

УДК 532.5

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН В КАНАЛАХ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЕМОЕ ОБРАЗОВАНИЕМ ГИДРАТА ГАЗА<sup>1</sup>

© 2012 М.Н. Галимзянов,<sup>2</sup> С.А. Лепихин,<sup>3</sup> И.А. Чиглинец<sup>4</sup>

В работе рассмотрены явления, связанные с распространением ударных волн в каналах переменного сечения, заполненных пузырьковой жидкостью с гидратообразующим газом. Установлена возможность интенсификации процесса гидратообразования вследствие усиления дробления пузырьков из-за увеличения амплитуды волны, обусловленной геометрией канала.

**Ключевые слова и фразы:** пузырьковая жидкость, канал переменного сечения, ударная волна, дробление, гидратообразование.

### Введение

Широкое распространение в химической, нефтеперерабатывающей, металлургической и других отраслях промышленности каналов и труб переменного сечения обуславливает повышенный интерес, проявляемый к изучению газожидкостных потоков [1–4] и динамики нестационарных возмущений в них [5–7]. Эффекты, связанные с влиянием геометрии канала на амплитуду распространяющихся в них волн [8], могут быть использованы для создания областей повышенного давления, которые реализуются в узких частях канала. Данное обстоятельство может найти применение при инициировании детонационных волн в химически активных пузырьковых средах [9] или в технологических процессах, связанных с воздействием высокого давления, как, например, в [10]. Другим результатом подобного воздействия является возможность достижения необходимых условий для гидратообразования в жидкости, содержащей гидратообразующий газ. В [11; 12]

<sup>1</sup>Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фонда фундаментальных исследований ОЭММПУ РАН (ОЕ – 14), Программы фонда фундаментальных исследований Президиума РАН (П – 21) и Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 11-01-97004-р\_Поволжье\_a и 11-01-00171-а).

<sup>2</sup>Галимзянов Марат Назипович ([monk@anrb.ru](mailto:monk@anrb.ru)), лаборатория «Дифференциальные уравнения механики» Института механики УфНЦ РАН, 450054, Российская Федерация, г. Уфа, пр. Октября, 71.

<sup>3</sup>Лепихин Сергей Анатольевич ([sg81@bk.ru](mailto:sg81@bk.ru)), кафедра естественнонаучных дисциплин, Сургутский институт нефти и газа (филиал) Тюменского государственного нефтегазового университета, 628404, Российская Федерация, Тюменская область, г. Сургут, ул. Энтузиастов, 38.

<sup>4</sup>Чиглинец Игорь Александрович ([schnik@mail.ru](mailto:schnik@mail.ru)), кафедра прикладной математики, информатики и механики Бирской государственной социально-педагогической академии, 452453, Российская Федерация, г. Бирск, ул. Интернациональная, 10.

экспериментально показано образование гидрата газа при воздействии на газожидкостную смесь ударной волной.

## 1. Постановка задачи

Пусть в сужающемся конусообразном канале с закрытым дном находится неподвижная пузырьковая жидкость, содержащая гидратообразующий газ фреон-12 под давлением  $P_0$ . В некоторый момент времени на границе пузырьковой жидкости на входе канала внезапно повышается давление до значения  $P_e$ , т. е. на пузырьковую систему действует волна давления ступенчатого вида. При этом исследуется эволюция волн давления в канале, характер которой определяется совместным влиянием формы канала и параметрами пузырьковой системы. Анализируется возрастание склонности пузырьков к дроблению в данной жидкости в процессе распространения ударной волны до дна канала. При этом полагаем, что для исходного состояния (до воздействия волной давления) пузырьковой смеси гидратообразованием можно пренебречь. Образование гидрата может происходить только за ударной волной с достаточно высокой амплитудой из-за повышения давления в пузырьках, а также их интенсивного дробления, вследствие чего на межфазной поверхности реализуются условия, способствующие усилению гидратообразования.

