно на данные экспериментов, а необходимый математический аппарат использовать «по требованию».

Для упрощения задачи рассмотрим процесс возникновения указанных эффектов только в случаях прохождения через раствор акустической волны, т. к. такие же эффекты при перемешивании и струйном течении будут описываться более сложно.

Вначале рассмотрим возникновение потенциала Дебая при низкочастотном акустическом возбуждении раствора. Будем предполагать, что эффекты генерации электрического потенциала и поворота вектора Джонса каким-то образом связаны, и возможно, эта гипотеза поможет понять причину радиочастотной анизотропии.

Общепринято [6], что ионный вибрационный потенциал Дебая (ИВП) в растворах электролитов возникает благодаря различию в инертных массах сольватированных катионов и анионов, а также их различной подвижности в вязком растворителе.

Впервые явление ИВП было теоретически предсказано Дебаем в 1933 году [2], который предложил уравнение зависимости потенциала от амплитуды колебательной скорости. Уравнение не учитывало электрофоретический и релаксационный эффекты, а также частотную зависимость диэлектрической проницаемости растворителя и электропроводности раствора на высоких частотах. Эгер, Бугош и Говорка [4] вывели уравнение, учитывающее эти эффекты, и в таком виде использовали его для обработки впервые полученных экспериментальных данных по ИВП на ультразвуковой частоте 265 кГц [3]. Следует заметить, что вопрос частотной зависимости потенциала Дебая в широком диапазоне частот никогда не был предметом специального исследования. Авторы [5] указывали на практическую независимость (NB!) амплитуды ИВП от частоты ультразвука в обычном диапазоне измерений (100 кГц-1 МГц), и это хорошо объясняется тем, что амплитуда колебательной скорости не зависит от частоты [16].

На частотах выше 100 МГц теория [4] предсказывает спад амплитуды ИВП вследствие инертности массивных ионов. В области высоких частот потенциал Дебая также может шунтироваться паразитной емкостью раствора, особенно при низких концентрациях электролита [6].

В области низких частот теорией предсказывается постоянная ненулевая амплитуда ИВП при частоте, стремящейся к нулю (!), что совершенно невозможно по энергетическим соображениям, поскольку поддержание постоянного потенциала в электропроводной среде требует непрерывного расхода энергии. Иными словами, омическое сопротивление раствора шунтирует возникающий потенциал в области низких частот (подобно емкости в высокочастотной области), чего существующая теория [4, 6] не учитывает.

В предыдущей нашей работе [1] была предпринята успешная попытка регистрации низкочастотного потенциала Дебая. Здесь мы приводим упрощенную схему нашей установки (см. рис 1а). Мы также выполнили теоретический расчет согласно формуле [6]:

