

DOI: 10.5862/JPM.225.17

УДК: 534.14:544.032.7

*С.В. Мысик*

Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана

## **АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ СКОРОСТИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В АМФИФИЛЬНЫХ ЖИДКОСТЯХ**

В работе приводится анализ теоретических подходов к изучению акустических спектров скорости и поглощения звука в диапазоне частот до 10 ГГц в жидких системах. На примере оксиэтилированных производных нормального децилового спирта, принадлежащих к неионогенным поверхностно-активным веществам (ПАВ) показано, что при комнатной температуре и низких степенях оксиэтилирования  $n$  акустические спектры можно описать в рамках релаксационной теории.

**АКУСТИЧЕСКИЙ СПЕКТР, СКОРОСТЬ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА, НЕИОНОГЕННОЕ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОЕ ВЕЩЕСТВО.**

### **Введение**

Анализ научной литературы показал, что для теоретического описания и интерпретации экспериментальных результатов, полученных при исследовании процессов перестройки структуры в амфифильных жидкостях (жидкости, которые содержат как полярные, так и неполярные группы), например в поверхностно-активных веществах (ПАВ) и их растворах, в настоящее время используются методы химической кинетики с привлечением различных физических аналогий [1, 2]. Например, в модели Аниансона и Уолла [3] для теоретического описания мицеллообразования предполагается, что весь процесс в целом подобен достижению теплового равновесия в тонком металлическом стержне с двумя массивными концами. При этом, как отмечают авторы работы [4], эту аналогию нельзя считать полной, поскольку она не раскрывает молекулярного механизма процессов перестройки структуры ПАВ и их растворов. Вместе с тем, в настоящее время накоплен достаточно большой экспериментальный материал по акустическим, диэлектрическим и рэлеевским спектрам жидких углеводородов, спиртов и растворов фенолов, которые являются основными фрагментами многих видов ПАВ. Комплексный анализ этих данных, проведенный методами релаксаци-

онной спектроскопии, позволил выяснить молекулярные механизмы ряда быстрых и сверхбыстрых процессов, протекающих при тепловом движении молекул в этих жидкостях [4, 12]. Однако указанные механизмы в амфифильных жидкостях исследованы недостаточно. Для анализа молекулярных механизмов перестройки структуры ПАВ и их растворов необходимо использовать и другие теоретические подходы. Это вызвано тем, что в таких системах протекают быстрые и сверхбыстрые процессы не только в однородных участках, но и в мицеллярных неоднородностях.

### **Теоретические методы анализа акустических спектров жидкостей**

Акустическая спектроскопия жидкостей исследует скорость и уровень поглощения звука в зависимости от частоты звуковых колебаний. Анализ акустических спектров дает информацию о быстрых и сверхбыстрых молекулярных процессах, которые протекают в жидких системах в ходе теплового движения молекул. Существующие в настоящее время методы позволяют измерять акустические спектры жидких систем в диапазоне частот до 10 ГГц [5 – 7]. Теоретические основы распространения звуковых волн в жидкостях подробно изложены в работах [8, 9]. Мы лишь затронем эту

проблему и дадим краткий обзор методов анализа акустических спектров.

### Формулы классической теории звука

Согласно классической теории звука [5, 9], амплитудный коэффициент поглощения продольных звуковых волн  $\alpha$  в жидкостях выражается следующим образом:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c_0^3} \left\{ \frac{4}{3} \eta_s + \eta_v + \chi \left( \frac{1}{c_v} + \frac{1}{c_p} \right) \right\}, \quad (1)$$

где  $c_v, c_p$  – удельные теплоемкости при постоянных объеме  $v$  и давлении  $p$ ;  $\eta_s, \eta_v$  – сдвиговая и объемная вязкости;  $\chi$  – коэффициент теплопроводности;  $\omega = 2\pi f$  – циклическая (круговая) частота звука ( $f$  – его частота);  $\rho$  – плотность жидкости в невозмущенном состоянии;  $c_0$  – скорость звука в жидкости на частотах, намного меньших, чем частота релаксационного процесса.

Из классической теории поглощения звука следует, что если поглощение мало и частота  $\omega$  не слишком велика, т. е. когда  $\alpha\Lambda \ll \pi$  ( $\Lambda$  – длина волны звука), то скорость звука не должна зависеть от частоты, другими словами – дисперсия не должна наблюдаться. Скорость звука следует уравнению Лапласа:

$$c_0 = \frac{\omega^2}{K^2} = \frac{1}{\rho\beta_s}, \quad (2)$$

где  $\beta_s$  – адиабатическая сжимаемость,  $K$  – модуль волнового вектора.