## 2. Основные уравнения

Принимая допущения волновой динамики пузырьковых жидкостей [13] и полагая, что гидрат образуется в слое вблизи поверхности пузырьков, запишем уравнение сохранения масс и числа пузырьков в плоскоодномерном приближении:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_l S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_l v S)}{\partial x} &= -4\pi a^2 n j_l, \quad \frac{dm_g}{dt} = -4\pi a^2 n j_g, \\ \frac{dm_h}{dt} &= 4\pi a^2 n j_h, \quad \frac{\partial(nS)}{\partial t} + \frac{\partial(nvS)}{\partial x} = 0, \\ \rho_i &= \rho_i^0 \alpha_i, \quad m_g = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_g^0, \quad m_h = \frac{4}{3}\pi \left( (a + \Delta a)^3 - a^3 \right) \rho_h^0, \\ \alpha_g &= \frac{4}{3}\pi a^3 n, \quad \alpha_h = \frac{4}{3}\pi \left( (a + \Delta a)^3 - a^3 \right) n, \quad \alpha_l + \alpha_g + \alpha_h = 1, \\ j_h &= j_g + j_l, \quad j_g = G j_h, \quad j_l = (1 - G) j_h. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь и в дальнейшем нижние индексы  $i = l, g$  и  $h$  относятся к параметрам жидкости, газа и гидрата,  $\rho_i, \rho_i^0, \alpha_i, v, n, a$  и  $\Delta a$  — средние и истинные плотности фаз, объемные концентрации, скорость, число пузырьков в единице объема, радиус пузырьков и толщина приведенной гидратной пленки,  $j_i$  — интенсивность массопереноса, отнесенная на единицу площади поверхности пузырьков,  $G$  — массовое содержание газа в составе гидрата, которое считается постоянной величиной,  $S = S(x)$  — площадь поперечного сечения канала. При получении выражений, связывающих интенсивность фазовых переходов (последняя строка (2.1)), полагалось, что весь газ, уходящий из состава пузырьков, полностью тратится на образование гидрата.

Уравнение импульсов для жидкости запишется в виде

$$\frac{\partial(\rho_l v_l S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_l v_l^2 S)}{\partial x} = -S \frac{\partial p_l}{\partial x}, \quad (2.2)$$

где  $p_l$  — давление в жидкости.

Чтобы получить уравнение для давления газа в пузырьках, запишем уравнение первого начала термодинамики для газовой фазы:

$$\frac{d}{dt}(m_g e_g) = -p_g 4\pi a^2 w - 4\pi a^2 j_g e_{ga} - 4\pi a^2 q_{ga}, \quad w = \frac{da}{dt}. \quad (2.3)$$

Здесь  $e_g$  и  $e_{ga}$  — средняя по пузырьку и на поверхности пузырьков удельная внутренняя энергия газа,  $w$  — скорость радиального движения пузырьков,  $q_{ga}$  — тепловой поток из пузырьков к межфазной поверхности, отнесенный на единицу ее площади. Первое слагаемое в правой части уравнения (2.3) выражает работу сил давления, второе — перенос энергии за счет массообмена, третье — за счет кондуктивного теплообмена.

С учетом уравнения сохранения массы газовой фазы, а также уравнения состояния газа  $e_g = c_{gV} T_g$  ( $c_{gV}$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме,  $T_g$  — средняя температура газа в пузырьке) уравнение (2.3) можно привести к виду:

$$m_g c_{gV} \frac{dT_g}{dt} = -4\pi a^2 (p_g w + j_g c_{gV} (T_{ga} - T_g) + q_{ga}). \quad (2.4)$$

Будем полагать [14], что скорость радиального движения пузырька состоит из двух слагаемых

$$w = w_R + w_A. \quad (2.5)$$

При этом составляющие  $w_R$  и  $w_A$  определяются из уравнений

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0}, \quad w_A = \frac{p_g - p_l}{\rho_l^0 C_l \alpha_g^{1/3}}. \quad (2.6)$$

Здесь  $C_l$  — скорость звука в жидкостной среде. Жидкость считаем акустически сжимаемой, а газ — калорически совершенным:

$$p_l = p_0 + C_l^2 (\rho_l^0 - \rho_{l0}^0), \quad p_g = \rho_g^0 R_g T_g. \quad (2.7)$$

При этом для значений температуры  $T_g$  и плотности газа  $\rho_{ga}^0$  на поверхности пузырьков имеет место

$$p_g = \rho_{ga}^0 R_g T_{ga}. \quad (2.8)$$

### 3. Учет межфазного теплообмена

Для замыкания приведенной системы уравнений необходимо записать уравнение баланса тепла на поверхности пузырьков с учетом тепловых эффектов образования гидрата, а также кинетические выражения, описывающие гидратообразование и интенсивность теплопередачи вблизи межфазной поверхности. Условие баланса тепла запишем в виде

$$-q_{ga} + q_{al} = j_h l_h, \quad (3.1)$$

где  $q_{al}$  — тепловой поток от поверхности пузырька в жидкость,  $l_h$  — удельная теплота образования гидрата, отнесенная на единицу его массы.

Согласно представлениям, описанным в [11; 15], образование гидрата сопровождается процессом диффузии и неравновесными эффектами фазовых переходов. Необходимым условием образования гидрата является контакт гидратообразующего газа с водой. Образующаяся на поверхности пузырьков гидратная пленка может оказать определенное препятствие на проникание гидратообразующего газа, а также на полноту такого контакта.

