

релаксации за ней возможно при помощи изменения геометрической формы каверны. Эффективное снижение теплообмена в указанных областях достигается оттеснением в поток от поверхности теплообмена крупных энергосодержащих вихрей, зарождающихся у наружной границы свободного сдвигового слоя и, хотя область сильно завихренного пристенного течения в целом увеличивается (см. рис. 1, *г*, *д*), у поверхности теплообмена оказываются лишь мелкомасштабные вихри, ускоряющие переход течения в равновесное состояние. Такое внешнее воздействие на характеристики турбулентного переноса в местах присоединения потока может быть организовано разными известными способами, например при помощи вдува, отсоса, тепловой завесы. Предлагаемый в данной работе способ (рис. 6) отличается простотой и может быть использован в практических приложениях при оптимизации формы искажения на стенке канала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1972—1973.— Т. 1—3.
2. Гогиш Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения.— М.: Наука, 1979.
3. Желтоводов А. А. Анализ свойств двумерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях // Исследования пристенных течений вязкого газа.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
4. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 28—83).
5. Charwat A. F., Dewey C. F., Roos J. N. An investigation of separated flows. Part II: Flow in the cavity and heat transfer // J. Aerospace Sci.— 1961.— V. 28, N 7.
6. Settles G. S., Vaca B. K., Williams D. R., Bogdonoff S. M. A study of reattachment of a free shear layer in compressible turbulent flow.— N. Y., 1980.— (Paper/AIAA; N 1408).
7. Хаякава К., Смитс А. Дж., Богдонов С. М. Экспериментальное исследование характеристик турбулентности в присоединяющемся сдвиговом слое в сжимаемом газе // Аэрокосмич. техника.— 1984.— Т. 2, № 12.
8. Зауличный Е. Г., Трофимов В. М. Исследование теплообмена в отрывных областях, обтекаемых сверхзвуковым потоком в сопле Лавала // ПМТФ.— 1986.— № 1.
9. Зайковский В. Н., Зауличный Е. Г. и др. Экспериментальное исследование локальных коэффициентов теплообмена на стенках клапанного устройства // ПМТФ.— 1982.— № 2.
10. Эмери, Садунас, Лол. Теплообмен и распределение давления при обтекании углубления // Теплопередача.— 1967.— № 1.
11. Нестлер, Сайда, Оксер. Теплопередача к поверхностям ступенек и полостей в гиперзвуковом турбулентном потоке // РТК.— 1969.— № 7.
12. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое.— М.: Энергия, 1972.
13. Солнцев В. П., Лужанский Б. Е., Крюков В. Н. Исследование теплообмена в турбулентных отрывных зонах в окрестности уступов // Тепло-и массообмен.— Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР, 1972.— Т. 1.

Поступила 28/III 1986 г.

УДК 534.2 : 532.529

СКОРОСТЬ И ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ. РОЛЬ ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Д. А. Губайдуллин, А. И. Ивандаев
(Москва)

Изучению распространения акустических возмущений в одно- и двухкомпонентных двухфазных средах типа газозвесь посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [1—13]. В [1—3] исследовано распространение возмущений малой, в [4, 5] возмущений конечной амплитуды в смесях пара или газа с каплями жидкости. Дисперсия и поглощение слабых звуковых волн в смесях инертного газа с каплями жидкости и ее паром изучались в [6—12]. Работа [13] посвящена анализу распространения возмущений конечной амплитуды в туманах. Влияние нестационарных эффектов вза-

взаимодействия фаз на распространение высокочастотных возмущений в однокомпонентных смесях пара с каплями исследовано в [2, 3]. В данной работе изучаются дисперсия и затухание звука в одно- и двухкомпонентных газок капельных смесях.

1. Основные уравнения движения и состояния. При условии акустической однородности рассматриваемой монодисперсной смеси для изучения явления используем модель двухскоростного и трехтемпературного континуума [14]. Запишем линеаризованные уравнения плоского одномерного движения при наличии фазовых превращений. В системе координат, относительно которой невозмущенная смесь покоится, уравнения сохранения масс и импульсов фаз имеют следующий вид:

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho'_i}{\partial t} + \rho_{10} \frac{\partial v'_i}{\partial x} = -nj_{V\Sigma}, \quad \frac{\partial \rho'_V}{\partial t} + \rho_{V0} \frac{\partial v'_1}{\partial x} = -nj_{V\Sigma}, \quad \frac{\partial \rho'_2}{\partial t} + \rho_{20} \frac{\partial v'_2}{\partial x} = nj_{\Sigma},$$

$$\rho_{10} \frac{\partial v'_1}{\partial t} + \frac{\partial p'_1}{\partial x} + nf = 0, \quad \rho_{20} \frac{\partial v'_2}{\partial t} = nf,$$

$$\rho_{10} = \alpha_{10}\rho_{10}^0, \quad \rho_{20} = \alpha_{20}\rho_{20}^0, \quad \alpha_{10} + \alpha_{20} = 1, \quad \alpha_{20} = \frac{4}{3} \pi a_0^3 n,$$

$$\rho_1 = \rho_V + \rho_G, \quad p_1 = p_V + p_G,$$

где ρ , ρ^0 , v , p — приведенная и истинная плотности, скорость и давление; α — объемное содержание; n — число частиц в единице объема; f — сила, действующая со стороны несущей фазы на отдельную каплю; $j_{V\Sigma}$ — диффузионный поток пара к поверхности капли Σ ; l_{Σ} — интенсивность конденсации на поверхности индивидуальной капли. Здесь и далее индексы 1 и 2 относятся к параметрам газообразной и взвешенной фаз, V и G — к параметрам парового и газового компонентов несущей фазы, штрихи обозначают возмущения параметров, индекс 0 — начальное невозмущенное состояние.

