

С. ОДИНАЕВ,¹ А. АБДУРАСУЛОВ²

¹ Академия наук Республики Таджикистан

(Просп. Рудаки, 33, Душанбе 734025, Таджикистан; e-mail: odsb42@mail.ru)

² Таджикский технический университет им. М.С. Осими

(Ул. Академиков Раджабовых, 10, Душанбе 734042, Таджикистан)

РАСЧЕТ СКОРОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ С КВАЗИСФЕРИЧЕСКИМИ МОЛЕКУЛАМИ

УДК 534.22:534.28

Приводится краткий обзор теоретических и экспериментальных работ по исследованию акустических параметров классических жидкостей и их растворов. На основе аналитических выражений для скорости $c(\nu)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\nu)$ звука, полученных согласно молекулярно-кинетической теории и выбора модели для потенциала межмолекулярного взаимодействия $\Phi(|\mathbf{r}|)$, и радиальной функции распределения $g(|\mathbf{r}|)$, проведен численный расчет частотной дисперсии акустических параметров жидкостей N_2 , O_2 , CH_4 в широком интервале изменения плотности и температур.

Ключевые слова: скорость и коэффициент поглощения звука, трансляционная и структурная релаксация, коэффициент трения, плотность, температура, частота.

Скорость распространения и коэффициент поглощения звуковых волн – параметры, которые непосредственно связаны со строением жидкостей. Эти величины изучаются в зависимости от температуры, давления, плотности, частоты и т.д. Поглощение и скорость звука являются, во многих случаях, важнейшим средством изучения быстрых молекулярных процессов. Частотная дисперсия скорости и коэффициента поглощения звуковых волн в жидкостях выражается посредством динамических модулей упругости и кинетических коэффициентов. На основе данных о дисперсии скорости и поглощения звука в жидкостях можно выявить и получить ценные сведения о молекулярной структуре, межчастичном взаимодействии, а также изучить кинетику необратимых процессов, происходящих в жидкостях при внешних воздействиях, и выявить особенности характера релаксационных процессов в них.

В классической работе [1] приводится обзор существующих теорий Стокса–Кирхгофа, Мандельштама–Леонтовича, Кнезера и общей релаксационной теории, а также результаты экспериментальных измерений коэффициента поглощения ультразвуковых волн в жидкостях, связанного со структурой и кинетическими коэффициентами жидкостей. Отмечено, что частотная зависимость коэффициента поглощения (а равным образом и скорости звука) в действительности может оказаться значительно сложнее ввиду того, что в жидкостях возможно существование целого ряда релаксационных процессов, имеющих различные времена релаксации.

Исследования молекулярной теории скорости звука в жидкостях представлены в [2, 3], где для одномерной модели жидкости разработана задача, в которой удается точно и до конца выразить скорость звука в жидкости через ее молекулярные характеристики, а в дальнейших исследованиях авторов эта задача обобщается для трехмерной мо-

© С. ОДИНАЕВ, А. АБДУРАСУЛОВ, 2016

дели жидкости в виде системы твердых не взаимодействующих сфер при произвольном значении плотности.

Подробные обзоры результатов исследований в области изучения структуры, природы внутренних релаксационных процессов, явлений переноса и акустических свойств жидкостей, полученных методами общей релаксационной теории, временных корреляционных функций, проекционных операторов, кинетических уравнений, неравновесных статических операторов, и, главным образом, методом молекулярной акустики, приведены в [4–6]. Обсуждение результатов измерения скорости и коэффициента поглощения ультразвука в некоторых вязких жидкостях в зависимости от давления (1–1000 ат) и температуры (8–50 °C) приводятся в [7]. Построены зависимости относительного изменения времен релаксации. Отмечено, что увеличение времени релаксации при наложении давления, видимо, характерно лишь для структурной релаксации.

В работах [8, 9] измерены скорости звука в жидком диоксиде углерода по линии насыщения жидкой фазы в интервале температур от тройной точки до 293 К. Получены численные результаты адиабатической сжимаемости β_S , коэффициенты удельных теплоемкостей C_P , C_V , а также изобарический коэффициент теплового расширения α_P и температурный коэффициент давления γ_V в данном интервале температур, которые находятся в удовлетворительном согласии с литературными данными. На основе измерения коэффициента поглощения звуковых волн определена частотная дисперсия коэффициента объемной вязкости N_2 , CO , CH_4 и CD_4 в интервале изменения температур от 77 К до 300 К. Получены связь вращательных времен релаксации и соответствующее кинетическое поперечное сечение.

