Д. А. Губайдуллин, А. И. Ивандаев, Распространение акустических возмущений в полидисперсных туманах, *ТВТ*, 1992, том 30, выпуск 6, 1162–1168

11. *Яненко Н.Н., Солоухин Р.И., Папырин А.П., Фомин В.М.* Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980. 160 с.
12. *Saffman P.G.* // J. Fluid Mech. 1965. V. 22. P. 385. Corrigendum: J. Fluid Mech. 1968. V. 31. P. 624.
13. *Хаппель Дж., Бреннер Г.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. Мир, 1976. 630 с.
14. *Lee S.H., Chadwick R.S., Leal L.G.* // J. Fluid Mech. 1979. V. 93. P. 705. Corrigendum: J. Fluid Mech. 1981. V. 104. P. 534.
15. *Goldman A.J., Cox R.G., Brenner H.* // Chem. Engng Sci. 1967. V. 22. N 4. P. 653.
16. *Lee S.H., Leal L.G.* // J. Fluid Mech. 1980. V. 98. P. 193.
17. *Brock J.R.* // J. Colloid Sci. 1962. V. 17. P. 768.
18. *Talbot L., Cheng R.K., Schefer R.W., Willis D.R.* // J. Fluid Mech. 1980. V. 101. P. 737.
19. *Кроу, Шарма, Сток* // ТОИР. 1977. № 2. С. 150.
20. *Циркунов Ю.М.* // ПМТФ 1985. № 5. С. 94.
21. *Циркунов Ю.М.* // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 1. С. 55.

Санкт-Петербургский ин-т
механики

Поступила в редакцию
19.02.92

УДК 532.529:534.2

© 1992 г. Д.А. Губайдуллин, А.И. Ивандаев

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ТУМАНАХ

Исследовано распространение акустических волн в полидисперсных смесях газа с паром и каплями жидкости при учете нестационарных и неравновесных процессов межфазного обмена массой, импульсом и энергией. Получена общая дисперсионная зависимость волнового числа от частоты колебаний и теплофизических свойств фаз. Изучены асимптотики комплексного волнового числа при высоких и малых частотах возмущений. Показано сильное влияние межфазного массообмена на затухание низкочастотных возмущений в полидисперсных аэрозолях с малым массовым содержанием капель. Установлено, что в отличие от случая полидисперсных взвесей без массообмена распространение низкочастотных возмущений в полидисперсных парогазокапельных системах не может быть описано в рамках монодисперсной модели.

Изучению распространения акустических возмущений в одно- и двухкомпонентных двухфазных средах типа газовзвесь посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [1–14]. Большая часть этих исследований проводится в рамках монодисперсных моделей. К числу первых публикаций по теоретическому и экспериментальному изучению влияния полидисперсности на распространение звука в газовзвесях можно, по-видимому, отнести [1]. Здесь рассмотрен случай малых массовых содержаний дисперсной фазы, когда вклад каждой фракции частиц в дисперсию и диссипацию возмущений пропорционален их массовой доле во взвеси. В [13] исследовано распространение линейных монохроматических волн в полидисперсных газо- и паровзвесях с произвольным массовым содержанием взвешенной фазы. Однако детально рассмотрен наиболее простой случай отсутствия межфазного массообмена.

В данной работе впервые исследованы особенности процессов распространения акустических возмущений в полидисперсных гетерогенных смесях газа с паром и каплями жидкости при наличии неравновесного диффузионного массообмена между фазами. Проанализировано влияние межфазного массообмена на затухание волн высоких и низких частот в аэрозолях с малым массовым содержанием капель.

1. Рассмотрим плоское одномерное движение полидисперсной парогазокапельной смеси в акустическом поле, когда возмущения параметров смеси малы. Основными

характеристиками такой взвеси являются следующие параметры:

$$n=\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} N(a)\,da,\quad \alpha_2=\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{4}{3}\pi a^3 N(a)\,da,$$

$$\alpha_2+\alpha_1=1,$$

$$\rho_1=\alpha_1\rho_1^0,\quad \rho_2=\alpha_2\rho_2^0=\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} m_2(a)N(a)\,da,$$

$$m_2=\frac{4}{3}\pi a^3\rho_2^0,$$

$$m=\rho_{20}/\rho_{10},\quad k_j=\rho_{j0}/\rho_{10},\quad j=V,G;\quad k_V+k_G=1.$$

Здесь $N(a)$ – функция распределения капель по размерам во взвеси с минимальным $a_{\min}$ и максимальным $a_{\max}$ радиусами капель; n, α_i, ρ_i^0, ρ_i – число всех частиц в единице объема, объемное содержание, истинная и средняя плотности газовой фазы ($i=1$) и частиц ($i=2$); m_2, m – масса одной капли и начальное массовое содержание капель, k_j – начальная концентрация паровой ($j=V$) и газовой ($j=G$) компонент газообразной фазы. Индексом нуль здесь и далее отмечаются параметры начального невозмущенного однородного состояния смеси.