Если считать что  $\eta_v = 0$ , то из выражения (1) для неметаллических жидкостей, при частотах до 10 ГГц, следует, что слабое

$$\chi(c_v^{-1} + c_p^{-1})$$

мало (по сравнению с вязкостью  $\eta_s$ ) и им можно пренебречь [5, 9]. Тогда для коэффициента  $\alpha$ , который называют классическим ( $\alpha_{cl}$ ), получим выражение:

$$\alpha_{cl} = (3\rho c_0^3)^{-1} 2\omega^2 \eta_s. \quad (3)$$

Следует отметить, что сдвиговую вязкость измеряют вискозиметрическими методами. Величина же  $\alpha$ , полученная экспериментально, оказывается существенно больше величины коэффициента поглоще-

ния  $\alpha_{cl}$ , вычисленной по формуле (3). Разность между измеренным ( $\alpha$ ) и классическим ( $\alpha_{cl}$ ) коэффициентами поглощения называется избыточным коэффициентом поглощения  $\alpha_{exc}$ :

$$\alpha_{exc} = \alpha - \alpha_{cl} = \frac{2\pi^2 f^2}{\rho c_0^3} \eta_v. \quad (4)$$

С помощью измеренных значений  $\alpha$  и  $\eta_s$  можно вычислить объемную вязкость:

$$\eta_v = \frac{4}{3} \eta_s \frac{\alpha - \alpha_{cl}}{\alpha_{cl}}. \quad (5)$$

Результаты экспериментальных ультразвуковых исследований [10 – 12] показывают, что большинство жидкостей обладает объемной вязкостью. Таким образом, выводы классической теории распространения звука в большинстве случаев не подтверждаются опытом.

### Основы термодинамической теории акустической релаксации в жидкостях

Основные расхождения классической теории звука с экспериментом были объяснены с помощью термодинамической теории акустической релаксации в конденсированных средах [10 – 12]. Данная теория утверждает, что время релаксации (возвращение системы в равновесное состояние), при заданных внешних условиях, зависит от элементарных процессов, протекающих в исследуемых жидких системах в ходе теплового движения молекул. К таким элементарным процессам, которые можно описать в терминах химических реакций, относятся ассоциация молекул, образование их комплексов в однокомпонентных жидкостях и растворах, процессы возбуждения и дезактивации колебательных состояний молекул, поворотнo-изомерные превращения молекул и др.

В общем случае для неидеальных растворов [12] время релаксации зависит от кинетики и механизма реакции:

$$\tau_{pT}^{-1} = k_1 v \prod_i a_{0i}^{v_i} \sum_i \Delta v_i \left( \frac{\partial \ln a_i}{\partial \xi} \right)_{T,p,\xi=0}, \quad (6)$$

где  $\xi$  – степень полноты реакции,  $k_1$  – константа скорости прямой реакции,  $a_i$  – активности реагентов,  $\Delta v_i$  – разность стехио-

метрических коэффициентов,  $\tau_{pT}$  — время релаксации при постоянных давлении  $p$  и температуре  $T$ .

В акустической спектроскопии определяется время релаксации  $\tau_{pS}$  при постоянных давлении  $p$  и энтропии  $S$ , которое связано с  $\tau_{pT}$  соотношением

$$\frac{\tau_{pS}}{\tau_{pT}} = \frac{(\partial A / \partial \xi)_{pS}}{(\partial A / \partial \xi)_{pT}} = \frac{c_p^0}{c_p^\infty}, \quad (7)$$

где  $A$  — сродство реакции,  $c_p^0$  — равновесное значение теплоемкости,  $c_p^\infty$  — «мгновенное» значение теплоемкости при «замороженной» реакции.

Разность величин  $\tau_{pT}$  и  $\tau_{pS}$  во многих случаях не превышает 10 %, что лежит в пределах точности определения времени релаксации в акустической спектроскопии. Взаимосвязь времени релаксации  $\tau_{pS}$  с непосредственно измеряемыми акустическими параметрами жидкости, такими как  $\alpha$  (амплитудный коэффициент поглощения звука) и  $c$  (измеряемая скорость звука на частоте  $f$ ), устанавливается посредством динамического уравнения состояния при гармонических возмущениях [12]:

$$\frac{\alpha}{f^2} = \left( \frac{2\pi^2 c}{c_0} \right) \sum_i \frac{b_{pSi} \tau_{pSi}}{1 + \omega^2 \tau_{pSi}^2} + B, \quad (8)$$

$$\left( \frac{c_0}{c} \right)^2 = 1 - \sum_i \frac{b_{pSi} \omega^2 \tau_{pSi}^2}{1 + \omega^2 \tau_{pSi}^2}. \quad (9)$$

Здесь  $b_{pSi}$  — акустическая релаксационная сила, которая показывает степень чувствительности акустических свойств жидкости к реакции;  $c$  — скорость звука на частоте  $f$ ;  $\alpha$  — значение амплитудного коэффициента поглощения звука, ответственного за эту область релаксации;  $B$  — высокочастотный предел величины  $\alpha/f^2$ , где

$$\tau_{pS} = \frac{\tau_{pT}}{(1 - b_{pS})}$$

— взаимосвязь времен релаксации.