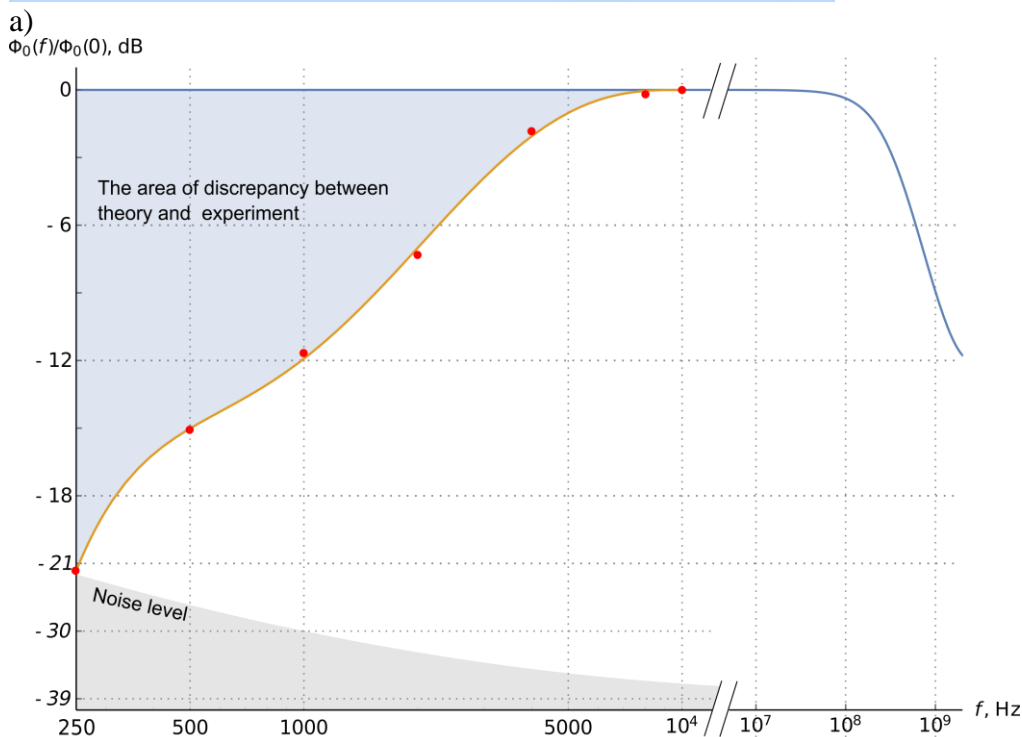
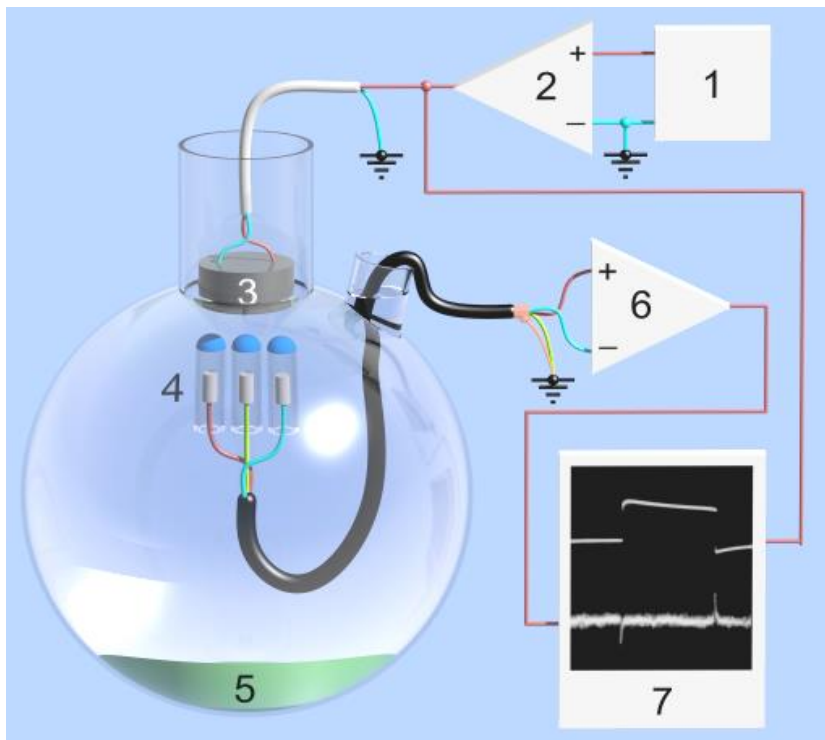
$$\frac{\Phi_0}{a_0} = \frac{c}{10N_A e} \left[\frac{t_+}{z_+} \left(W_+ - \frac{RT}{c^2} \right) - \frac{t_-}{z_-} \left(W_- - \frac{RT}{c^2} \right) \right] \frac{4\pi L_0}{\omega \varepsilon \sqrt{(\varepsilon_\omega / \varepsilon)^2 + (4\pi L_\omega / \omega \varepsilon)^2}}$$

где Φ_0 – амплитуда возникающего потенциала, мкВ; a_0 – амплитуда колебательной скорости растворителя, см/с; c – скорость распространения звука в растворе, см/с; N_A – число Авогадро, моль⁻¹; e – заряд электрона, Кл; t_+ , t_- , z_+ , z_- – числа переноса и модули зарядов катиона и аниона; W_+ и W_- – кажущиеся молярные массы катиона и аниона, г/моль; ω – круговая частота колебаний, рад/с; L_0 и L_ω – электропроводности раствора на нулевой частоте и на круговой частоте ω , соответственно, ед. СГСЭ; ε и ε_ω – диэлектрические проницаемости растворителя на тех же частотах для 0.9% раствора NaCl при температуре 22°C. Необходимые для расчета температурные и частотные зависимости диэлектрической проницаемости растворителя и электропроводности раствора, а также скорости звука в нем были взяты из [17-19].

Результаты расчета в сравнении с данными наших измерений представлены на графике (Рис. 1б). Предсказания теории в корне противоречат нашему эксперименту в области

низких частот, Зарегистрированная АЧХ эффекта Дебая сильно отличается в низкочастотной области от теоретически предсказанной

Очевидно, базовая теория [4,5,6] не уделяла много внимания низкочастотным процессам, да и регистрация [3, 5] низкочастотных сигналов в отсутствие специализированных инструментальных малошумящих операционных усилителей на таких частотах была в те времена проблематичной.



b)

Рис. 1. а) Установка для регистрации акустоэлектрического эффекта. 1 – генератор; 2 – усилитель мощности; 3 – излучатель; 4 – хлорсеребряные электроды под защитными колпачками; 5 – звукопоглощающее покрытие; 6 – инструментальный ОУ; 7 – регистратор. б) АЧХ зарегистрированного сигнала. Красные точки – результаты эксперимента, синяя кривая – расчетные данные для 0,9 % раствора NaCl при 22°C в соответствии с базовой теорией [4, 6].

Но если потенциал Дебая имеет «завал» на низких частотах, то для вектора радиочастотной поляризации этого эффекта не наблюдается, т.е. в отличие от электрического потенциала радиочастотная анизотропия ведет себя совершенно иначе. Для сопоставления процессов Дебая и радиочастотной анизотропии во временной области используем в качестве аналитического сигнала функцию Хевисайда (см. рис. 2):



Рис.2. Слева – сигнал Хевисайда, подаваемый на гидроакустический излучатель, в центре – потенциал Дебая $U=20$ мкВ, справа – поворот вектора Джонса (все снимки с экрана осциллографа).

