

УДК 534.22

ПРО НИЗЬКОЧАСТОТНУ АСИМПТОТИКУ ШВИДКОСТІ ЗВУКУ В КОНЦЕНТРОВАНІЙ ДИСПЕРСНІЙ СУМІШІ

В. Н. ОЛІЙНИК

Інститут гідромеханіки НАН України, Київ

Одержано 03.10.2006

На основі акустичної моделі емульсії, яка враховує локальну термічну взаємодію між її мікроструктурними елементами, досліджено низькочастотну асимптотику швидкості звуку в концентрованій дисперсній суміші типу рідина – рідина або рідина – газ. Обґрунтовано уточнену методику формування макроскопічних термодинамічних параметрів такого середовища. Дано оцінку поправки, яку вносить обчислення ефективної питомої теплоємності на основі масових часток речовин-компонент. Це дозволило пояснити удавану суперечність, спричинену неправильним нормуваннями при обчисленні величини дисперсійного стрибка швидкості звуку.

На основе акустической модели эмульсии, учитывающей локальное термическое взаимодействие между ее микро-структурными элементами, исследована низкочастотная асимптотика скорости звука в концентрированной дисперсной смеси типа жидкость – жидкость или жидкость – газ. Обоснована уточненная методика формирования макроскопических термодинамических параметров такой среды. Дана оценка поправки, которую вносит вычисление эффективной удельной теплоемкости на основе массовых долей веществ-компонент. Это позволило объяснить кажущееся противоречие, вызванное неправильной нормировкой при вычислении величины дисперсионного скачка скорости звука.

The low-frequency asymptotics of sound velocity in the liquid-liquid or liquid-gas dispersed mixture has been studied on the basis of the acoustic model of emulsion with the allowance for local thermal interaction between its microstructural elements. An improved technique for forming the macroscopic thermodynamic parameters of such medium is validated. The correction due to calculating the effective specific heat on the basis of the mass shares of matters-components is estimated. This provides the explanation of an imaginary contradiction caused by incorrect normalization when computing the dispersion jump of sound velocity.

ВСТУП

Рідкі та газо-рідинні дисперсні суміші досить часто зустрічаються у природі й техніці [1–7]. До них можна віднести різноманітні емульсії, бульбашкові середовища, піни на основі води та поверхнево-активних речовин, крапельні аерозолі, туман (див. рис. 1). Тому дослідження особливостей поширення звуку в таких середовищах є важливим теоретичним і прикладним завданням.

Складність внутрішньої будови емульсій та суспензій (у тому числі, бульбашкових) зумовлює появу багатьох механізмів, які можуть впливати на їхні акустичні властивості [1, 3, 5, 8–12]. Один з них ґрунтується на зв'язку зміни об'єму суцільного середовища і тиску в ньому зі зміною температури [13, 14]. Зокрема, в акустичному наближенні можна говорити про формування теплової хвилі, яка супроводжує хвилю звукову [1, 14].

Слід відзначити, що теплові процеси істотно впливають на поширення звуку навіть у гомогенних суцільних середовищах. Так, оскільки при переході у теплову форму механічна енергія втрачається необоротно, тепла хвиля завжди буде неоднорідною і породжуватиме акустичну дисипацію. Однак для більшості реальних газів і рідин терміч-

на дисипація стає відчутною лише у дуже високочастотному діапазоні або на великих відстанях поширення сигналу. Більш значними теплові втрати можуть бути, наприклад, при поширенні звуку в трубі з високою теплопровідністю (кірхгофівська дисипація) [14].

Урахування термодинамічних властивостей виявляється важливим також при визначенні величини швидкості поширення звуку в газах. Насамперед, згадаємо про оцінку Ньютона, яка приблизно на 15 % занижує швидкість звуку в повітрі внаслідок нехтування локальними коливаннями температури при його періодичному розрідженні – стисканні. У нормальних умовах більш правильний опис дає теорія Лапласа, яка передбачає адіабатичний характер деформування газу [14]. Взагалі кажучи, на дуже високих частотах можливий перехід до ізотермічного (ньютонівського) характеру деформування, але за цих умов поширення звуку практично припиняється внаслідок сильного зростання термічної дисипації [1, 14].