Кроме того, образование гидратных кристалликов [11] будет происходить в объеме жидкости на гетерогенных центрах пропорционально степени метастабильности. Все эти обстоятельства будем учитывать по аналогии с теорией неравновесных фазовых переходов в парожидкостных системах, заданием интенсивности массообмена между пузырьками и жидкостью в виде [13]:

$$j_g = \frac{\beta(p_g - p_s(T_a))}{\sqrt{2\pi R_g T_a}}, \quad p_s(T_a) = p_{s0} \exp\left(\frac{T_a - T_0}{T_*}\right), \quad p_{s0} = p_s(T_0), \quad (3.2)$$

где  $\beta$  — единый эмпирический параметр (приведенный коэффициент аккомодации), отвечающий за диффузионные явления, а также особенности образования и роста кристалликов гидрата в жидкости,  $p_s(T_a)$  — равновесное давление гидратообразования, соответствующее температуре  $T_a$ .

Интенсивность теплового потока от газовой фазы будем учитывать на основе [13] выражения:

$$q_{(ga)} = \text{Nu} \lambda_g \frac{T_g - T_a}{2a}, \quad \text{Nu} = \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}}, & \text{Pe} \geq 10^2 \\ 10, & \text{Pe} < 10^2 \end{cases}, \quad (3.3)$$

$$\text{Pe} = 12(\gamma - 1) \frac{T_a}{|T_g - T_a|} \frac{a|w|}{\nu_g^{(T)}},$$

где  $\nu_g^{(T)}$  — коэффициент температуропроводности газа,  $\text{Nu}$ ,  $\text{Pe}$  — числа Нуссельта и Пекле соответственно. Интенсивность теплового потока от межфазной поверхности в жидкость запишем как

$$q_{(al)} = -\lambda_l \left( \frac{\partial T_l'}{\partial r} \right)_a = -\lambda_l \left( \frac{a}{a_0} \right)^2 \left( \frac{\partial T_l'}{\partial r_0} \right)_{a_0}. \quad (3.4)$$

Здесь  $T_l'$  — распределение температуры в жидкости вокруг пузырьков,  $r$  и  $r_0$  — эйлеровы и лагранжевы радиальные микрокоординаты. Для того чтобы в соответствии с (3.4) определить тепловые потоки вокруг пузырьков, необходимо решить уравнение теплопроводности, записанное в лагранжевых переменных

$$\rho_l^0 c_l \frac{\partial T_l'}{\partial t} = \frac{1}{r_0^2} \frac{\partial}{\partial r_0} \left( \frac{r^4}{r_0^2} \lambda_l \frac{\partial T_l'}{\partial r_0} \right), \quad (3.5)$$

$$(a_0 < r_0 < \infty), \quad (r^3 = r_0^3 - a_0^3 + a^3)$$

при граничных условиях:

$$T_l' = T_a \text{ при } r_0 = a_0 \text{ и } T_l' = T_0 \text{ при } r_0 \rightarrow \infty.$$

Теоретические оценки, а также расчет применительно к данным из [11] для системы "вода-фреон" показывает, что при наблюдаемых в опыте темпах образования гидратов его интенсивность лимитируется диффузионными и неравновесными явлениями в жидкости вблизи поверхности пузырьков. На фоне этих более медленных процессов из-за высокой теплосъемной способности воды тепло, выделяющееся за счет образования гидрата, интенсивно удаляется от межфазной поверхности. В связи с этим температуру этой поверхности можно считать постоянной и равной исходной температуре жидкости ( $T_a = T_0$ ).

#### 4. Учет дробления пузырьков

Экспериментальные данные [11], полученные при непосредственной визуализации пузырьковой жидкости в процессе распространения волн, а также анализа осциллограмм давления в рассматриваемой системе, показывают, что эволюция волн сопровождается дроблением пузырьков. При этом качественный и количественный характер дробления сильно зависит от амплитуды волны. Если при достаточно слабых волнах ( $\Delta p \leq 0,1$  МПа) дробление происходит на несколько фрагментов, то при сравнительно умеренном повышении амплитуды ( $\Delta p \approx 0,2$  МПа) дробление может происходить на сотни или даже тысячи фрагментов.

Представляется, что главным механизмом дробления пузырьков в этих экспериментах является неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, для которой критерием дробления пузырьков является максимальное значение числа Вебера, достигающееся в момент максимального сжатия пузырьков, т. к. величина относительной скорости пузырьков  $v_{gl}$  также достигает максимального значения в этот момент.

Поэтому для анализа возможности дробления пузырьков понадобится уравнение для изменения скорости газовой фазы  $v_{gl}$  относительно жидкости. Во всем остальном относительным движением пузырьков пренебрегаем. Для этого используем уравнение импульсов для пузырька

$$m_g \frac{dv_g}{dt} = f_m + f_A + f_S, \quad (4.1)$$

где  $f_m$ ,  $f_A$  и  $f_S$  — силы присоединенных масс Архимеда и Стокса соответственно.

