

11. Белов С. В. Пористые металлы в машиностроении.— М.: Машиностроение, 1981.
12. Анфимов И. А., Альтов В. В. Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов // ТВТ.— 1965.— № 3.
13. Мугалев В. П. Некоторые вопросы воздействия вдувания на турбулентный пограничный слой // Турбулентные течения.— М.: Наука, 1970.
14. Харченко В. Н. Теплообмен в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое при вдуве охлаждающего газа через щель // ТВТ.— 1972.— № 1.

г. Томск

Поступила 20/X 1989 г.

УДК 532.529:534.2

Д. А. Губайдуллин, А. И. Ивандеев

ДИНАМИКА ИМПУЛЬСНЫХ ВОЛН МАЛОЙ АМПЛИТУДЫ В ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Распространение слабых монохроматических волн в паро- и газозвесах, а также в смесях газа, пара и капель жидкости рассмотрено в [1—8]. В настоящей работе представлены некоторые результаты исследования распространения импульсных возмущений малой амплитуды в одно- и двухкомпонентных газокапельных системах. Получено и проанализировано эволюционное уравнение типа волнового, описывающее распространение линейных возмущений в однокомпонентных взвесах при наличии фазовых превращений. С использованием метода быстрого преобразования Фурье выполнены расчеты эволюции одиночного импульсного возмущения в двухкомпонентной парогазокапельной смеси. Проанализировано влияние межфазного трения и эффектов фазового превращения на процесс эволюции волны.

При условии акустической однородности рассматриваемой монодисперсной смеси для изучения явления используем модель двухскоростного и трехтемпературного континуума [9]. Запишем линеаризованные уравнения плоского одномерного движения при наличии фазовых переходов. В системе координат, относительно которой невозмущенная смесь покоится, уравнения сохранения масс, импульсов и энергий фаз имеют вид [8]

$$(1) \quad \frac{\partial \rho'_1}{\partial t} + \rho_{10} \frac{\partial v'_1}{\partial x} = -n_0 j_{V\Sigma}, \quad \frac{\partial \rho'_V}{\partial t} + \rho_{V0} \frac{\partial v'_1}{\partial x} = -n_0 j_{V\Sigma}, \quad \frac{\partial \rho'_2}{\partial t} + \rho_{20} \frac{\partial v'_2}{\partial x} = n_0 j_{\Sigma},$$

$$\rho_{10} \frac{\partial v'_1}{\partial t} + \frac{\partial p'_1}{\partial x} + n_0 f = 0, \quad \rho_{20} \frac{\partial v'_2}{\partial t} = n_0 f,$$

$$\rho_{V0} \frac{\partial i'_V}{\partial t} + \rho_{G0} \frac{\partial i'_G}{\partial t} = \alpha_{10} \frac{\partial p'_1}{\partial t} - n_0 q_{1\Sigma}, \quad \rho_{20} \frac{\partial u'_2}{\partial t} = -n_0 q_{2\Sigma},$$

$$q_{1\Sigma} + q_{2\Sigma} = -j_{\Sigma} l_0, \quad j_{V\Sigma} = j_{\Sigma},$$

$$\rho_{10} = \alpha_{10} \rho_{10}^0, \quad \rho_{20} = \alpha_{20} \rho_{20}^0, \quad \alpha_{10} + \alpha_{20} = 1, \quad \alpha_{20} = \frac{4}{3} \pi a_0^3 n_0,$$

$$\rho_{10} = \rho_{V0} + \rho_{G0}, \quad p_{10} = p_{V0} + p_{G0}.$$

Здесь 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 ; j_{Σ} — интенсивность конденсации на поверхности капли; i , u , l — удельная энтальпия, внутренняя энергия и теплота парообразования; $q_{j\Sigma}$ — интенсивность теплообмена j -фазы с поверхностью капли ($j = 1, 2$); индексы 1 и 2 относятся к параметрам газообразной и взвешенной фаз; V и G отмечают параметры паровой и газовой компонент несущей фазы; штрихи сверху обозначают возмущения параметров; индекс 0 отвечает начальному невозмущенному состоянию. Предполагается, что компоненты газообразной фазы являются калорически совершенными газами. Капли считаются несжимаемыми.