Реверберационным методом [10] проведены измерения коэффициента поглощения ультразвуковых волн в хлопковом и льняном маслах в сосудах объемом 0,5 л в диапазоне частот 50 кГц–4 МГц. В обоих маслах обнаружена релаксация объемной вязкости. Показано, что на частотах ниже 50 кГц величина α/ν^2 принимает постоянное значение. Основные результаты исследований температурной зависимости скорости распространения и коэффициента поглощения продольного и поперечного гиперзвука в жидкостях по спектрам мо-

лекулярного рассеяния света приводятся в [11]. По смещению и ширине компонент Мандельштама–Бриллюэна были измерены скорость и коэффициент поглощения гиперзвука частотой 10^9 – 10^{10} Гц в широком интервале температур в глицерине, бензофеноне, салоле и β , β' -дихлордиэтиловом эфире. Результаты сравнены с данными численных расчетов по формуле для скорости и коэффициента поглощения звука, полученные нелокально-диффузионной теорией, которые находятся в удовлетворительном согласии. Характер распространения поперечного гиперзвука изучался по спектрам тонкой структуры крыла линии Рэлея в салоле и бензофеноне с поляризацией возбуждающего света в плоскости рассеяния и поляризацией рассеянного света перпендикулярно плоскости рассеяния. Полученные результаты и сравнение их с экспериментальными данными показывают, что молекулярное рассеяние света является удобным методом для изучения характера распространения продольного и поперечного звуков высокой частоты в жидкостях.

Коэффициент поглощения звука, объемная вязкость и времена релаксации в жидком азоте (N_2) и кислороде (O_2) исследованы в [12]. Измерено поглощение звука на частотах 5–145 МГц в жидких N_2 и O_2 по линии насыщения в широком интервале температур и вычислены значения объемной вязкости. Колебательная релаксация в данном случае не оказывает влияния на экспериментальные результаты, а наличие вращательных степеней свободы приводит к некоторому ускорению релаксации по импульсам (трансляционной). На основе теории эффективных столкновений показано, что время “забывания” координаты при низких температурах существенно превосходит период между “обычными” столкновениями. В [13] измерен коэффициент поглощения α и скорости звука C в жидком метане (CH_4) и тетрафторметане (CF_4) вдоль линии насыщения на частотах 5–126 МГц при температурах от 90 до 210 К. В CF_4 дисперсия величины α/ν^2 наблюдается во всей исследованной области температур и частот, а при низких температурах слабая дисперсия скорости звука, когда в CH_4 дисперсия α/ν^2 наблюдалась только при $T > 140$ К. Во всей температурной области поглощение значительно превышает диссипативные потери, связанные с внешними степенями свободы теплового дви-

жения. Анализ полученных результатов приводит к выводу о том, что наблюдаемые в обоих веществах явления связаны с возбуждением внутримолекулярных колебательных степеней свободы. Полученные характеристики колебательной релаксации свидетельствуют о различной кинетике этого процесса в каждой из жидкостей, обусловленной различным характером вращательного движения частиц.

Исследования акустических свойств классических жидкостей и их растворов с учетом вкладов различных внутренних релаксационных процессов успешно проводились и в последние десятилетия. Частотная дисперсия и температурная зависимость скорости ультра- и гиперзвука в водных растворах электролитов и смешанных растворах исследованы в [14–16]. В этих работах наряду с температурной зависимостью обнаружена отрицательная дисперсия скорости звука в узком интервале гиперзвуковых частот. Рассчитанные значения отклонения скорости звука в смешанном растворе от скорости звука в чистой воде неплохо согласуются с экспериментальными их значениями. В [17] рассмотрено распространение акустических волн в химически неравновесных средах. Показано, что в таких средах возможна инверсия частотной дисперсии скорости и поглощения звука, а также второй вязкости.