Пренебрегая левой частью, получим следующее уравнение [6]:

$$\frac{\partial v_{gl}}{\partial t} = 2 \frac{\partial v_l}{\partial t} - v_{gl} \frac{w}{a} - \frac{3c_\mu}{4a} |v_{gl}| v_{gl}, \quad (4.2)$$

где  $c_\mu$  — коэффициент вязкого сопротивления жидкости движению пузырька,

$$\text{Re} \leq 10,9 : c_\mu = \frac{16}{\text{Re}}, \quad 10,9 < \text{Re} \leq 1000 : c_\mu = \frac{48}{\text{Re}} \left( 1 - \frac{2,2}{\sqrt{\text{Re}}} \right),$$

$$\text{Re} > 1000 : c_\mu = 4,466 \cdot 10^{-2}, \quad \text{Re} = 2a\rho_l \frac{|v_{gl}|}{\mu_l}.$$

Согласно [13], условие устойчивости пузырьков по механизму Кельвина – Гельмгольца по порядку величины определяется неравенством

$$\text{We} = \frac{2a\rho_g^0 v_{gl}^2}{\sigma} < \text{We}_* = 2\pi\chi, \quad (4.3)$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\chi$  — эмпирический параметр порядка единицы (численное значение которого может быть уточнено на основе верификации теоретической модели с результатом экспериментов). В дальнейшем при оценках для него будем использовать значение  $\chi = 2$ . При распространении волн давления основными силами, действующими на пузырек, являются силы Архимеда и присоединенных масс [13]. Оставляя в (4.2) только эти силы, для относительной скорости получим  $v_{gl} \approx 2v_l$ . Тогда для текущего значения числа Вебера в волне давления можем записать

$$\text{We} = \frac{8a\rho_g^0 v_l^2}{\sigma}. \quad (4.4)$$

Величина максимальной скорости жидкости при распространении ударной волны с амплитудой  $\Delta p$  оценивается на основе выражения

$$v_l^{(m)} \approx \frac{\Delta p}{\rho C}, \quad (4.5)$$

где  $C$  — скорость волны. Из выражения (4.4) с учетом (4.5) следует, что при увеличении амплитуды волны в два раза число Вебера возрастает уже более чем

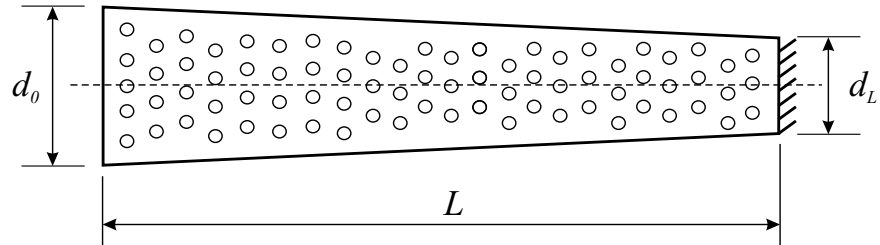


Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области

в четыре раза. Поэтому с ростом амплитуды волны растет также тенденция к дроблению, причем нелинейно.

Более подробный анализ возможности дробления пузырьков, а также количественные оценки для критических амплитуд волны (при которых возможно дробление) и определение числа фрагментов при дроблении пузырьков в зависимости от амплитуды волны представлены в работах [16; 17].

## 5. Результаты расчетов

В численных расчетах для термодинамических параметров фреона были приняты следующие значения:  $c_g = 590$  (Дж/кг·град),  $\gamma = 1,14$ ,  $R_g = 68,76$  (Дж/кг·К),  $\lambda_g = 8,76 \cdot 10^{-3}$  (Вт/м·град). Для исходного состояния пузырьковой системы приняты значения параметров:  $p_0 = 10^5$  Па,  $T_0 = 274$  К, ( $\rho_{g0} = 5,3$  кг/м<sup>3</sup>),  $\alpha_{g0} = 10^{-1}$ ,  $a_0 = 2 \cdot 10^{-3}$  м. Коэффициент поверхностного натяжения взят для чистой воды, и его значение равно  $\sigma = 73 \cdot 10^{-3}$  Н/м<sup>2</sup>. ПАВ или иные вещества, влияющие на массо- и теплообмен, в работе не учитывались. Кроме того, для значений параметров, связанных с гидратообразованием примем:  $G = 0,3$ ,  $p_{s0} = 0,42 \cdot 10^5$  Па,  $T_* = 5,2$  К,  $h_h = 3 \cdot 10^5$  (Дж/кг). Для безразмерного эмпирического коэффициента, связанного с кинетикой гидратообразования, выбрано значение  $\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ . Данное значение подобрано из условия наилучшего согласования расчетных и эмпирических данных. При этом  $\beta = 10^{-5}$  и  $10^{-4}$  дают явно заниженное и завышенное гидратообразования применительно к опытным данным [11].

В качестве канала переменного сечения был рассмотрен равномерно сужающийся по длине канал со следующими параметрами: длина  $L = 1,5$  м, входной диаметр  $d_0 = 0,053$  м, диаметр дна  $d_L = 0,033$  м. Ударная волна создавалась внезапным повышением давления на границе  $x = 0$  до значения  $p = P_e$ . При расчетах граница  $x = 1,5$  м (дно канала) полагалась жесткой непроницаемой стенкой (рис. 1).