Если реакция протекает в адиабатических условиях ( $S = \text{const}$ ), то релаксационная сила  $b_{pS}$  отличается от нуля, когда протекающая в жидкой фазе реакция сопровождается изменением объема ( $\Delta v$ ) и энтальпии ( $\Delta H$ ) системы. Это условие хорошо

реализуется в акустическом эксперименте. Уравнение, связывающее релаксационную силу  $b_{pS}$  с тепловым ( $\Delta H$ ) и объемным ( $\Delta v$ ) эффектами реакции, имеет вид [12]:

$$b_{pS} = 1 - \frac{\beta_S^\infty}{\beta_S^0} = \frac{\delta\beta_S}{\beta_S^0} = \frac{(c_p^0 - c_p^\infty)}{c_p^\infty c_v^\infty} \delta c_p \left( 1 - \frac{c_p^0}{v_M \theta^0} \frac{\Delta v}{\Delta H} \right)^2, \quad (10)$$

где  $\delta c_p = c_p^0 - c_p^\infty$ ;  $v_M$  — молярный объем жидкости;  $\theta^0 = \frac{1}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$  — термодинамический равновесный коэффициент теплового расширения жидкости;  $\beta_S^0$ ,  $\beta_S^\infty$  — равновесное и мгновенное значения адиабатической сжимаемости системы;  $\delta\beta_S = \beta_S^0 - \beta_S^\infty$ .

Уравнения (6) — (10) получены в предположении, что в жидкой фазе протекает лишь одна элементарная реакция, но могут быть использованы и в том случае, когда в жидкости одновременно протекает целый ряд взаимно связанных процессов [12]. Путем идентификации отдельных областей акустической релаксации и нахождения соответствующих им релаксационных параметров из результатов эксперимента можно установить молекулярные механизмы быстрых и сверхбыстрых процессов и определить их кинематические и термодинамические параметры.

### Основы нелокально-диффузионной теории Исаковича — Чабан

Согласно этой теории (НДТ) [13–15], сильновязкие жидкости, взвеси, поликристаллы, эмульсии, жидкие кристаллы и др. можно представить как микронеоднородную среду, состоящую из двух компонент: упорядоченных областей (малых по сравнению с длиной волны, но содержащих достаточно много молекул) и неупорядоченной среды. Первая компонента содержится внутри второй в виде включений, а обмен энергией между компонентами осуществляется путем теплопроводности. Сжатие в компонентах при адиабатическом процессе характеризуют, помимо давления, еще величинами концентрации дырок, принимающими значение  $\zeta_1$  в первой компоненте

и  $\zeta_2$  во второй. В НДТ используется предположение, что  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  характеризуют степень упорядоченности в соответствующих компонентах. При различии значений  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$ , между компонентами будет происходить выравнивание этих величин по диффузионному закону. Запаздывание такого выравнивания относительно изменения давления должно приводить к аномальному поглощению и дисперсии скорости звука. При условии пренебрежения сдвиговыми напряжениями можно определить величины скорости звука  $c$  и коэффициента поглощения звука  $\alpha$ :

$$\frac{1}{c} + \frac{i\alpha}{\omega} = \sqrt{\frac{\rho Z}{\Pi}}, \quad (11)$$

где  $\Pi$  – акустическое давление,  $Z$  – усредненное комплексное сжатие среды.

Выражения для действительной ( $\varepsilon'$ ) и мнимой ( $\varepsilon''$ ) частей нормирований продольной податливости следуют выражениям

$$\varepsilon' = \frac{E' - E''}{E_0 - E_\infty}; \quad \varepsilon'' = \frac{E''}{E_0 - E_\infty}, \quad (12)$$

где  $E' = \frac{1}{\rho c^2}$ ,  $E'' = \frac{2\alpha c}{\omega \rho c^2}$ ,  $E_\infty = \frac{1}{\rho c_\infty^2}$ ,  $E_0 = \frac{1}{\rho c_0^2}$  ( $E_\infty$ ,  $E_0$  – предельные высокочастотные и низкочастотные значения продольной податливости;  $c_\infty$  – высокочастотные значения скорости звука).

При учете значений коэффициентов объемной и сдвиговой ( $\eta_v, \eta_s$ ) вязкости величину  $\tau$  (время диффузионного выравнивания) можно определить по соотношению [15–17]:

$$\tau = \frac{5}{3} \frac{c_\infty^2 \left( \eta_s + \frac{3}{4} \eta_v \right)}{\rho c_0^2 (c_\infty^2 - c_0^2)}. \quad (13)$$

Помимо указанного диффузионного обменного механизма, обусловленного микронеоднородностью среды, в ней могут также идти локальные процессы типа релаксационных, т. е. эффекты могут накладываться.