В случае возбуждения в виде функции Хевисайда экспоненциальный спад в потенциале Дебая обусловлен омическим шунтированием на низких частотах, в то время как объяснение поведения вектора Джонса не является столь очевидным. Ведь любое отклонение изотропной среды от термодинамического равновесия релаксирует со временем по экспоненциальному закону [20], и можно было ожидать, что вектор Джонса так же, как и потенциал Дебая, с течением времени будет асимптотически приближаться к исходному положению. Однако вместо этого происходит «запоминание» положения максимального отклонения на некоторое время (порядка единиц/десятков секунд) с последующей обычной релаксацией. Следовательно, в самом механизме изменения анизотропии раствора должен быть процесс интегрирования, вернее, нечто подобное аналоговому устройству выборки/хранения.

Считаем, что никакие химические или физические процессы в растворе не добавляют «внешней» энергии [1], а единственным ее источником является акустическая волна. Одновременно в качестве начального условия необходимо исключить гипотезу поворота вектора поляризации под влиянием любого приложенного к раствору электрического потенциала, и потенциала Дебая в частности. Для этого нами были проведены эксперименты с пропусканием электрического тока через раствор в полосе частот от 0 Гц до 10 кГц и напряжениях от 0 до 2 В. Они не вызвали никаких отклонений вектора радиочастотной поляризации. Заметим, что в эксперименте уровень сигнала превышал регистрируемый на той же установке потенциал Дебая на 116 дБ. Это позволяет сделать однозначный вывод: вектор поляризации проходящего через раствор радиочастотного сигнала не поворачивается под влиянием внешнего приложенного к раствору напряжения. Таким образом, можно считать, что «электрическая часть» эффекта Дебая не может быть причиной радиочастотной анизотропии, правильнее будет предполагать, что механизм, «запускающий» эффект Дебая также может запускать и поворот поляризации радиочастотного сигнала.

Процесс релаксации системы после прохождения фронта акустической волны может быть смоделирован идеальным дифференцирующим звеном. Процесс Дебая (с учетом его экспериментальной АЧХ, зарегистрированной нами в низкочастотной области) также может быть описан во временной области дифференцирующей цепью.

Также предполагаем, что плотность потока мощности какого-то процесса «X», ответственного, в том числе и за поворот вектора поляризации, пропорциональна квадрату напряжения электрического потенциала Дебая (с учетом того, что нагрузка не имеет значимого реактивного компонента). Тогда модель процесса может быть представлена в виде следующей электрической схемы (Рис.3)

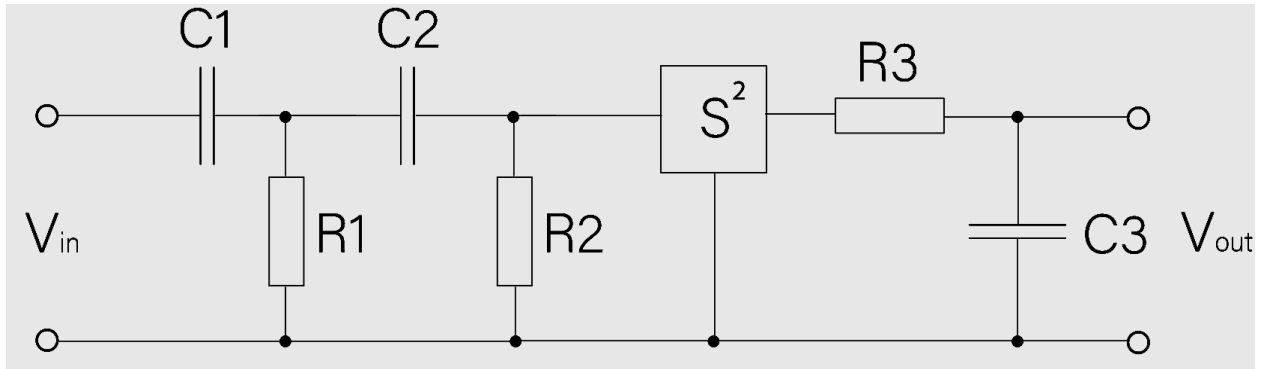


Рис. 3. Упрощенная электрическая схема предлагаемой модели процесса. Цепь C1R1 моделирует рассеяние энергии акустической волны, цепь C2R2 – ограничение полосы снизу для эффекта Дебая, S2 – квадрат, цепь C3R3 – гипотетический интегратор, физическая природа которого пока неизвестна.

Разумеется, передаточная функция идеальных дифференцирующих цепей не удовлетворяет условиям физической реализуемости [21]. Однако в нашем случае энергия акустической волны по определению конечна, что позволяет использовать идеальные звенья как модель, т. к. выхода в недопустимые энергетические области не будет.

