

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

I. S. Radovskii, N. V. Droban, Скорость и декремент
затухания звука в пароводяной смеси пузырьковой
структуры,
TVT, 1978, Volume 16, Issue 2, 289–293

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt8675>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you
have read and agreed to these terms of use
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.82

May 15, 2025, 18:37:20



УДК 536.722:656

СКОРОСТЬ И ДЕКРЕМЕНТ ЗАТУХАНИЯ ЗВУКА В ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ ПУЗЫРЬКОВОЙ СТРУКТУРЫ

Радовский И. С., Дробан Н. В.

Приведены систематические данные в диапазоне температур 50–340°С и степеней сухости 10^{-8} – 10^{-2} , полученные на основании релаксационной термодинамической теории с учетом одновременного влияния процессов теплообмена между фазами, фазовых переходов, проскальзывания фаз и пульсаций пузырьков пара при различной степени их неравновесности.

Систематические данные об акустических свойствах влажного пара необходимы для различных областей техники, в частности при разработке и исследовании новых энергетических установок. Систематизация экспериментальных данных пока невозможна, так как их слишком мало.

В настоящей работе систематические данные получены расчетно-теоретическим путем с учетом одновременного влияния неравновесных процессов тепло- и массообмена, проскальзывания и пульсаций пузырьков пара. Скорость звука a и декремент затухания α_λ вычислялись по формулам, полученным в [1]

$$a^2 = (2/H^2) [\sqrt{(E_0 + \Delta E)^2 + (H_0 + \Delta H)^2} - (E_0 + \Delta E)], \quad (1)$$

$$\alpha_\lambda = \pi a^2 (H_0 + \Delta H), \quad (2)$$

где E_0 и H_0 — величины, учитывающие неравновесность процессов межфазного обмена; ΔE и ΔH — поправки на неравновесность пульсаций пузырьков. Применение к двухфазной среде положений общей релаксационной теории [2] позволяет записать [1, 3]

$$E_0 = a_{(3)}^{-2} + \frac{a_{(0)}^{-2} - a_{(1)}^{-2}}{1 + \omega^2 t_1^2} + \frac{a_{(1)}^{-2} - a_{(2)}^{-2}}{1 + \omega^2 t_2^2} + \frac{a_{(2)}^{-2} - a_{(3)}^{-2}}{1 + \omega^2 t_3^2}, \quad (3)$$

$$H_0 = \frac{a_{(0)}^{-2} - a_{(1)}^{-2}}{1 + \omega^2 t_1^2} \omega t_1 + \frac{a_{(1)}^{-2} - a_{(2)}^{-2}}{1 + \omega^2 t_2^2} \omega t_2 + \frac{a_{(2)}^{-2} - a_{(3)}^{-2}}{1 + \omega^2 t_3^2} \omega t_3. \quad (4)$$

Здесь ω — круговая частота волны; t_1 и t_2 — адиабатно-изобарные времена релаксации температуры в основной фазе и внутри пузырьков; t_3 — адиабатно-изобарное время релаксации обмена импульсом между фазами; $a_{(0)}$ и $a_{(3)}$ — равновесная и «замороженная» скорости звука; $a_{(1)}$ и $a_{(2)}$ — вспомогательные величины, равные скоростям звука при условиях, когда один или два процесса полностью заторможены, а остальные протекают равномерно.

Выражения для $a_{(j)}$, t_j получены в [3, 4], для поправок на пульсации — в [1]. Вычисления проводились на ЭЦВМ в диапазоне 50–340°С.