На основе молекулярно-кинетической теории в [18–21] получены аналитические выражения для скорости и коэффициента поглощения звуковых волн для классических жидкостей с учетом вкладов внутренних релаксационных процессов. При определенном выборе потенциальной энергии взаимодействия и радиальной функции распределения проведены численные расчеты этих акустических параметров в зависимости от плотности, температуры, концентрации и частот. Полученные результаты находятся в количественном удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Целью настоящей работы является проведение численных расчетов скорости $c(\nu)$ и коэффициента поглощения α/ν^2 для жидких N_2 , O_2 , CH_4 звука в широком интервале изменения плотности ρ температуры T и частот ν , а также сравнение полученных результатов с экспериментальными данными. При этом для потенциала межмолекулярного взаимодействия $\Phi(|\mathbf{r}|)$ и радиальной функции

распределения $g(|\mathbf{r}|)$ использовали наиболее оптимальную исходную модель, рассмотренную в [22].

В [21] для скорости $c(\omega)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ звуковых волн получено следующее аналитическое выражение:

$$\begin{aligned} C(\omega) &= C_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2\rho C_0^2} \left[\frac{4}{3}\mu(\omega) + K_r(\omega) \right] \right\}, \\ \alpha(\omega) &= \frac{\omega^2 C}{2\rho C_0^4} \left[\frac{4}{3}\eta_S(\omega) + \eta_V(\omega) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $c_0 = \sqrt{K_S/\rho}$ – адиабатическая скорость звука, ρ – плотность жидкости, $\gamma = C_P/C_V$, $K_r(\omega) = K(\omega) - K_S$, $K_S = \rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T + \frac{T_0}{\rho C_V} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho^2$ – адиабатический объемный модуль упругости. Полученные выражения описывают дисперсию скорости и поглощения звука в жидкостях в широком интервале изменения термодинамических параметров состояния и частот с учетом вклада трансляционной и структурной релаксации.

При проведении численных расчетов воспользуемся полученными аналитическими выражениями для динамических коэффициентов объемной $\eta_V(\omega)$, сдвиговой $\eta_S(\omega)$ вязкости, динамических модулей упругости $\mu(\omega)$ и $K(\omega)$ жидкостей [21]:

$$\begin{aligned} K(\omega) &= K_s + \frac{2\pi n^2 \sigma^3 \omega}{3} \int_0^\infty dr r^3 \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} \times \\ &\times \int_{-\infty}^\infty G_2(r, r_1, \omega) \varphi_0(r_1) d\mathbf{r}_1, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \mu(\omega) &= \frac{nkT(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{2\pi n^2 \sigma^3 \omega}{15} \int_0^\infty dr r^3 \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r} \times \\ &\times \int_{-\infty}^\infty G_2(r, r_1, \omega) \frac{\partial g(r_1)}{\partial r_1} r_1 d\mathbf{r}_1, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \eta_V(\omega) &= \frac{2\pi n^2 \sigma^3}{3} \int_0^\infty dr r^3 \frac{d\Phi(|\mathbf{r}|)}{dr} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(r, r_1, \omega) \varphi_0(|\mathbf{r}_1|) d\mathbf{r}_1 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \eta_S(\omega) &= \frac{nkT\tau}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{2\pi n^2 \sigma^3}{15} \int_0^\infty dr r^3 \frac{d\Phi(|\mathbf{r}|)}{dr} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(r, r_1, \omega) \frac{\partial g(|\mathbf{r}_1|)}{\partial r_1} r_1 d\mathbf{r}_1, \end{aligned} \quad (5)$$

Таблица 1. Зависимость скорости звука $c(\nu)$ от частоты ($\nu \approx 10^6-10^{12}$ Гц) в азоте, кислороде и метане

