

УДК 532.529.2:533.6.011.72

© 1990 г.

С. Г. КУДРАТОВ, Н. С. ХАБЕЕВ

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ В КИПАЮЩИХ РАСТВОРАХ

В работе численно исследуются волновые процессы в парожидкостных двухкомпонентных пузырьковых смесях. Такие смеси используются в качестве рабочих сред в различных промышленных установках. При этом важно знать, как влияют добавки (и, в частности, взаимная диффузия компонентов в растворе) на волновую динамику парожидкостных сред.

Обсуждение различных моделей волновых процессов в парожидкостных однокомпонентных пузырьковых средах можно найти в [1–3]. Исследованию процессов теплообмена и динамики одиночных паровых пузырьков в растворе посвящен целый ряд работ, обзор которых приведен в [4].

В данной работе рассмотрена эволюция ударных волн и импульсных воздействий в парожидкостных бинарных средах пузырьковой структуры. Приведены расчеты для ряда бинарных систем. Установлено, что в некоторых случаях профили волн в бинарных системах не лежат между соответствующими предельными профилями, рассчитанными для кипящих однокомпонентных систем. Установлено, что указанный эффект связан с диффузионным торможением фазовых переходов в бинарных средах.

1. Постановка задачи. Волновые процессы в парожидкостных пузырьковых средах исследуются при следующих основных допущениях. Двухкомпонентная жидкость с пузырьками пара этой жидкости рассматривается в рамках механики многофазных сред; считается, что смесь локально-монодисперсная, т. е. в каждом элементарном объеме все пузырьки сферические и одного радиуса; при распространении волн умеренной интенсивности вязкость и теплопроводность существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; отсутствуют процессы зарождения, дробления и коагуляции пузырьков; эффекты поступательного движения пузырьков относительно жидкости несущественны; несущая жидкость несжимаема. Пределы применимости данных допущений подробно обсуждены в [1].

Для описания межфазного теплообмена используется задача о пробном пузырьке [2]. Замокнутую систему уравнений для такой среды в одномерном плоском движении запишем в лагранжевой системе координат x, t , где x — расстояние от выделенной двухфазной макрочастицы до начала отсчета в исходный момент времени, t — время.

Уравнения баланса импульса смеси, баланса масс каждой из фаз, каждого компонента внутри пузырька имеют следующий вид:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad p = \alpha_l p_l + \alpha_v \left(p_v - \frac{2\Sigma}{R} \right) \approx p_l \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \frac{\rho_l}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial x} = -4\pi R^2 n (j_1 + j_2), \quad \rho_l = \rho_l^\circ \alpha_l, \quad \rho = \rho_l + \rho_v$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \frac{\rho_v}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial x} = 4\pi R^2 n (j_1 + j_2), \quad \rho_v = \rho_v^\circ \alpha_v, \quad \alpha_v = \frac{4}{3} \pi R^3 n$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{vm}^\circ \right) = 4\pi R^2 j_m \quad (m=1, 2), \quad \rho_v^\circ = \rho_{v1}^\circ + \rho_{v2}^\circ$$

Здесь ρ , p , v — плотность, давление, среднемассовая скорость пузырьковой смеси; p_i , ρ_i° , ρ_i , α_i — давление, истинная и приведенная плотности, объемная доля i -й фазы; ρ_{vm} , j_m — плотность, скорость фазовых переходов с единицы межфазной поверхности m -го компонента паровой фазы. Индекс 0 внизу относится к параметрам в невозмущенном состоянии; индексы l , v относятся к параметрам жидкости и пара; $m=1, 2$ — к компонентам пара в пузырьке.

В качестве уравнения состояния для компонентов пара в пузырьке была использована модель калорически совершенного газа

$$p_{vm} = \rho_{vm}^\circ B T_v / \mu_m \quad (m=1, 2) \quad (1.2)$$

где p_{vm} , μ_m — давление, молекулярный вес m -го компонента паровой фазы; B — универсальная газовая постоянная; T_v — температура пара.