Полученные данные о скорости звука приведены в табл. 1 в области резонансных пульсаций пузырьков в зависимости от температуры T , степени сухости x и относительной частоты $\nu = \omega/\omega_0$ при значениях частот-

Таблица 1

| T, °C | $(\omega d)_*$, м/с | x | v | | | | | | |
|-------|-------------------------|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | | 0,1 | 0,5 | 0,9 | 1,0 | 1,1 | 5,0 | 10 |
| 150 | 90,0 | 10 ⁻⁸ | 1466 | 1460 | 1357 | 1450 | 1695 | 1672 | 1566 |
| | | 3·10 ⁻⁸ | 1450 | 1432 | 1187 | 1314 | 2765 | 2549 | 1812 |
| 200 | 167 | 3·10 ⁻⁸ | 1338 | 1337 | 1317 | 1340 | 1366 | 1353 | 1344 |
| | | 10 ⁻⁷ | 1334 | 1330 | 1268 | 1337 | 1431 | 1386 | 1355 |
| 250 | 275 | 3·10 ⁻⁷ | 1323 | 1311 | 1153 | 1312 | 1682 | 1495 | 1385 |
| | | 10 ⁻⁷ | 1149 | 1148 | 1146 | 1150 | 1153 | 1150 | 1150 |
| 300 | 424 | 3·10 ⁻⁷ | 1148 | 1147 | 1137 | 1150 | 1160 | 1154 | 1151 |
| | | 10 ⁻⁶ | 1144 | 1142 | 1107 | 1149 | 1185 | 1162 | 1153 |
| 340 | 597 | 3·10 ⁻⁶ | 1136 | 1126 | 1034 | 1144 | 1262 | 1187 | 1160 |
| | | 10 ⁻⁶ | 917,8 | 917,5 | 916,3 | 918,0 | 918,9 | 918,3 | 918,0 |
| 340 | 597 | 10 ⁻⁵ | 914,1 | 911,2 | 901,3 | 917,9 | 927,5 | 920,9 | 918,8 |
| | | 3·10 ⁻⁵ | 906,4 | 898,0 | 869,7 | 916,7 | 946,8 | 926,6 | 920,4 |
| 340 | 597 | 10 ⁻⁴ | 808,8 | 856,1 | 776,8 | 903,3 | 1017 | 947,5 | 926,2 |
| | | 10 ⁻⁶ | 687,0 | 686,9 | 686,3 | 687,0 | 687,0 | 687,0 | 687,0 |
| 340 | 597 | 10 ⁻⁴ | 683,7 | 681,1 | 681,9 | 687,2 | 689,8 | 687,8 | 687,3 |
| | | 10 ⁻⁸ | 655,5 | 634,2 | 635,9 | 684,4 | 713,1 | 701,2 | 695,6 |

но-дисперсного параметра $\kappa \equiv \omega d^2 \geq 10^{-3}$ м²/с (ω — резонансная частота пульсирующего пузырька, d — диаметр пузырька). При $d > 1$ мкм область резонанса для $T \geq 150^\circ \text{C}$ соответствует в основном значениям $\kappa \geq 10^{-3}$ м²/с, при которых межфазные обменные процессы заторможены и зависимость скорости звука от κ практически не наблюдается. В табл. 1 приведены также резонансные значения комплекса $(\omega d)_*$. Влияние пульсаций пузырьков существенно в области $0,2(\omega d)_* < \omega d < 20(\omega d)_*$.

Поскольку вблизи резонанса пузырька значительно возрастает его эффективное сечение погашения [5], расчеты $a(v)$ проводились в ограниченной области x , где сечения погашения пузырьков при резонансе взаимно не перекрываются. Объемное паросодержание φ в этой области должно удовлетворять соотношению

$$\varphi < \frac{\pi}{48} \left[\frac{a''}{a'} \left(\frac{3\rho''}{\rho'} \right)^{1/2} \right]^3, \quad (5)$$

где ρ'' и ρ' — плотности пара и воды.

Данные о скорости звука вне резонансной области, т. е. при отсутствии влияния пульсаций пузырьков, приведены в табл. 2 в зависимости от T , x и κ , а при $T = 100^\circ \text{C}$ — на рис. 1. Преимущество использования параметра κ в качестве независимой переменной состоит в том, что он один описывает влияние неравновесности трех межфазных процессов, заменяя три безразмерных параметра ωt_i .