По-іншому протікають акустичні процеси у дисперсних сумішах. Зокрема, як вказано М. О. Ісаковичем у статті [1], вплив термомеханічної зв'язаності може призводити до появи специфічного механізму дисперсії й дисипації звуку в емульсі-

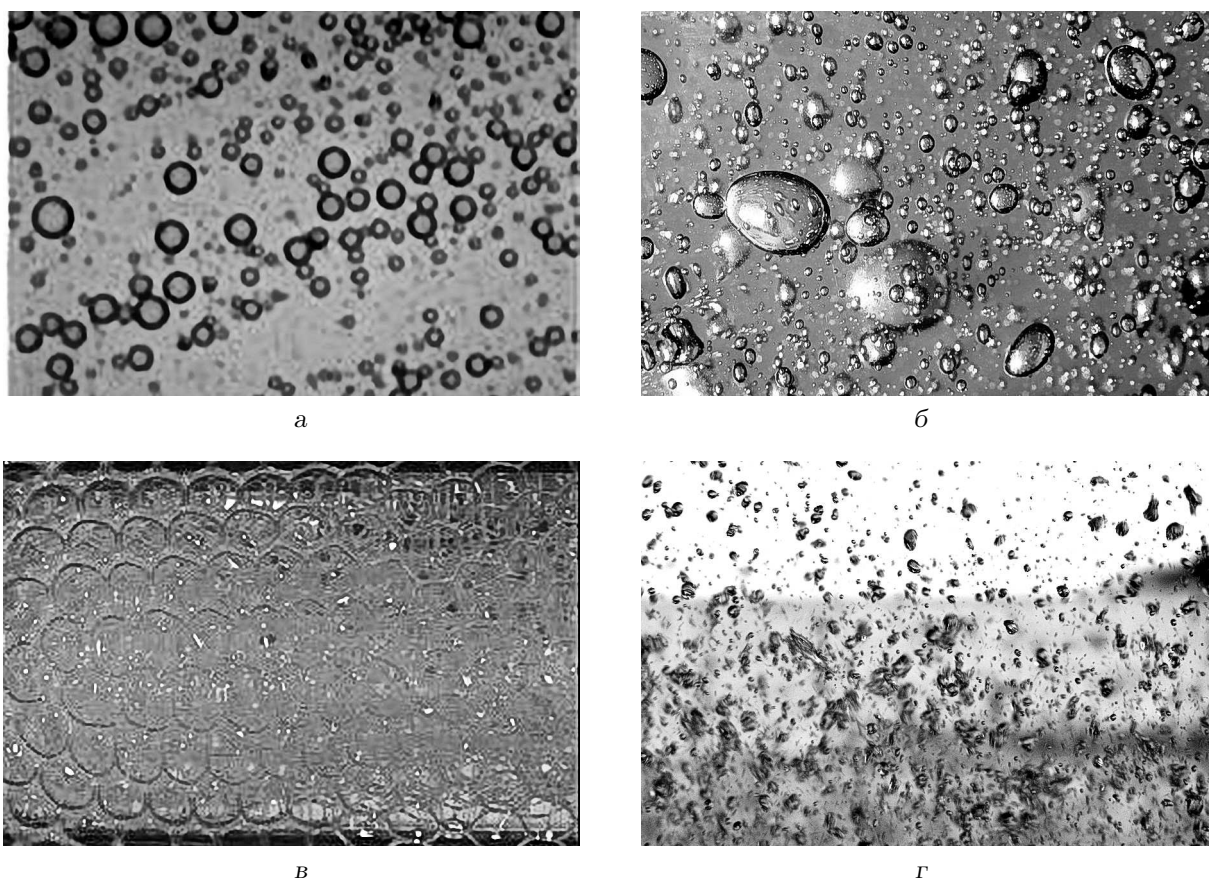


Рис. 1. Типові приклади рідких і газо-рідинних дисперсних сумішей:

а – водна емульсія полімеру; б – повітряні бульбашки у воді; в – мильна піна; г – крапельний аерозоль води у повітрі

ях, пов'язаного з теплообміном в околі мікроструктурного елемента середовища – зерна емульсії. Так, поки теплова хвиля залишається довшою за мікроструктурний масштаб (розмір зерна), акустичний процес буде локально ізотермічним і, водночас, адіабатичним для середовища в цілому. Тоді швидкість звукової хвилі можна визначити на основі осереднених ефективних параметрів суміші, виходячи з відповідних фізичних констант речовин-компонент. Для більш високих частот у локальному розумінні процес також наближається до адіабатичного. Тут об'ємна стисливість, а отже і швидкість звуку, виражається через адіабатичні стисливості фаз з урахуванням їхніх об'ємних концентрацій. Описаний сценарій перебудови акустичних процесів має яскраво виражений релаксаційний характер. При цьому за рахунок локального міжфазного перетікання тепла виникає загасання акустичних сигналів, яке на кілька порядків перевищує дисипацію у кожній з компонент, узятій окремо. Зрозуміло, що такий підхід працює лише доти, доки акустичні хвилі залишаються довгими

у порівнянні з розміром зерна та відстанями між сусідніми зернами.

