УДК 532.529.5, 536.248.2

# Экспериментальное исследование распределения размеров пузырьков и паросодержания на выходе вертикального узкого канала<sup>\*</sup>

# Л. Хуан, Л. Тао, Ч. Чен, Г. Ван, Б. Ху

Шанхайский университет науки и технологии, КНР

E-mail: huanglihao1208@163.com; Hihao huang@usst.edu.cn

Наличие пузырьков в потоке жидкости оказывает большое влияние на перепад давления, теплоперенос, картину течения и многие другие характеристики потока. Из-за сложности такого явления как двухфазный кипящий поток проведение экспериментов является затруднительным. В статье описана экспериментальная установка для ультразвукового исследования данного течения. В работе исследуются распределения размеров пузырьков и паросодержание в газожидкостном двухфазном потоке через узкий вертикальный канал с поперечным сечением 3×20 мм. Распределение размеров пузырьков существенно зависит от теплового потока и массового расхода, что приводит к различным распределениям размеров пузырьков при разных режимах течения. В экспериментах с помощью ультразвукового метода измерялось паросодержание, полученное значение сравнивалось с теоретическими данными. Модель ультразвуковых измерений применима главным образом к пузырьковому течению. При низком паросодержании измеренные величины близки к теоретическим, следовательно, модель измерений подходит для случая пузырькового кипения. При высоких значениях паросодержания различие между экспериментальными и расчетными данными возрастает. Для сравнения результатов, полученных экспериментально и теоретически, необходимо модифицировать модель ультразвуковых измерений таким образом, чтобы получить лучшее согласование при различных режимах течения. В будущем это может быть полезным при изучении механизма уноса жидкости в микроканалах, особенно при их внутреннем диаметре менее 5 мм.

Ключевые слова: двухфазное течение, ультразвуковое детектирование, распределение размеров пузырьков, паросодержание.

#### Введение

Явление кипящей жидкости в микроканалах встречается в целом ряде промышленных установок, где используются микромасштабные теплообменники, микрореакторы, микрофлюидные устройства или устройства с высокой плотностью теплообмена. Эти установки применяются в таких областях, как машиностроение, химическая и аэрокосмическая области, автомобильная и энергетическая отрасли, а также в электронике, микроэлектронике, биотехнологии [1–7]. В последнее время процесс кипения жидкости в микроканале является одним из важных предметов исследований в области теплообмена [8–12]. При этом основное внимание уделяется изучению ряда параметров: пере-

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке «Шанхайской лаборатории исследования многофазных течений и теплообмена в энергетике» (13DZ2260900) и Фонда стартапов для PhD (1D-16-301-007 и 10-17-301-803).

ходов макро- и микромасштаба, структуры течения, перепада давления, коэффициента теплопереноса, критического теплового потока, газосодержания, уноса жидкости [13]. За последнее время двухфазное течение кипящей жидкости было подробно изучено, но остались пробелы в знании об уносе жидкости из канала [14].

В представленной работе исследуется распределение размера пузырьков и паросодержания для двухфазного газожидкостного потока в узком вертикальном канале. Рассматриваемые пузырьки существенно влияют на тепло- и массоперенос. Их распределение по размерам и паросодержание на выходе канала являются важными факторами при проектировании промышленного оборудования, например, парожидкостных сепараторов. Эти параметры важны для случая испарения вертикальной пленки в узком канале, где размеры частиц (пузырьков) и паросодержание имеют большое влияние на работу технологических устройств. Ультразвуковые волны демонстрируют хорошую проникающую способность. Это качество используется при организации бесконтактных измерений в потоке, что принципиально важно для проведения измерений в реальном времени, и основанный на нем подход применим в широком диапазоне размеров частиц от нанометров до миллиметров [15, 16]. В ходе исследований измеряются спектр ослабления ультразвукового сигнала и фазовая скорость, что позволяет определить распределения размеров пузырьков в двухфазном течении и паросодержание [17]. Предлагаемая работа продолжение исследований, изложенных в публикациях [15, 16, 18], в ней объединены модели Мак-Клеменца [19, 20] и модель Бугера-Ламберта-Бера (BLBL, Bouguer-Lambert-Beer–Law) [21, 22]. Объединение этих моделей позволяет установить распределение размеров пузырьков и паросодержание для двухфазного (газожидкостного) потока с целью оптимизации модели ультразвуковых измерений, что способствует дальнейшему изучению механизмов течения двухфазной газожидкостной среды.

Таким образом, в настоящей работе исследуется распределение размеров частиц и паросодержания на выходе из узкого канала при помощи ультразвукового детектирования потока. Полученные результаты будут полезны для разработки испарителя с вертикальной пленкой в устройствах механической декомпрессии пара.