В рамках линейного анализа в соответствии с принципом суперпозиции любое акустическое возмущение может быть представлено как сумма наложенных друг на друга гармонических волн. При этом эффекты, связанные с негармоничностью импульса, могут быть определены как сумма эффектов, создаваемых в отдельности каждой из составляющих гармоник. Поэтому при задании законов межфазного взаимодействия используем соотношения, полученные для гармонических возмущений.

При задании силового взаимодействия фаз будем учитывать, что основными силами, действующими на частицу дисперсной фазы, являются силы Стокса и Бассэ. Выражение для суммарной силы f имеет вид [8]

$$(2) \quad \frac{n_0 f}{\rho_{20}} = \frac{v'_1 - v'_2}{\tau_v^*}, \quad \tau_v^* = \tau_v \left[1 + \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_{\mu 1})^{1/2} \right]^{-1},$$

$$\tau_v = \frac{2}{9} \frac{\nu_{20} a_0^2}{\mu_{10}} - \frac{2}{9} \frac{\rho_{20}^0}{\rho_{10}^0} \tau_{\mu 1}, \quad \tau_{\mu 1} = \frac{\rho_{10}^0 a_0^2}{\rho_{10}^0} (\tau_v \gg \tau_{\mu 1}),$$

где $\tau_{\mu 1}$ — характерное время установления квазистационарного распределения скорости в газообразной фазе; τ_v — стоксово время релаксации скоростей фаз; τ_v^* — его комплексный аналог; μ_1 — динамическая вязкость несущей фазы; i — мнимая единица.

Для определения зависимостей тепловых потоков $q_{j\Sigma}$ ($j = 1, 2$) от частоты колебаний ω гармонических составляющих используем выражения [5]

$$(3) \quad \frac{n_0 q_{1\Sigma}}{\rho_{10}^0 c_{10}} = \frac{T'_1 - T'_\Sigma}{\tau_{T1}^*}, \quad \frac{n_0 q_{2\Sigma}}{\rho_{20}^0 c_{20}} = \frac{T'_2 - T'_\Sigma}{\tau_{T2}^*},$$

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

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

$$z_j = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_{\lambda j})^{1/2}, \quad \tau_{\lambda j} = \frac{a_0^2}{\kappa_j}, \quad \kappa_j = \frac{\lambda_{j0}}{\rho_{j0}^0 c_{j0}}, \quad j = 1, 2.$$

Здесь τ_{Tj}^* — комплексное время релаксации температуры в j -фазе, определяемое характерным временем $\tau_{\lambda j}$ и частотой ω ; c, λ, κ — коэффициенты теплоемкости, теплопроводности и температуропроводности; T — температура.

Зависимость интенсивности диффузионного потока пара $j_{V\Sigma}$ к поверхности раздела фаз от частоты ω запишем в виде [7]

$$(4) \quad \frac{n_0 j_{V\Sigma}}{\rho_{10}} = \frac{1}{\tau_p^*} \frac{p'_V - p'_{V\Sigma}}{\rho_{10}}, \quad \tau_p^* = \frac{\alpha_{10}}{3\alpha_{20}} \frac{R_V}{R_{10}} (1 - k_{V0}) \tau_d \Phi(y),$$

$$\Phi(y) = \frac{1}{1+y}, \quad y = \frac{1-i}{\sqrt{2}} (\omega \tau_d)^{1/2}, \quad \tau_d = \frac{a_0^2}{D_{10}} (|\Phi(y)| \leq 1),$$

где τ_p^* — комплексное время релаксации парциального давления пара, определяемое характерным временем τ_d , частотой колебаний и концентрацией пара в газообразной фазе $k_V = \rho_V/\rho_1$; D_1 — коэффициент бинарной диффузии; R — газовая постоянная*.

Если фазовые превращения на границе раздела фаз происходят неравновесно, то давление пара на границе $p_{V\Sigma}$ отличается от давления насыщения $p_{VS}(T_\Sigma)$. Интенсивность неравновесной конденсации на меж-

* Используемые при записи $f, q_{j\Sigma}, j_{V\Sigma}$ комплексные времена τ_i^* ($i = v, T1, T2, p$) близки к своим действительным квазистационарным значениям τ_i при частотах $\omega \tau_i < 1$ [3, 8].