Уравнения притока тепла к газовой фазе, каплям и поверхности отдельной капли могут быть записаны как

$$(1.2) \quad \rho_{V0} \frac{\partial i'_V}{\partial t} + \rho_{G0} \frac{\partial i'_G}{\partial t} = \alpha_{10} \frac{\partial p'_1}{\partial t} - nq_{1\Sigma}, \quad \rho_{20} \frac{\partial u'_2}{\partial t} = -nq_{2\Sigma},$$

$$q_{1\Sigma} + q_{2\Sigma} = -j_{\Sigma}l,$$

где i , u , l — удельные энтальпия, внутренняя энергия и теплота парообразования; $q_{j\Sigma}$ — интенсивность теплообмена j -й фазы с поверхностью капли ($j = 1, 2$). Будем предполагать, что теплофизические параметры газообразной фазы определяются по параметрам пара и газа:

$$(1.3) \quad R_1 = k_V R_V + k_G R_G, \quad c_{p1} = k_V c_{pV} + k_G c_{pG}, \\ \lambda_1 = k_V \lambda_V + k_G \lambda_G, \quad \mu_1 = k_V \mu_V + k_G \mu_G.$$

Здесь R , c_p , λ и μ — газовая постоянная, теплоемкость при постоянном давлении, коэффициенты теплопроводности и динамической вязкости; k_V и k_G — концентрации пара и газа в несущей фазе смеси:

$$(1.4) \quad k_V = \rho_V/\rho_1, \quad k_G = \rho_G/\rho_1, \quad k_V + k_G = 1.$$

Предполагается, что компоненты газообразной фазы — калорически совершенные газы*. Тогда линеаризованные уравнения состояния пара и газовой смеси в целом запишутся следующим образом:

$$(1.5) \quad \frac{p'_V}{p_{V0}} = \frac{\rho'_V}{\rho_{V0}^0} + \frac{T'_1}{T_0}, \quad i'_V = c_{pV} T'_1, \\ \frac{p'_1}{p_{10}} = \frac{\rho'_1}{\rho_{10}^0} + \frac{T'_1}{T_0} + \frac{R'_1}{R_{10}}$$

* Следует подчеркнуть, что при $R_V \neq R_G$ и наличии фазового превращения смесь пара и газа не является калорически совершенным газом в силу зависимости R_1 от k_V в соответствии с (1.3).

(T — температура). Уравнения состояния несжимаемой дисперсной фазы:

$$(1.6) \quad \rho_2' = 0, \quad u_2' = c_2 T_2', \quad u_2' = c_2 T_2'$$

(c_2 — удельная теплоемкость конденсированной фазы).

Вдоль линии фазового равновесия справедливо дифференциальное уравнение Клапейрона — Клаузиуса [14]

$$(1.7) \quad \frac{dT_S(p_V)}{dp_V} = \frac{T_S(p_V)(1 - \rho_V^0/\rho_2^0)}{l\rho_V^0}$$

(индекс S относится к параметрам на линии насыщения).

Далее будем исследовать решения системы линейных уравнений (1.1)–(1.7), имеющие вид прогрессивных волн для возмущений ψ' :

$$(1.8) \quad \psi' \sim \exp i(K_*x - \omega t) = \exp(-\bar{K}_{**}x) \exp i(Kx - \omega t)$$

$$(K_* = K + iK_{**}, C_p = \omega/K, C_g = d\omega/dK, \sigma = 2\pi K_{**}/K),$$

где i — мнимая единица; K_* — комплексное волновое число; \bar{K}_{**} — линейный коэффициент затухания; C_p и C_g — фазовая и групповая скорости; σ — декремент затухания на длине волны.

2. Нестационарные эффекты межфазного взаимодействия. При распространении звуковой волны термодинамическое равновесие между фазами смеси периодически нарушается в областях сжатия и разрежения. Между фазами происходит нестационарный обмен массой, импульсом и энергией.