Примем, что для компонентов неидеального раствора выполняется закон Дальтона

$$p_v = p_{v1} + p_{v2} \quad (1.3)$$

$$p_{v1} = \gamma_1 p_{s1}(T_v) N(k_R), \quad p_{v2} = \gamma_2 p_{s2}(T_v) (1 - N(k_R))$$

Здесь γ_1 , γ_2 — коэффициенты активности; N — мольная доля первого компонента в жидкости.

$$N = \frac{\mu_2 k_R}{\mu_2 k_R + \mu_1 (1 - k_R)} \quad (1.4)$$

где k_R — концентрация первого компонента в жидкости. Индекс R внизу относится к поверхности пузырька.

Для парциальных давлений чистых компонентов справедливы соотношения Клапейрона — Клаузиуса

$$\frac{dp_{sm}}{dT_v} = \frac{\mu_m l_m p_{sm}}{B T_v^2} \quad (1.5)$$

где p_{sm} , l_m — давление насыщения и теплота парообразования m -го компонента паровой фазы.

Давления фаз и размер пузырьков связаны обобщенным уравнением Рэлея — Ламба, в котором учтены поправки за счет неоднородности пузырька и фазовых переходов [1]

$$(1 - \varphi_1) \frac{dw}{dt} + 1,5(1 - \varphi_2) w^2 + \frac{4v_1}{R} = \frac{p_v - p_l - 2\Sigma/R}{\rho_l^\circ} - \frac{2(j_1 + j_2) w}{\rho_l^\circ} \quad (1.6)$$

$$\frac{dR}{dt} = w + \frac{j_1 + j_2}{\rho_l^\circ}, \quad \varphi_1 = \frac{3 \alpha_v^{1/2} - \alpha_v}{2(1 - \alpha_v)}, \quad \varphi_2 = \frac{\alpha_v^{1/2}(2 + \alpha_v) - 3\alpha_v}{1 - \alpha_v}$$

Здесь w — радиальная скорость жидкости на поверхности пузырька; v_1 , Σ — кинематический коэффициент вязкости и коэффициент поверхностного натяжения.

В кипящих пузырьковых жидкостях (в отличие от холодных пузырьковых жидкостей) выравнивание концентрации компонентов и температуры внутри пузырьков происходит гораздо быстрее, чем в жидкости [5].

В рамках сферически-симметричной схемы уравнения притока тепла и диффузии для жидкой фазы и соответствующие граничные условия на поверхности пузырька и вдали от него на границе ячейки могут быть записаны в виде [5]

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_l}{\partial t} + w \frac{R^2}{r^2} \frac{\partial T_l}{\partial r} &= \frac{a_l}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) \\ \frac{\partial k}{\partial t} + w \frac{R^2}{r^2} \frac{\partial k}{\partial r} &= \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial k}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$r=R: \quad T_1=T_v, \quad k=k_R$$

$$(1-k_R)j_1-k_R j_2=\rho_i^\circ D \frac{\partial k}{\partial r}, \quad l_1 j_1+l_2 j_2=\lambda_l \frac{\partial T_1}{\partial r}$$

$$r=R\alpha_v^{-1/2}: \quad T_1=T_0, \quad k=k_0$$

Здесь $T_1(r, t)$ — температура жидкости вокруг пузырька; a_l, D — коэффициенты теплопроводности и диффузии жидкости.

Если задать граничные и начальные условия, тогда система уравнений (1.1)–(1.7) будет замкнутой.

Граничные условия будут оговорены отдельно. В качестве начального состояния возьмем состояние равновесия парожидкостной пузырьковой смеси при начальном давлении p_0 .

Таким образом, начальные условия берутся в виде

$$p=p_0, \quad R=R_0, \quad v=0, \quad w=0, \quad k=k_0, \quad T_1=T_v=T_0 \quad (1.8)$$

$$\rho_v^\circ=\rho_{v0}^\circ, \quad \rho_{v1}^\circ=c_0\rho_{v0}^\circ, \quad \rho_{v2}^\circ=(1-c_0)\rho_{v0}^\circ.$$

$$p_l=p_0, \quad p_v=p_0 + \frac{2\Sigma}{R_0}, \quad \alpha_v=\alpha_{v0}, \quad p_{s1}=p_{s10}, \quad p_{s2}=p_{s20}$$

где k_0 и c_0 — начальная концентрация первого компонента в жидкой и паровой фазах.

