

УДК 532.70

**ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА
ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ****ГАСАНОВ Х. Г. , АЛИЕВ А. А.***АзНИПИнефть, Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия*

Рассмотрена задача о влиянии акустического излучения на электросопротивление жидкостей. Создана качественная теория, позволяющая установить зависимость числа рожденных под действием излучения частиц от его частоты. Аналитическим решением задачи диффузии с переменными коэффициентами получено распределение новорожденных частиц в объеме жидкости. Приводится алгоритм нахождения параметра γ , характеризующего темп изменения коэффициента диффузии по координате.

1. Введение

При падении на поверхность жидкости акустической волны определенной интенсивности в области, равной глубине проникновения излучения, происходит генерация частиц. Эта генерация связана с разрушением молекулярных связей и рождением анион - катионных пар под действием сильного акустического излучения, которые, в свою очередь, могут стимулировать различные химические и ядерные реакции (аналоги этих явлений, вызванные действием лазерного излучения, рассмотрены в [1-3]). Вопросы, связанные с действием лазерного и акустического излучений на частицу, достаточно подробно освещены в [4,5]. Однако, если излучение продолжает действовать достаточно долго, то частицы, накопившиеся у свободной границы жидкости, начинают диффундировать вглубь жидкости (дрейфовать), и со временем перераспределяются по всему объему, вызывая определенные изменения состояния жидкости [6,7]. Представляет определенный интерес выяснить, по какому закону происходит указанное распределение частиц в объеме жидкости при действии на нее акустического излучения.

2. Эксперимент

Генерация частиц в жидкости под действием акустического излучения находит свое экспериментальное подтверждение. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования влияния акустического воздействия на электрическое сопротивление нефтей. Экспериментальная установка принципиально описана в [8, стр. 42–45]; она включает в себя ультразвуковой генератор УЗДН – IV 42, а также универсальный амперметр В7–21, вольтметр В7–16, источник тока "электроника" и измерительную ячейку. Измерительная ячейка представляет собой цилиндрический сосуд из кварцевого стекла с двойными термостатирующими стенками, между которыми циркулирует проточная вода для охлаждения нефти. Ячейка накрыта крышкой с отверстиями для термометров и электродов, предназначенных для измерения сопротивления. На дне ячейки помещена пластинка из звукопоглощающего материала. Последняя способствует устранению интерференционных явлений между прямой и отраженной волнами. Исследовалась нефть из скважин месторождения Бузовнынефть с плотностью $\rho = 860 \text{ кг / м}^3$.

Вначале снималась вольтамперная характеристика нефти, не обработанной ультразвуком. Затем включался ультразвуковой генератор ($\nu = 22 \text{ кГц}$), излучатель которого располагался под поверхностью нефти между электродами, и вновь снималась вольтамперная характеристика. Результаты измерений приведены на рис. 1 и 2. Анализ экспериментальных данных показывает, что и в первом и во втором случаях выполняется закон Ома, однако, сопротивление нефти при работе ультразвукового генератора ("озвученной" нефти) падает. Из рис. 1 следует, что если без озвучивания сопротивление нефти в ячейке составляло $2,5 \cdot 10^8 \text{ Ом}$, то при включенном генераторе эта величина падала до $1,5 \cdot 10^8 \text{ Ом}$ (т.е. почти на 40 %). При выключении генератора сопротивление нефти вновь возрастало.