Систему линейных дифференциальных уравнений движения полидисперсной парогазокапельной смеси получим, интегрируя линеаризованные уравнения движения для монодисперсной взвеси [7] по радиусу капель a от $a_{\min}$ до $a_{\max}$[1]. В системе координат, относительно которой невозмущенная смесь покоится, уравнения сохранения масс, импульсов несущей фазы и дисперсных капель имеют следующий вид:

$$\frac{\partial\rho_i'}{\partial t}+\rho_{i0}\frac{\partial v_1'}{\partial x}=-\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\tilde N_0\tilde j_{V\Sigma}\,da,\quad i=1,V,$$

$$\frac{\partial\hat\rho_2'}{\partial t}+\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\tilde N_0\tilde m_{20}\frac{\partial\tilde v_2'}{\partial x}\,da=\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\tilde N_0\tilde j_\Sigma\,da,$$

$$\rho_{10}\frac{\partial v_1'}{\partial t}+\frac{\partial p_1'}{\partial x}+\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\tilde N_0\tilde f\,da=0,\quad \tilde m_{20}\frac{\partial\tilde v_2'}{\partial t}=\tilde f,\tag{1}$$

$$\tilde\rho_2'=\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}[\tilde m_2'\tilde N_0+\tilde m_{20}\tilde N']\,da,\quad \rho_1=\rho_V+\rho_G,\quad p_1=p_V+p_G,$$

где v, p – скорость и давление, $j_{V\Sigma}$ – диффузионный поток пара к поверхности капли Σ; j_Σ – интенсивность конденсации на поверхности индивидуальной капли, f – сила, действующая со стороны несущей фазы на отдельную каплю. Здесь и далее величины, зависящие от параметра a, отмечены знаком $\sim$, штрихом отмечены возмущения параметров.

Уравнения притока тепла к газовой фазе, каплям и поверхности индивидуальной капли запишем как

$$\rho_{10}c_{p1}\frac{\partial T_1'}{\partial t}-\alpha_{10}\frac{\partial p_1'}{\partial t}=-\int_{a_{\min}}^{a_{\max}}\tilde N_0\tilde q_{1\Sigma}\,da,$$

$$\tilde m_{20}c_2\frac{\partial\tilde T_2'}{\partial t}=\tilde q_{2\Sigma},\tag{2}$$

$$\tilde q_{1\Sigma}+\tilde q_{2\Sigma}=-\tilde j_\Sigma l_0,\quad \tilde j_{V\Sigma}=\tilde j_\Sigma,\quad c_{p1}=k_Vc_{pV}+k_Gc_{pG}.$$

---

[1] Процедура интегрирования для частного случая однокомпонентной смеси пара с каплями рассмотрена ранее в [13].

Здесь T – температура, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, c_2 – теплоемкость несжимаемой дисперсной фазы; $q_{j\Sigma}$ – интенсивность теплообмена j-фазы ($j = 1, 2$) с поверхностью капли, l – удельная теплота парообразования.

Предполагается, что компоненты газообразной фазы являются калорически совершенными газами. Капли считаются несжимаемыми. Силовое взаимодействие фаз определяется известным образом, при этом учитывается, что основными силами, действующими на частицу дисперсной фазы, являются силы Стокса и Бассэ [14]. При задании теплового и массового взаимодействия фаз учитывается зависимость тепловых потоков $q_{j\Sigma}$ ($j = 1, 2$) и интенсивности массообмена $j_{V\Sigma}$ от частоты колебаний ω [6, 14]. Интенсивность неравновесной конденсации на поверхности раздела фаз j задается с помощью формулы Герца–Кнудсена–Ленгмюра [7, 14].