На рис. 1 нанесены экспериментальные данные из [6] для пароводяного потока пузырьковой структуры при 100°C . Прямое сопоставление провести невозможно, так как в [6] нет сведений о размерах пузырьков и длительности акустического импульса. Однако косвенный анализ позволяет установить, что экспериментальные данные [6] не противоречат расчетным и лежат между расчетными кривыми в области значений κ от 10^{-6} до $5 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Разброс точек объясняется различиями в длительностях импульсов.

Исходя из методики экспериментов, можно ориентировочно принять значение диаметра пузырьков ~ 50 мкм. При этом данные [6] укладываются в указанной области значений κ , если первой гармонике импульса соответствовала частота $\omega \approx 10^3$ с⁻¹, т. е. длительность импульса составляла $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ с. В [6] импульс создавался при помощи разрыва резиновой диафрагмы, полученное значение его длительности является реальным.

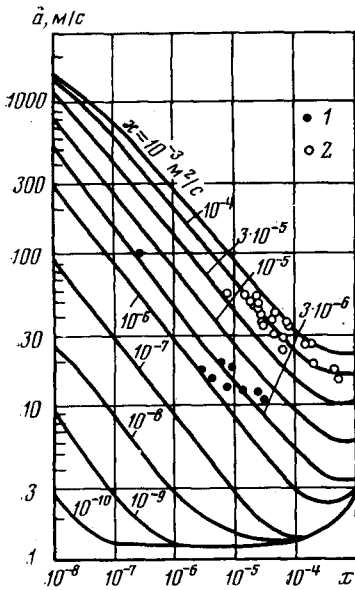


Рис. 1

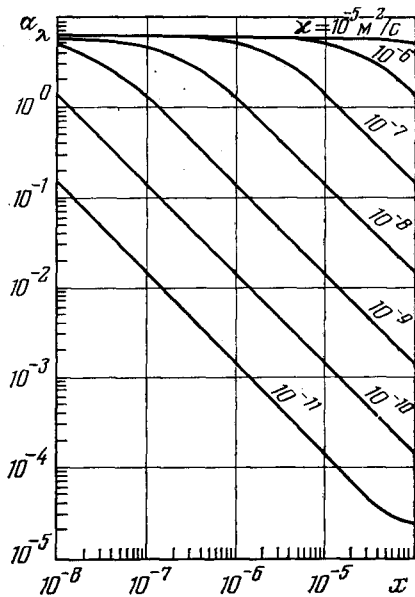


Рис. 2

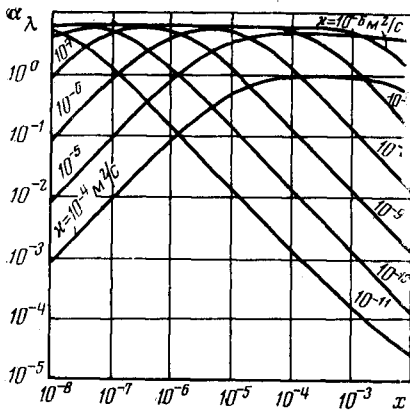


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость скорости звука от степени сухости и частотно-дисперсного параметра вне резонансной области при $T=100^{\circ}\text{C}$: 1 — [6]; 2 — [7]

Рис. 2. Зависимость декремента затухания звука от степени сухости и частотно-дисперсного параметра при $v \ll 1$, $T=50^{\circ}\text{C}$

Рис. 3. Зависимость декремента затухания звука от степени сухости и частотно-дисперсного параметра при $v \ll 1$, $T=200^{\circ}\text{C}$

При $d=50$ мкм резонансная частота пузырьков $\omega_r \approx 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, т. е. эксперименты проводились вдали от резонанса ($v \ll 1$).