### Основы флуктуационной теории поглощения звука

Известно, что «релаксационное» погло-

щение звука (см. уравнение (8)), которое наиболее эффективно в области  $\omega\tau = 1$ , не охватывает всех механизмов диссипации звука. В частности, в области  $\omega\tau_i \gg 1$  необходимо учитывать прямое взаимодействие звука с флуктуационной модой. Как показано в [17], учет этого механизма приводит к следующей асимптотике дисперсии скорости звука:

$$c^2(\omega) - c_0^2 \sim \omega^\chi, \quad (\omega\tau_i \gg 1), \quad (14)$$

где  $\chi$  – индекс теплоемкости,  $\tau_i$  – время соответствующего релаксационного процесса.

При этом выражения для декремента затухания звука имеет вид

$$\alpha(\omega) \sim \omega^{1+\chi}. \quad (15)$$

При малых частотах звука ( $\omega\tau_i \ll 1$ ) жидкость релаксирует к локально равновесному состоянию за время, много меньшее периода, и, следовательно, процесс релаксации протекает почти адиабатически. При этом дисперсия скорости звука определяется по соотношению

$$c^2(\omega) = c_0^2 + (c_\infty^2 - c_0^2) \frac{i\omega\tau_i}{1 + i\omega\tau_i}. \quad (16)$$

Отношение декремента затухания  $\alpha(\omega)$  к частоте определяется по уравнению

$$\alpha(\omega) \frac{1}{\omega} = \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c^2(\omega)} \frac{\omega\tau_i}{1 + \omega^2\tau_i^2}. \quad (17)$$

Однако для детального экспериментального исследования молекулярных механизмов диссипации звука, рассмотренных в работе [17], в областях  $\omega\tau_i \gg 1$  и  $\omega\tau_i \ll 1$  необходимо прецизионное измерение скорости и коэффициента поглощения звука в значительно более широком диапазоне частот.

### Экспериментальные данные и их обсуждение

Для проведения анализа и выбора методов описания акустических спектров ПАВ были использованы экспериментальные результаты, полученные автором и опубликованные в работах [21, 22]. Измерения акустических параметров, а также плотности и сдвиговой вязкости исследованных веществ выполнены автором в лаборатории раство-

ров химического факультета Московского государственного университета.

**Объекты.** В качестве неионогенных ПАВ был исследован ряд оксиэтилированных производных нормального децилового спирта



( $ODS_n$ ) со степенями оксиэтилирования  $n = 3, 5, 7$ . Данные вещества в исследованном интервале температуры находятся в жидком состоянии. При этом для степеней оксиэтилирования  $n \geq 12$  они уже при комнатной температуре представляют собой твердые вещества типа парафинов.

**Методика измерений.** Амплитудный коэффициент поглощения продольного звука  $\alpha$  изученных объектов измерялся с помощью импульсного метода переменного расстояния в диапазоне частот от 12 МГц до 2 ГГц и интервале температур от 253 до 323 К. Скорость звука  $c$  измерялась фазовым методом в тех же диапазонах частот и температур. Суммарная относительная ошибка измерений составила для величины  $\alpha/f^2$  5 – 10 %, для скорости звука  $c$  – 0,5 – 1,0 %.

Значения величин  $\alpha/f^2$  и скорости звука  $c$  для исследованных ПАВ и их растворов приведены в работах [21, 22], а в данной работе представлена их частотная зависимость для нескольких значений температуры (рис. 1 и 2).

Дополнительно были проведены измерения плотности и сдвиговой вязкости в том же интервале температур. Плотность измерялась пикнометрически по общеизвестной методике с погрешностью 0,1 %.

Коэффициент сдвиговой вязкости  $\eta_s$  измеряли при помощи капиллярного вискозиметра Уббелодде с погрешностью 3 – 4 %. Результаты измерений плотности  $\rho$ , сдвиговой вязкости  $\eta_s$ , а также результаты расчета адиабатической сжимаемости  $\beta_s$  по уравнению Лапласа (2) и классического коэффициента поглощения звука  $(\alpha/f^2)_{cl}$  по уравнению (3) приведены в таблице и в работах [21, 22].