Зауважимо, що модель Ісаковича побудовано з використанням гіпотези про термічну незалежність мікроструктурних елементів. Це дозволило розглядати кожне зерно емульсії як осередок, який пульсує у необмеженому просторі, зайнятому речовиною-наповнювачем. Як відзначено у дослідженні [12], такий підхід може виявитись неприйнятним для концентрованих дисперсних сумішей, особливо якщо масові й термодинамічні характеристики диспергованої фази і компоненти-наповнювача є величинами одного порядку. Виходячи з цього, було запропоновано вдосконалену модель з урахуванням термічної взаємодії при синхронних пульсаціях околів сусідніх зерен.

Аналіз даних, одержаних у роботі [12], дозволив вказати частотні межі застосування удосконаленої моделі та випадки, в яких вона дає результати, що збігаються з прогнозом моделі Ісаковича [1]. Було підтверджено характер “високочастотної” акустичної асимптотики, коли обидві речовини-фази за-

знають адиабатичних деформацій. Проте відкритим залишилось питання про низькочастотну межу швидкості поширення звуку – жодна з двох моделей не дозволила одержати її значення, обреховане на основі об'ємно-осереднених параметрів. Саме тому метою даної статті є обґрунтування уточненої методики визначення ефективних термодинамічних параметрів рідкої (газо-рідинної) дисперсної суміші на низьких частотах.

1. МАТЕМАТИЧНА ПОСТАНОВКА І АНАЛІТИЧНИЙ РОЗВ'ЯЗОК

Коротко нагадаємо основні положення, покладені в основу моделі. Це тим більш доцільно, що стаття [12] містить у постановочній частині кілька прикрих помилок, які ускладнюють сприйняття матеріалу читачем¹.

Розглянемо типову структуру двофазної суміші, мікроструктурні елементи (зерна) якої дисперговані рівномірно і близькі за розмірами та формою (рис. 2). Нехай у такому середовищі поширюється монохроматична звукова хвиля. Якщо її довжина набагато перевищує мікроструктурний масштаб, то сусідні елементи під час повного періоду коливання будуть знаходитись під дією акустичного тиску, який гармонічно змінюється у часі та має практично одну й ту саму амплітуду p . Виходячи з цього, вважаємо, що на групу сусідніх елементів діє стаціонарний тиск $pe^{i\omega t}$ (тут $\omega = 2\pi f$, f – частота).

Як і у статті [12], припустимо, що між сусідніми елементами має проходити межа, на якій дорівнюють нулю нормальні компоненти теплового потоку (див. також [2]). Оскільки і звукова, і тепла хвиля виникають виключно за рахунок об'ємного деформування середовища [13], обмежимося розглядом тільки пульсуючих рухів. Таке спрощення дає право наближено розглядати елемент мікроструктури як двошарову сферично-симетричну структуру – кулю радіуса r_0 , заповнену дисперговою фазою, оточену концентричним сферичним шаром несучої фази товщини h_0 (див. праву частину рис. 2).

При поширенні гармонічної хвилі з круговою частотою ω швидкість звуку c та коефіцієнт загасання δ пов'язані з густиною ρ , об'ємною деформацією s і амплітудою акустичного тиску p співвідношенням [1]

$$\bar{k} = \frac{\omega}{c} - i\delta = \omega\sqrt{\rho s/p}. \quad (1)$$

¹Згадані технічні помилки не вплинули на кінцеві аналітичні вирази для швидкості звуку і коефіцієнта загасання, а також на одержані чисельні результати.

Осереднена густина емульсії визначається як

$$\rho = \varepsilon\rho_1 + (1 - \varepsilon)\rho_2,$$

де ρ_j – густини фаз; ε – об'ємна доля (концентрація) диспергової фази,

$$\varepsilon \equiv \frac{V_1}{V_1 + V_2} = \frac{1}{(1 + h_0/r_0)^3},$$

$$0 < \varepsilon < 1;$$

V_j – об'єм, який займає відповідна фаза. Тут і в подальшому індекс $j=1$ відповідає фізичній характеристиці диспергової, а $j=2$ – несучої фази. Величинами без індексів позначені макроскопічні характеристики дисперсної суміші у цілому.

Осереднена об'ємна деформація суміші виражається через розподіли об'ємних деформацій s_j у кожній із фаз:

$$s = \frac{1}{V_1 + V_2} \left[\int_{V_1} s_1 dV_1 + \int_{V_2} s_2 dV_2 \right]. \quad (2)$$

Останні визначаються через термодинамічні рівняння стану, лінеаризовані для випадку малих збурень кожної з фаз [13]:

$$s_j = p(\beta_j - \alpha_j T_j). \quad (3)$$

Тут β_j – ізотермічні стисливості; α_j – коефіцієнти температурного розширення; T_j – просторові розподіли температур фаз при пульсаціях під дією гармонічного тиску. У межах мікроструктурного елемента всі величини у правій частині рівняння (3), за виключенням T_j , є константами. Розподіли ж температур задовольняють рівняння теплопровідності з відповідними комплексними хвильовими числами $\bar{n}_j = (1+i)n_j$ [1]:

$$\nabla^2 T_j - 2in_j^2 T - 2in_j^2 \frac{\Theta \alpha_j}{\rho_j C_{Pj}} = 0,$$

$$n_j = \sqrt{\frac{\omega \rho_j C_{Pj}}{2\kappa_j}}, \quad (4)$$

де ∇^2 – оператор Лапласа; Θ – температура середовища у стані рівноваги; C_{Pj} – статичні питомі теплоємності; κ_j – теплопровідності; $i = \sqrt{-1}$.