Система уравнений (1), (2), далее используемая для исследования распространения акустических возмущений в смесях инертного газа с паром и каплями жидкости, является замкнутой, если заданы уравнения состояния фаз и интенсивности межфазного взаимодействия f, $j_{V\Sigma}$, j_Σ, $q_{j\Sigma}$, $j = 1, 2$.

2. Исследуем решения системы линейных уравнений (1), (2), имеющие вид прогрессивных волн для возмущений

$$\psi' = A_\psi \exp i(K_* x - \omega t) = A_\psi \exp(-K_{**} x)\exp[i(Kx - \omega t)],$$
$$K_* = K + iK_{**}, \quad C_p = \omega/K, \quad C_g = d\omega/dK, \tag{3}$$
$$\sigma = 2\pi K_{**}/K,$$

где A_ψ – комплексная амплитуда возмущения параметра ψ; i – мнимая единица; K_* – комплексное волновое число, K_{**} – линейный коэффициент затухания. Через C_p, C_g, и σ обозначены фазовая и групповая скорости и декремент затухания на длине волны.

Подставляя решения вида (3) в систему (1), (2) и преобразуя аналогично [13], получим однородную систему линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд A_ψ.

Для существования ненулевого решения этой системы определитель из коэффициентов при неизвестных A_ψ должен быть равен нулю. Уменьшая порядок определителя, после проведения алгебраических преобразований получим следующее дисперсионное соотношение для волнового числа:

$$(C_1 K_*/\omega)^2 = V(\omega)D(\omega), \tag{4}$$

где $V(\omega)$, $D(\omega)$ – комплексные функции, описывающие эффекты дисперсии и диссипации звука во взвеси из-за процессов межфазного трения и межфазного тепломассообмена соответственно. Если частицы отсутствуют $m = 0$, тогда $V(\omega) = D(\omega) = 1$, т.е. дисперсии и диссипации в газе без частиц нет. Функции $V(\omega)$, $D(\omega)$ зависят от частоты, теплофизических параметров фаз и спектрального состава смеси через выписанные ниже функции

$$V(\omega) = 1 + mV^0(\omega), \quad V^0(\omega) = \langle \tilde{h}_v \rangle, \quad \tilde{h}_v = (1 - i\omega\tilde{\tau}_v^*)^{-1},$$
$$D(\omega) = 1 + mr(\gamma_1 - 1)\frac{H_2 - bk_V\gamma_1(b\bar{c}_1 H_3 - 2\bar{l}H_1) - M_1\Lambda}{1 + mr(H_2 - BH_3 - M_2\Lambda)},$$
$$H_j = \langle \tilde{h}_j \rangle \quad (j = 1 - 3), \quad \Lambda = LH_1^2 + H_2 H_3,$$
$$\tilde{h}_1 = \tilde{Z}\tilde{e}_2, \quad \tilde{h}_2 = \tilde{Z}(\tilde{e}_1 - L\tilde{e}_2), \quad \tilde{h}_3 = \tilde{Z}[\tilde{e}_2(1 - i\omega\tilde{\tau}_{\Sigma 1}^*\tilde{e}_1)], \tag{5}$$
$$\tilde{Z} = [1 - i\omega\tilde{\tau}_{\Sigma 1}^*(\tilde{e}_1 - L\tilde{e}_2)]^{-1}, \quad \tilde{e}_1 = \frac{\bar{c}_2}{r\bar{c}_1}(1 - i\omega\tilde{\tau}_{T2}^*)^{-1},$$
$$\tilde{e}_2 = [i\omega(\tilde{\tau}_p^* + \tilde{\tau}_\beta)]^{-1},$$
$$M_1 = mrb\bar{c}_1(\gamma_1 - 1 + bk_V), \quad M_2 = mrB, \quad L = \gamma_1(\gamma_1 - 1)k_V\bar{l}^2,$$
$$B = (1 - k_V b)b, \quad b = R_V/R_{10}, \quad \bar{l} = l_0/C_{10}^2,$$

$$r = \rho_{10}^0/\rho_{20}^0, \quad \bar{c}_j = c_j/\gamma_1 R_1,$$

$$\langle \widetilde{h}_i \rangle = \left(\int\limits_{a_{\min}}^{a_{\max}} \widetilde{N}_0 h_i a^3 da \right) \Big/ \left(\int\limits_{a_{\min}}^{a_{\max}} \widetilde{N}_0 a^3 da \right) = \frac{1}{\rho_{20}} \int\limits_{a_{\min}}^{a_{\max}} \widetilde{N}_0 \widetilde{m}_{20} h_i da.$$