**Анализ результатов.** Плотность  $\rho$  жидкостей  $ODS_n$  в изученном интервале температур увеличивалась с понижением температуры по линейному закону. Зависимость  $\eta_s$

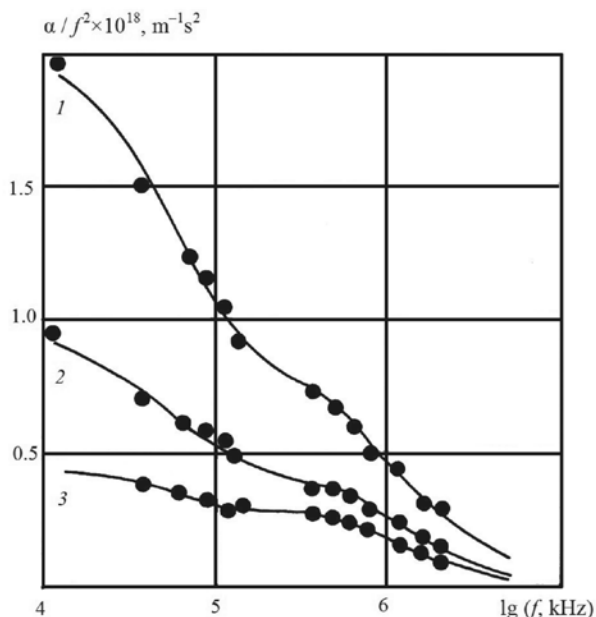


Рис. 1. Экспериментальные частотные зависимости классического коэффициента поглощения звука для жидкости  $ODS_3$  при различных температурах, К: 253 (1), 273 (2), 293 (3)

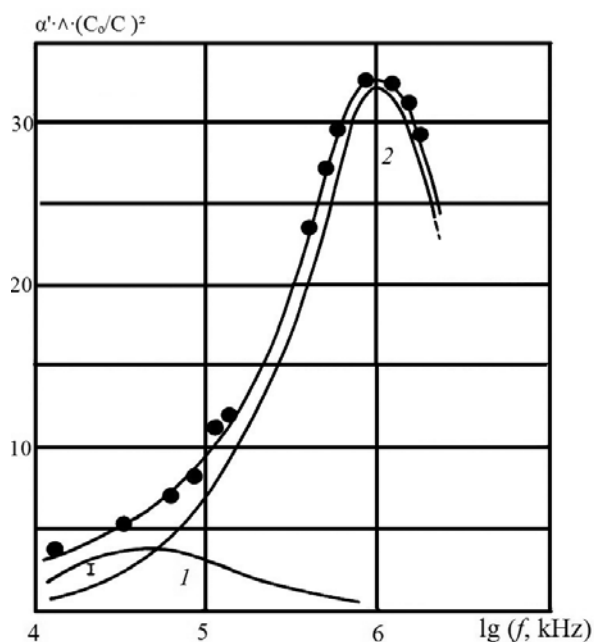


Рис. 2. Экспериментальная (символы) и аппроксимирующие (сплошные кривые 1, 2) частотные зависимости величины  $\alpha' \Lambda (c_0 / c)^2$  для жидкости  $ODS_3$  при температуре 263 К; 1, 2 – первая и вторая области акустической дисперсии

Таблица

Экспериментальные и расчетные температурные зависимости физических свойств жидкостей ODS<sub>n</sub>

<i>n</i>	<i>T</i> , К	10 <sup>-3</sup> ρ, кг·м <sup>-3</sup>	η <sub>s</sub> , мПа·с	10 <sup>12</sup> ·β <sub>s</sub> , Па <sup>-1</sup>	10 <sup>15</sup> α <sub>cl</sub> /f <sup>2</sup>	τ <sub>1</sub> , нс	τ <sub>2</sub> , нс
3	263	0,9683	1,61	436	1200	3,200	0,16
3	283	0,9557	0,448	478	380	2,830	0,16
3	303	0,9388	0,160	536	160	2,520	0,14
3	323	0,9237	0,075	603	90	2,410	0,14
5	263	1,0131	0,297	395	1950	3,200	0,16
5	283	0,9894	0,760	449	600	2,940	0,16
5	303	0,9723	0,260	503	240	2,700	0,14
5	323	0,9751	0,120	553	125	2,320	0,14
7	263	1,0486	11,01	288	4580	3,000	0,16
7	283	1,0177	0,151	399	1030	2,570	0,14
7	303	0,9969	0,448	455	360	2,400	0,14
7	323	0,9812	0,179	492	160	2,300	0,14

Обозначения: ρ – плотность, η<sub>s</sub> – сдвиговая вязкость; β<sub>s</sub>, α<sub>cl</sub>/f<sup>2</sup>, τ<sub>1</sub>, τ<sub>2</sub> – соответственно рассчитанные значения адиабатической сжимаемости, классического коэффициента поглощения и времен релаксации.

от обратной температуры имеет нелинейный характер. Адиабатическая сжимаемость монотонно возрастает с повышением температуры. Для ODS<sub>3</sub> при T = 293 К значение η<sub>v</sub> / η<sub>s</sub> приближенно равно единице. При понижении температуры и увеличении степени окисэтирования *n* в ODS<sub>n</sub> отношение η<sub>v</sub> / η<sub>s</sub> уменьшается. Для ODS<sub>7</sub> при температуре ниже 293 К значение α<sub>cl</sub> / f<sup>2</sup>, связанное со сдвиговой вязкостью, превосходит по величине α / f<sup>2</sup>, полученное экспериментально. Этот факт свидетельствует о том, что в ODS<sub>7</sub> в области частот *f* < 10 МГц существует еще по крайней мере один релаксационный процесс.