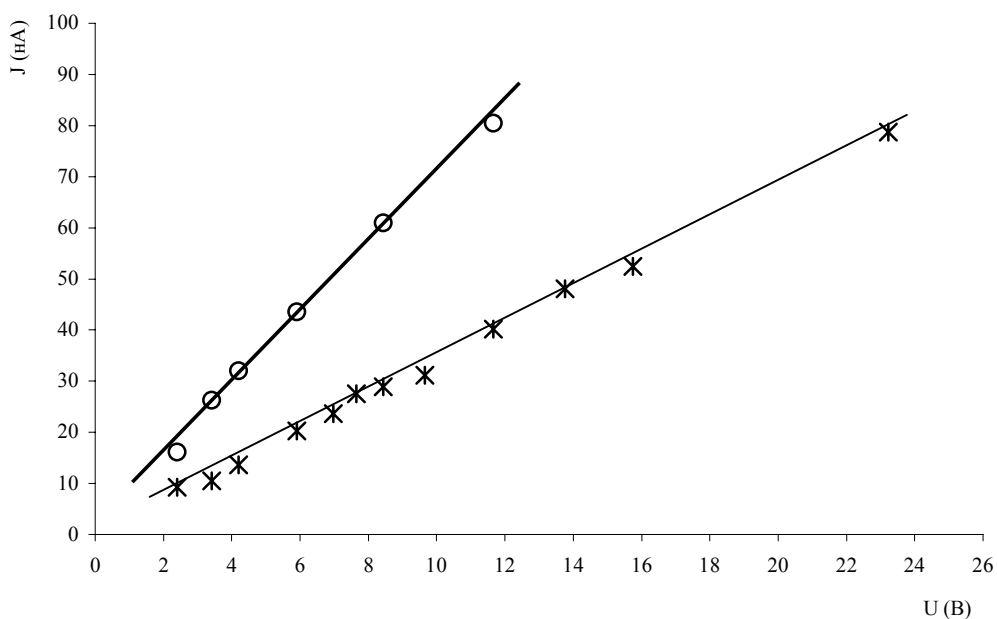


Рис. 1 Вольтамперная характеристика образца нефти:
 ○ - при озвучивании, * - без озвучивания

При прохождении тока через нефть ее температура повышалась, что было зафиксировано на эксперименте. У дна ячейки она была равна $20,5 \text{ }^\circ\text{C}$, у поверхности – $28 \text{ }^\circ\text{C}$. Высота столба нефти составляла 15 см, в силу чего температурный градиент равнялся $0,5 \text{ }^\circ\text{C} / \text{см}$. В самом начале эксперимента температура была равна $18 \text{ }^\circ\text{C}$ по всему объему исследуемой нефти. Объяснить понижение электрического сопротивления нефти лишь ростом температуры нельзя, так как выключение генератора приводит к росту сопротивления при той же температуре. Из анализа экспериментальных данных можно заключить, что в нефти под действием акустического воздействия происходят какие-то структурные изменения, которые исчезают при отключении звукового генератора, что нами уже отмечалось в [8].

Упомянутые структурные изменения и есть новообразованные под действием генератора звуковых волн дополнительные частицы, наличие которых как раз приводит к уменьшению электрического сопротивления нефти. Качественно воздействие акустического излучения на жидкость можно уподобить фотоэффекту под действием светового импульса. Принимая энергию фонона равной $E = \hbar\omega$, где ω - частота звуковой волны, для частицы, рождаемой под действием акустического воздействия, можно записать

$$\hbar\omega = \phi + \frac{mv^2}{2}; \quad (1)$$

здесь ϕ - часть энергии фонона, которая тратится на разрыв связей между освобождающейся и оставшимися частицами (аналогичная работе выхода для фотоэффекта), $\frac{mv^2}{2}$ - кинетическая энергия освободившейся частицы жидкости.

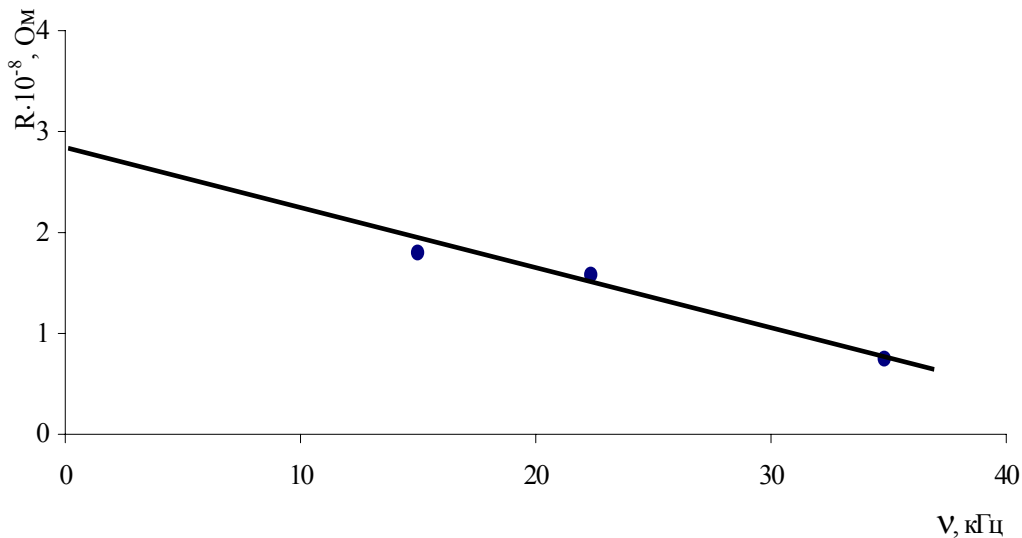


Рис. 2 Зависимость электросопротивления образца нефти от частоты

Как известно, изменение плотности электрического тока в жидкости Δj определяется по следующей формуле