Здесь $\widetilde{\tau}^*$ – комплексные времена, характеризующие динамику и тепломассообмен одиночной капли с окружающим газом в высокочастотном акустическом поле [7]

$$\widetilde{\tau}_v^* = \widetilde{\tau}_v \left[1 + \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \widetilde{\tau}_{\mu 1})^{1/2}\right]^{-1},$$

$$\widetilde{\tau}_p^* = \frac{1}{3} \frac{R_V}{R_{10}} (1 - k_V) \widetilde{\tau}_d \widetilde{\varphi}(\widetilde{y}),$$

$$\widetilde{\tau}_\beta = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma_V}} \frac{\gamma_1 C_V a}{\beta C_1^2}, \quad \widetilde{\tau}_{T1}^* = \frac{1}{3} \frac{\alpha_{10}}{\alpha_{20}} \widetilde{\tau}_{\lambda 1} \eta_1(\widetilde{z}_1),$$

$$\widetilde{\tau}_{T2}^* = \frac{1}{15} \widetilde{\tau}_{\lambda 2} \eta_2(\widetilde{z}_2),$$

$$\widetilde{y} = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \widetilde{\tau}_d)^{1/2}, \quad \widetilde{z}_j = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \widetilde{\tau}_{\lambda j})^{1/2},$$

$$j = 1, 2,$$

$$\varphi(\widetilde{y}) = \frac{1}{1+\widetilde{y}}, \quad \eta_1(\widetilde{z}_1) = \frac{1}{1+\widetilde{z}_1}, \quad \eta_2(\widetilde{z}_2) = \frac{5[3\widetilde{z}_2^2 - (3 + \widetilde{z}_2^2)\operatorname{th}\widetilde{z}_2]}{\widetilde{z}_2^2(\operatorname{th}\widetilde{z}_2 - \widetilde{z}_2)},$$

$$\widetilde{\tau}_v = \frac{2}{9} \frac{\rho_2^0 a^2}{\mu_1}, \quad \widetilde{\tau}_{\mu 1} = \frac{\rho_1^0 a^2}{\mu_1}, \quad \widetilde{\tau}_d = \frac{a^2}{D_1},$$

$$\widetilde{\tau}_{\lambda j} = \frac{a^2}{\kappa_j}, \quad \kappa_j = \frac{\lambda_i}{\rho_j^0 c_j},$$

где μ_1 – динамическая вязкость газа, λ – коэффициент теплопроводности, D_1 – коэффициент бинарной диффузии, β – коэффициент аккомодации, R – газовая постоянная, γ – показатель адиабаты.

Отметим, что дисперсионная зависимость (4), (5) получена для случая малых объемных содержаний и умеренных давлений (α_2, $r \ll 1$). Однако при этом массовое содержание капель может быть достаточно большим ($m \sim 1$). Учет членов с α_2 и r приводит к появлению в дисперсионном соотношении множителей вида $(1 - \alpha_2)$ и $(1 - r)$.

В частных случаях однокомпонентных смесей пара с каплями ($k_V = 1$) и газа с частицами при отсутствии фазовых превращений ($k_V = 0$, $\widetilde{\tau}_\beta = \infty$) дисперсионная зависимость (4), (5) согласуется с зависимостями [13]. Дисперсионное соотношение для монодисперсной парогазокапельной смеси [7] получается из (4), (5) при подстановке $N_0(a) = n_0 \delta(a - a_0)$, где через δ обозначена δ-функция Дирака, тогда $\langle \widetilde{h}_j \rangle = h_j(a_0, \omega)$.

3. Рассмотрим частный случай малых массовых содержаний капель ($m \ll 1$), когда влияние эффектов межфазного массообмена на распространение акустических волн наиболее существенно [7–12]. Пренебрегая в (4), (5) членами более высокого, чем m порядка малости, получим более простое соотношение, описывающее дисперсион-

ные и диссипативные свойства парогазокапельных сред типа аэрозольный туман

$$\frac{C_1 K_*}{\omega} = 1 + \frac{m}{2}\,[V^0(\omega) + rD^0(\omega)],$$

$$D^0(\omega) = (\gamma_1 - 1)\frac{H_2 - bk_V\gamma_1(b\bar{c}_1 H_3 - 2\bar{l}H_1)}{1 + mr(H_2 - BH_3)}, \qquad (6)$$

где функции $V^0(\omega)$ и H_j ($j = 1-3$) имеют тот же вид, что и в (5).