Для более полного и детального анализа эволюции волны давления в таком канале и механизма дробления пузырьков рассмотрим сначала динамику волны давления и числа Вебера, реализующихся при распространении волны, не сопровождающейся дроблением пузырьков на отдельные фрагменты. Амплитуда иницируемой на входе канала волны давления  $\Delta P = 0,06$  МПа ( $\Delta P = P_e - P_0$ ).

При распространении ударной волны в сужающемся канале происходит увеличение ее амплитуды вследствие кумуляции энергии волны (рис. 2, а), что приводит к поджатию пузырьковой жидкости, а также к увеличению относительной скорости движения пузырьков в данной системе. Это увеличение скорости име-

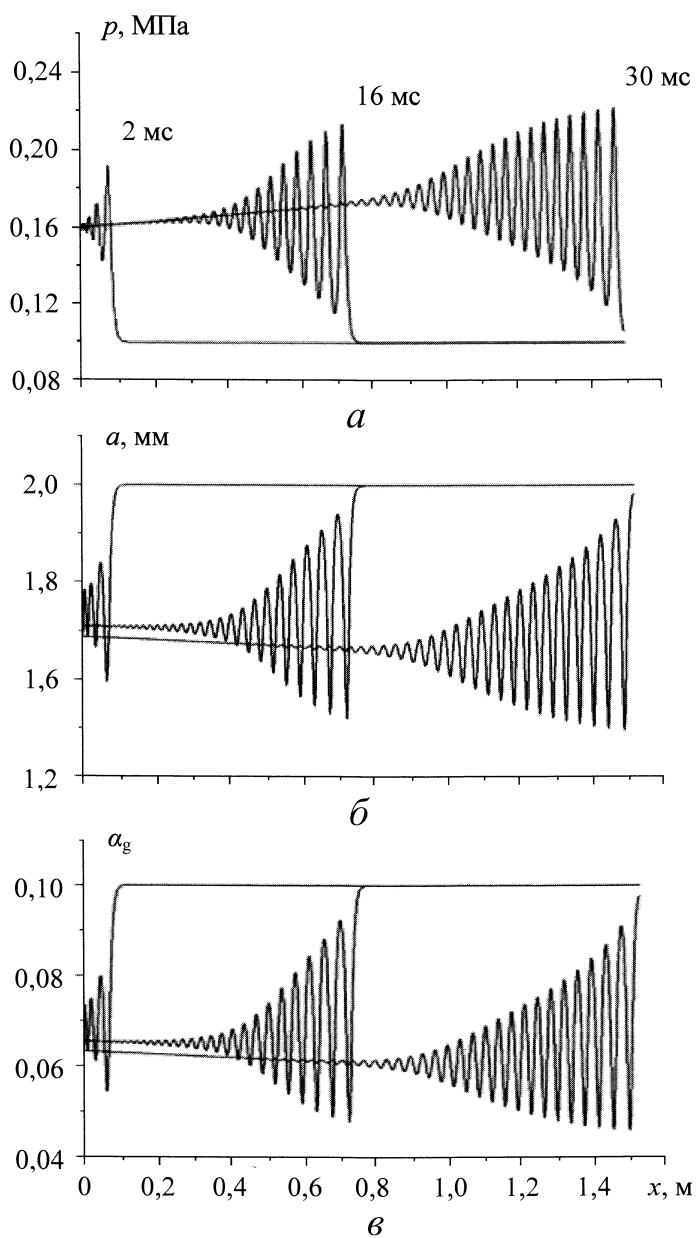


Рис. 2. Динамика волны давления в сужающемся канале. Числа у кривых давления соответствуют моментам времени

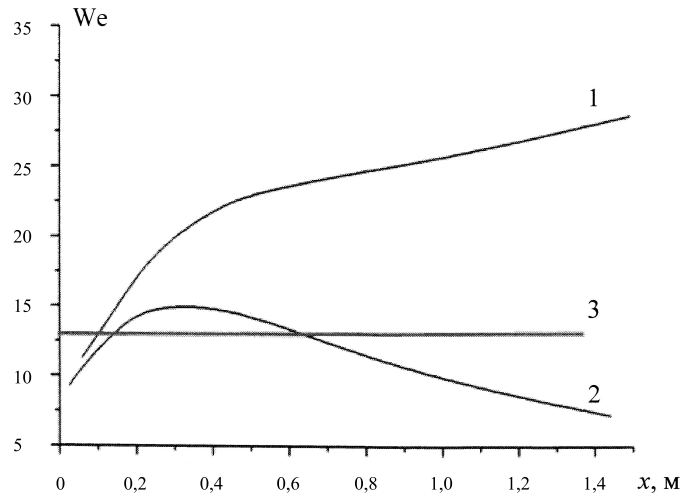


Рис. 3. Огибающая максимальных значений числа Вебера и для пузырьков в случае сужающегося (2.1) и прямого (2.2) канала. Линия 3 соответствует критическому значению числа Вебера