Анализ результатов [2] показывает, что при $\alpha_{20} \ll 1$, $\rho_2^0 \gg \rho_1^0$ (разреженная взвесь при умеренных давлениях) основными силами, действующими на индивидуальную частицу дисперсной фазы, являются силы Стокса и Бассэ. Для возмущений типа (1.8) выражение для суммарной силы f запишем как

$$(2.1) \quad \frac{nf}{\rho_{20}} = \frac{v_1' - v_2'}{\tau_v^*}, \quad \tau_v^* = \tau_v \left[1 + \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega\tau_{\mu 1})^{1/2} \right]^{-1},$$

$$\tau_v = \frac{2}{9} \frac{\rho_{20}^0 a^2}{\mu_1} = \frac{2}{9} \frac{\rho_{20}^0}{\rho_{10}^0} \tau_{\mu 1}, \quad \tau_{\mu 1} = \frac{\rho_{10}^0 a^2}{\mu_1} (\tau_v \gg \tau_{\mu 1}, \rho_{20}^0 \gg \rho_{10}^0).$$

Здесь $\tau_{\mu 1}$ — характерное время установления квазистационарного распределения скорости в газообразной фазе; τ_v — стоксово время релаксации скоростей фаз; τ_v^* — его комплексный аналог. Отличие τ_v^* от стоксова времени становится заметным при частотах $\tau_{\mu 1}^{-1} < \omega \ll \omega_c$ ($\omega_c = 2\sqrt{\alpha_{20}} \pi C_1/a$ — характерная частота колебаний, длина волны которых сравнима с расстоянием между включениями, C — скорость звука).

Число Прандтля газообразной фазы $Pr \sim 1$, поэтому нестационарные эффекты теплообмена проявляются при тех же частотах колебаний, что и нестационарные эффекты межфазного силового взаимодействия. Зависимости потоков $q_{j\Sigma}$ ($j = 1, 2$) от частоты колебаний ω имеют вид [15]

$$(2.2) \quad \frac{nq_{1\Sigma}}{\rho_{10}^0 c_{p1}} = \frac{T_1' - T_\Sigma'}{\tau_{T1}^*}, \quad \frac{nq_{2\Sigma}}{\rho_{20}^0 c_2} = \frac{T_2' - T_\Sigma'}{\tau_{T2}^*},$$

$$\tau_{T1}^* = \frac{1}{3} \frac{\alpha_{10}}{z_{20}} \tau_{\lambda 1} \eta_1(z_1), \quad \tau_{T2}^* = \frac{1}{15} \tau_{\lambda 2} \eta_2(z_2),$$

$$\eta_1(z_1) = \frac{1}{1+z_1}, \quad \eta_2(z_2) = \frac{5[3z_2 - (3+z_2^2)\text{th} z_2]}{z_2^2(\text{th} z_2 - z_2)},$$

$$z_j = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega\tau_{\lambda j})^{1/2}, \quad \tau_{\lambda j} = \frac{a^2}{\kappa_j}, \quad \kappa_j = \frac{\hat{\nu}_j}{\rho_{j0}^0 c_j}, \quad j = 1, 2,$$

где τ_{Tj}^* — комплексное время релаксации температуры в j -й фазе, определяемое характерным временем $\tau_{\lambda j}$ и частотой ω ; κ — коэффициент температуропроводности.

Число Шмидта $Sc \sim Pr$, поэтому при учете указанных выше нестационарных эффектов следует учитывать и нестационарность массообмена. Согласно [15], зависимость интенсивности диффузионного потока пара к поверхности раздела фаз $j_{V\Sigma}$ от ω получена из решения сферически-симметричной задачи о диффузионном массообмене индивидуальной капли с парогазовой смесью в слабой монохроматической волне [6]:

$$(2.3) \quad \frac{n_{jV\Sigma}}{\alpha_{20} \rho_{10}^0} = \frac{1}{\tau_p^*} \frac{p'_V - p'_{V\Sigma}}{p_{10}}.$$

Здесь τ_p^* — комплексное время релаксации парциального давления пара, определяемое характерным временем τ_d и ω :

$$(2.4) \quad \tau_p^* = \frac{1}{3} \frac{R_V}{R_{10}} (1 - k_{V0}) \tau_d \Phi(y),$$

$$\tau_d = \frac{a^2}{D_1}, \quad \Phi(y) = \frac{1}{1+y} \left(y = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_d)^{1/2}, |\Phi(y)| \leq 1 \right).$$

Время τ_p^* близко к своему квазистационарному действительному значению $\tau_p = (R_V/3R_{10})(1 - k_{V0})\tau_d$ при частотах $\omega \tau_d < 10^{-2}$.

Если фазовые превращения на границе раздела фаз протекают неравновесно, то давление пара на границе $p_{V\Sigma}$ отличается от давления насыщения $p_{VS}(T_\Sigma)$ (или, что то же самое, температура поверхности капли T_Σ отличается от температуры насыщения $T_S(p_{V\Sigma})$). Интенсивность неравновесной конденсации на поверхности раздела фаз может быть задана с помощью формулы Герца—Кнудсена—Ленгмюра [14]

$$(2.5) \quad \frac{n_{j\Sigma}}{\alpha_{20} \rho_{10}^0} = \frac{1}{\tau_\beta} \frac{p'_{V\Sigma} - p'_{VS}}{p_{10}}, \quad \tau_\beta = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma_V}} \frac{\gamma_1 C_V a}{\beta C_1^2},$$

где τ_β — характерное время выравнивания парциальных давлений пара на межфазной границе, зависящее от значения коэффициента аккомодации β ; γ — показатель адиабаты. Из условия баланса массы на поверхности капли имеем

$$(2.6) \quad j_{V\Sigma} = j_\Sigma.$$

Система уравнений (1.1)—(1.7), (2.4)—(2.6) замкнута и может быть применена для изучения распространения акустических возмущений в смесях инертного газа с паром и каплями жидкости.