Проанализируем высоко- и низкочастотные асимптотики комплексного волнового числа $K_* = K + iK_{**}$, следующие из дисперсионного соотношения (6) при $\omega \to \infty$ и $\omega \to 0$. При этом будем пренебрегать неравновесностью межфазной поверхности при массообмене ($\tilde{\tau}_\beta = 0$) и предположим, что $R_V \sim R_G$ и $\kappa_1 \sim D_1$.

Далее используем следующие безразмерные параметры, характеризующие теплофизические и акустические свойства аэрозоля:

$$\mathrm{Pr}_1 = \frac{\mu_1 c_{p1}}{\lambda_1}, \quad \bar{K}_* = K_* C_1 \tilde{\tau}_{v*}, \quad \Omega = \omega\tau_{v*},$$

$$\bar{C}_p = \frac{C_p}{C_1}, \quad \bar{a} = \frac{a}{a_*}\,(\tau_{v*} = \frac{2}{9}\,\frac{\rho_2^0 a_*^2}{\mu_1}),$$

где a_* – некий представительный радиус.

В рамках квазиравновесной схемы массообмена при любых частотах колебаний температура поверхности капли T_Σ всегда остается равной температуре насыщения $T_S(p_V)$, соответствующей данному парциальному давлению пара. Для этого случая высокочастотная асимптотика безразмерного волнового числа $\bar{K}_*$ имеет следующий вид:

$$\left(\frac{\bar{K}_*}{\Omega}\right)_{\Omega\to\infty} \sim 1 + \frac{m}{2}\,\{(1+i)\sqrt{r}K_\infty^1(\bar{a}_{3,2}\Omega)^{-1/2} + iK_\infty^2(a_{3,1}^2\Omega)^{-1}\}. \qquad (7)$$

Коэффициенты K_∞^1 и K_∞^2 при первом (главном) и втором членах асимптотики определяются формулами

$$K_\infty^1 = 3/2 + (\gamma_1 - 1)\mathrm{Pr}_1^{-1/2}[k_G\bar{c}_1 + k_V E_1]/E_2, \qquad (8)$$

$$E_1 = \gamma_1[\bar{c}_1^2 + I(\bar{l} - \bar{c}_1)^2], \quad E_2 = k_G\bar{c}_1 + k_V\bar{l}^2\gamma_1 I,$$

$$I = \left(\frac{\lambda_1\bar{c}_1 r}{\lambda_2\bar{c}_2}\right)^{1/2},$$

$$K_\infty^2 = 1 + 2/3(\gamma_1 - 1)\mathrm{Pr}_1^{-1}[k_G\bar{c}_1 + k_V S_1]/S_2,$$

$$S_1 = \gamma_1[\bar{c}_1^2 + \frac{\lambda_1}{5\lambda_2}(\bar{l} - \bar{c}_1)^2], \quad S_2 = k_G\bar{c}_1 + \gamma_1\bar{l}^2 k_V\,\frac{\lambda_1}{5\lambda_2}.$$

Здесь $a_{i,j}$ – средние радиусы, определяемые формулой

$$a_{i,j} = \{[\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} N_0(a)a^i da] \,/\, [\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} N_0(a)a^j da]\}^{1/(i-j)}, \quad i \neq j, \qquad (9)$$

$$a_{\min} \leqslant a_{i,j} \leqslant a_{\max}.$$

Первое слагаемое в коэффициентах K_∞^1 и K_∞^2 связано с межфазным трением, остальные – с межфазным тепломассообменом. При этом вторые слагаемые в E_i, S_i (i = 1, 2) связаны с неоднородностью температур внутри капель. Анализ показывает, что при $\lambda_1 < \lambda_2$, $\bar{l}^2 \gg 1$, $r \ll 1$ эти члены могут вносить существенный вклад в коэффициенты K_∞^1 и K_∞^2.