Последующий анализ акустических параметров исследованных ПАВ производился с позиции нелокально-диффузионной теории Исаковича – Чабан. Необходимые для расчетов параметры определялись из экспериментальных данных, приведенных в работах [21, 22]. Поэтому при сопоставлении теории и эксперимента мы не использовали каких-либо уточняющих параметров. Зависимости значений действительной и мнимой частей нормированной продольной податливости от переменной ωτ приведены на рис. 3.

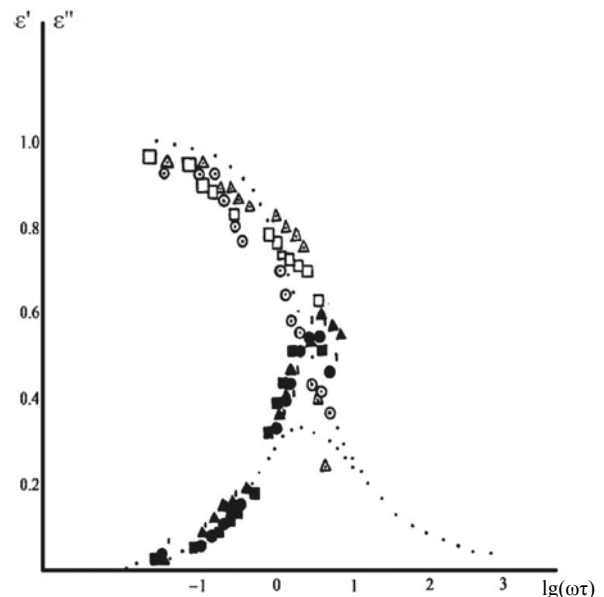


Рис. 3. Зависимости действительной (пустые символы) и мнимой (затусованные символы) частей нормированной податливости (ε' и ε'') от lg(ωτ) для жидкости ODS<sub>3</sub>; данные получены при различных температурах, К: 273 (треугольники), 283 (кружки), 293 (квадраты). Теоретические кривые представлены пунктирными линиями

Из этих зависимостей видно, что экспериментальные значения  $\varepsilon''$  для  $ODS_n$  в исследованном интервале температур в области  $\omega\tau \geq 1$  значительно превышают теоретические, а максимальное значение  $\varepsilon''$  равно  $\varepsilon''_{\max} \cong 0,5 - 0,6$ . Это расхождение свидетельствует о том, что в интервале температур 263 – 323 К акустические параметры  $ODS_n$  ( $n = 3, 5, 7$ ) не укладываются в рамки нелокально-диффузионной теории, а более соответствуют релаксационной теории с конечным числом времен релаксации. Действительно, согласно нелокально-диффузионной теории [18, 19], при фиксированной температуре  $\varepsilon''_{\max} = 0,33$ , а для теории с одним временем релаксации –  $\varepsilon''_{\max} = 0,50$ .

Дальнейший анализ акустических свойств исследованных жидких ПАВ мы проводили в рамках релаксационной теории. Анализ экспериментальных данных показал, что акустические спектры  $ODS_n$  в изученных диапазонах частот и температур, в пределах ошибок эксперимента, не могут быть описаны одной простой областью дисперсии, а только двумя. Расчеты проводились методом последовательных приближений, путем минимизации суммы квадратичных отклонений расчетных значений величин  $\alpha / f^2$  от экспериментальных, по формулам (8) и (9). Одновременно по программе [19] проводилось вычисление релаксационных параметров  $A_i = b_i \cdot \tau_i$ ;  $b_i$ ;  $\tau_i$  и  $B$ , а также их погрешностей. Погрешность определения  $A_i$ ,  $b_i$  и  $\tau_i$  составила 5 – 10 %, для  $B$  – 10 – 20 %. Значения релаксационных параметров, рассчитанных в предположении, что акустические спектры (зависимости  $\alpha / f^2$  от  $\lg f$ ) состоят в изученных диапазонах частот и температур из двух простых областей акустической дисперсии для  $ODS_n$ , приведены в работах

[21, 22]. Именно поэтому в таблице приведены рассчитанные значения двух времен релаксации ( $\tau_1$  и  $\tau_2$ ) для некоторых значений температуры.

### Выводы

Результаты анализа приводят к заключению, что в исследованных диапазонах частот и интервалах температур, акустические спектры  $ODS_n$  лучше описываются термодинамической теорией акустической релаксации, нежели нелокально-диффузионной теорией. Показано, что в пределах ошибок эксперимента акустические спектры  $ODS_n$ , в изученных диапазонах частот и температур, состоят из двух простых областей акустической дисперсии.