T, К	ρ , кг/м ³ [12]	$c(\nu)$, м/с							
		c , м/с [12]	$\nu^* = 10^{-6}$	$\nu^* = 10^{-5}$	$\nu^* = 10^{-4}$	$\nu^* = 10^{-3}$	$\nu^* = 10^{-2}$	$\nu^* = 10^{-1}$	$\nu^* = 1$
<i>Азот</i>									
80	794	831	831,00	831,00	831,02	831,25	838,37	937,06	1231,06
90	744	717	717,00	717,00	717,02	717,23	722,49	806,93	1068,87
100	688	603	603,00	603,00	603,02	603,25	607,63	679,88	909,60
110	623	475	475,00	475,00	475,03	475,32	479,57	543,38	744,31
115	581	405	405,00	405,00	405,04	405,38	409,83	470,13	653,29
120	527	318	318,00	318,01	318,05	318,49	323,64	383,63	549,68
<i>Кислород</i>									
80	1190	986	986,00	986,00	986,02	986,41	997,42	1114,01	1440,60
90	1142	905	905,00	905,00	905,02	905,26	913,01	1013,95	1310,45
100	1090	823	823,00	823,00	823,02	823,22	829,06	917,29	1185,98
110	1035	732	732,00	732,00	732,02	732,22	737,04	815,60	1061,14
120	974	643	643,00	643,00	643,02	643,25	647,50	717,05	937,69
130	903	542	542,00	542,00	542,03	542,30	546,39	608,73	805,27
140	813	422	422,00	422,00	422,04	422,39	426,83	484,73	657,16
146	741	338	338,00	338,01	338,05	338,49	343,61	401,44	557,42
<i>Метан</i>									
100	440	1444	1444,00	1444,00	1444,03	1444,54	1459,62	1632,55	2127,73
120	413	1245	1245,00	1245,00	1245,02	1245,36	1254,93	1398,56	1835,34
140	380	1040	1040,00	1040,00	1040,03	1040,38	1047,56	1166,35	1541,54
150	361	926	926,00	926,00	926,04	926,42	933,14	1041,88	1387,60
160	339	797	797,00	797,00	797,05	797,49	804,16	904,85	1221,85
170	312	646	646,00	646,01	646,06	646,62	653,82	749,82	1039,00
180	277	483	483,00	483,01	483,08	483,84	492,54	588,98	844,61

где

$$\varphi_0(|\mathbf{r}_1|) = \frac{r_1}{3} \frac{\partial g(r_1)}{\partial r_1} - \left[n \left(\frac{\partial g(r_1)}{\partial n} \right)_T + \gamma T \left(\frac{\partial g(r_1)}{\partial T} \right)_n \right],$$

$$\gamma = \frac{1}{nc_V} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho,$$

$$G_{1,2}(r, r_1, \omega) = \pm \frac{\tau_0 (2\omega\tau_0)^{-1/2}}{4\pi r r_1} \times$$

$$\times [e^{-\varphi_1} (\sin \varphi_1 \mp \cos \varphi_1) - e^{-\varphi_2} (\sin \varphi_2 \mp \cos \varphi_2)],$$

$$\varphi_1 = \varphi_1(r, r_1, \omega) = \left(\frac{\omega\tau_0}{2} \right)^{-1/2} (r - r_1);$$

$$\varphi_2 = \varphi_2(r, r_1, \omega) = \left(\frac{\omega\tau_0}{2} \right)^{1/2} (r + r_1),$$

$\tau = m/(2\beta)$; $\tau_0 = \beta\sigma^2/2kT$; m , σ , $n = \frac{N}{V}$, $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{q}_2 - \mathbf{q}_1$, $r = r_{12}/\sigma$ – масса, диаметр, числовая плотность, взаимное и приведенное взаимное расстояние частиц жидкости, соответственно, β – коэффициент трения, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, $\omega = 2\pi\nu$ – циклическая частота процесса. Следует отметить, что выражения для динамических модулей упругости (2), (3) и коэффициентов вязкости (4), (5) получены для жидкостей со сферическими молекулами. Известно, что параметр ацентричности для жидкостей с квазисферическими молекулами является малым [23]. Однако отнесение этих жидкостей к леннард-джонсовским жидкостям может быть сделано только в некотором приближении. Следова-

Таблица 2. Частотная зависимость коэффициента поглощения α/ν^2 звука в азоте, кислороде и метане ($\nu \sim 10^6-10^{12}$ Гц)