Если τ_1 определяется (R1,C1) и τ_2 определяется (R2,C2), то аналитическое решение этой модели может быть представлено для угла поворота вектора поляризации $\Delta\alpha$ следующим

$$\Delta\alpha \cong \int_0^T \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right)^2 dt = \int_0^T e^{-\frac{2t}{\tau_1\tau_2}} dt$$

образом:

$$\text{Введем новую переменную } z = t \sqrt{\frac{2}{\tau_1\tau_2}}, \text{ т.ч. } dt = \sqrt{\frac{\tau_1\tau_2}{2}} dz.$$

Для удобства обозначим множитель $\sqrt{\frac{2}{\tau_1\tau_2}}$ постоянной k , тогда исходный интеграл примет следующий вид: $\frac{1}{k} \int_0^{kT} e^{-z^2} dz$. Считаем, что $kT \gg 1$, тогда можем оценить значение этого интеграла так называемым методом большого параметра. Представим интеграл по z в виде разности двух интегралов, т.е. первый будет равняться половине гауссового, табличного, интеграла, а второй – будем вычислять путем преобразования интеграла по частям (ИПЧ).

$$\int_0^T e^{-z^2} dz = \int_0^{\infty} e^{-z^2} dz - \int_{kT}^{\infty} e^{-z^2} dz = \frac{\sqrt{\pi}}{2} - \int_{kT}^{\infty} e^{-z^2} dz$$

Для вычисления второго интеграла методом ИПЧ введем новую переменную $\zeta = z^2$, т.е.

$$dz = \frac{d\zeta}{2\sqrt{\zeta}}.$$

$$\int_{kT}^{\infty} e^{-z^2} dz = \int_{(kT)^2}^{\infty} \frac{1}{2\sqrt{\zeta}} \cdot e^{-\zeta} d\zeta$$

Интегрирование по частям производится в соответствие со следующей формулой:

$$\int u dv = u \cdot v - \int v du$$

Пусть $u = \frac{1}{2\sqrt{\zeta}}, dv = e^{-\zeta}d\zeta$, тогда $du = -\frac{1}{4\zeta^2}, v = -e^{-\zeta}$, и исходный интеграл принимает следующий вид:

$$-\frac{1}{2\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} - \int_{(kT)^2}^{\infty} \frac{1}{3}e^{-\zeta}d\zeta$$

Заметим, что степень ζ в числителе подинтегрального выражения возросла, т.е. $\int_{(kT)^2}^{\infty} \frac{1}{3}e^{-\zeta}d\zeta < \int_{(kT)^2}^{\infty} \frac{1}{2\sqrt{\zeta}} \cdot e^{-\zeta}d\zeta$. Убедимся, что каждый следующий член выражения меньше предыдущего:

$$\begin{aligned} &-\frac{1}{2\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} - \int_{(kT)^2}^{\infty} \frac{1}{3}e^{-\zeta}d\zeta = -\frac{1}{2\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} + \frac{1}{4\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} - \int_{(kT)^2}^{\infty} \frac{3}{5}e^{-\zeta}d\zeta = \\ &= -\frac{1}{2\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} + \frac{1}{4\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} - \frac{3}{8\zeta^2}e^{-\zeta}\Big|_{(kT)^2}^{\infty} + \dots \end{aligned}$$

Вернемся к переменной z :

$$\int_{kT}^{\infty} e^{-z^2} dz = -\frac{1}{2z^2}e^{-z^2}\Big|_{kT}^{\infty} + \frac{1}{4z^3}e^{-z^2}\Big|_{kT}^{\infty} - \frac{3}{8z^5}e^{-z^2}\Big|_{kT}^{\infty} + \dots$$

Общий член ряда, полученного интегрированием по частям, может быть записан следующим образом:

$$a_n = \frac{(-1)^n \cdot (2n-1)!!}{2^{n+1} \cdot z^{2n+1}}$$

Ряд с таким общим членом сходится только до некоторого N , зависящего от параметра исходного интеграла. Это пример асимптотического ряда: ряд аппроксимирует исходный интеграл суммой первых N членов, таких, что двойной факториал в числителе остается меньше знаменателя.

Вернемся к переменной интегрирования t и запишем соответствующее выражение ряда:

$$\sum_{n=0}^N a_n = \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n \cdot (2n-1)!!}{2^{n+1} \cdot \left(t \cdot \sqrt{\frac{2}{\tau_1\tau_2}}\right)^{2n+1}}$$

Теперь мы можем записать финальное выражение для нашей искомой величины $\Delta\alpha$ и найти ее значение на пределах интегрирования:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha \cong \sqrt{\frac{\tau_1\tau_2}{2}} \cdot \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} + e^{\frac{-2t^2}{\tau_1\tau_2}} \cdot \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n \cdot (2n-1)!!}{2^{n+1} \cdot \left(t \cdot \sqrt{\frac{2}{\tau_1\tau_2}}\right)^{2n+1}} \right]_{T'}^{\infty} = \sqrt{\frac{\tau_1\tau_2}{2}} \\ \cdot \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} - e^{\frac{-2T^2}{\tau_1\tau_2}} \cdot \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n \cdot (2n-1)!!}{2^{n+1} \cdot \left(T \cdot \sqrt{\frac{2}{\tau_1\tau_2}}\right)^{2n+1}} \right] \end{aligned}$$

Проверим также, что модель физически реализуема и устойчива. Для этого воспользуемся преобразованием Лапласа. В нашей модели комплексная передаточная функция последовательно соединенных звеньев равна произведению комплексных передаточных функций всех звеньев, входящих в соединение; применительно к нашему случаю это значит $H(s) = H1(s) \cdot H2(s) \cdot H3(s)$.