Формулювання температурних граничних умов на межі фаз (поверхнях зерен) не викликає труднощів – для них мають бути неперервними поле температур та нормальний тепловий потік через поверхню зерна емульсії:

$$T_1 = T_2, \quad \kappa_1 \frac{dT_1}{dr} = \kappa_2 \frac{dT_2}{dr}, \quad r = r_0. \quad (5)$$

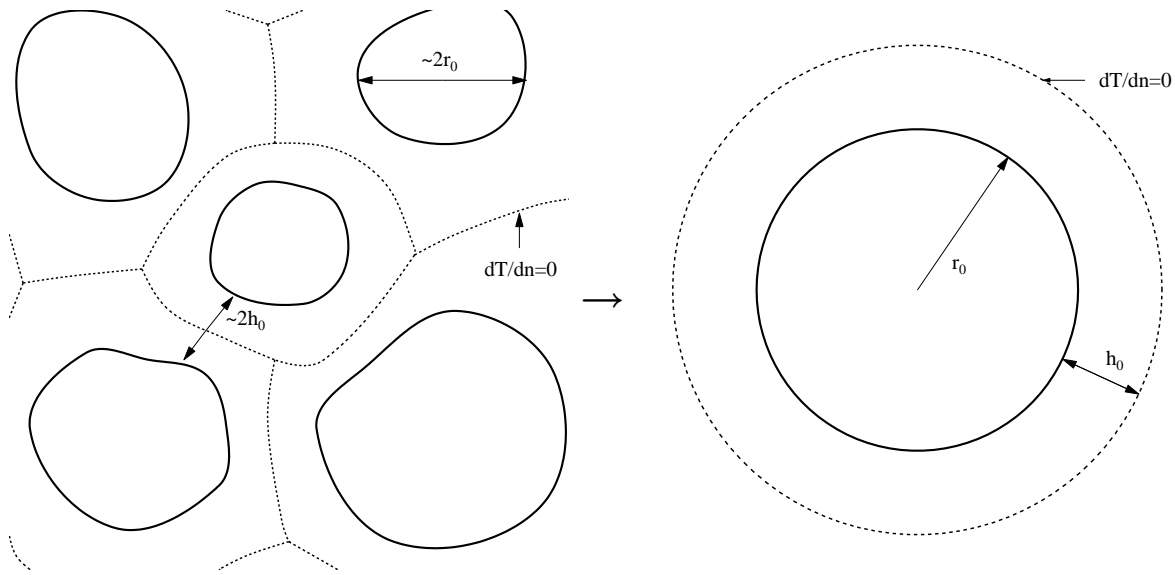


Рис. 2. Схема переходу до спрощеної геометрії мікроструктурних елементів дисперсної суміші (нульові ізолінії показані штриховими кривими)

Тут r – локальна радіальна координата, яку відраховуємо від центру зерна. Згідно зі зробленими припущеннями, внаслідок синхронності пульсацій температурну граничну умову на зовнішній межі мікроструктурного елемента слід задати як відсутність нормальної складової теплового потоку:

$$\frac{dT_2}{dr} = 0, \quad r = r_0 + h_0. \quad (6)$$

Поля температур, які задовольняють рівняння (4), мають такий вигляд:

$$T_1(r) = \frac{\Theta \alpha_1}{\rho_1 C_{P1}} + A \frac{\text{sh } \bar{n}_1 r}{r},$$

$$T_2(r) = \frac{\Theta \alpha_2}{\rho_2 C_{P2}} + \frac{B}{r} \left[\bar{n}_2 (r_0 + h_0) \times \right. \\ \left. \times \text{ch } \bar{n}_2 (r - r_0 - h_0) + \text{sh } \bar{n}_2 (r - r_0 - h_0) \right]. \quad (7)$$

Довільні коефіцієнти A та B однозначно визначаються з граничних умов (5). Зауважимо, що умова (6) виконується автоматично за рахунок спеціальним чином вибраної функціональної залежності для $T_2(r)$.