фазной поверхности зададим формулой Герца—Кнудсена—Ленгмюра [8]

$$(5) \quad \frac{n_0 j_{\Sigma}}{\rho_{10}} = \frac{1}{\tau_{\beta}} \frac{p'_{V\Sigma} - p'_{VS}}{p_{10}}, \quad \tau_{\beta} = \frac{\alpha_{10}}{3\alpha_{20}} \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma_V}} \frac{\gamma_1 C_V a_0}{\beta C_{10}}, \quad \rho'_{VS} = \left(\frac{dp_{VS}}{dT} \right) T'_{\Sigma},$$

где τ_{β} — характерное время выравнивания парциального давления пара на межфазной границе, зависящее от значения коэффициента аккомодации β ; C — скорость звука; γ — показатель адиабаты; индекс s относится к параметрам на линии фазового равновесия.

Система уравнений (1)—(5) используется для изучения акустических возмущений в смесях инертного газа с паром и каплями жидкости.

Исследование распространения слабых возмущений произвольного профиля в тех или иных средах с помощью аналитических методов часто проводят на основе единого волнового уравнения. В связи с этим было бы полезно получить такое уравнение для парогасокапельной смеси, описываемой системой (1)—(5). В общем случае соответствующие выкладки достаточно громоздки, поэтому ограничимся анализом двух частных примеров.

Наиболее простым является случай газа с твердыми частицами без фазовых превращений ($k_V = 0$), ранее рассмотренный в [10]. При этом волновое уравнение для возмущения давления может быть записано в следующем удобном для анализа виде:

$$(6) \quad \tau_v \tau_T \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (m_1 \tau_T + m_2 \tau_v) \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_1^2 (\tau_T + m_3 \tau_v) \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} + m_1 m_2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_e^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} = 0,$$

$$m = \frac{\rho_{20}}{\rho_{10}}, \quad m_1 = 1 + m, \quad m_2 = 1 + m \frac{c_2}{c_{V1}}, \quad m_3 = 1 + m \frac{c_2}{c_{p1}},$$

$$\tau_T = \tau_{T2} + \frac{m c_2}{c_{p1}} \tau_{T1} = \rho_2^0 c_2 a_0^2 \left(\frac{1}{2\lambda_1} + \frac{1}{15\lambda_2} \right).$$

Здесь τ_T — характерное время выравнивания температуры между частицей и газом; C_e — равновесная скорость звука в двухфазной смеси, определяемая выражением

$$(7) \quad C_e = C_1 \left[\frac{\gamma_e}{(1+m)\gamma_1} \right]^{1/2}, \quad \gamma_e = \frac{c_{p1} + m c_2}{c_{v1} + m c_2}$$

(γ_e — аналог равновесного показателя адиабаты для газовой смеси).

Легко видеть, что если термодинамическое равновесие между фазами смеси устанавливается мгновенно ($\tau_v \sim \tau_T \sim 0$), то возмущения давления распространяются по среде с равновесной скоростью звука C_e . При $\tau_v, \tau_T \rightarrow \infty$ межфазное взаимодействие замораживается и акустические волны распространяются с замороженной скоростью звука $C_f = C_1$.

Отметим, что при отсутствии межфазного трения ($\tau_v = 0$) уравнение (6) упрощается и согласуется с соответствующим уравнением в [11]. При отсутствии частиц ($m = 0, \tau_v = \tau_T = 0$) имеем обычное волновое уравнение для газа, когда дисперсии и диссипации волн нет.