Кроме того, на рис. 1 нанесены экспериментальные данные из [7], в которой также исследовалось распространение акустического импульса. Между данными работ [6, 7] имеются значительные расхождения, что можно объяснить различиями в размерах пузырьков и длительностях импульсов. Данные [7] группируются в области $\chi \approx 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Если предположить, что и в этом случае $\omega \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$ (способ получения импульса такой же, как в [6]), то диаметр пузырьков в [7] составит ~ 300 мкм. При этом $\omega_r \approx 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, т. е. также $v \ll 1$.

Результаты расчетов декремента затухания звука α_λ для температур 50, 200 и 340°C представлены на рис. 2–5.

Анализ полученных данных обнаруживает следующие закономерности.

1. С ростом давления влияние пульсаций пузырьков и процессов межфазного обмена уменьшается, что объясняется уменьшением различий в свойствах фаз.

| T, °C | x, м ² /с | x | | | | | | |
|------------------|----------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| | | 10 ⁻⁸ | 10 ⁻⁷ | 10 ⁻⁶ | 10 ⁻⁵ | 10 ⁻⁴ | 10 ⁻³ | 10 ⁻² |
| 50 | 10 ⁻¹⁰ | 0,185 | 0,173 | 0,174 | 0,193 | 0,377 | — | — |
| | 10 ⁻⁹ | 0,474 | 0,185 | 0,174 | 0,193 | 0,377 | — | — |
| | 10 ⁻⁸ | 1,616 | 0,475 | 0,187 | 0,193 | 0,377 | — | — |
| | 10 ⁻⁷ | 5,161 | 1,618 | 0,480 | 0,206 | 0,377 | — | — |
| | 10 ⁻⁶ | 16,33 | 5,164 | 1,634 | 0,530 | 0,403 | — | — |
| 150 | 10 ⁻⁵ | 51,36 | 16,26 | 5,193 | 1,798 | 1,032 | — | — |
| | 10 ⁻¹⁰ | 21,77 | 6,301 | 4,396 | 4,381 | 4,520 | 5,901 | 19,04 |
| | 10 ⁻⁹ | 70,98 | 21,78 | 6,303 | 4,410 | 4,520 | 5,901 | 19,04 |
| | 10 ⁻⁸ | 224,0 | 70,98 | 21,78 | 6,323 | 4,549 | 5,901 | 19,04 |
| | 10 ⁻⁷ | 672,0 | 223,9 | 70,96 | 21,84 | 6,521 | 5,939 | 19,04 |
| 200 | 10 ⁻⁶ | 1364 | 667,5 | 222,4 | 70,71 | 22,38 | 8,481 | 19,16 |
| | 10 ⁻⁵ | 1464 | 1307 | 624,2 | 208,3 | 68,14 | 27,42 | 26,41 |