Визначимо осереднену об'ємну деформацію середовища. Співвідношення об'ємів диспергованої та несучої фаз у мікроструктурному елементі суміші буде таким самим, як і у середовищі в цілому. Тому від інтегрування по повних фазових об'ємах V_1 і V_2 можна перейти до інтегрування у межах

сферичного елемента:

$$s \approx \frac{3}{(r_0 + h_0)^3} \left[\int_0^{r_0} s_1 r^2 dr + \int_{r_0}^{r_1} s_2 r^2 dr \right]. \quad (8)$$

Опускаючи очевидні перетворення, з формул (5)–(8) отримуємо

$$\frac{s}{p} = \beta_{LL} - \frac{3i \varepsilon \Theta}{\omega r_0^2} \left[\frac{\alpha_1}{\rho_1 C_{P1}} - \frac{\alpha_2}{\rho_2 C_{P2}} \right]^2 \times \\ \times \sqrt{\kappa_1 \kappa_2} F_T(\bar{n}_1 r_0, \bar{n}_2 r_0, \bar{n}_2 h_0). \quad (9)$$

$$\beta_{LL} = \varepsilon \left[\beta_1 - \frac{\Theta \alpha_1^2}{\rho_1 C_{P1}} \right] + (1 - \varepsilon) \left[\beta_2 - \frac{\Theta \alpha_2^2}{\rho_2 C_{P2}} \right].$$

Тут β_{LL} – так звана “лаплас-лапласівська” стисливість емульсії, характерна для частот, на яких процес об'ємної деформації є адиабатичним як для емульсії в цілому, так і у масштабі мікронеоднорідності [1, 12].

Для безрозмірного співмножника, який характеризує залежність акустичних параметрів від термічних хвильових розмірів мікроструктурного елемента, у співвідношенні (9) введено позначення

$$F_T = \frac{\varphi_{11} \varphi_{22}}{\sqrt{\frac{\kappa_1}{\kappa_2}} \varphi_{11} \varphi_{21} + \sqrt{\frac{\kappa_2}{\kappa_1}} \varphi_{12} \varphi_{22}}, \quad (10)$$

де

$$\begin{aligned}\varphi_{11} &= \bar{n}_1 r_0 - \text{th } \bar{n}_1 r_0; \\ \varphi_{12} &= \text{th } \bar{n}_1 r_0; \\ \varphi_{21} &= [\bar{n}_2(r_0 + h_0) - \text{th } \bar{n}_2 h_0]; \\ \varphi_{22} &= \bar{n}_2 h_0 + (\bar{n}_2^2 r_0(r_0 + h_0) - 1) \text{th } \bar{n}_2 h_0.\end{aligned}$$

Підставляючи вирази (9) і (10) у вихідну залежність (1), одержуємо остаточну формулу для обчислення c і δ :

$$\begin{aligned}\frac{\omega}{c} - i\delta &= \frac{\omega}{c_{LL}} \left[1 - \frac{3i}{\omega r_0^2} \Theta \varepsilon \rho c_{LL}^2 \times \right. \\ &\times \left. \sqrt{\kappa_1 \kappa_2} \left(\frac{\alpha_1}{\rho_1 C_{P1}} - \frac{\alpha_2}{\rho_2 C_{P2}} \right)^2 F_T \right]^{1/2},\end{aligned}\quad (11)$$

де $c_{LL} = 1/\sqrt{\rho\beta_{LL}}$ – лаплас-лапласівська (адіабатична) швидкість звуку в суміші.

Частотно залежний член у формулі (11) пропорційний до $[\alpha_1/(\rho_1 C_{P1}) - \alpha_2/(\rho_2 C_{P2})]^2$. Тому чим сильніше відрізнятимуться густини, питомі теплоємності й коефіцієнти температурного розширення фаз, тим яскравіше будуть виражені дисперсія й дисипація у середовищі.

2. АСИМПТОТИЧНИЙ АНАЛІЗ

Дослідимо низькочастотну асимптотику швидкості звуку в дисперсних сумішах. Спрямувавши $\omega \rightarrow 0$ і зберігаючи старші члени розкладу за малим параметром, одержимо

$$\begin{aligned}\varphi_{11} &\approx \bar{n}_1^3 r_0^3 / 3, \\ \varphi_{12} &\approx \bar{n}_1 r_0, \\ \varphi_{21} &\approx \bar{n}_2 r_0, \\ \varphi_{22} &\approx \bar{n}_2 h_0 \bar{n}_2^2 r_0(r_0 + h_0) + \bar{n}_2^3 h_0^3 / 3.\end{aligned}$$

Додатково прийемо до уваги геометричну тотожність

$$\begin{aligned}\varphi_{22} &= \bar{n}_2 h_0 \bar{n}_2^2 r_0(r_0 + h_0) + \bar{n}_2^3 h_0^3 / 3 = \\ &= \bar{n}_2^3 r_0^3 [(1 + h_0/r_0)^3 - 1] / 3 = \bar{n}_2^3 r_0^3 (1 - \varepsilon) / (3\varepsilon).\end{aligned}$$