Рассмотрим взвеси с фазовыми превращениями. Ограничимся частным случаем малых массовых содержаний капель ($m \ll 1$), когда влияние эффектов межфазного массообмена на распространение волн наиболее существенно [8]. Для смеси пара с каплями ($k_V = 1$) при условии квазиравновесности фазовых превращений ($T_{\Sigma} = T_S$) эволюционное уравнение для волн давления имеет вид *

* Неравновесность межфазного массообмена будет сказываться на распространении волн лишь при достаточно высоких частотах составляющих гармоник, когда [8]

$$\frac{1}{\beta} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) \left(\frac{C_1^2}{l} \right) \left(\frac{L}{a} \right) (\omega \tau_{\lambda_2})^{1/2} \geq 1, \quad L = \frac{\kappa_1}{C_1}.$$

$$\begin{aligned}
(8) \quad & \Theta_1 \frac{\partial^3}{\partial t^3} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_1^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \Theta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_1^2 \Theta_3 \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} + \\
& + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \Theta_4 \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_1^2 \Theta_5 \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} + \Psi_1 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} p' - C_e^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} p' \right\} = 0, \\
& \Theta_1 = \tau_v \tau_{T1} \tau_{T2}, \quad \Theta_2 = (1 + m) \tau_{T1} \tau_{T2} + (1 + I_1) \tau_v \tau_{T2} + \\
& \quad + (1 + I_2) \tau_v \tau_{T1}, \\
& \Theta_3 = \tau_v \tau_{T1} + \tau_v \tau_{T2} + \tau_{T1} \tau_{T2}, \quad \Theta_4 = \Psi_2 \tau_v + \Psi_3 \tau_{T1} + \Psi_4 \tau_{T2}, \\
& \Theta_5 = \tau_v + \tau_{T1} + \tau_{T2}, \quad \Psi_1 = 1 + m + I_1 + I_2, \\
& \Psi_2 = 1 + I_1 + I_2, \quad \Psi_3 = 1 + m + I_2, \quad \Psi_4 = 1 + m + I_1, \\
& I_1 = (\gamma_1 - 1) \left(1 - \frac{\bar{c}_1}{\bar{l}} \right)^2, \quad I_2 = \frac{m \bar{c}_2}{\bar{l}^2}, \quad \bar{c}_1 = \frac{c_{p1}}{\gamma_1 R_{10}}, \quad \bar{c}_2 = \frac{c_2}{\gamma_1 R_{11}}, \quad \bar{l} = \frac{l}{C_1^2}.
\end{aligned}$$

Здесь C_e — равновесная скорость звука (7) в смеси пара с каплями с показателем $\gamma_e = [1 + (\bar{c}_1 + m \bar{c}_2 - 2\bar{l})/(\gamma_1 \bar{l}^2)]^{-1}$. Если один из релаксационных процессов межфазного взаимодействия с характерным временем τ_i ($i = v, T1, T2$) отсутствует, тогда $\Theta_1 = 0$ и порядок уравнения (8) понижается. Так, при исследовании распространения волн, гармонические составляющие которых имеют частоты $\omega \tau_{T2} \ll 1$, влиянием неоднородности температур внутри капель (отличием T_2 от T_Σ) можно пренебречь и в уравнении (8) принять $\tau_{T2} = 0$, т. е. $\Theta_1 = 0$.

Уравнения (6), (8) описывают распространение линейных волн во взвесах как в положительном, так и в отрицательном направлении координаты x ; аналитическое решение их связано с большими трудностями. В связи с этим используем метод медленно меняющегося профиля [12], значительно упрощающий решение задачи и применимый для диссипативных систем тогда, когда декремент затухания на длине волны $\sigma = 2\pi K_{**}/K(K, K_{**}$ — действительная и мнимая части комплексного волнового числа K_*) является малым ($\sigma \ll 1$) для всех гармонических составляющих возмущения.

Для газозвесей при отсутствии фазовых превращений максимум значения коэффициента σ достигается при частотах $\omega \tau_v \sim \omega \tau_T \sim 1$. При этом величина максимального значения $\sigma_{\max} \sim m\pi/2$ и при малых массовых содержаниях частиц ($m \ll 1$) коэффициент σ мал во всем диапазоне рассматриваемых частот $\omega \tau_r < 1$.

В случае взвесей с фазовыми переходами коэффициент σ может иметь два максимума, реализующихся при частотах $\omega \tau_v \sim m$ и $\omega \tau_v \sim 1$ [8]; величина первого максимума σ может быть значительной и при содержаниях капель $m \ll 1$ [8]. В этом случае для малости σ необходимо принять дополнительные ограничения на частоты гармонических составляющих, а именно: $\omega \tau_v \ll m^*$.