| | 10 ⁻⁴ | 1468 | 1382 | 975,6 | 390,1 | 131,1 | 54,54 | 57,44 |
| | 10 ⁻¹⁰ | 114,3 | 33,55 | 13,12 | 12,29 | 12,39 | 13,55 | 24,76 |
| | 10 ⁻⁹ | 358,8 | 114,3 | 33,56 | 13,13 | 12,40 | 13,55 | 24,76 |
| 250 | 10 ⁻⁸ | 964,1 | 358,8 | 114,2 | 33,58 | 13,26 | 13,56 | 24,76 |
| | 10 ⁻⁷ | 1328 | 962,7 | 358,2 | 114,2 | 33,86 | 14,49 | 24,77 |
| | 10 ⁻⁶ | 1339 | 1322 | 948,2 | 352,7 | 113,4 | 36,52 | 26,35 |
| | 10 ⁻⁵ | 1339 | 1334 | 1272 | 824,9 | 304,1 | 106,2 | 58,91 |
| | 10 ⁻⁴ | 1339 | 1334 | 1285 | 978,7 | 430,8 | 156,3 | 93,27 |
| 300 | 10 ⁻¹⁰ | 435,4 | 138,2 | 40,17 | 28,21 | 28,12 | 29,04 | 38,04 |
| | 10 ⁻⁹ | 1004 | 435,3 | 138,2 | 40,18 | 28,30 | 29,04 | 38,04 |
| | 10 ⁻⁸ | 1148 | 1003 | 435,1 | 138,2 | 40,31 | 29,22 | 38,04 |
| | 10 ⁻⁷ | 1149 | 1147 | 1000 | 433,8 | 138,2 | 41,54 | 38,27 |
| | 10 ⁻⁶ | 1149 | 1149 | 1142 | 975,0 | 420,9 | 138,2 | 53,34 |
| 340 | 10 ⁻⁵ | 1150 | 1149 | 1145 | 1101 | 798,0 | 328,4 | 139,6 |
| | 10 ⁻⁴ | 1150 | 1149 | 1145 | 1104 | 847,4 | 383,2 | 161,5 |
| | 10 ⁻¹⁰ | 878,7 | 473,4 | 148,4 | 60,61 | 57,32 | 57,95 | 64,48 |
| | 10 ⁻⁹ | 917,5 | 878,7 | 473,4 | 148,4 | 60,68 | 57,99 | 64,48 |
| | 10 ⁻⁸ | 918,0 | 917,5 | 878,3 | 473,1 | 148,5 | 61,37 | 64,52 |
| 340 | 10 ⁻⁷ | 918,0 | 917,9 | 917,1 | 875,0 | 470,2 | 149,2 | 68,12 |
| | 10 ⁻⁶ | 918,0 | 918,0 | 917,5 | 913,0 | 843,6 | 442,5 | 156,0 |
| | 10 ⁻⁵ | 918,0 | 918,0 | 917,6 | 914,1 | 880,6 | 667,8 | 316,8 |
| | 10 ⁻⁴ | 918,0 | 918,0 | 917,6 | 914,1 | 880,8 | 675,0 | 316,6 |
| | 10 ⁻¹⁰ | 686,9 | 675,7 | 432,7 | 140,6 | 97,06 | 96,79 | 100,8 |
| | 10 ⁻⁹ | 687,0 | 686,9 | 675,7 | 432,7 | 140,7 | 97,47 | 100,8 |
| | 10 ⁻⁸ | 687,0 | 687,0 | 686,8 | 675,3 | 432,2 | 141,1 | 101,5 |
| | 10 ⁻⁷ | 687,0 | 687,0 | 687,0 | 686,4 | 671,7 | 427,2 | 145,1 |
| | 10 ⁻⁶ | 687,0 | 687,0 | 687,0 | 686,6 | 683,1 | 643,0 | 389,1 |
| | 10 ⁻⁵ | 687,0 | 687,0 | 687,0 | 686,8 | 683,7 | 656,5 | 500,4 |
| 10 ⁻⁴ | 687,0 | 687,0 | 687,0 | 686,8 | 683,7 | 655,8 | 494,8 | |