ет определяющее значение для процесса дробления пузырька по механизму Кельвина – Гельмгольца. Данный факт отражен в рис. 3: линия 1, которая соответствует сужающемуся каналу, показывает, что при данных параметрах пузырьковой жидкости, ударной волны и параметров канала происходит возрастание числа Вебера примерно в два раза. Склонность пузырьков к дроблению в этом случае возрастает по мере распространения волны, в отличие от прямого канала, соответствующего линии 2, где процесс дробления почти не осуществляется. Таким образом, в сужающемся канале дробление пузырьков может осуществляться такими слабыми волнами, которые в прямом канале не приводят к этому процессу.

По рис. 4, на котором представлено распространение падающей ударной волны, сопровождаемое дроблением пузырьков, видно, что с ростом амплитуды волны (рис. 4, а) происходит уменьшение размеров пузырьков, которое связано не только с более сильным их поджатием, но также с дроблением пузырьков на отдельные фрагменты, что отмечено на графике для числа фрагментов  $N$  (рис. 4, з). Это также можно заметить по уменьшающимся амплитудам осцилляций пузырьков (рис. 4, б). Расчет показывает, что при данных параметрах среды, канала и амплитуды волны критерий дробления выполняется в самом начале распространения волны. В результате дробления пузырьков происходит более интенсивный процесс образования гидрата, что можно наблюдать на графике для объемного газосодержания (рис. 4, в).

На рис. 5 представлены результаты расчетов для более мелкодисперсной пузырьковой жидкости с пузырями радиусом  $a_0 = 0,45 \cdot 10^{-3}$  м. Этот размер соответствует предельному устойчивому состоянию, на который может быть раздроблен пузырь в ходе распространения в рассматриваемом сужающемся канале ударной волны с амплитудой на входе канала  $\Delta P = 0,06$  МПа, т. е. пузыри такого размера являются неподверженными дроблению под действием данной волны, о чем свидетельствует качественное сходство рис. 5 и рис. 2, на котором представлена динамика волны, не сопровождающаяся дроблением пузырьков на отдельные фрагменты.