$$\Delta j = e (\Delta n v + n \Delta v), \quad (2)$$

где Δn – изменение числа частиц в жидкости под действием акустического излучения, e – электрический заряд рожденной частицы, Δv - изменение дрейфовой скорости частиц под действием приложенного электрического поля. Из формулы (1) следует, что изменение скорости пропорционально $\sqrt{\omega}$. Тогда по результатам эксперимента можно оценить функциональную зависимость $n(\omega)$ а также определить, каково число частиц, рожденных под действием генератора звуковых волн. Расчеты приводят к следующей формуле для изменения удельной электропроводности жидкости под действием акустических волн

$$\Delta\sigma = \frac{l}{US} \Delta I, \quad (3)$$

где ΔI – есть изменение электрического тока, наблюдаемое на эксперименте, l и S – параметры, характеризующие геометрические размеры исследуемого образца нефти (в данном случае длина и площадь поперечного сечения измерительной ячейки, соответственно).

По результатам наших экспериментов это изменение электрического сопротивления составляло 40 %, причем, как следует из рис. 2, с ростом частоты звуковых колебаний электросопротивление нефти уменьшается по линейному закону $R = R_0(1 - k\nu)$, где R_0 – начальное сопротивление нефти, а k – постоянный коэффициент $k \approx 0,02 \text{ kHz}^{-1}$. Последнее обстоятельство вместе с тем означает, что число новорожденных частиц зависит от частоты звукового излучения по закону

$$n(\omega) \sim \sqrt{\omega};$$

указанная зависимость следует из совместного анализа формулы (2) и рис. 2.

3. Аналитическое решение задачи

В § 2 мы качественно рассмотрели процесс рождения частиц под действием акустического излучения. Однако, есть ряд интересных вопросов, на которые качественные рассуждения не могут дать исчерпывающего ответа, например, по какому закону распределяются новорожденные частицы по объему жидкости или как параметры излучения влияют на распределение частиц. Для ответа на эти вопросы решим задачу диффузии с источником, составленную для величины n , где n есть изменение концентрации частиц в жидкости под действием генератора звуковой волны. С физической точки зрения "источник" для указанной задачи означает постоянно поступающее в рассматриваемый объем некоторое количество новообразовавшихся под действием звуковой волны частиц. Кроме того, следует заметить, что в данном случае нам необходимо принять коэффициент диффузии D изменяющимся по координате x , т.е. $D = D(x)$. Экспериментальные исследования показывают, что уменьшение коэффициента диффузии по координате хорошо аппроксимируется экспоненциальным законом; помимо этого, подобный закон изменения следует из закона поглощения Бугера. Поэтому, принимая во внимание выше приведенные доводы, будем считать, что зависимость $D(x)$ задается в виде

$$D(x) = D_0 e^{-\gamma x}, \quad (4)$$

где γ - некоторый постоянный параметр, подлежащий эмпирическому определению.

При сделанных предположениях уравнение для плоского одномерного случая бесконвективной диффузии запишется в следующем виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x) \frac{\partial n}{\partial x} \right) + N_0$$

или с учетом зависимости (4) как

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_0 e^{-\gamma x} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \gamma D_0 e^{-\gamma x} \frac{\partial n}{\partial x} + N_0 \quad (5)$$

Величина N_0 по своему смыслу есть число частиц, порождаемых акустическим излучением в единицу времени на границе $x = 0$, которое затем вследствие диффузии перераспределяется по области $0 \leq x \leq l$. Другими словами, эта величина непосредственно характеризует параметры акустического излучения, такие, как его интенсивность или частота.