Для определения и идентификации границы перехода от описания акустических спектров методами релаксационной спектроскопии к методам нелокально-диффузионной теории Исаковича – Чабан необходимы дополнительные экспериментальные исследования. В частности, требуются исследования  $ODS_n$  для  $n \geq 7$ , а также других амфифильных жидкостей, так как известно, что при  $n \geq 12$   $ODS_n$  уже при комнатных температурах представляют собой твердые вещества типа парафинов.

Исследования такого рода могут быть полезными для теоретического описания и лабораторных исследований процессов мицеллообразования без применения гипотетических физико-химических аналогий [20]. Кроме того, результаты расчетов релаксационных и термодинамических параметров могут быть использованы при разработке комбинированных технологий повышения нефтеотдачи пластов с помощью растворов ПАВ и различных физических полей и факторов [23].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Башкирцева Н.Ю. Композиции на основе неионогенных ПАВ для комплексного решения задач повышения нефтеотдачи, подготовки и транспортировки высоковязкой нефти. Дис. ... д-ра техн. наук. 02.00. 13. Казань, 2009. 360 с.  
[2] Улмберг К. Поверхностно-активные вещества и полимеры в водных растворах. М.: Бинном, 2007.

[3] Миттел К. Мицеллообразование, солюбилизация и микроэмульсии. М.: Мир, 1980.  
[4] Ратайчак Г., Орвилл-Томас У. Молекулярные взаимодействия. М.: Мир, 1984.  
[5] Мэзон У. Физическая акустика; в 2т. М.: Мир, 1968.  
[6] Шутюлов В.А. Основы физики ультразвука. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.

- [7] Михайлов И.Г., Соловьев В.А. Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964.
- [8] Herzfeld K.F., Litovitz T.H. Absorption and dispersion of ultrasonic wave. New York: Acad. Press, 1959.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Изд. 5-е. М.: Физматлит, 2003.
- [10] Манделъштам Л.И., Леонтович М.А. К теории поглощения звука в жидкостях // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. № 3. С. 438 – 444.
- [11] Meixner J., Reik H.C. Handbuch der Physik. Berlin: Springer, 1959. Bd. 3. Pp. 413–523.
- [12] Шахпаронов М.И. Механизмы быстрых и сверхбыстрых процессов в жидкостях. М.: Высшая школа, 1980.
- [13] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.
- [14] Штуер Д. Методы исследования быстрых реакций. М.: Мир, 1977.
- [15] Исакович М.А., Чабан И.А. Распространение волн в сильновязких жидкостях // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. № 5. С. 134–136.
- [16] Чабан И.А. К вопросу о нелокально-диффузионной теории // Акустический журнал. 1980. Т. 26. № 2. С. 288–292.
- [17] Поташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
- [18] Шахпаронов М.И., Сперкач В.С. Теория вязкости жидкостей // Журнал физической химии. 1984. Т. 58. № 9. С. 2216–2220.
- [19] Назарова Г.А. О методе обработки сложного акустического спектра на ЭВМ // Применение ультразвуки к исследованию вещества. М.: Изд-во ВЗМИ, 1982. С. 124–128.
- [20] Гребеньков Д.С. Исследование релаксации модельного мицеллярного раствора. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2003.
- [21] Мысик С.В., Шахпаронов М.И. Акустические свойства нормального децилового спирта (степень оксиэтилирования  $n = 3$ ) и его растворов в дибутиловом эфире // Вестник МГУ. Химия. 1986. № 7779-86. С. 1–17.
- [22] Мысик С.В., Шахпаронов М.И. Акустические свойства нормального децилового спирта (степень оксиэтилирования  $n = 5, 7$ ) и их растворов в дибутиловом эфире // Вестник МГУ. Химия. 1986. № 7780-86. С. 1–20.
- [23] Хусайнов Р.Р. Обоснование комбинированной технологии повышения нефтеотдачи пластов с применением ПАВ в плазменно-импульсной технологии. СПб.: Изд-во НМСУ «Горный», 2014.

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

**МЫСИК Сергей Васильевич** – кандидат физико-математических наук, доцент Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана.

105005, Российская Федерация, г. Москва, 2-я Бауманская ул., 5  
mysik.sv@mail.ru

#### *Mytik S.V.* ANALYSING THE ACOUSTIC SPECTRA OF SOUND VELOCITY AND ABSORPTION IN THE AMPHIPHILIC LIQUIDS.

The paper analyzes the theoretical approaches to the study of the acoustic spectrum and the speed of sound absorption in the frequency range up to 10 GHz in liquid systems. For example oxyethylated derivatives of normal decyl alcohol ODS $n$ , belonging to nonionic surfactants (SAW) showed that at room temperature and low degrees of ethoxylation  $n$  acoustic spectra can be described in terms of the relaxation theory. It is shown that within the experimental error of the ODS $n$  acoustic spectra, in the studied range of frequencies and temperature, are composed of two prime areas of acoustic dispersion. The results of calculations of relaxation and thermodynamic parameters of fast and ultrafast processes restructuring ODS $n$ , which can be used in the development of combined technologies of enhanced oil recovery using surfactant solutions and various physical fields and factors.