Рассмотрим ниже передаточные функции каждого из трех представленных четырехполюсников. К входу первого четырехполюсника подключается источник ЭДС $\varepsilon(t)$. Поскольку сопротивление конденсатора реактивное, можно перейти в частотную область и записать уравнение для первого контура:

$$E(j\omega) = I(j\omega) \cdot (R_1 + 1/j\omega C_1)$$

Здесь и в дальнейших рассуждениях удобно ввести комплексную переменную $s = j\omega$ с нулевой реальной частью.

Комплексная передаточная функция определяется как отношение выхода системы к ее входу: $H(s) = \frac{X_{\text{вых}}(s)}{X_{\text{вх}}(s)}$. В рассматриваемом первом контуре входом служит напряжение $E(s)$, а выходом – напряжение U_1 на резисторе R_1 . Найдем это напряжение, оно равно произведению тока $I(s)$ на сопротивление R_1 . Ток $I(s)$ в свою очередь определяется как

отношение ЭДС $E(s)$ к полному сопротивлению цепи, т.е. $I(s) = \frac{E(s)}{R_1 + 1/sC_1}$. Соответственно

$$U_1 = I(s) \cdot R_1 = E(s) \frac{R_1}{R_1 + 1/sC_1}$$

выходное напряжение системы

Возвращаясь к определению комплексной передаточной функции, получаем

$$H_1 = \frac{E(s)}{U_1(s)} = \frac{R_1}{R_1 + 1/sC_1}$$

Для двух следующих четырехполюсников рассуждения аналогичны, за исключением того факта, что в третьем контуре имеется переход от мгновенного напряжения к мощности,

$$\text{т.о. } H_2 = \frac{U_1(s)}{U_2(s)} = \frac{R_2}{R_2 + 1/sC_2}; \quad H_3 = \frac{P_2(s)}{P_3(s)} = \frac{1/sC_3}{R_3 + 1/sC_3}$$

Имея выражения всех трех передаточных функций, запишем выражение для всей системы:

$$H = H_1 \cdot H_2 \cdot H_3 = \frac{R_1}{R_1 + 1/sC_1} \cdot \frac{R_2}{R_2 + 1/sC_2} \cdot \frac{1/sC_3}{R_3 + 1/sC_3}$$

Для последующего приведения подобных удобно ввести новую постоянную $\tau = RC$ – постоянную времени RC-цепи.

$$\begin{aligned} &= \frac{R_1}{R_1 + 1/sC_1} \cdot \frac{R_2}{R_2 + 1/sC_2} \cdot \frac{1/sC_3}{R_3 + 1/sC_3} = \frac{R_1 \cdot R_2 \cdot 1}{(1 + \tau_1 s) \cdot (1 + \tau_2 s) \cdot (1 + \tau_3 s)} = \\ &= \frac{\tau_1 \tau_2 \cdot s^2}{(1 + \tau_1 s) \cdot (1 + \tau_2 s) \cdot (1 + \tau_3 s)} = \frac{\tau_1 \tau_2 \cdot s^2}{(1 + \tau_2 s + \tau_1 s + \tau_1 \tau_2 s^2) \cdot (1 + \tau_3 s)} \\ &= \frac{\tau_1 \tau_2 \cdot s^2}{1 + \tau_2 s + \tau_1 s + \tau_1 \tau_2 s^2 + \tau_3 s + \tau_2 \tau_3 s^2 + \tau_1 \tau_3 s^2 + \tau_1 \tau_2 \tau_3 s^3} \\ &= \frac{s^2 \cdot \tau_1 \tau_2}{1 + s(\tau_1 + \tau_2 + \tau_3) + s^2(\tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_3 + \tau_2 \tau_3) + s^3 \cdot \tau_1 \tau_2 \tau_3} \end{aligned}$$

Ввиду того, что рассматриваемая цепь является моделирующей, значения сопротивлений и емкостей не могут быть абсолютно произвольными: необходимо придерживаться следующих соотношений при численном расчете передаточной функции: $C_1 \gg C_2 \gg C_3$; $R_3 \gg R_2 \gg R_1$.

В качестве примера возьмем следующие значения:

$R_1 = 10 \text{ Ом}$, $R_2 = 1000 \text{ Ом}$, $R_3 = 100 \text{ кОм}$, $C_3 = 0.5 \text{ мкФ}$, $C_2 = 50 \text{ мкФ}$, $C_1 = 5000 \text{ мкФ}$.

Полюса такой передаточной функции (на комплексной s -плоскости) находятся в точке -2 на действительной оси и имеют нулевую мнимую координату, а ноль функции – в точке начала координат (см. рис. 4).