Начальные и граничные условия для рассматриваемой задачи задаются в виде, обычно применяемом для задач, связанных с процессом диффузии

$$n(x, t = 0), \quad (6)$$

$$n(x = 0, t) = n_{\infty}^{(0)} (1 - e^{-\lambda_1 t}), \quad n(x = l, t) = n_{\infty}^{(l)} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

В настоящее время уравнения с переменными коэффициентами типа (5) решаются только численными методами. Для получения его аналитического решения мы применим новую замену переменной, обоснование которой приводится в [8, стр.221-225]

$$\gamma x = \ln \tau \quad (7)$$

Тогда выражение (5) превратится в уравнение диффузии с постоянными коэффициентами, именно

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \gamma^2 D_0 \frac{\partial^2 n}{\partial \tau^2} + N_0 \quad (8)$$

при том же начальном условии, но уже измененных граничных условиях

$$\begin{aligned} n(\tau=1, t) &= n_{\infty}^{(0)}(1 - e^{-\chi_1 t}), \\ n(\tau=\tau_l = e^{\gamma l}, t) &= n_{\infty}^{(l)}(1 - e^{-\chi_2 t}) \end{aligned} \quad ; \quad (9)$$

все величины, входящие в условия (9), характеризуют физические свойства исследуемой жидкости и являются экспериментально определяемыми.

Уравнение (8) при заданных условиях решается операционным методом Лапласа. В изображениях имеем следующее уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n^*}{d\tau^2} - \frac{s}{\gamma^2 D_0} n^* &= -\frac{N_0}{\gamma^2 D_0 s}; \\ n^* &= n^*(\tau, s) = \int_0^{\infty} n(\tau, t) e^{-st} dt \end{aligned} \quad (10)$$

Решение уравнения (10) можно представить как

$$n^* = C_1 ch \sqrt{\beta} \tau + C_2 sh \sqrt{\beta} \tau + \frac{N_0}{s^2}, \quad (11)$$

где $\beta = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{s}{D_0}}$. Постоянные C_1 и C_2 находятся из граничных условий, имеющих в изображениях вид

$$\begin{aligned} n^*(\tau=1, s) &= n_{\infty}^{(0)} \frac{\chi_1}{s(s+\chi_1)}, \\ n(\tau=\tau_l, s) &= n_{\infty}^{(l)} \frac{\chi_2}{s(s+\chi_2)} \end{aligned} \quad (12)$$

В соответствии с (12) для искоемых постоянных запишем

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{n_{\infty}^{(0)} \frac{\chi_1}{s(s+\chi_1)} sh \sqrt{\beta} \tau_l - n_{\infty}^{(l)} \frac{\chi_2}{s(s+\chi_2)} sh \sqrt{\beta} - \frac{N_0}{s^2} [sh \sqrt{\beta} \tau_l - sh \sqrt{\beta}]}{sh [\sqrt{\beta}(\tau_l - 1)]}, \\ C_2 &= \frac{n_{\infty}^{(0)} \frac{\chi_1}{s(s+\chi_1)} - \frac{N_0}{s^2} - C_1 ch \sqrt{\beta}}{sh \sqrt{\beta}}, \end{aligned}$$

которые необходимо учесть в формуле (11) для получения окончательного вида функции - изображения $n^*(\tau, s)$, после чего по известным формулам обращения вернуться в область действительных значений (τ, t) и определить требуемое изменение концентрации частиц жидкости $n(\tau, t)$ под действием звуковой волны.

Мы рассмотрим представляющий практический интерес случай установившегося режима распределения при $t \rightarrow \infty$. В изображениях последнее приближение соответствует $s \rightarrow 0$, принимая которое во внимание, получим

$$n^*(\tau, s \rightarrow 0) = n_{\infty}^{(0)} \left(\frac{\tau_l - \tau}{\tau_l - 1} \right) - \frac{n_{\infty}^{(l)}}{\tau_l - 1} (1 - \tau \sqrt{\beta}) \quad (13)$$

Искомая функция $n(\tau, t)$, полученная при возвращении от выражения (13), при пренебрежении слагаемыми, пропорциональными $\frac{1}{\sqrt{t}}$ в силу рассматриваемого предела $t \rightarrow \infty$, имеет следующий вид

$$n(\tau, t \rightarrow \infty) = n_{\infty}^{(0)} \left(\frac{\tau_l - \tau}{\tau_l - 1} \right) - \frac{n_{\infty}^{(l)}}{\tau_l - 1}, \quad (14)$$

Она описывает установившееся распределение частиц жидкости в области $l \leq \tau \leq \tau_1$ при облучении последней звуковой волной определенной интенсивности. Интересно заметить, что распределение частиц в установившемся режиме не зависит от "источника", другими словами, числа частиц, порождаемых на границе $x = 0$ под действием акустического излучения. Это объясняется тем, что по истечении достаточно большого времени от начала процесса общее число в рассматриваемой области становится огромным, и концентрация частиц в конкретной фиксированной точке x (или τ) не зависит уже от того, сколько новых частиц рождается в жидкости под действием звуковой волны, хотя определяется диффузионными свойствами самой жидкости.