3. **Оценки перепадов давлений и температур.** Из соотношений (2.3), (2.5), (2.6) следует уравнение, связывающее парциальные давления пара p_V , $p_{V\Sigma}$, p_{VS} :

$$(3.1) \quad \frac{p_V - p_{V\Sigma}}{\tau_p^*} = \frac{p_{V\Sigma} - p_{VS}}{\tau_\beta}.$$

Используем (3.1) для сравнения характерных перепадов $|p_V - p_{V\Sigma}|$ и $|p_{V\Sigma} - p_{VS}|$, реализующихся при акустическом воздействии на парогазовзвесь. В соответствии с (2.4), (2.5) имеем

$$\frac{\tau_\beta}{|\tau_p^*|} = \frac{\sqrt{2\pi}}{\beta} \sqrt{\frac{\gamma_1 R_{10}}{R_V}} \left(\frac{L}{a} \right) \frac{(1 - k_{V0})}{|\Phi(y)|}$$

($L \sim D_1/C_1$ — длина свободного пробега молекул в газообразной фазе). Для атмосферного тумана с $L \sim 10^{-8}$, $k_{V0} \ll 1$ и размером капель $a \sim 10^{-6}$ м при обычно рекомендуемых значениях коэффициента аккомодации $\beta \sim 10^{-2}$ величина отношения $\tau_\beta/|\tau_p^*| \geq 1$ при любых частотах колебаний. Тогда во всем диапазоне частот $0 < \omega \ll \omega_c$ перепад харак-

терных давлений $|p_{V\Sigma} - p_{VS}|$ всегда больше или равен перепаду $|p_V - p_{V\Sigma}|$. В связи с этим неравновесность межфазной границы, связанная с отличием p_{VS} от $p_{V\Sigma}$, должна быть существенна при любых частотах колебаний. Отметим, что при $\beta \sim 1$ указанная неравновесность будет проявляться лишь при высоких частотах, когда $|\varphi(y)| \sim 10^{-2}$.

Для сравнения характерных перепадов температур $|T_1 - T_\Sigma|$, $|T_2 - T_\Sigma|$, $|T_\Sigma - T_S|$ воспользуемся другой записью соотношения Герца—Кнудсена—Ленгмюра [14]:

$$(3.2) \quad \frac{n_{i\Sigma} l}{\alpha_{20} \rho_{10}^0 c_{p1}} = \frac{T_S - T_\Sigma}{\tau_{\Sigma i}}, \quad \tau_{\Sigma i} = \frac{(1 - \rho_{V0}^0 / \rho_{20}^0)}{3(\gamma_1 - 1)} \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma_V}} \frac{a C_V C_1^2}{\beta l^2 k_{V0}},$$

где τ_Σ — время релаксации температур на межфазной поверхности, связанное с временем релаксации давлений τ_β соотношением

$$(3.3) \quad \tau_\Sigma = \frac{(1 - \rho_{V0}^0 / \rho_{20}^0)}{(\gamma_1 - 1)} \frac{C_1^4}{\gamma_1 l^2 k_{V0}} \tau_\beta.$$

С учетом (2.2), (3.2) уравнение притока тепла к поверхности капли (см. (1.2)) можно записать в виде

$$(3.4) \quad \frac{T_1 - T_\Sigma}{\tau_{\Sigma 1}^*} = \frac{T_2 - T_2}{\tau_{\Sigma 2}^*} + \frac{T_\Sigma - T_S}{\tau_\Sigma},$$

$$\tau_{\Sigma 1}^* = \left(\frac{\alpha_{20}}{\alpha_{10}} \right) \tau_{T1}^* = \frac{1}{3} \tau_{\lambda 1} \eta_1(z_1), \quad \tau_{\Sigma 2}^* = \frac{\rho_{10}^0 c_1}{\rho_{20}^0 c_2} \tau_{T2}^* = \frac{\rho_{10}^0 c_1 a^2}{45 \lambda_2} \eta_2(z_2).$$

Для отношения абсолютных величин $\tau_{\Sigma 1}^*$, $\tau_{\Sigma 2}^*$ обычно справедлива оценка

$$(3.5) \quad \frac{|\tau_{\Sigma 2}^*|}{|\tau_{\Sigma 1}^*|} = \frac{1}{5} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) \frac{|\eta_2|}{|\eta_1|} \ll 1, \quad (|\eta_2| < |\eta_1|, \lambda_1 \ll \lambda_2).$$

Отношение характерных времен τ_Σ и $|\tau_{\Sigma 2}^*|$ в парогазокапельной смеси в отличие от изученного случая однокомпонентной паровзвеси [3] зависит не только от теплофизических параметров фаз, но и от начальной концентрации пара:

$$(3.6) \quad \frac{\tau_\Sigma}{|\tau_{\Sigma 2}^*|} = \frac{15}{\beta k_{V0}} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \left(\frac{C_V}{C_1} \right) \left(\frac{C_1^2}{l} \right)^2 \left(\frac{L}{a} \right) \frac{1}{|\eta_2|}.$$