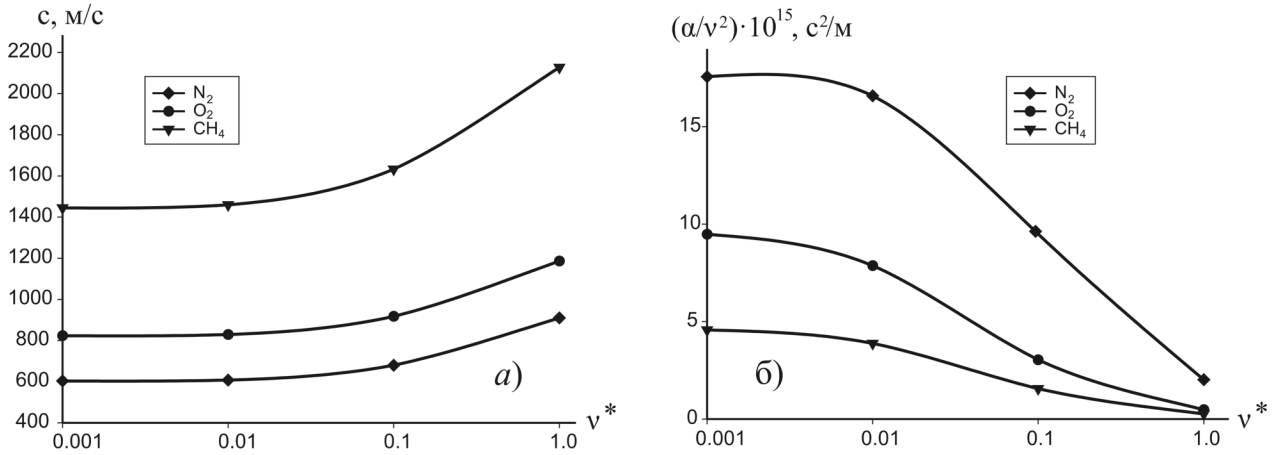
T, К	ρ , кг/м ³ [12]	α/ν^2 , 10^{-15} с ² /м							
		[12]	$\nu^* = 10^{-6}$	$\nu^* = 10^{-5}$	$\nu^* = 10^{-4}$	$\nu^* = 10^{-3}$	$\nu^* = 10^{-2}$	$\nu^* = 10^{-1}$	$\nu^* = 1$
<i>Азот</i>									
80	794	10,3	12,022	12,005	11,949	11,757	10,548	4,697	0,865
90	744	13,6	13,881	13,872	13,843	13,725	12,736	6,448	1,297
100	688	19,9	17,741	17,731	17,697	17,565	16,585	9,496	2,017
110	623	34,2	27,562	27,543	27,482	27,268	26,043	16,692	3,623
115	581	52,6	37,838	37,812	37,731	37,450	36,008	24,411	5,268
120	527	84,0	64,864	64,826	64,705	64,296	62,344	44,650	9,373
<i>Кислород</i>									
80	1190	7,5	9,64	9,62	9,56	9,36	8,27	3,55	0,63
90	1142	7,8	10,00	9,99	9,97	9,86	9,02	4,29	0,83
100	1090	8,7	10,12	10,07	9,93	9,48	7,87	3,04	0,48
110	1035	11,7	11,51	11,50	11,48	11,38	10,61	5,56	1,14
120	974	15,9	13,88	13,87	13,84	13,72	12,93	7,44	1,59
130	903	23,9	18,78	18,76	18,72	18,54	17,62	11,07	2,40
140	813	44,2	31,30	31,27	31,19	30,92	29,67	20,30	4,36
146	741	89,6	51,47	51,44	51,32	50,94	49,27	35,38	7,36
T, К	ρ , кг/м ³ [13]	α/ν^2 , 10^{-15} с ² /м							
		[13]	$\nu^* = 10^{-6}$	$\nu^* = 10^{-5}$	$\nu^* = 10^{-4}$	$\nu^* = 10^{-3}$	$\nu^* = 10^{-2}$	$\nu^* = 10^{-1}$	$\nu^* = 1$
<i>Метан</i>									
100	440	3,38	4,82	4,80	4,74	4,57	3,88	1,56	0,26
120	413	3,80	5,00	5,00	4,98	4,93	4,50	2,12	0,41
140	380	5,76	6,18	6,18	6,16	6,12	5,74	3,16	0,66
150	361	7,30	7,48	7,47	7,45	7,39	6,99	4,13	0,89
160	339	10,70	9,91	9,90	9,88	9,79	9,31	5,90	1,28
170	312	18,40	15,39	15,37	15,33	15,20	14,57	9,88	2,13
180	277	41,00	29,70	29,68	29,62	29,40	28,47	20,54	4,25

тельно, воспользуемся выражением (1) с учетом (2)–(5) и проведем численный расчет $c(\nu)$ и $\alpha(\nu)$ для N₂, O₂ и CH₄ в широком интервале плотности, температур и частот.