В соответствии с (7), (8) учет влияния спектрального состава на распространение высокочастотных возмущений в полидисперсных парогазокапельных смесях с любым видом функции распределения $N_0(a)$ сводится, как и для газовзвесей без массообмена [13], только к учету интегральных характеристик $a_{3,2}$ и $a_{3,1}$. При частотах $\sqrt{r\omega\tau_{v*}} \gg 1$ коэффициент затухания K_{**} в основном определяется главным членом асимптотики (7), (8) с коэффициентом K_∞^1, тогда если принять $a_* = a_{3,2}$ соотношение (7), (8) совпадет с соответствующей асимптотикой для монодисперсной взвеси.

Отметим, что при учете реальной неравновесности межфазного массообмена главный член высокочастотной асимптотики для аэрозолей должен совпадать с главным членом соответствующей асимптотики для взвесей при отсутствии массообмена [13], поскольку при высоких частотах колебаний $\omega \to \infty$ фазовые превращения попросту не успевают происходить. Такое соотношение может быть получено из асимптотики (7), (8) при $k_V = 0$, тогда $K_\infty^1 = K_\infty^{1G}$.

Проанализируем выражение для коэффициента K_∞^1 (8), переписав его в виде

$$K_\infty^1 = K_\infty^{1G} + (\gamma_1 - 1)\mathrm{Pr}_1^{-1/2}\ \frac{\gamma_1 k_V \bar{c}_1[\bar{c}_1(1+I) - 2\bar{l}I]}{(1-k_V)\bar{c}_1 + k_V\bar{l}^2\gamma_1 I},$$

$$K_\infty^{1G} = 3/2 + (\gamma_1 - 1)\mathrm{Pr}_1^{-1/2},$$

выделяя член с K_∞^{1G}. Оценки показывают, что для смеси воздуха с паром и каплями воды обычно $\bar{l}I \ll 1$, тогда $K_\infty^1 > K_\infty^{1G}$, при этом с ростом концентрации пара k_V разность $K_\infty^1 - K_\infty^{1G}$ увеличивается. Таким образом, использование предположения о квазиравновесности фазового превращения в полидисперсных газокапельных системах завышает линейный коэффициент затухания высокочастотных возмущений. При этом ошибка в коэффициенте затухания, связанная с неучетом реальной неравновесности межфазной поверхности при массообмене, возрастает с ростом концентрации пара в газовой фазе или, что то же самое, с ростом начальной температуры при данном давлении[1].

Исследуем зависимость волнового числа $\bar{K}_*$ от определяющих параметров парогазокапельной смеси и частоты колебаний при малых безразмерных частотах Ω. Соответствующая низкочастотная асимптотика может быть записана в виде

$$\begin{aligned}
&\left(\frac{\bar{K}_*}{\Omega}\right)_{\Omega\to 0} \sim (\bar{C}_e)^{-1} + \frac{i}{2}\left\{m\Lambda_1\bar{a}_{5,3}^2 + \frac{k_V}{m}\Lambda_2\bar{a}_{3,1}^2\right\}\Omega,\\
&\Lambda_1 = 1 + \frac{3}{2}\mathrm{Pr}_1(\gamma_1 - 1)\left[(1-k_V)\frac{c_2}{c_1}\right]^2,\\
&\Lambda_2 = 3/2\,\mathrm{Pr}_1(\gamma_1 - 1)(\bar{l} - \bar{c}_1)^2\gamma_1/\Lambda_3,\\
&\Lambda_3 = \gamma_1\bar{l}^2 k_V + (1-k_V)\bar{c}_1,
\end{aligned} \tag{10}$$

где $\bar{C}_e$ – безразмерная равновесная скорость звука в смеси газа с паром и каплями жидкости [7].

Отметим, что в асимптотике (10) слагаемое с коэффициентом Λ_2 связано с эффектами межфазного массообмена. При этом из-за малости параметра $m \ll 1$ при концентрациях пара $k_V > m$ слагаемое с Λ_2 является доминирующим из-за множителя $1/m$. Таким образом, затухание низкочастотных возмущений в полидисперсных парогазокапельных системах в широком диапазоне изменения концентрации пара $m < k_V \leqslant 1$ в основном определяется эффектами фазового превращения. Однако здесь следует подчеркнуть, что при малых частотах возмущений с уменьшением массового содержания капель m линейные решения могут стать неадекватными [12]. Для обычных аэро-

[1] Анализ показывает, что использовать квазиравновесную схему массообмена при оценке коэффициента K_{**} можно, когда [7]

$$\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)\left(\frac{C_1^2}{l}\right)^2\left(\frac{L}{a_{3,2}}\right)[\omega\tau_{\lambda 2}(a_{3,2})]^{1/2} \ll 1, \quad L = \frac{\kappa_1}{C_1}.$$

золей при наличии фазовых превращений линейный анализ эффективен при значениях $m \gtrsim 10^{-3}$ [12].