Для атмосферного тумана, представляющего собой смесь воздуха с паром и каплями воды размером $a \sim 10^{-6}$ м при нормальных давлении и температуре, когда $\lambda_2/\lambda_1 \sim 20$, $l/C_1^2 \sim 25$, $L \sim 10^{-8}$ м и $k_{V0} \sim 10^{-2}$, отношение $\tau_\Sigma/|\tau_{\Sigma 2}^*| \sim 10^{-1}/\beta(\eta_2)$. Поэтому при $\beta \sim 10^{-2}$ отношение $\tau_\Sigma/|\tau_{\Sigma 2}^*| \gg 1$ при любых частотах колебаний. Таким образом, для двухкомпонентной двухфазной смеси справедливы сравнительные оценки, полученные из уравнения (3.4) с учетом (3.5), (3.6):

$$|T_2 - T_\Sigma| \ll |T_\Sigma - T_S| < |T_1 - T_\Sigma|.$$

Следовательно, для атмосферного тумана (смесь воздуха с паром и каплями воды) неоднородность температур внутри капель (отличие T_2 от T_Σ) обычно мала по сравнению с неоднородностью температур в газовой фазе (отличие T_1 от T_Σ) и в противоположность случаю однокомпонентной паровзвеси может быть малой по сравнению с неравновесностью межфазной поверхности (отличие T_Σ от T_S).

4. Дисперсионные соотношения. Используем безразмерные параметры, характеризующие состав смеси и физические свойства фаз:

$$m = \frac{\rho_{20}}{\rho_{10}}, \quad m^{\circ} = \frac{\rho_{20}^{\circ}}{\rho_{10}^{\circ}}, \quad r = \frac{\rho_{10}^{\circ}}{\rho_{20}^{\circ}}, \quad \bar{c}_1 = \frac{c_{21}}{\gamma_1 R_{10}} = \frac{1}{(\gamma_1 - 1)}, \quad c_2 = \frac{c_2}{\gamma_1 R_{10}},$$

$$\bar{l} = \frac{l}{C_1^2}, \quad b = \frac{R_V}{R_{10}}, \quad h = 1 - r + (1 - k_{V0}) \left(\frac{R_V - R_G}{R_{10}} \right).$$

Из условия существования у системы линейных уравнений (1.1)–(1.7), (2.1)–(2.6) нетривиального решения вида (1.8) можно получить дисперсионную зависимость волнового числа от частоты возмущений

$$(4.1) \quad (C_1 K_{*}/\omega)^2 = V(\omega) D(\omega),$$

$$V(\omega) = 1 + m \frac{F_1 - F_2}{F_3 + mF_2}, \quad D(\omega) = 1 + m \frac{\gamma_1 G_1 + (\gamma_1 - 1) G_2}{G_3 - mG_1}.$$

Здесь $V(\omega)$, $D(\omega)$ — комплексные функции, описывающие дисперсионные и диссипативные эффекты из-за межфазного обмена импульсом и межфазного теплообмена соответственно. При отсутствии частиц, когда $m = 0$, имеем $V(\omega) = D(\omega) = 1$, т. е. дисперсии и абсорбции в газе без частиц нет. Функции $V(\omega)$ и $D(\omega)$ зависят от частоты и теплофизических параметров фаз через выписанные ниже функции F_j , G_j ($j = 1, 3$) и W_i ($i = 1, 4$):

$$(4.2) \quad F_1 = 1 - c, \quad F_2 = r [1 - r (i\omega\tau_v^*)], \quad F_3 = 1 - (i\omega\tau_v^*),$$

$$G_1 = bk_{V0}(hW_3 - \bar{l}W_2),$$

$$G_2 = [1 - (r + h)k_{V0}] bm\bar{c}_2 + \gamma_1 \frac{\bar{l}k_{V0}}{(1 - rk_{V0})} (\bar{l} - hc_1^*) W_2 - m^{\circ} \bar{c}_2 W_4,$$

$$G_3 = m \left[(1 - rk_{V0}) bW_3 - bk_{V0} \bar{l}W_2 + \gamma_1 \frac{\bar{l}^2 k_{V0}}{(1 - rk_{V0})} W_1 W_2 \right] - m^{\circ} W_3 W_4,$$

$$W_1 = 1 - (i\omega\tau_{T1}^*), \quad W_2 = 1 - (i\omega\tau_{T2}^*),$$

$$W_3 = m\bar{c}_2 W_1 + \bar{c}_1 W_2, \quad W_4 = i\omega(\tau_{\beta}^* + \tau_{\Sigma}).$$

При предельном переходе $k_{V0} \rightarrow 1$ дисперсионная зависимость (4.1), (4.2) согласуется с зависимостью [2], соответствующей случаю однокомпонентной смеси пара с каплями*. Дисперсионное соотношение для смеси газа с частицами при отсутствии фазовых превращений [3] получается из (4.1), (4.2) при предельном переходе $k_{V0} \rightarrow 0$.