В рамках принятых предположений будем изучать распространение возмущений, бегущих вправо. Перейдем в сопровождающую систему координат и введем новые переменные [12] $\eta = t - x/C_1$, $\xi = \mu x$. В результате преобразования каждое из уравнений (6), (8) перейдет в уравнение типа теплопроводности

$$(9) \quad \partial p' / \partial x = A_j \partial^2 p' / \partial \eta^2 \quad (j = G, V)$$

с известным общим решением [13]. Здесь A_j ($j = G, V$) — коэффициенты, характеризующие поглощение акустических волн.

* Отметим, что при рассмотренных ограничениях на частоты в силу малости массового содержания капель m дисперсией скорости звука можно пренебречь и положить $C_e = C_1$.

Для смеси газа с частицами без фазовых превращений для коэффициента A_G имеем

$$(10) \quad A_G = \frac{m}{2C_1} \left\{ \tau_v + (\gamma_1 - 1) \frac{c_2}{c_{p1}} \tau_T \right\} \quad (\omega \tau_v < 1),$$

а в случае пара с каплями при наличии межфазного массообмена

$$(11) \quad A_V = \frac{1}{2C_1} \{ m \tau_v + I_1 \tau_{T1} + I_2 \tau_{T2} \} \quad (\omega \tau_i < m),$$

$$I_1 = (\gamma_1 - 1)(1 - \bar{c}_1 \bar{l})^2, \quad I_2 = m \bar{c}_2 \bar{l}.$$

Будем учитывать, что, как правило, $\tau_{T2} \ll \tau_v$, τ_{T1} ; $I_2 \ll m$, I_1 , поэтому последним слагаемым в (11), связанным с неоднородностью температур внутри капель, можно пренебречь в силу его малости.

Отметим, что выражения (10), (11) для коэффициентов A_j ($j = G, V$) согласуются вследствие принятых ограничений на частоты с соответствующими низкочастотными асимптотиками для коэффициентов затухания монохроматических волн $K_{**}(\omega)$ [6]. Это обстоятельство при известном виде зависимости $\bar{K}_{**}(\omega)$ позволяет записать уравнение типа (9) и для общего случая двухкомпонентной двухфазной смеси газа, пара и капель жидкости. Выражение для коэффициента A_m , вытекающее из асимптотики малых частот для $K_{**}(\omega)$ [6], запишем как

$$(12) \quad A_m = \frac{\tau_v}{2C_1} \left\{ m + \frac{3}{2} \text{Pr}_1 (\gamma_1 - 1) \left[m \Lambda_1 + k_V \left(\Lambda_2 + \frac{1}{m} \Lambda_3 \right) \right] / \Lambda_4 \right\} \quad (\omega \tau_v < m),$$

где коэффициенты Λ_j ($j = 1 - 4$) определяются из

$$(13) \quad \Lambda_1 = (\bar{c}_2 B_1)^2, \quad \Lambda_2 = \left[1 - \text{Le}_1 - (h - \text{Le}_1) k_V - \frac{\tau_\beta}{\tau_{T1}} \right] (\bar{l}^2 - bh \bar{c}_1^2) \gamma_1 \bar{c}_2 b,$$

$$\Lambda_3 = \left[\gamma_1 \bar{l}^2 k_V + \left[(1 - k_V) \text{Le}_1 + \frac{\tau_\beta}{\tau_{T1}} \right] b \bar{c}_1 \right] B_2, \quad \Lambda_4 = [\gamma_1 \bar{l}^2 k_V + \bar{c}_1 B_1]^2,$$

$$B_1 = (1 - hk_V) b, \quad B_2 = \gamma_1 (\bar{l} - h \bar{c}_1) (\bar{l} - \bar{c}_1),$$

$$h = 1 + (1 - k_V)(R_V - R_G)/R_{10}, \quad b = R_V/R_{10}, \quad \text{Le}_1 = \kappa_1/D_1.$$