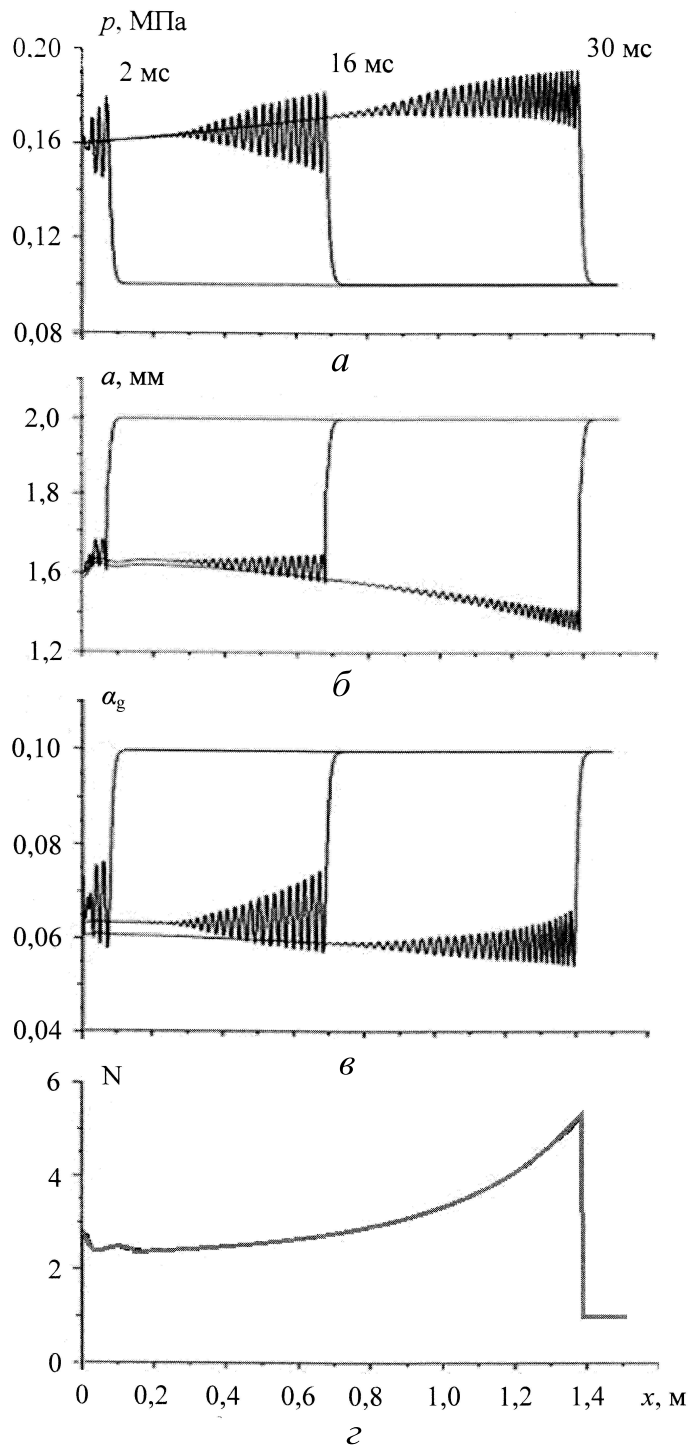


Рис. 4. Эпюры волны давления в сужающемся канале, радиуса пузырьков, объемного газосодержания и числа пузырьков. Числа у кривых давления соответствуют моментам времени

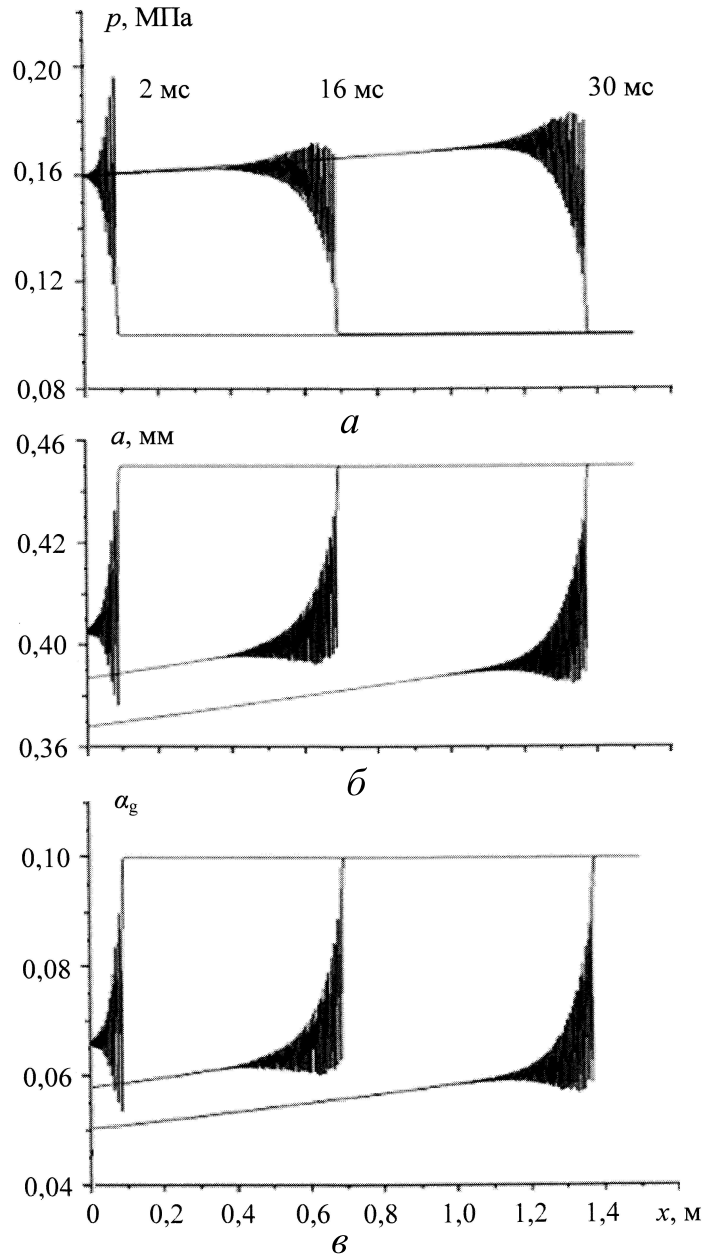


Рис. 5. Динамика волны давления в сужающемся канале. Начальные параметры пузырьковой среды:  $p_{i0} = p_{g0} = 0,1$  МПа,  $T_0 = 274$  К,  $a_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$  м,  $\alpha_{g0} = 10^{-1}$ . Числа у кривых давления соответствуют моментам времени

## Заключение

В работе на основе численного исследования установлено, что при распространении волн в сужающихся каналах за счет эффекта усиления их амплитуды, приводящего к усилению дробления пузырьков, можно добиться роста интенсивности гидратообразования в случае даже слабых волн, при которых не происходит дробления в каналах постоянного сечения. При этом показано, что основным механизмом, приводящим к усилению гидратообразования, является дробление пузырьков из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, причем склонность к дроблению с ростом амплитуды волны растет нелинейно. Предложена схема, согласно которой дробление пузырьков происходит мгновенно в момент первого максимального сжатия на мелкие фрагменты, со значениями радиусов, удовлетворяющих критерию Вебера, и которая адекватно описывает наблюдаемые в эксперименте осциллограммы давления и объемного содержания пузырьков.