Из анализа (4.1), (4.2) с учетом оценок (3.5), (3.6) следует, что неравновесность фазового превращения начинает сказываться при частотах, когда

$$(4.3) \quad W|\eta_2| \leq 1, \quad W = \frac{\beta k_{V0}}{15} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) \left(\frac{R_{10}}{R_V} \right) \left(\frac{l}{C_1^2} \right)^2 \left(\frac{a}{L} \right).$$

Чтобы оценить характерные частоты колебаний, удовлетворяющих условию (4.3) для $|\eta_2|$, можно использовать асимптотические формулы [15]. Тогда в случае малых частот ($\omega\tau_{\lambda 2} < 10$), когда $|\eta_2| \sim 1$, условие (4.3) принимает вид $W \leq 1$. При больших частотах колебаний ($\omega\tau_{\lambda 2} > 10^3$) имеет место асимптотика $|\eta_2| \sim 10(\omega\tau_{\lambda 2})^{-1/2}$ и из (4.3) $(\omega\tau_{\lambda 2})^{1/2} \geq 10W$.

Таким образом, неравновесность процессов испарения и конденсации в двухкомпонентной смеси ($k_{V0} < 1$) будет проявляться при более низких частотах колебаний, чем в однокомпонентной ($k_{V0} = 1$). Отметим, что при формальном предельном переходе $\hat{r} \rightarrow \infty$ ($\tau_{\beta}, \tau_{\Sigma} \rightarrow 0$) из (4.1),

* Вид зависимости (4.1), (4.2) полностью совпадает с видом зависимости [2] при замене τ_{β} на τ_{Σ} с помощью (3.3).

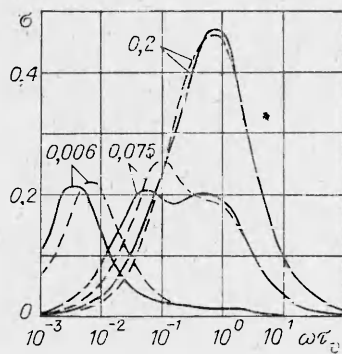


Рис. 1

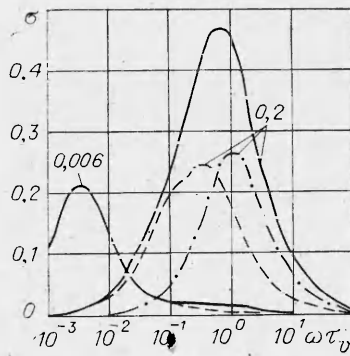


Рис. 2

(4.2) может быть получено более простое дисперсионное соотношение, применимое согласно (4.3) для описания распространения возмущений с частотами, при которых $W|\eta_2| > 1$, т. е. межфазный массообмен происходит квазиравновесно.

Выражения для равновесной C_e и замороженной C_f скоростей звука в парогазокапельной смеси могут быть соответственно получены из дисперсионного соотношения (4.1), (4.2) при предельных переходах $\omega \rightarrow 0$ и ∞ :

$$(4.4) \quad C_e = C_1 \left[\frac{\gamma_e}{(1+m)\gamma_1} \right]^{1/2}, \quad C_f = C_1,$$

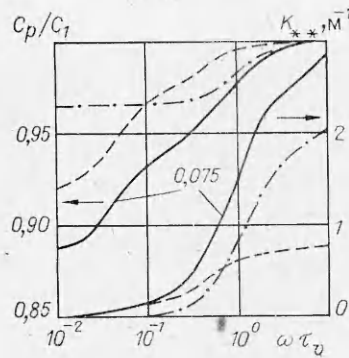
$$\gamma_e = \frac{k_{v0} + (1 - rk_{v0}) [1 - (r+h)k_{v0}] (\bar{c}_1 + m\bar{c}_2) b / (\gamma_1 \bar{l}^2)}{k_{v0} + (1 - rk_{v0}) \left[(1 - rk_{v0}) \left(\frac{\bar{c}_1}{\gamma_1} + m\bar{c}_2 \right) b - \left(b + \frac{h}{(1 - rk_{v0})} \right) \bar{l} k_{v0} + \frac{hb k_{v0}}{\gamma_1} \right] / (\gamma_1 \bar{l}^2)}.$$

Выражения для C_e в однокомпонентной смеси с фазовыми превращениями (пар с каплями) и в смеси без фазовых превращений (газ с твердыми частицами) следуют из (4.4) при предельных переходах $k_{v0} \rightarrow 1$ и 0 соответственно. В случае $m = 0$ и $k_{v0} = 0$, когда дисперсная фаза и паровой компонент газообразной фазы отсутствуют, $C_e = C_1$.