Отметим, что соотношение для A_m (12) согласуется с выражениями для A_G (10) и A_V (11) при предельных значениях $k_V = 0$ и $k_V = 1$, $\tau_\beta = 0$ соответственно. Первое слагаемое m в фигурных скобках выражения (12) определяет вклад межфазного трения. Соотношения, содержащие комплексы Λ_j ($j = 1 - 4$), характеризуют межфазный тепломассообмен. При этом из-за малости массового содержания капель ($m \ll 1$) при концентрациях пара $k_V > m$ слагаемое с Λ_3 является доминирующим из-за множителя $1/m$. Таким образом, затухание рассматриваемых длинноволновых возмущений с частотами гармоник $\omega \tau_v < m$ в аэрозолях с массообменом в широком диапазоне изменения концентрации пара $m < k_V \leq 1$ в основном определяется межфазным тепломассообменом. Следует также подчеркнуть, что если для смесей газа с твердыми частицами коэффициент A_G (10) прямо пропорционален массовому содержанию частиц m , то для взвесей с фазовыми превращениями зависимости $A_V(m)$ (11) и $A_m(m)$ (12), (13) являются более сложными функциями m .

В силу принятых предположений затухание возмущения на расстояниях порядка длины волны мало. Однако на больших расстояниях вклад диссипативных эффектов накапливается и становится заметным. В соответствии с общим решением уравнения (9) [13] поведение уединенного импульса на больших расстояниях описывается универсальным асимптотическим выражением

$$(14) \quad p'(x, \eta) = \frac{\exp(-\eta^2/4A_j x)}{\sqrt{4\pi A_j x}} \int p'_0(\xi) d\xi, \quad j = G, V, m,$$

где p_0' — начальное возмущение в точке $x = 0$. Решение (14) отвечает импульсу гауссовой формы. Вследствие преимущественного поглощения высокочастотных составляющих спектра ширина кривой (14) растет пропорционально $\sqrt{A_j x}$, при этом амплитуда волны уменьшается $\sim 1/\sqrt{A_j x}$.

Рассмотрим более общий случай значительного затухания слабых импульсных возмущений в парогазокапельных системах*. Согласно представлениям Фурье-анализа, произвольный пространственно-временной импульс может быть представлен как интеграл [12]

$$(15) \quad p(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) e^{i[K_*(\omega)x - \omega t]} d\omega,$$

где спектральная функция $P(\omega)$ находится по заданному начальному сигналу:

$$(16) \quad P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p(0, t) e^{i\omega t} dt.$$

Соотношение (15) определяет обратное преобразование Фурье-функции $P(\omega)$, а (16) — прямое преобразование Фурье-функции $p(0, t)$.

В силу громоздкости дисперсионных зависимостей $K_*(\omega)$ [8] определить аналитически функцию $p(x, t)$ по формуле (15) с учетом (16) затруднительно. В связи с этим $p(x, t)$ целесообразно находить численно, для чего используем методы дискретного преобразования Фурье, представив импульс $p(x, t)$ в виде конечной суммы гармонических волн:

$$(17) \quad p(x, t) = \sum_{m=0}^{L-1} z_m \exp [K_*(\omega_m) x - i\omega_m t].$$

При $x = 0$ имеем

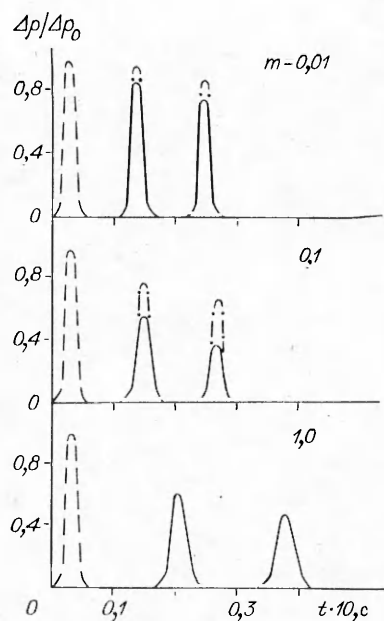
$$(18) \quad p(0, t) = \sum_{m=0}^{L-1} z_m \exp (-i\omega_m t).$$

Согласно (17), для определения $p(x, t)$ необходимо найти коэффициенты z_m , при этом должно выполняться соотношение (18). Для нахождения коэффициентов z_m и определения $p(x, t)$ с помощью ЭВМ используем алгоритмы быстрого преобразования Фурье (БПФ) [15—17], позволяющие существенно сократить необходимое число арифметических операций.