Тоді з формули (11) отримуємо

$$\begin{aligned}c_{lf}^h &= c_{LL} \left[1 + \Theta \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)\rho_1 \rho_2 C_{P1} C_{P2}}{\varepsilon \rho_1 C_{P1} + (1 - \varepsilon)\rho_2 C_{P2}} \times \right. \\ &\times \left. \rho c_{LL}^2 \left(\frac{\alpha_1}{\rho_1 C_{P1}} - \frac{\alpha_2}{\rho_2 C_{P2}} \right)^2 \right]^{-1/2}.\end{aligned}\quad (12)$$

Оскільки величину c_{LL} утворено на основі комбінації механічних і термодинамічних параметрів фаз, останній вираз не є зручним для безпосереднього аналізу. Проте він, на відміну від оцінки на основі моделі з незалежними зернами, симетричний відносно фізичних параметрів компонент. Це відповідає уявленню про те, що при проходженні низькочастотного звуку несуча й диспергована фази емульсії мають бути “рівноправними” [12].

Як уже згадувалось, згідно з припущенням Ісаковича, у низькочастотному наближенні величину швидкості звуку в дисперсній суміші можна оцінити, вважаючи, що при ізотермічному розрідженні–стисканні зерна всі макроскопічні параметри будуть адитивними відносно відповідних параметрів фаз [1]:

$$\begin{aligned}\beta &= \varepsilon \beta_1 + (1 - \varepsilon) \beta_2, \\ \alpha &= \varepsilon \alpha_1 + (1 - \varepsilon) \alpha_2,\end{aligned}\quad (13)$$

$$C_P = \varepsilon C_{P1} + (1 - \varepsilon) C_{P2}.$$

Це дозволяє відразу записати асимптотичне значення швидкості звуку при $\omega \rightarrow 0$ на основі рівнянь стану “осередненого” однорідного середовища [13]:

$$c_{LN}^I = \left[\rho \beta - \Theta \frac{\alpha^2}{C_P} \right]^{-1/2}.\quad (14)$$

Така швидкість звуку дістала назву ізотермічно-адіабатичної або ж лаплас-ньютонівської [14].

Легко пересвідчитися, що термодинамічна модель емульсії, навіть якщо враховувати взаємодію між зернами, при зменшенні частоти не забезпечує виходу на значення c_{LN} . Для того, щоб зрозуміти суть цих розбіжностей, перепишемо формулу (12) у вигляді, максимально близькому до (14) – з виділенням осереднених макроскопічних параметрів. Після нескладних перетворень, суть яких полягає у зведенні коефіцієнтів при α_j , маємо

$$\begin{aligned}c_{LN}^M &\equiv c_{lf}^h = \\ &= \left[\rho \beta - \Theta \frac{\rho \alpha^2}{\varepsilon \rho_1 C_{P1} + (1 - \varepsilon) \rho_2 C_{P2}} \right]^{-1/2}.\end{aligned}\quad (15)$$

Таким чином, одержано вираз, аналогічний до формули (14), але для середовища, в якому еквівалентна питома теплоємність розраховується наступним чином:

$$C_P^M = \frac{\varepsilon \rho_1 C_{P1} + (1 - \varepsilon) \rho_2 C_{P2}}{\rho}.\quad (16)$$

Видно, що C_P^M буде вже нелінійною функцією від ε .

Таблиця. Фізичні параметри речовин – фаз дисперсної суміші, використані при розрахунках (за [15, 16])

РЕЧОВИНА	ρ_i , кг/м ³	β_i , 1/Па	C_{Pi} , кал/(кг·К)	α_i , 1/К
водень	$8.89 \cdot 10^{-2}$	$1/P_0$	$3.41 \cdot 10^3$	$1/\Theta$
повітря	1.29	$1/P_0$	$2.41 \cdot 10^2$	$1/\Theta$
бензол	$8.79 \cdot 10^2$	$7.70 \cdot 10^{-10}$	$4.07 \cdot 10^2$	$1.06 \cdot 10^{-3}$
вода	10^3	$4.35 \cdot 10^{-10}$	10^3	$1.50 \cdot 10^{-4}$
ртуть	$1.36 \cdot 10^4$	$3.91 \cdot 10^{-11}$	$3.30 \cdot 10^1$	$1.81 \cdot 10^{-4}$