ACOUSTIC SPECTRUM, SOUND VELOCITY AND ABSORPTION, NONIONIC SURFACTANT.

#### REFERENCES

- [1] М.Ю. Башкирцева, Композитии na osnove neionogennykh PAV dlya kompleksnogo resheniya zadach povysheniya nefteotdachi, podgotovki i transportirovki vysokovyazkoy nefi, Kazan (2009) 360.
- [2] K. Ulmbert, Poverkhnostno-aktivnyye veshchestva i polimery v vodnykh rastvorakh. Moskva, Binom (2007) 528.
- [3] K. Mittel, Mitselloobrazovaniye, solyubilizatsiya i mikroemulsii. Moskva, Mir (1980) 177.
- [4] G. Rataychak, U. Orvill-Tomas, Moleku-



lyarnyye vzaimodeystviya. Moskva, Mir (1984) 598.

[5] **U. Mezon**, Fizicheskaya akustika. Moskva, Mir. T.2 (1968) 487.

[6] **V.A. Shutilov**, Osnovy fiziki ultrazvuka. Leningrad, izdatelstvo Leningradskogo universiteta (1980) 280.

[7] **I.G. Mikhaylov, V.A.Solovyev**, Osnovy molekulyarnoy akustiki., Moskva, Nauka (1964) 514.

[8] **K.F. Herzfeld, T.H. Litovitz**, Absorption and Dispersion of Ultrasonic Wave, New York, Acad. Press (1959) 535.

[9] **L. Landau, E. Lifshitz**, Teoriya uprugosti, Moskva, Nauka (1965) 203.

[10] **L.I. Mandelshtam, M.A. Leontovich**, K teorii pogloshcheniya zvuka v zhidkostyakh., ZhETF.7 (1937) 438.

[11] **J. Meixner**, Handbuch der Physik., Berlin. 3 (1959) 413–523.

[12] **M.I. Shakhparonov**, Mekhanizmy bystrykh i sverkhbystrykh protsessov v zhidkostyakh, Moskva, Vysshaya shkola (1980) 352.

[13] **M.A. Isakovich**, Obshchaya akustika, Moskva, Nauka (1973) 495.

[14] **D. Shtuyer**, Ultrazvukovyye metody, Metody issledovaniya bystrykh reaktsiy, Moskva, Mir. (1977) 268–316.

[15] **M.A. Isakovich, I.A. Chaban**, Rasprostraneniye voln v silnovyazkikh zhidkostyakh, ZhETF. 50 (5) (1966) 134–136.

[16] **I.A. Chaban**, K voprosu o nelokalno-

diffuzionnoy teorii, Akusticheskiy zhurnal. 26 №2 (1980) 288–292.

[17] **A.Z. Potashinskiy, V.L. Pokrovskiy**, Fluktuatsionnaya teoriya fazovykh perekhodov, Moskva, Nauka. (1982) 380.

[18] **M.I. Shakhparonov, V.S. Sperkach**, Teoriya vyazkosti zhidkostey, ZhFKh. 58 (9) (1984) 2216–2220.

[19] **G.A. Nazarova**, O metode obrabotki slozhnogo akusticheskogo spektra na EVM, «Primeneniye ultraakustiki k issledovaniyu veshchestva». Moskva, Izd-vo VZMI (1982) 124–128.

[20] **D.S. Grebenkov**, Issledovaniye relaksatsii modelnogo mitsellyarnogo rastvora, Sankt Peterburg, SPbGU (2003) 145.

[21] **S.V. Mysik, M.I. Shakhparonov**, Akusticheskiye svoystva normalnogo detsilovogo spirta (stepen oksietilirovaniya  $n = 3$ ) i yego rastvorov v dibutilovom efire, Moskva, Vestnik MGU, Khimiya. №7779-86 (1986) 1–17.

[22] **S.V. Mysik, M.I. Shakhparonov**, Akusticheskiye svoystva normalnogo detsilovogo spirta (stepen oksietilirovaniya  $n = 5,7$ ) i ikh rastvorov v dibutilovom efire., Moskva, Vestnik MGU, Khimiya. №7780-86 (1986) 1–20.

[23] **R.R. Khusainov**, Obosnovaniye kombinirovannoy tekhnologii povysheniya nefteotdachi plastov s primeneniym PAV v plazmenno-impulsnoy tekhnologii, Sankt Peterburg, NMSU «Gornyy» (2014) 146.

#### THE AUTHOR

**MYSIK Sergei V.**

*Bauman Moscow State Technical University*

5, 2-nd Baumanskaya St., 105005, Moscow, Russian Federation

mysik.sv@mail.ru