Для проведения численных расчетов, согласно выражениям (1)–(5), ещё потребуется знание молекулярных параметров жидкости, таких как масса m и диаметр σ частицы, глубина потенциальной ямы ϵ , которые являются известными в литературе [24–28], а также времен релаксации τ и τ_0 , определяющие коэффициент трения жидкостей β (последний невозможно определить в рамках рассмотренной теории). Правые части кинетических

уравнений, которые обеспечивают необратимость этих уравнений во времени (в нашем случае, оператор столкновения Фоккера–Планка), описывают диссипативные процессы в жидкостях, содержат коэффициент трения β . В статье П. Грейя [29] путём определения автокорреляционной функции импульсов и нахождения средней силы, действующей на пробную частицу, движущуюся с постоянной скоростью, приведено выражение для β в виде:

$$\beta^2 = (4\pi/3)\rho\sigma \int_0^\infty \nabla^2 \Phi(|\mathbf{r}|) g(|\mathbf{r}|) r^2 dr, \quad (6)$$



Зависимости скорости и коэффициента поглощения звука от приведенной частоты для жидких N_2 , O_2 и CH_4 , при $T = 100$ К: скорость звука (а), коэффициент поглощения звука (б)

где ρ – плотность жидкости, $\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r})$ – радиальная часть оператора Лапласа. Следовательно, изучение природы и определение зависимости коэффициентов β , $c(\nu)$ и $\alpha(\nu)$ от параметров состояния ρ , T и P требует выбора потенциала $\Phi(|\mathbf{r}|)$ и радиальной функции распределения $g(|\mathbf{r}|)$. Для последних воспользуемся наиболее оптимальной исходной моделью, рассмотренной в [22]:

$$\Phi(|\mathbf{r}|) = \begin{cases} \infty & \text{при } r < 1, \\ 4\epsilon (r^{-12} - r^{-6}) & \text{при } r \geq 1, \end{cases} \quad (7)$$

$$g(|\mathbf{r}|) = y(\rho^*) \exp(-\Phi(|\mathbf{r}|)/kT), \quad (8)$$

где $y(\rho^*) = (2 - \rho^*)/[2(1 - \rho^*)^3]$ – функция Карнахана–Старлинга, $\rho^* = (\pi/6)N_0\sigma^3\rho/M$ – приведённая плотность, N_0 – число Авогадро, M – молярная масса, ρ – плотность жидкости.

Выражения (7), (8) позволяют провести теоретическое исследование и выполнить численные расчеты коэффициента трения β , времена релаксации согласно определению $\tau = m/(2\beta)$, $\tau_0 = \beta\sigma^2/2kT$, а также скорости $c(\nu)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\nu)$ звуковых волн жидкостей в широком диапазоне частот $\nu = \omega/2\pi$ в зависимости от термодинамических параметров состояния (ρ , T).

Результаты численных расчетов частотной зависимости скорости $c(\nu)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\nu)$ звуковых волн от параметров состояния приведены в табл. 1 и 2.

Таким образом, теоретические численные расчеты скорости $c(\nu)$ и коэффициента поглощения звука α/ν^2 для жидких N_2 , O_2 и CH_4 находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Незначительное отличие, видимо, обусловлено неучетом вкладов ориентационных углов в потенциал межчастичного взаимодействия. Как видно из таблиц и рисунка, область частотной дисперсии $c(\nu)$ и α/ν^2 звука в жидкостях с квазисферическими молекулами (N_2 , O_2 , CH_4) является широкой ($\sim 10^4$ Гц) и обусловлена законом затухания релаксирующих потоков по степенному закону, соответствующие диффузионный механизм, т.е. является вкладом структурной релаксации, когда согласно экспоненциальному закону затухания на основе общей релаксационной теории [4, 5], область дисперсии акустических параметров является узкой ($\sim 10^2$ Гц).

1. И.Г. Михайлов, С.Б. Гуревич, УФН **35**, 1 (1948).
2. И.З. Фишер, Акуст. журн. **3**, 206 (1957).
3. В.К. Прохоренко, И.З. Фишер, Акуст. журн. **4**, 204 (1958).
4. И.Г. Михайлов, В.А. Соловьев, Ю.П. Сырников, *Основы молекулярной акустики* (Наука, Москва, 1964).
5. *Физическая акустика. Т. 2, ч. А., Свойства газов, жидкостей и растворов*, под ред. У. Мэзона (Мир, Москва, 1968).
6. К. Крокстон, *Физика жидкого состояния* (Мир, Москва, 1978).
7. И.Г. Михайлов, В.М. Полунин, В.А. Соловьев, Акуст. журн. **17**, 103 (1971).
8. W. Rasceu and W. Van Dael, Physica **63**, 154 (1973).