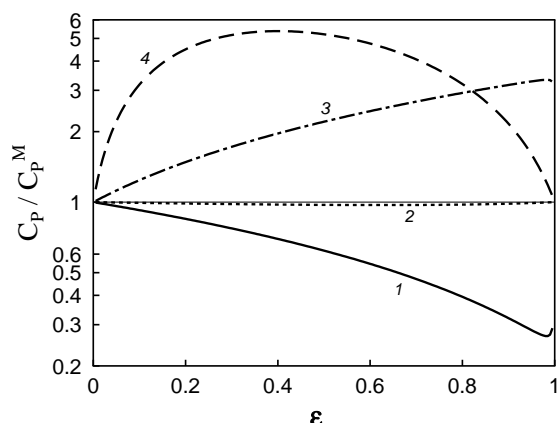


Рис. 3. Відношення питомих теплоємностей дисперсної суміші, обчислених за формулами (13) та (16)

Аналіз показує, що така оцінка є більш коректною, ніж обчислення c_{LN} за методикою [1]. Справді, згідно з означенням, питома теплоємність речовини вводиться з розрахунку на одиницю її маси [13]. Загальна ж теплоємність дисперсної суміші складається з суми теплоємностей компонент, які мають визначатися саме на основі масових, а не об'ємних їхніх часток.

Виникає важливе питання: наскільки суттєвою є запропонована поправка з практичної точки зору. Іншими словами, наскільки можуть відрізнятися величини c_{LN}^I і c_{LN}^M для реальних комбінацій речовин-компонент (див. таблицю).

Насамперед, звернемося до рис. 3, на якому зображено залежність відношення двох розглянутих оцінок питомої теплоємності дисперсного середовища від об'ємних концентрацій фаз. Тут і на наступних графіках крива 1 відповідає суміші повітря – вода, крива 2 – бензол – вода, крива 3 – водень – вода, а крива 4 – вода – ртуть.

Зрозуміло, що відмінності виявляються тим сильнішими, чим більше відрізняються густини й питомі теплоємності компонент. Легко перекона-

тися, що для кожної з пар існує екстремальне значення концентрації $0 \leq \varepsilon_{\text{extr}} \leq 1$, при якому відношення C_P/C_P^M буде найбільшим або найменшим:

$$\left(\frac{C_P}{C_P^M}\right)_{\text{extr}} = \left[\frac{\sqrt{\rho_1/\rho_2} + \sqrt{C_{P1}/C_{P2}}}{\sqrt{\rho_1 C_{P1}/(\rho_2 C_{P2})} + 1} \right]^2$$

при $\varepsilon_{\text{extr}} = \frac{1}{1 + \sqrt{\rho_1 C_{P1}/(\rho_2 C_{P2})}}$.

Вид і величина екстремуму суттєвим чином залежить від співвідношень фізичних характеристик компонент суміші.

Розрахунок показує, що термічний доданок у виразі для лаплас-ньютонівської стисливості суміші є відносно невеликим. Тому навіть для дисперсних середовищ з сильно неоднорідними компонентами різниця між c_{LN}^I і c_{LN}^M практично ніколи не перевищує $1 \div 2\%$ (рис. 4). Однак при нормованому представленні величини дисперсійного стрибка

$$\Delta c = \frac{c - c_{LN}}{c_{LL} - c_{LN}},$$

використання значення c_{LN}^I , запропонованого Ісаковичем [1], може призводити до невиправдано великих похибок (див. рис. 5). Дійсно, оскільки при переході від лаплас-ньютонівського до лаплас-лапласівського режиму швидкість звуку зростає у середньому всього на $10 \div 13\%$, то за певних умов відхилення низькочастотного значення Δc від нуля може досягати $10 \div 20\%$. Для такої ж специфічної емульсії, як вода – ртуть, розбіжність виявляється ще більшою – від 75 до 100% (для зручності сприйняття графіка останню залежність не показано).

Таким чином, “неточність” результатів, представлених у статті [12] ($\Delta c \neq 0$ при $\omega \rightarrow 0$)², є удаваною і пояснюється неадекватним нормуванням. Тому, характеризуючи локально-ізотермічний

²У цитованій роботі у підписах до графіків слід читати: “неперервні криві відповідають моделі з урахуванням взаємодії зерен, а штрихові – моделі Ісаковича”.

акустичний процес, слід використовувати саме модифіковане значення лаплас-ньютонівської швидкості звуку, обчислене за формулою (15).

ВИСНОВКИ

На базі модифікованої моделі термічного формування акустичних властивостей рідких і газорідких дисперсних сумішей з урахуванням термічної взаємодії між зернами диспергованої фази досліджено низькочастотну асимптотику швидкості поширення звуку в таких середовищах. Завдяки фізичному обґрунтуванню методики обрахунку ефективної теплоємності уточнено формулу для лаплас-ньютонівської швидкості звуку. Вказані випадки, для яких одержана поправка матиме найбільший вплив.