Путем преобразований, аналогичным [3], система уравнений (1.1)–(1.6) может быть приведена к следующей удобной для численной реализации системе:

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{3\alpha_v\rho_0 w}{\rho R}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{3\alpha_v\rho w}{R} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{R(1-\varphi_1)} \left[\frac{p_v - p_l - 2\Sigma/R}{\rho_i^\circ} - \frac{2(j_1 + j_2)w}{\rho_i^\circ} - 1,5(1-\varphi_2)w^2 - \frac{4v_l}{R}w \right]$$

$$\frac{\partial \rho_{vm}^\circ}{\partial t} = \frac{3}{R} \left(-\rho_{vm}^\circ \frac{\partial R}{\partial t} + j_m \right) \quad (m=1, 2)$$

$$\frac{\partial T_v}{\partial t} = BT_v^2 \left(\frac{1}{\mu_1 \gamma_1 p_{s1}} \frac{\partial \rho_{v1}^\circ}{\partial t} + \frac{1}{\mu_2 \gamma_2 p_{s2}} \frac{\partial \rho_{v2}^\circ}{\partial t} \right) \times$$

$$\times (\rho_{v1}^\circ l_1 / (\gamma_1 p_{s1}) + \rho_{v2}^\circ l_2 / (\gamma_2 p_{s2}) - 1)^{-1}$$

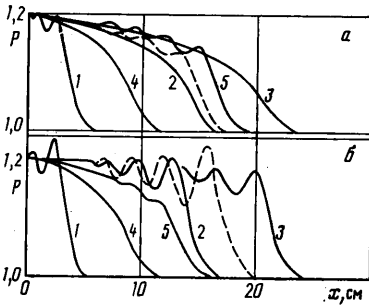
$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - Kp = -M, \quad K = \frac{3\rho_0 \alpha_v}{\rho_i^\circ \rho R^2 (1-\varphi_1)}$$

$$M = \frac{3\rho_0^2 \alpha_v}{\rho_i^\circ \rho R^2 (1-\varphi_1)} \left[0,5w^2(1-4\varphi_1+3\varphi_2) - \frac{4v_l w}{R} - \frac{2(j_1 + j_2)w}{\rho_i^\circ} + \frac{p_v - 2\Sigma/R}{\rho_i^\circ} \right]$$

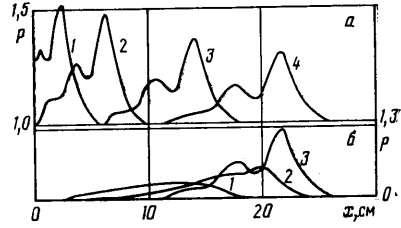
Полученная система (1.7)–(1.9) с граничными условиями решалась комбинацией метода прогонки с модифицированным методом Эйлера.

2. Результаты численных расчетов. Ниже приведены результаты расчетов для двух конкретных бинарных систем: 55%-ного водного раствора этанола ($c_0=0,75$), 95%-ного водного раствора этиленгликоля ($c_0=0,15$). Теплофизические свойства определялись согласно [6, 7].

Было проведено исследование распространения ударных волн и импульсов конечной длительности в указанных средах. Для этого выписанная выше математическая постановка решалась для следующих граничных условий $x=0$: $p=f(t)$. В случае ударных волн $f(t) \equiv p_e = \text{const}$.



Фиг. 1



Фиг. 2

Для импульсного воздействия функция $f(t)$ задается следующим образом:

$$f(t) = p_0(1 + b_1 t), t < t_1; f(t) = p_0[1 + b_1 t_1 - b_2(t - t_1)] \quad (2.1)$$

$$t_1 \leq t \leq t_2; f(t) = p_0, t > t_2$$

На фиг. 1,а представлена конфигурация приведенного давления P ($P = p/p_0$) для ударной волны интенсивности $P_e = 1,2$. Волна распространяется в 55%-ном водном растворе этанола. Начальные параметры определяются следующим образом: $p_0 = 1$ бар, $R_0 = 1$ мм, $d_{v0} = 0,02$.