Согласно соотношению (10) затухание акустических возмущений низких частот в полидисперсных парогазокапельных смесях определяется в общем случае двумя интегральными характеристиками спектрального состава, а именно средними радиусами $\bar{a}_{5,3}$ и $\bar{a}_{3,1}$ (9). При этом радиус $a_{5,3}$ связан с эффектами межфазного трения и при $k_V \neq 1$ с эффектами межфазного теплообмена, а радиус $a_{3,1}$ – в основном с эффектами фазовых превращений. Это обстоятельство следует учитывать при анализе характерных времен процессов межфазного взаимодействия [10] парогазокапельной смеси. Поскольку $\bar{a}_{5,3} \neq \bar{a}_{3,1}$, распространение звука в системах типа полидисперсный туман в общем случае не может быть описано в рамках монодисперсных моделей, например [7]. В частном случае газа с частицами при отсутствии массообмена ($k_V = 0$) асимптотика (10) согласуется с соответствующим соотношением [13] и при выборе $a_* = a_{5,3}(\bar{a}_{5,3} = 1)$ совпадает с низкочастотной асимптотикой для монодисперсной смеси [5]. Анализ (10) показывает, что процесс распространения низкочастотных возмущений в парокапельных аэрозолях ($k_V = 1$) при малых массовых содержаниях капель $m \ll 1$ также может быть приближенно описан в рамках монодисперсной модели при выборе в качестве параметра обезразмеривания a_* радиуса $a_{3,1}$. При этом в силу неравенства Гельдера $a_{3,1} < a_{5,3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Temkin S., Dobbins R.A.* // J. Acoust. Soc. Amer. 1966. V. 40. N 5. P. 1016.
2. *Marble F.E., Candel S.M.* // AIAA Journal. 1975. V. 13. N 5. P. 634.
3. *Cole J.E., Dobbins R.A.* // J. Atmosph. Sci. 1971. V. 28. N 2. P. 202.
4. *Davidson G.A.* // J. Atmosph. Sci. 1975. V. 32. N 11. P. 2201.
5. *Губайдуллин Д.А.* // В сб.: Современные проблемы теплофизики. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР. 1986. С. 158.
6. *Губайдуллин Д.А.* // Вестн. МГУ. Сер. 1. Матем., механ. 1987. № 3. С. 95.
7. *Губайдуллин Д.А., Ивандаев А.И.* // ПМТФ. 1987. № 3. С. 115.
8. *Шагапов В.Ш.* // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1148.
9. *Губайдуллин Д.А., Ивандаев А.И.* // ПМТФ. 1990. № 6. С. 27.
10. *Губайдуллин Д.А., Ивандаев А.И.* // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 121.
11. *Губайдуллин Д.А., Ивандаев А.И.* // ПМТФ. 1991. № 2. С. 106.
12. *Нигматулин Р.И., Ивандаев А.И., Губайдуллин Д.А.* // Докл. АН СССР. 1991. Т. 316. № 3. С. 601.
13. *Гумеров Н.А., Ивандаев А.И.* // ПМТФ. 1988. № 5. С. 115.
14. *Нигматуллин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.

Ин-т механики и машиностроения
г. Казань

Поступила в редакцию
23.10.91

УДК 536.33

© 1992 г. **М.В. Брыкин, И.Г. Зальцман**

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ПЛЕНКЕ ШЛАКА НА СТЕНКЕ КАНАЛА МГДГ НА ПЫЛЕУГОЛЬНОМ ТОПЛИВЕ

Рассмотрена постановка задачи, метод и результаты расчета динамики и теплообмена шлаковой пленки на охлаждаемой стенке для условий в полномасштабном магнитогидродинамическом генераторе. Показана важность учета полупрозрачности шлака для определения скорости, температуры и толщины пленки и тепловых потерь через стенку канала.

Стенки каналов высокотемпературных теплотехнических и энергетических устройств, работающих на продуктах сгорания угольного топлива, покрыты шлаковыми отложе-