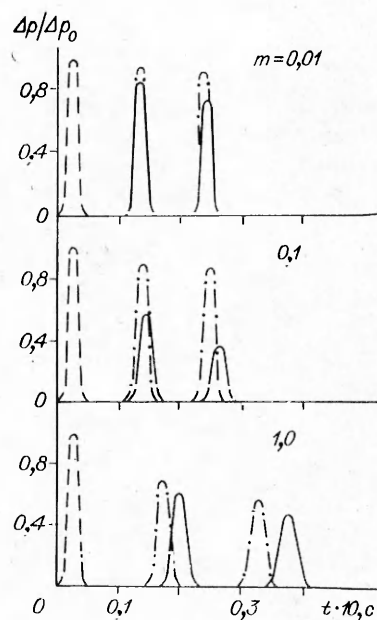
Разложив начальный импульс в дискретный ряд Фурье и сложив его гармонические составляющие в новом положении, можно получить преобразованный импульс, сформировавшийся под воздействием дисперсии и диссипации. Некоторые результаты расчета процесса распространения и затухания слабых импульсных возмущений давления в смеси воздуха с паром и каплями воды радиуса $a = 2 \cdot 10^{-6}$ м при давлении несущей фазы $p_1 = 0,1$ МПа проиллюстрированы на рис. 1, 2. Концентрация пара в газообразной фазе составляла $k_v = 0,1$ ($T_0 = 327$ К), коэффициент аккомодации $\beta = 0,04$. Начальное возмущение (штриховые линии), создаваемое на границе двухфазной смеси, задавалось в виде $p(0, t) = \exp [-((t - t_*)/N)^2]$. Длительность импульса $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ с, частоты основных его гармоник лежали в интервале частот $\omega\tau_v \ll 1$, т. е. рассматриваемый импульс был достаточно длинным.

Расчеты проводились с помощью дисперсионного соотношения [8] при использовании подпрограммы БПФ [16]. Число гармоник L подбиралось из условия движения импульса без искажения в случае, когда дисперсия и диссипация волн отсутствуют ($K_* = \omega/C_1$). Контроль точности расчетов осуществлялся путем пересчета с удвоенным числом гармоник.

* Некоторые результаты исследования эволюции импульсов в пузырьковой жидкости приведены в [14].



Р и с. 1



Р и с. 2

Картина эволюции слабого импульса давления в парогазокапельных смесях с разным массовым содержанием конденсированной фазы m показана на рис. 1 сплошными линиями (штрихпунктирные линии — эволюция импульса при замороженном массообмене $\beta = 0$). Расчетные профили (осциллограммы) отвечают расстояниям 4 и 8 м от места инициирования импульса.

Распространение импульсных возмущений малой амплитуды, представляемых в виде суперпозиции монохроматических гармоник, происходит в соответствии с законами распространения слабых монохроматических волн [8]. В связи с этим и полученными выше результатами для монохроматических волн затухание длинноволновых импульсов в газозвзвесах с фазовыми превращениями немонотонно зависит от массового содержания взвешенной фазы m . Так, при $m = 0,1$ затухание больше не только, чем при $m = 0,01$, но и чем при $m = 1,0$. Межфазный массообмен может сильно влиять на затухание возмущений. При $m = 0,1$ вклад массообмена в затухание импульса значителен (ср. сплошные и штрихпунктирные кривые рис. 1). Что касается скорости распространения импульса, то при рассматриваемых теплофизических параметрах среды она практически не зависит от наличия или отсутствия массообмена. Если же массовые содержания капель достаточно велики ($m = 1$), то наличие или отсутствие массообмена слабо влияет и на скорости распространения и на коэффициенты затухания слабых импульсов (штрихпунктирные линии фактически совпадают со сплошными). Затухание слабых импульсных возмущений в газозвзвесах без фазовых превращений пропорционально массовому содержанию частиц m и с увеличением m всегда растет.