2. Из процессов межфазного обмена наибольшее влияние на акустические свойства равновесного пузырькового потока оказывает теплообмен, в то время как в парокпельном потоке основная роль принадлежит обмену импульсом. Аналогичный вывод получен иным путем в [8].

3. Изотермы зависимости $a(x)$ при $v \ll 1$ проходят через минимумы, как и в ряде известных работ, однако положение минимума оказалось существенно зависящим от x .

Границы применимости полученных данных определяются допущениями, принятыми при выводе расчетно-теоретических соотношений в [1, 3, 4], в первую очередь условиями малости относительных отклонений релаксирующих параметров от равновесных значений. По отношению к релаксации температуры в жидкой фазе это условие удовлетворяется, если интенсивность звука ограничена пределом

$$J < (0,05/\rho a) \{rc_p'/c_s'(v''-v')\}^2, \quad (6)$$

где r — скрытая теплота парообразования; c_s' — теплоемкость вдоль нижней пограничной кривой.

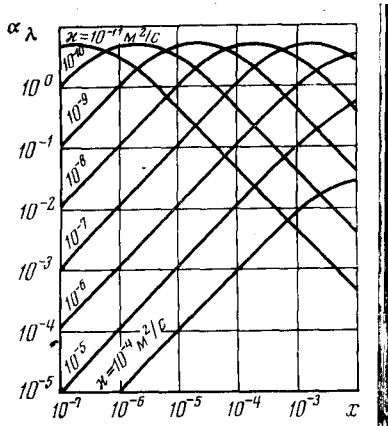


Рис. 4

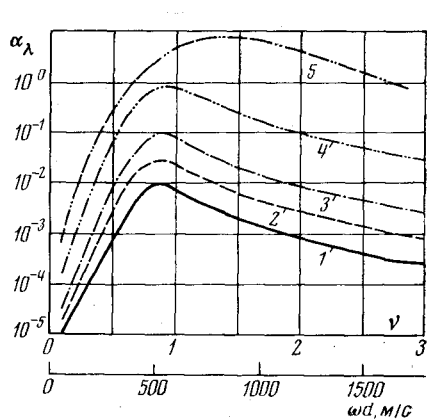


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость декремента затухания звука от степени сухости и частотно-дисперсного параметра при $\nu \ll 1$, $T=340^\circ\text{C}$

Рис. 5. Зависимость декремента затухания звука от относительной частоты и степени сухости в области резонанса при $T=340^\circ\text{C}$, $\kappa \geq 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$: 1 — $x=10^{-3}$; 2 — $3 \cdot 10^{-5}$; 3 — 10^{-4} ; 4 — 10^{-3} ; 5 — 10^{-2}

По отношению к релаксации обмена импульсом указанное условие выполняется при малых относительных числах Рейнольдса ($Re < 1$), откуда можно получить другое ограничение

$$Jd^2 < \left[\frac{\eta' [1 + (\rho'' \kappa / 18 \eta')^2]}{\rho' [(2/\rho'' a'')^{1/2} - (2/\rho' a')^{1/2}] (\rho'' \kappa / 18 \eta')^2} \right]^2, \quad (7)$$

где η' — динамическая вязкость жидкой фазы.

Оценка по формуле (7) при $\kappa \geq 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ и $T=340^\circ\text{C}$ дает $Jd^2 < 7 \cdot 10^{-10}$ Вт, при $T=50^\circ\text{C}$ $Jd^2 < 6 \cdot 10^{-12}$ Вт. Для меньших κ ограничение значительно смягчается: при $T=300^\circ\text{C}$ и $\kappa=10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ $Jd^2 < 4 \cdot 10^{-4}$ Вт.

Границы применимости определяются также условием малости размеров пузырьков по сравнению с длиной волны. Это условие можно записать в виде

$$\kappa / (ad) \ll 2\pi. \quad (8)$$

В исследованной области параметров (кроме больших κ) условие (8) выполняется при $d > 1$ мкм, в области $\kappa = (10^{-4} - 10^{-3}) \text{ м}^2/\text{с}$ — при $d > 10$ мкм.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
31 III 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Радовский. В кн. Вопросы теплофизики ядерных реакторов (под ред. В. И. Субботина), вып. 4. Атомиздат, 1974.
2. Л. И. Мандельштам, М. А. Леонтович. ЖЭТФ, № 7, 1937.
3. И. С. Радовский. ПМТФ, № 5, 1970.
4. И. С. Радовский. ТВТ, 9, № 2, 1971.
5. Л. Р. Гаверилов. В кн. Физические основы ультразвуковой технологии (под ред. Л. Д. Розенберга). «Наука», 1970.
6. F. J. Barclay, T. J. Ledwidge, G. C. Cornfield. Proc. Inst. Mech. Engrs, 184, pt 3C, 1969-70.
7. H. B. Karplus. A. RF 4132-12. Armour Research Foundation, 1961.
8. Р. И. Нигматуллин, В. Ш. Шаганов. Изв. АН СССР. МЖГ, № 6, 1974.