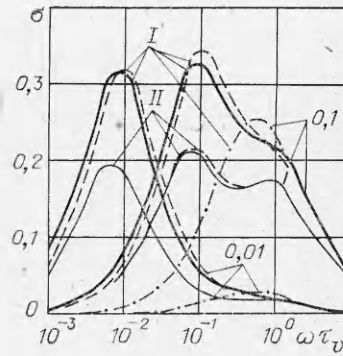
5. Некоторые результаты. Дисперсионные кривые, рассчитанные с помощью (4.1), (4.2) для смеси воздуха с паром и каплями воды радиуса $a = 2 \cdot 10^{-6}$ м при давлении газообразной фазы $p_{10} = 0,1$ МПа, приведены на рис. 1—5. Кривые рис. 1—3 отвечают значениям концентрации пара в несущей фазе $k_{v0} = 0,8 \cdot 10^{-2}$ ($T_0 = T_S(k_{v0}) = 280$ К). Цифры у кривых показывают значения массового содержания капель в смеси m .

На рис. 1 показано влияние массового содержания капель на вид зависимостей декремента затухания на длине волны σ от безразмерной частоты колебаний $\omega\tau_v$. Штриховые и сплошные линии соответствуют случаям квазиравновесного ($\beta = \infty$, $\tau_\beta = 0$) и неравновесного ($\beta = 0,04$) массообмена. Видно, что при данной концентрации пара неравновесность фазового превращения сказывается при $\omega\tau_v \leq 1$ *. Влияние неравновесности массообмена зависит от m . Для $m = 0,006$ ее учет приводит к заметному сдвигу экстремума кривой $\sigma(\omega\tau_v)$ в область низких частот. Для $m = 0,2$ вклад неравновесных эффектов менее заметен. При малых массовых содержаниях дисперсной фазы величина максимального значения коэффициента σ слабо зависит от m . Так, изменение m от 0,006 до 0,075, т. е. почти на порядок, фактически не приводит к изменению σ_{\max} .

* В соответствии с оценкой (4.3) эффекты неравновесности массообмена должны сказываться при любых частотах колебаний, однако на рис. 1 их влияние заметно лишь при $\omega\tau_v \leq 1$. Это связано с тем, что при более высоких частотах относительный вклад массообмена в диссипацию мал по сравнению с вкладом межфазного трения.



Р и с. 3



Р и с. 4

Характерной особенностью одно- и двухкомпонентных газочапельных смесей с фазовыми превращениями является то, что зависимость декремента затухания σ от $\omega\tau_v$ может иметь два ярко выраженных максимума (рис. 4). Один из них обусловлен диссипацией из-за межфазного трения и реализуется при $\omega\tau_v \sim 1$, другой наблюдается при $\omega\tau_v \sim m$ и связан с эффектами диссипации из-за неравновесного межфазного теплообмена. Рассмотрим индивидуальный вклад межфазных трения и теплообмена в дисперсию и диссипацию. Вклад трения (штрихпунктирные линии) и теплообмена (штриховые) в обозначенные сплошными линиями суммарные коэффициент затухания σ , фазовую скорость C_p и линейный коэффициент K_{v0} представлен на рис. 2, 3. Видно, что при малых массовых содержаниях капель ($m = 0,006$) вид зависимости $\sigma(\omega\tau_v)$ определяется межфазным теплообменом (при $\omega\tau_v \leq 10^{-1}$ штриховая линия совпадает со сплошной, рис. 2). С увеличением m влияние трения на дисперсию и диссипацию возмущений возрастает (рис. 2, 3). Тем не менее всегда существует область не очень больших значений m , размер которой зависит от k_{v0} и теплофизических свойств фаз, где затухание низкочастотных сигналов ($\omega\tau_v \ll 1$) в основном определяется межфазным теплообменом.

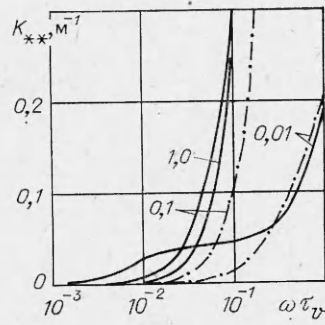
Анализ процессов межфазного взаимодействия в парогазочапельных средах с малым массовым содержанием частиц ($m \ll 1$) показывает, что кроме характерного времени τ_v (2.1) существует еще одно характерное время межфазного теплообмена

$$(5.1) \quad \tau_m = \frac{3}{2} \frac{\tau_v}{m} \left[\frac{\gamma_1 \bar{l}^2 k_{v0} Pr + (1 - k_{v0}) b \bar{c}_1 Sc + \frac{2c_1}{3r} \frac{\tau_\beta}{\tau_v}}{\gamma_1 \bar{l}^2 k_{v0} + (1 - k_{v0}) b \bar{c}_1} \right], \quad 0 < m \ll 1.$$

Вклад теплообмена в дисперсию и диссипацию возмущений начинает проявляться при $\omega\tau_m \sim 10^{-1}$, вклад межфазного трения — при $\omega\tau_v \sim 10^{-1}$. Обычно $Pr, Sc \sim 1$, тогда при $\tau_\beta = 0$, согласно (5.1), имеем $\tau_m \sim \tau_v/m$, т. е. $\tau_m \gg \tau_v$. При $\omega\tau_m \sim 1$ парогазочапельная смесь равновесна по скоростям ($v_1 \sim v_2$), но неравновесна как по характерным температурам ($T_1 \neq T_2 \neq T_\Sigma$), так и по концентрациям пара в парогазовой смеси ($k_{v\Sigma} \neq k_v$). Основное влияние на дисперсию и диссипацию возмущений при этих частотах оказывает межфазный теплообмен. С увеличением частоты относительный вклад теплообмена уменьшается. При $\omega\tau_v \geq 1$ основной вклад вносит межфазное трение.