Кривые 1–3 соответствуют моментам времени 0,5; 2,0 и 3,0 мс. Кривые 4 и 5 построены для однокомпонентных парожидкостных пузырьковых смесей (соответственно для воды и этанола) в момент времени 2,0 мс. Видно, что профиль давления для раствора (кривая 2) лежит между профилями давлений для однокомпонентных пузырьковых жидкостей (кривые 4 и 5). Расчеты для однокомпонентных жидкостей проводились при том же начальном давлении в смеси. Волновые процессы в рассмотренной смеси могут быть описаны в рамках однокомпонентной модели с эффективными теплофизическими свойствами (штриховая линия). При этом за удельную теплоту парообразования следует взять ее среднемассовое по паровой фазе значение.

На фиг. 1,б приведены профили давления в водном растворе этиленгликоля (в те же моменты времени, что и на фиг. 1,а). Начальные условия такие же, как и на фиг. 1,а. В этом случае профиль давления для раствора (кривая 2) не лежит между профилями давлений для однокомпонентных пузырьковых сред (кривые 4 и 5 соответственно для воды и этиленгликоля), что связано с определяющим влиянием диффузии в жидкой фазе на интенсивность фазовых переходов (эффектом диффузионного торможения).

В этом случае парожидкостная пузырьковая бинарная среда ведет себя как газожидкостная (штриховая линия построена для холодного водного раствора этиленгликоля с воздушными пузырьками).

Аналогичный эффект наглядно демонстрируется в задаче о распространении импульсов конечной длительности в указанной смеси. На фиг. 2,а показаны профили давления для треугольного импульса (2.7) с параметрами $t_1 = 0,1$ мс; $t_2 = 1$ мс; $b_1 = 5$ мс⁻¹; $b_2 = 50/9$ мс⁻¹. Все остальные параметры такие же, как на фиг. 1,б. Линии 1–4 построены соответственно для времен 0,5; 1,0; 2,0 и 3,0 мс. Видно, что при прохождении импульса протяженностью 20 см (линии 2–4) его пик уменьшился в 2 раза. Отметим, что в однокомпонентных средах (этиленгликоле и воде) затухание происходит значительно быстрее. На фиг. 2,б результаты представлены в моменты времени 3 мс для воды, этиленгликоля и водного раствора этиленгликоля (соответственно линии 1–3).

Для предсказания того, в каких бинарных системах следует ожидать проявления эффекта аномального влияния компонентного состава на эволюцию нестационарных волн, можно пользоваться критерием, полученным ранее в [8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с.; Ч. 2. 359 с.
2. *Губайдуллин А. А., Ивандеев А. И., Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С.* Волны в жидкостях с пузырьками // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Мех. жидкости и газа. 1982. Т. 17. С. 160–249.
3. *Nigmatulin R. I., Khabeev N. S., Zuong N. H.* Waves in liquids with vapour bubbles // J. Fluid Mech. 1988. V. 186. P. 85–117.
4. *Shock R. A.* Boiling in multicomponent fluids // Multiphase science and technology. N. Y.: Hemisphere publ. corp. 1981. P. 3–100.
5. *Афган Н. Х., Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С.* Тепломассообмен и динамика парового пузырька в бинарных системах // Матер. VII Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Т. 5. Ч. 1. Минск: Ин-т тепломассообмена АН БССР, 1984. С. 50–55.
6. *Варгафтик Н. В.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
7. Справочник химика. М.; Л.: Химия. 1966. Т. 1. 1072 с.; Т. 3. 1005 с.
8. *Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С., Шагапов В. Ш.* Эффект аномального влияния компонентного состава в акустике кипящих растворов // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304. № 6. С. 1323–1328.

Москва

Поступила в редакцию
20.IV.1989