9. G.J. Prangma, A.H. Alberga, and J.J. Beenakker, *Physica* **64**, 278 (1973).
10. Ю.С. Манучаров, И.Г. Михайлов, *Акуст. журн.* **20**, 288 (1974).
11. Г.И. Колесников, В.С. Старунов, И.Л. Фабелинский, *Акуст. журн.* **22**, 776 (1976).
12. Б.Г. Дударь, С.А. Михайленко, *Акуст. журн.* **22**, 517 (1976).
13. С.А. Михайленко, Б.Г. Дударь, *Акуст. журн.* **41**, 339 (1995).
14. Г.И. Зайцев, *Акуст. журн.* **41**, 339 (1995).
15. Д.А. Денисов, *Акуст. журн.* **53**, 672 (2007).
16. Л.М. Кашаева, Л.М. Сабиров, Ш. Сидиков и др., *Акуст. журн.* **44**, 369 (1998).
17. Н.Е. Молевич, *Акуст. журн.* **49**, 229 (2003).
18. А.А. Адхамов, С. Одинаев, *УФЖ* **29**, 1664 (1984).
19. А.А. Адхамов, С. Одинаев, *УФЖ* **34**, 1836 (1989).
20. С. Одинаев, *ДАН РТ* **41**, 22 (1998).
21. С. Одинаев, А.А. Адхамов, *Молекулярная теория структурной релаксации и явлений переноса в жидкостях* (Дониш, Душанбе, 1998).
22. С. Одинаев, А.А. Абдурасулов, *УФЖ* **58**, 827 (2013); *Ukr. J. Phys.* **58**, 827 (2013).
23. Н.А. Смирнова, *Молекулярные теории растворов* (Химия, Ленинград, 1987).
24. A. Boushehri, J. Bzowski, J. Kestin, and E.A. Mason, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **16**, 445 (1987).
25. J.M. Hellemans, J. Kestin, and S.T. Ro, *Physica* **65**, 362 (1973).
26. J.M. Hellemans, J. Kestin, and S.T. Ro, *Physica* **65**, 376 (1973).
27. J.P. Boon, J.C. Legros, and G. Thomaes, *Physica* **33**, 547 (1967).
28. G.A. Fernandez, J. Vrabec, and H. Hasse, *Fluid Phase Equilib.* **221**, 157 (2004).
29. *Физика простых жидкостей*, под ред. Г. Темперли и др. (Мир, Москва, 1971), т. 1.

Получено 16.11.14

С. Одинаев, А. Абдурасулов

РОЗРАХУНОК ШВИДКОСТІ
І КОЕФІЦІЄНТА ПОГЛИНАННЯ ЗВУКУ
В РІДИНАХ З КВАЗІСФЕРИЧНИХ МОЛЕКУЛ

Резюме

Наведено короткий огляд теоретичних та експериментальних робіт з дослідження акустичних параметрів класичних рідин і їх розчинів. На основі аналітичних виразів швидкості і коефіцієнта поглинання звуку, отриманих згідно з молекулярно-кінетичною теорією і вибором моделі для потенціалу міжмолекулярної взаємодії і радіальної функції розподілу, проведений чисельний розрахунок частотної дисперсії акустичних параметрів рідин N₂, O₂, CH₄ в широкому інтервалі зміни густини і температури.

S. Odinaev, A. Abdurasulov

CALCULATION OF THE SOUND
VELOCITY AND THE ABSORPTION FACTOR
IN LIQUIDS WITH QUASI-SPHERICAL MOLECULES

Summary

A short review of theoretical and experimental works dealing with the research of acoustic parameters of some classical liquids and their solutions is made. On the basis of the analytical expressions obtained in the framework of molecular-kinetic theory for the sound velocity $c(\nu)$ and the absorption factor $\alpha(\nu)$, as well as the choice of a model for the potential of intermolecular interaction $\Phi(|\mathbf{r}|)$ and the radial distribution function $g(|\mathbf{r}|)$, the frequency dispersion of acoustic parameters for liquid N₂, O₂, and CH₄ was numerically calculated in wide intervals of density and temperature.