С практической точки зрения представляет интерес величина γ , характеризующая темп изменения коэффициента диффузии по координате x . Экспериментальное его определение зачастую сопряжено с некоторыми техническими трудностями. Для его теоретической оценки мы предлагаем воспользоваться методом решения обратной задачи, для чего требуется задать дополнительное граничное условие. Запишем необходимое условие в виде

$$D(x) \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=l} = -\mu, \quad (15)$$

где μ - суммарный импульс частиц, проходящих через сечение $x = l$ в направлении оси x . Для новой переменной τ граничное условие превратится в

$$\gamma D_0 \left. \frac{\partial n}{\partial \tau} \right|_{x=l} = -\mu \quad (16)$$

Непосредственное дифференцирование выражения (14) и подстановка его в условие (16) приводит к следующему конечному результату

$$\gamma = \frac{1}{l} \ln \left[1 + \frac{n_{\infty}^{(0)}}{\mu} \right], \quad (17)$$

посредством которого можно найти требуемый параметр γ . Преимущество этого метода заключается в том, что все величины, входящие в формулу (17), могут быть легко определены эмпирически для каждого процесса.

4. Заключение

В данной работе исследовалось влияние акустического излучения на электрические свойства (электросопротивление) жидкостей. Полученные результаты эксперимента можно объяснить только в предположении инициирования новых частиц в жидкости под действием звукового источника. Подобное свойство звуковых волн увеличивать электропроводность жидкостей может быть использовано на практике для регулирования электрических свойств жидкостей в технологических процессах, сопряженных с шумовыми эффектами.

-
1. Алимов Д. Т., Едвабный И. В. Волна поглощения при лазерном нагреве химически активной среды, ЖЭТФ, 1984, т. 54, № 7, стр. 1302 – 1309
 2. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью. УФН, 1984, том 130, вып.2, стр. 193 – 239
 3. Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В. Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетическими ионами. ЖЭТФ, 1999, том 115, № 6, стр. 2080 – 2090

4. *Аскарьян Г. А.* Движение частиц в луче лазера. УФН, 1973, том 110, вып. 1, стр. 115 – 116
5. *Буц В.А., Буц А.В.* Динамика заряженных частиц в поле интенсивной поперечной электромагнитной волны. ЖЭТФ, 1996, том 110, № 9, стр. 818 – 831
6. *Дыхне А.М., Старостин А.Н.* Теория дрейфового движения молекул в поле резонансного инфракрасного излучения. ЖЭТФ, 1980, том 79, № 4, стр. 1211 – 1228
7. *Черняк В.Г., Субботин Е.А.* К теории светоиндуцированного дрейфа однокомпонентного газа в капиллярах. ЖЭТФ, 1995, том 108, № 7, стр. 227 – 257
8. *Гасанов Х.Г.* Гидродинамические исследования взаимодействия акустических и лазерных излучений с жидкостью. Баку, " Ачыг дюнья" , 2002, 384 стр.

AKUSTİK ŞÜALARIN MAYELƏRİN ELEKTRİK MÜQAVİMƏTİNƏ TƏSİRİ

HƏSƏNOV H.Q., ƏLİYEV A.A.

Akustik şüaların mayelərin elektrik müqavimətinə təsiri məsələsi öyrənilib. Akustik şüaların altında yaranan hissəciklərin sayının dalqanın tezliyindən asıllığı əsaslandırان nəzəriyə yaradılıb. Dəyişən əmsallarla diffuziya məsələsini analitik həll edərək akustik dalğa altında yenidən yaranan hissəciklərin mayenin həcmində paylanması tapılıb. Diffuziya əmsalının koordinata görə dəyişməsini xarakterizə edən γ parametrin təyini üçün alqoritm verilib.

EFFECT OF ACOUSTIC RADIATION ON ELECTRIC RESISTANCE OF LIQUIDS

HASANOV Kh.G., ALIYEV A.A.

Problem of effect of acoustic radiation on electric resistance of liquids is considered. Qualitative theory allowing establishing the dependence of particles generated under the radiation on its frequency is created. By analytical solution of problem of diffusion with variable coefficients it is obtained the distribution of new – generated particles in the liquid volume. Algorithm for finding the parameter γ characterized degree of diffusion coefficient change by coordinate is developed.