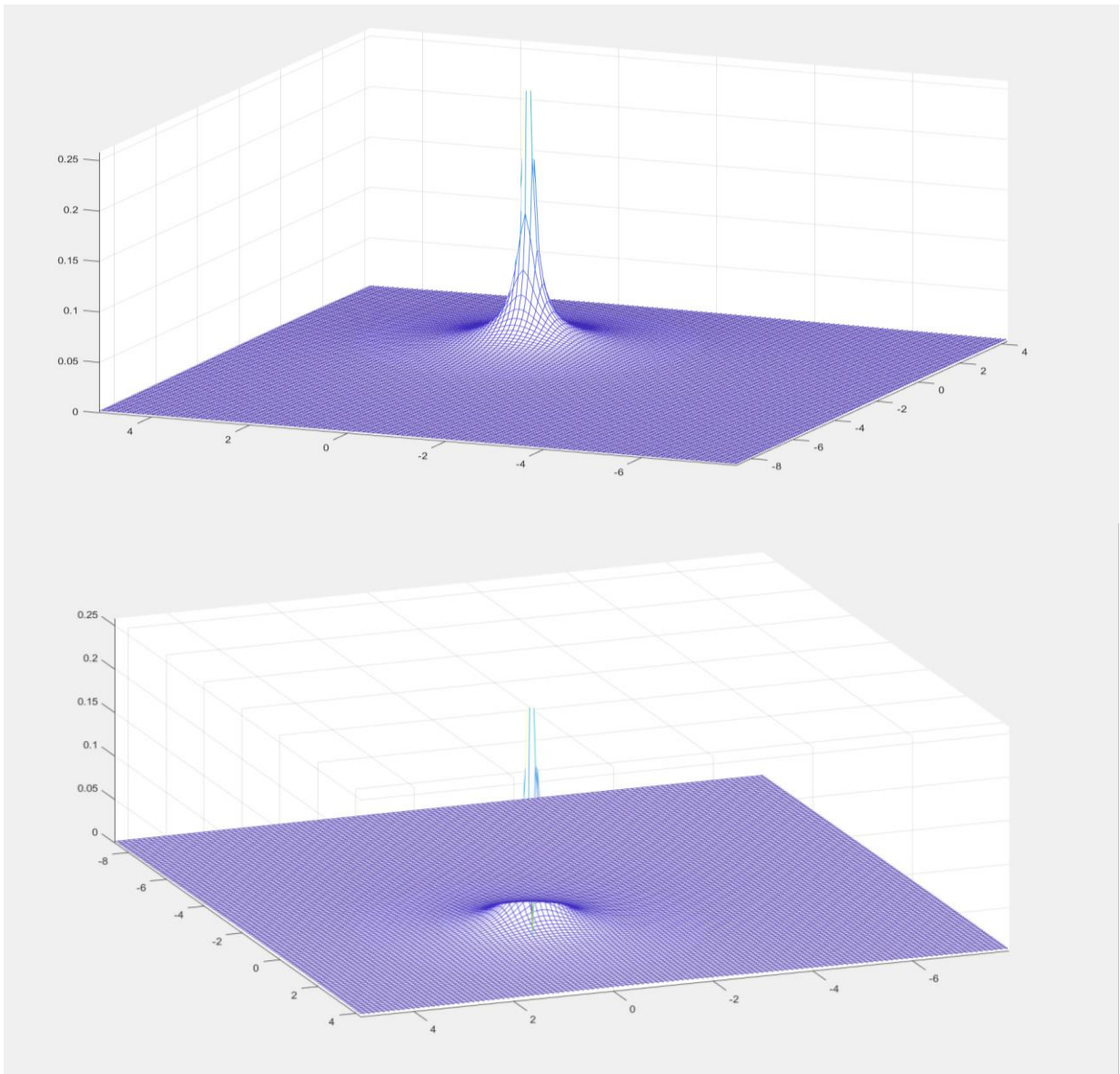


Рис.4. Отображения сигналов на комплексной плоскости.

Теперь можно утверждать, что модель физически реализуема, устойчива [25], и готова к работе. Проверим результаты программного моделирования отклика такой системы на сигнал Хевисайда. Покажем во временной области исходный сигнал, потенциал Дебая и поворот вектора поляризации радиочастотного сигнала.