1. *Исакович М. А.* О распространении звука в эмульсиях // ЖЭТФ.– 1948.– **18**, вып. 10.– С. 905–912.
2. *Хабеев Н. С., Шагапов В. Ш.* О некоторых особенностях распространения звука в бинарных пузырьковых средах // Изв. АН СССР. МЖГ.– 1990.– N 3.– С. 42–50.
3. *Губайдуллин Д. А., Ивандяев А. И.* Влияние полидисперсности на распространение звука в смесях газа с паром и каплями жидкости // ПТМФ.– 1993.– **34**, N 4.– С. 75–82.
4. *Вафина Ф. И., Гольдфарб И. И., Шрайбер И. Р.* Влияние теплообмена на распространение звука в пене // Акуст. ж.– 1992.– **38**, N 2.– С. 260–269.
5. *Knudsen V. O., Wilson J. V., and Anderson N. S.* The attenuation of audible sound in fog and smoke // J. Acoust. Soc. Amer.– 1948.– **20**, N 6.– P. 849–857.
6. *Laird D. T., Kendig P. M.* Attenuation of sound in water containing air bubbles // J. Acoust. Soc. Amer.– 1953.– **24**, N 1.– P. 29–32.
7. *Epstein P. S., Carhart R. R.* The absorption of sound insuspensions and emulsions. I. Water fog in air // J. Acoust. Soc. Amer.– 1953.– **25**, N 3.– P. 553–565.
8. *The propagation of sound in composite media* Urick R. J. and Ament W. S. // J. Acoust. Soc. Amer.– 1949.– **21**, N 2.– P. 115–119.
9. *Temkin S., Dobbins R. A.* Attenuation and dispersion of sound by particulate-relaxation processes // J. Acoust. Soc. Amer.– 1966.– **40**, N 2.– P. 317–324.
10. *Temkin S.* Sound speeds in suspensions in thermodynamic equilibrium // Phys. Fluids. A.– 1992.– **4**, N 11.– P. 2399–2409.
11. *Allegra J. R., Hawley S. A.* Attenuation of sound in suspensions and emulsions: Theory and experiments // J. Acoust. Soc. Amer.– 1972.– **51**, N 5, Pt 2.– P. 1545–1564.

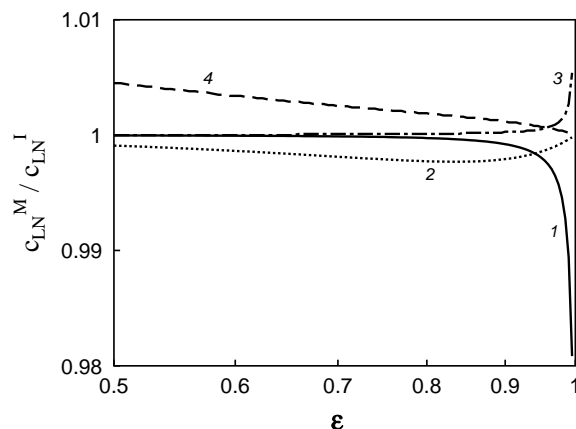


Рис. 4. Відношення двох оцінок низькочастотної швидкості звуку в дисперсній суміші

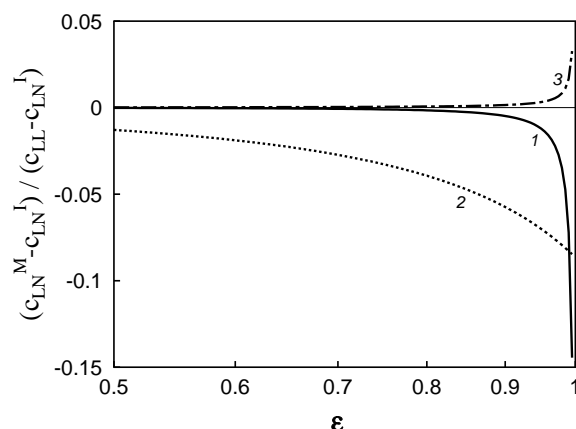


Рис. 5. Похибка при обчисленні нормованого дисперсійного стрибка для $\omega \rightarrow 0$

12. *Олійник В. Н.* Термічні дисперсія й дисипація звуку в концентрованих дисперсних рідких та газорідких середовищах // Акуст. вісн.– 2001.– **4**, N 4.– С. 51–63.
13. *Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М.* Курс общей физики. Механика и молекулярная физика.– М.: Наука, 1965.– 384 с.
14. *Стретт Дж. В. (лорд Рэлей)* Теория звука: том 2.– М.: ГИФМЛ, 1955.– 475 с.
15. *Чайлдс У.* Физические постоянные.– М.: Физматгиз, 1962.– 80 с.
16. *Кэй Дж., Лэби Т.* Таблицы физических и химических постоянных.– М.: ГИФМЛ, 1962.– 247 с.