Авторы выражают благодарность профессору В.Ш. Шагалову за полезные замечания и постоянный интерес к исследовательской работе.

## Литература

- [1] Благов Э.Е. Критическое течение пузырьковой двухфазной смеси однокомпонентной жидкости в сужающих устройствах // Наука и конструирование. 2006. Т. 43. № 4. С. 55–59.
- [2] Шагалов В.Ш., Галимзянов М.Н., Лепихин С.А. Реализация высоких давлений и температур в газовой фазе при истечении пузырьковой жидкости через сопло // ИФЖ. 2007. Т. 80. № 6. С. 134–137.
- [3] Галимзянов М.Н., Лепихин С.А. Истечение двухфазной смеси через сопло с учетом фазовых переходов // Вестник Самарского государственного университета. 2010. № 2(76). С. 96–104.
- [4] Экспериментальное исследование течения вскипающей жидкости в расширяющихся каналах // О.О. Мильман [и др.]. Труды IV Российской национальной конференции по теплообмену. М., 2006. Т. 5. С. 276–279.
- [5] Шагалов В.Ш., Гималтдинов И.К., Галимзянов М.Н. Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьки // МЖГ. 2002. № 2. С. 139–147.
- [6] Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И. Исследование нестационарных ударных волн в газожидкостных смесях пузырьковой структуры // ПМТФ. 1978. № 2. С. 78–86.
- [7] Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
- [8] Суров В.С. Влияние геометрического фактора на распространение ударных волн в дисперсных средах // ТВТ. 1998. Т. 36. № 6. С. 1001–1003.
- [9] Лепихин С.А., Галимзянов М.Н., Гималтдинов М.Н. Иницирование детонационных волн в каналах переменного сечения, заполненных жидкостью с пузырьками горючего газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 2. С. 232–240.
- [10] Сычевский В.А. Обработка частиц газовой детонацией // ТВТ. 2008. Т. 46. № 5. С. 751–759.
- [11] Донцов В.Е., Накоряков В.Е., Чернов А.А. Ударные волны в воде с пузырьками фреона-12 с образованием гидрата газа // ПМТФ. 2007. Т. 48. № 3. С. 58–75.

- [12] Донцов В.Е., Чернов А.А., Донцов Е.В. Ударные волны и образование гидрата углекислого газа при повышенном начальном давлении в газожидкостной среде // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14. № 1. С. 23–39.
- [13] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 360 с.
- [14] Нигматулин Р.И., Шагапов В.Ш., Вахитова Н.К. Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волн в пузырьковой среде // ДАН СССР. 1989. Т. 304. № 35. С. 1077–1081.
- [15] Гумеров Н.А. Автомодельный рост слоя газового гидрата, разделяющего газ и жидкость // МЖГ. 1992. № 5. С. 78–85.
- [16] Шагапов В.Ш., Лепихин С.А., Чиглинцев И.А. Распространение волн сжатия в пузырьковой жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 2. С. 247–260.
- [17] Галимзянов М.Н. Математическое моделирование образования газовых гидратов // Вестник Башкирского государственного университета. 2010. Т. 15. № 3. С. 570–574.

Поступила в редакцию 20/III/2012;  
в окончательном варианте — 20/III/2012.

## PROPAGATION OF NONLINEAR WAVES IN CHANNELS WITH VARIABLE CROSS-SECTION, LED TO THE GAS HYDRATE FORMATION

© 2012 M.N. Galimzianov,<sup>5</sup> S.A. Lepikhin,<sup>6</sup> I.A. Chiglintsev<sup>7</sup>

The phenomena related with shock wave propagation in variable cross-section channels filled with bubbles liquid containing hydrate-generative gas are considered. The possibility of intensification of hydrate-generative process due to the increasing of bubbles subdivision because of wave amplitude rising provided by channel geometry.

**Key words:** bubble liquid, channel of variable cross section, shock wave, bubbles subdivision, gas hydrate generation.

Paper received 20/III/2012.

Paper accepted 20/III/2012.

---

<sup>5</sup>Galimzianov Marat Nazipovich ([monk@anrb.ru](mailto:monk@anrb.ru)), the Dept. of Differential Equations of Mechanics, Institute of Mechanics of Ufa Branch, RAS, Ufa, 450054, Russian Federation.

<sup>6</sup>Lepikhin Sergey Anatolievich ([sg81@bk.ru](mailto:sg81@bk.ru)), the Dept. of Natural Sciences, Surgut Institute of Oil and Gas (branch) of Tyumen State Oil and Gas University, Surgut, 628404, Russian Federation.

<sup>7</sup>Chiglintsev Igor Alexandrovich ([schnik@mail.ru](mailto:schnik@mail.ru)), the Dept. of Application Mathematics, Informatics and Mechanics, Birk State Social-Pedagogical Academy, Birk, 452453, Russian Federation.