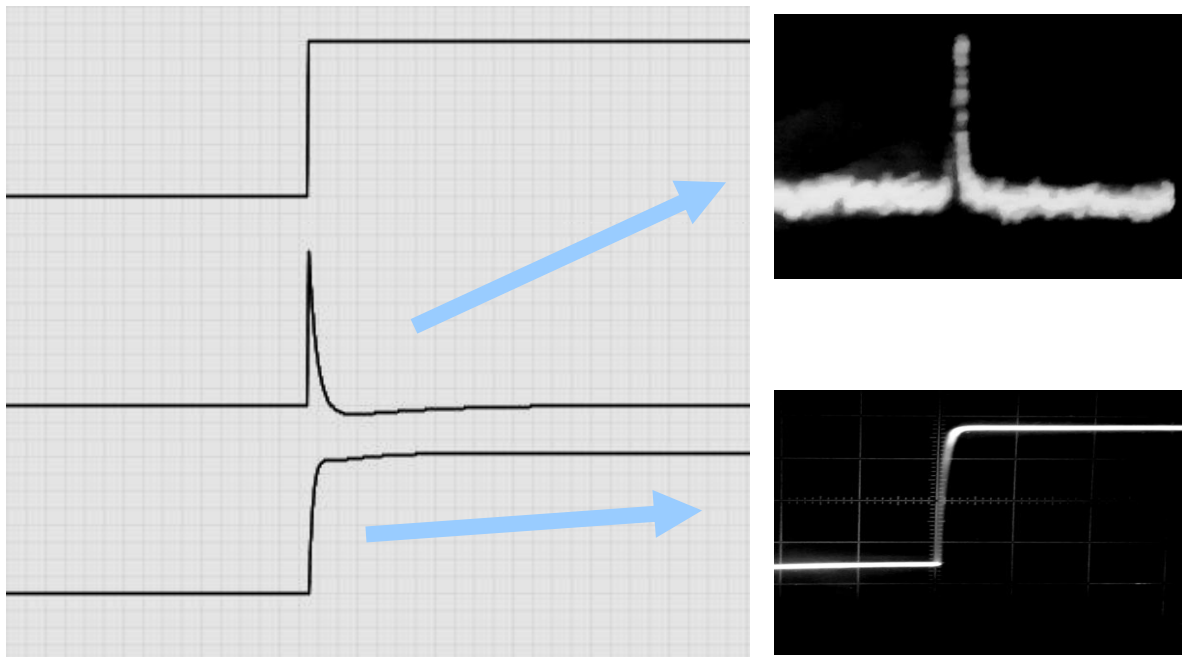


Рис. 5. Верхний луч – сигнал Хевисайда, второй – потенциал Дебая, нижний луч – поворот вектора поляризации радиочастотного сигнала. Справа для сравнения показаны реальные экспериментальные кривые.

Как можно видеть, программное моделирование обеспечивает удовлетворительное соответствие форм реальных и синтезированных моделью сигналов. Незначительное отличие обусловлено не вполне точным подбором временных параметров, который выполнялся, разумеется, эмпирически.

Известно, что аналогия не есть доказательство; так что пока можно сделать только осторожный вывод: какой-то физический процесс «X», обладающий свойствами интегрирующей цепи, может преобразовать энергию акустического сигнала таким образом, что вектор радиочастотной поляризации изменяет свое положение и запоминает его на некоторое, весьма значительное, время.

Физическое устройство этого интегратора не может быть электрическим или молекулярным по причинам, изложенным ранее (в том числе и в [1]). Тогда, согласно принципу исключения, правомерно будет предположить гироскопический механизм наблюдаемого эффекта.

Действительно, если маятниковый гироскоп временно поместить в поле тяготения, то он начнет изменять ориентацию вектора углового момента вращения. Если через короткое время «выключить тяготение», то он будет выполнять функции гироскопа, т.е. сохранять положение оси вращения [24]. Если же согласно принципу эквивалентности заменить тяготение соответствующим ускорением, то гироскоп будет вести себя точно так же.

Жидкостные гироскопы, использующие в качестве рабочего тела подкисленную воду или водные растворы солей лития хорошо известны [22], известно также, что для них нежелательным эффектом были любые вибрации (NB!), но отчетов об экспериментах по пропусканию акустической волны через рабочее тело нам найти не удалось.

Однако необходимым условием работы таких гироскопов является радиочастотное поле, наличие которого приводит к прецессии ядер рабочего вещества. В нашем же случае есть независимость эффекта от напряженности такого поля, т.е. приходится предполагать, что поворот вектора поляризации радиочастотного сигнала обусловлен изменением либо электронного момента атомов, либо магнитного момента ядер ионов с нечетным массовым числом. Каким образом акустическая волна может влиять на поворот носителей магнитного момента пока неясно, т.е. здесь совершенно необходима помощь «большой» физики.

Итак, по результатам моделирования предполагаем, что обсуждаемый процесс «Х» может непротиворечиво укладываться в рамки известных физических эффектов. Дополнительным аргументом в пользу «гироскопической» гипотезы может быть «эффект насыщения», обнаруженный нами в экспериментальной работе. Т.е. вектор радиочастотной поляризации под влиянием акустической волны отклоняется на некоторый угол, который по мере увеличения амплитуды волны увеличивается все меньше, и процесс поворота вектора поляризации никогда не переходит во вращение.

Можно также сделать предположение, что изменение ориентации электронных и/или ядерных моментов под влиянием внешнего ускорения происходит в воде всегда, а ионы электролита необходимы лишь для того, чтобы отклонение вектора поляризации фиксировалось в радиочастотном диапазоне. Если такое предположение реалистично, то необходимо будет пересмотреть многие существующие представления о поведении водных сред. Например, физику «всплывающего следа» подводных лодок, который обнаруживается радиолокаторами [23], биофизического механизма генерации электрических сигналов сердца [8], и многие другие феномены.