Влияние межфазного трения на процесс эволюции импульсного возмущения малой амплитуды в воздушном тумане при различных массовых содержаниях капель проиллюстрировано на рис. 2 (штрихпунктирные линии). Видно, что основное влияние на затухание длинноволновых импульсных возмущений в аэрозолях с фазовыми превращениями оказывает межфазный тепломассообмен. При увеличении массового содержания конденсированной фазы до значений $m \sim 1$ влияние межфазного трения на затухание импульсов возрастает, тем не менее влияние межфазного тепломассообмена на распространение волн остается существенным.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.— РТК.— 1975.— Т. 12, N 5.
2. Азаматов А. Ш., Шаганов В. Ш. Распространение малых возмущений в парогазожидкостной среде // Акуст. журн.— 1981.— Т. 27, № 2.
3. Гумеров И. А., Ивандаев А. И., Нигматуллин Р. И. Дисперсия и диссипация акустических волн в газовзвесах // ДАН СССР.— 1983.— Т. 272, № 3.
4. Гумеров И. А., Ивандаев А. И. Особенности распространения высокочастотных акустических возмущений в паро- и газовзвесах // ПМТФ.— 1985.— № 6.
5. Ивандаев А. И. Законы взаимодействия фаз в акустике газовзвесей // Акуст. журн.— 1985.— Т. 31, № 4.
6. Губайдуллин Д. А. Акустические возмущения в парогазокапельных смесях с малым массовым содержанием капель // Современные проблемы теплофизики.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1987.
7. Губайдуллин Д. А. О влиянии тепломассообмена на распространение звуковых волн в парогазокапельных системах // Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика. Механика.— 1987.— № 3.
8. Губайдуллин Д. А., Ивандаев А. И. Скорость и затухание звука в парогазокапельных системах. Роль тепломассообменных процессов // ПМТФ.— 1987.— № 3.
9. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
10. Kazakov Y. V., Fedorov A. V., Fomin V. M. Calculation of the dust cloud expansion into the atmosphere // Arch. Combust.— 1987.— V. 7, N 1—2.
11. Борнцов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение длинноволновых возмущений конечной амплитуды в газовзвесах // ПМТФ.— 1980.— № 5.
12. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.— М.: Наука, 1979.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика // Гидродинамика.— М.: Наука, 1984.— Т. 6.
14. Оренбах З. М., Шрейбер И. Р. Распространение волн в жидкости с фазовыми переходами // Акуст. журн.— 1986.— Т. 32, № 1.
15. Гаюнов В. А. Пакет программ быстрого преобразования Фурье с приложениями к моделированию случайных процессов.— Новосибирск, 1976.— (Препр./ АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТ).
16. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорные информации.— М.: Наука, 1983.
17. Ярославский Л. Г., Мерзляков И. С. Методы цифровой голографии.— М.: Наука, 1977.

г. Казань,
г. Тюмень

Поступила 21/II 1989 г.,
в окончательном варианте — 28/XI 1989 г.

УДК 536.24 + 517.946

В. А. Ломазов

ОБ ОДНОЙ ПОСТАНОВКЕ ЗАДАЧИ ТЕПЛОВОЙ ДИАГНОСТИКИ «ЗАЩИТНОГО» СЛОЯ

Под проблемой диагностики понимается задача определения характеристик тела по экспериментально полученной информации о физических полях, возникающих в нем под влиянием специальным образом подобранных внешних воздействий [1, 2]. Условия эксплуатации ряда изделий, связанные с комбинированным воздействием облучения, силовых и тепловых нагрузок, сильных магнитных полей и агрессивных сред, требуют обеспечения необходимой безопасности. При этом значительное внимание должно уделяться изучению разрушительного влияния данных воздействий на характеристики материала как в рамках периодического контроля за состоянием эксплуатируемой конструкции, так и в режиме тестовых лабораторных испытаний разрабатываемых материалов [3].

В настоящей работе рассматривается задача определения изменений удельной теплоемкости и коэффициента теплопроводности материала (вследствие накопления микроповреждений) слабо криволинейного «защитного» слоя по результатам термометрических измерений температуры на его доступной поверхности, в то время как другая поверхность подвергается разрушительному воздействию агрессивной среды. Исследуется возможность определения изменения толщины слоя (что также может являться следствием влияния разрушающих факторов) и уточнения температуры агрессивной среды. В математическом плане задача относится к типу обратных задач математической физики [4].