Влияние неравновесности фазового превращения на зависимость $\sigma(\omega\tau_v)$ при различных k_{v0} и m показано на рис. 4. Кривые I и II соответствуют $k_{v0} = 0,1$ и 1 , $T_0 = 327$ и 373 К, штриховые и сплошные — равновесному ($\beta = \infty$) и неравновесному ($\beta = 0,04$) фазовым превращениям. Для $k_{v0} = 0,1$ ($T_0 = 327$ К) приведены кривые, отвечающие случаю замороженного массообмена (штрихпунктирные). Видно, что влия-

ние неравновесности массообмена (отличие T_Σ от T_S) на зависимость $\sigma(\omega\tau_v)$ с ростом k_{V0} уменьшается. В случае однокомпонентной среды ($k_{V0} = 1$, линии II) влияние неравновесных эффектов массообмена на зависимость $\sigma(\omega\tau_v)$ более слабое. Отметим, что для $m \sim 0,01$ при $k_{V0} = 1$ и $0,8 \cdot 10^{-2}$ максимальное значение коэффициента σ примерно одно и то же: $\sigma_{\max} \sim 0,2$ (см. рис. 1). Это связано с тем, что при $m = 0,01$ зависимость $\sigma(k_{V0})$ имеет экстремум $\sigma_{\max} \sim 0,3$, соответствующий $k_{V0} \sim 0,1$ ($T_0 = 327$ К).



Р и с. 5

Характерные зависимости \bar{K}_{**} от $\omega\tau_v$ при $k_{V0} = 0,1$ приведены на рис. 5. Сплошные линии — $\beta = 0,04$, штрихпунктирные — $\beta = 0$. Видно, что при $\omega\tau_v \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ возмущения в смеси с $m = 10^{-2}$ затухают значительно сильнее, чем с смесями с существенно более высокими массовыми содержаниями дисперсной фазы ($m \sim 0,1 - 1$). Более тщательный анализ показывает, что при наличии фазовых превращений коэффициент затухания низкочастотных ($\omega\tau_v \ll 1$) возмущений немонотонно зависит от m . Так, зависимость $\bar{K}_{**}(m)$ для $\omega\tau_v \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ имеет максимум при $m = 10^{-2}$ ($m = 0$, $K_{**} = 0$; $m = 1$, $K_{**} \sim 0 - 0,005$). При $\omega\tau_v \sim 10^{-2}$ интенсивность затухания во взвесах с фазовыми превращениями может на несколько порядков превышать затухание в газе с твердыми частицами, где эти превращения отсутствуют (рис. 5).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивандаев А. И. Распространение малых возмущений в двухфазных смесях пара с каплями // Акуст. журн. — 1978. — Т. 24, № 1.
2. Гумеров Н. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Дисперсия и диссипация акустических волн в газовзвесах // ДАН СССР. — 1983. — Т. 272, № 3.
3. Гумеров И. А., Ивандаев А. И. Особенности распространения высокочастотных акустических возмущений в паро- и газовзвесах // ПМТФ. — 1985. — № 6.
4. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение длинноволновых возмущений конечной амплитуды в газовзвесах // ПМТФ. — 1980. — № 5.
5. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение возмущений конечной амплитуды в газовзвесах // Акуст. журн. — 1981. — Т. 27, № 6.
6. Губайдуллин Д. А. О влиянии тепломассообмена на распространение звуковых волн в парогасокапельных системах // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика. — 1987. — № 1.
7. Азаматов А. Ш., Шаганов В. Ш. Распространение малых возмущений в парогасокапельной среде // Акуст. журн. — 1981. — Т. 27, № 2.
8. Cole J. E., Dobbins R. A. Propagation of sound through atmospheric fog // J. Atmos. Sci. — 1970. — V. 27, N 3.
9. Cole J. E., Dobbins R. A. Measurements of attenuation and dispersion of sound by a warm air fog // J. Atmos. Sci. — 1971. — V. 28, N 2.
10. Marble F. E., Wooten D. C. Sound attenuation in a condensing vapor // Phys. Fluids. — 1970. — V. 13. — N 11.
11. Marble F. E., Candel S. M. Acoustic attenuation in fans and ducts by vaporization of liquid droplets // AIAA J. — 1975. — V. 13, N 5. Рус. пер. // ПТК. — 1975. — Т. 13, № 5.
12. Davidson G. A. Sound propagation in fogs // J. Atmos. Sci. — 1975. — V. 32, N 11.
13. Davidson G. A. A Burgers' equation for finite amplitude acoustics in fogs // J. Sound and Vibr. — 1976. — V. 45, N 4.
14. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. — М.: Наука, 1978.
15. Ивандаев А. И. Коэффициенты межфазного тепломассообмена в двухфазных дисперсных средах при воздействии акустических полей // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика. — 1985. — № 1.

Поступила 7/IV 1986 г.