Разумеется, для продолжения работы в этом направлении и получения строгих доказательств необходимо лабораторное оборудование и приемлемые условия для работы, чего у авторов нет, и не было. Тем не менее, некоторые перспективные инженерные устройства (в дополнение к тому, что описано в предыдущей статье [1]) вполне возможны. Так, например, выяснилось, что анизотропия раствора транспортируема носителем (Sic!), т. е. если перекачивать раствор, который под влиянием акустического возмущения изменил вектор поляризации, то след возмущения сохраняется. Этот феномен позволяет разработать полностью бесконтактный единый датчик скорости, направления движения и неоднородностей жидкости (экспериментальный макет уже показал реализуемость такой идеи даже для водопроводной воды).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kramarenko A. V., Kramarenko A. V., Savenko O. A new radio-frequency acoustic method for remote study of liquids // *Scientific Reports*. – 2021. – Т. 11, № 1. – С. 6696.
2. Debye P. A Method for the Determination of the Mass of Electrolytic Ions // *The Journal of Chemical Physics*. – 1933. – Т. 1, № 1. – С. 13-16.
3. Yeager E., Bugosh J., Hovorka F., McCarthy J. The Application of Ultrasonic Waves to the Study of Electrolytic Solutions II. The Detection of the Debye Effect // *The Journal of Chemical Physics*. – 1949. – Т. 17, № 4. – С. 411-415.
4. Bugosh J., Yeager E., Hovorka F. The Application of Ultrasonic Waves to the Study of Electrolytic Solutions I. A Modification of Debye's Equation for the Determination of the Masses of Electrolytic Ions by means of Ultrasonic Waves // *The Journal of Chemical Physics*. – 1947. – Т. 15, № 8. – С. 592-597.
5. Zana R., Yeager E. Ultrasonic vibration potentials and their use in the determination of ionic partial molal volumes // *The Journal of Physical Chemistry*. – 1967. – Т. 71, № 3. – С. 521-536.
6. Zana R., Yeager E. B. Ultrasonic Vibration Potentials // *Modern Aspects of Electrochemistry* No. 14 / Bockris J. O. M. и др. – Boston, MA: Springer US, 1982. – С. 1-60.
7. Shougang W., Cuong K. N., Gerald J. D. Ultrasonic vibration potential imaging: theory and experiments // *Proc.SPIE*. – Т. 6437 –, 2007. –.
8. Kramarenko A. V., Kulemin G. P., Savchuk A. M. Gemodinamicheskiï komponent élektrokardiogrammy // *Biofizika*. – 1996. – Т. 41, № 3. – С. 686-694.
9. Cambridge mathematical library: Waves in fluids. / Lighthill J. – Cambridge, England Cambridge University Press, 2001.
10. Coleman B. D. Thermodynamics of materials with memory // *Archive for Rational Mechanics and Analysis*. – 1964. – Т. 17, № 1. – С. 1-46.
11. Introduction to dynamical systems. / Brin M., Stuck G. – Cambridge, England: Cambridge University Press, 2002.

12. Balagurov B. Y. Conduction of the three-dimensional model of a composite with structural anisotropy // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2016. – Т. 123, № 2. – С. 348-356.
13. Kolomiets B. T., Lyubin V. M., Shilo V. P. Anizotropization of the electric conductivity in oriented samples of vitreous semiconductors // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. – 1973. – Т. 17, № 10. – С. 412.
14. Astarita G. Thermodynamics and relaxation. The relationship between memory for past history and equilibrium // *Journal of Membrane Science*. – 1978. – Т. 3, № 2. – С. 163-178.
15. Coleman B. D., Mizel V. J. On thermodynamic conditions for the stability of evolving systems // *Archive for Rational Mechanics and Analysis*. – 1968. – Т. 29, № 2. – С. 105-113.
16. Fundamentals of physical acoustics. / Blackstock D. T. – Nashville, TN: John Wiley & Sons, 2000.
17. Liebe H. J., Hufford G. A., Manabe T. A model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 1991. – Т. 12, № 7. – С. 659-675.
18. Stogryn A. Equations for Calculating the Dielectric Constant of Saline Water (Correspondence) // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1971. – Т. 19, № 8. – С. 733-736.
19. Kleis S. J., Sanchez L. A. Dependence of speed of sound on salinity and temperature in concentrated NaCl solutions // *Solar Energy*. – 1990. – Т. 45, № 4. – С. 201-206.
20. Evans D. J., Searles D. J., Williams S. R. Dissipation and the relaxation to equilibrium // *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment*. – 2009. – Т. 2009, № 7. – С. P07029.
21. Alexander C. K., Sadiku M. N. O. Capacitors and inductors // *Fundamentals of electric circuits*. – New York: McGraw Hill, 2013. – С. 992.
22. Умарходжаев Р. М., Павлов Ю. В., Васильев А. Н. История разработки гироскопа на основе ядерного магнитного резонанса в России в 1960–2000-е годы // *Гироскопия и навигация*. – 2018. – Т. 26, № 1. – С. 3-27.
23. Zhang M., Wang J. Microwave scattering from submerged object induced wake over rough sea surface // *2017 XXXIInd General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS)* –, 2017. – С. 1-4.
24. "Technical means of navigation" <https://lib.kgmtu.ru/wp-content/uploads/no-category/5031.pdf>
25. Bacciotti, A. *Stability and Control of Linear Systems*