#### 1. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка, изображенная на рис. 1a, была описана в работе [23]. Экспериментальный контур включает в себя перистальтический насос для жидкости, трубопроводы и рабочий участок в виде узкого канала размером 3,5×250×720 мм, ультразвуковой измерительный участок, соединенный с двух сторон с ультразвуковыми преобразователями и микроскопом, также экспериментальная установка имеет впускной и выпускной контуры. Рабочая жидкость закачивается из резервуара с водой через входной коллектор в секцию с узким проточным каналом, далее она попадает в ультразвуковой измерительный участок, и затем через выпускной коллектор — в выходной контур. В ультразвуковом измерительном участке 5 размером 3×20×90 мм рабочая жидкость исследуется на предмет распределения размеров пузырьков и паросодержания в двухфазном потоке. Показанная на рис. 1b ультразвуковая измерительная секция находится непосредственно на выходе из узкого канала 4. Она включает в себя два прозрачных кварцевых стекла, соединенных с помощью болтов. К поверхности этих двух стекол присоединены по отдельности два продольных ультразвуковых преобразователя, способных принимать ультразвуковые импульсы (поверхности 1 и 2 на рис. 1b), при этом осевые линии преобразователей расположены на одной линии.

На рис. 1*с* изображены продольные ультразвуковые преобразователи. Через ультразвуковой импульсный приемник 5073PR система сбора данных DAQ накапливает экспериментальные данные.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки с узким вертикальным каналом (a), секция ультразвуковых измерений (b) и вид продольных ультразвуковых преобразователей (c).
а: 1 — перистальтический насос, 2 — массовый расходомер,

3 — входной нагреватель, 4 — рабочий участок в виде узкого канала,
 5 — ультразвуковой измерительный участок, 6 — конденсатор, 7 — резервуар с водой.

### 1.1. Методика измерений

При выполнении измерений вначале на установке включается насос и в рабочий участок закачивается деионизованная вода с заданной температурой на входе. Затем с помощью изменения напряжения нагревателя устанавливается нужный уровень тепловой мощности в канале. Массовый расход жидкости контролируется с помощью выбора частоты перистальтического насоса. По достижении экспериментальной установкой равновесия происходит стабилизация параметров потока, после чего поле температуры на нагревателе и ультразвуковые импульсы одновременно считываются и сохраняются. Процедуру сбора экспериментальных данных можно разбить на следующие этапы.

1. Перед началом экспериментов проверяется герметичность системы и исправность приборов и устройств.

 Включается перистальтический насос и рабочий участок заполняется деионизованной водой с заданной температурой. Устанавливается уровень массового расхода воды.

3. Открывается водный резервуар с постоянной температурой и устанавливается температура водного потока на входе в рабочий участок на заданном уровне.

4. Эксперименты по теплообмену в кипящей жидкости начинаются при поддержании на постоянном уровне массового расхода и температуры на входе в рабочий участок. Затем устанавливается уровень тепловой мощности электрического нагревателя, который расположен на обогреваемой стороне установки (см. рис. 1*a*). Нагревание происходит путем пропускания электрического тока через медную ленту. После стабилизации всех параметров (температуры, давления, расхода) проводится сбор соответствующих данных с помощью системы ультразвуковых измерений. Полученные данные сохраняются в компьютере. На следующей итерации мощность нагрева увеличивается (с шагом напряжения 5 В). После стабилизации параметров нужные данные опять сохраняются в компьютере.

5. Эксперименты продолжаются при одном измененном параметре и остальных неизменных условиях. Проводятся измерения распределения размеров частиц и паросодержания, а также других теплофизических характеристик в двухфазном газожидкостном потоке в вертикальном узком канале.

#### 1.2. Обработка измерений

Расчет теплового баланса для однофазного течения выполнялся с приемлемым уровнем точности (в пределах 5 %):

$$HB_{\text{heat}} = (Q_{\text{heater}} - Q_{\text{fluid}}) / Q_{\text{heater}} \cdot 100 \%, \tag{1}$$

$$Q_{\text{fluid}} = C_{\text{p}} \cdot m \cdot (T_{\text{L,out}} - T_{\text{L,in}}), \qquad (2)$$

где  $Q_{\text{heater}}$  — мощность нагревателя, которая расходуется на нагрев рабочей жидкости в рабочем участке, кВт,  $Q_{\text{fluid}}$  — реальное тепло, которое получила рабочая жидкость в рабочем участке, кВт,  $C_p$  — удельная теплоемкость жидкости, кДж·кг<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>, *m* — массовый расход, кг·с<sup>-1</sup>,  $T_{\text{L,in}}$  — входная температура жидкости, К,  $T_{\text{L,out}}$  — температура жидкости на выходе, К.

Тепловые потери в экспериментальной системе обусловлены свободной конвекцией между экспериментальным участком и окружающей средой. Количественная оценка потерь тепла выражается уравнениями:

$$Gr = g \cdot a_{\nu} \cdot (T_{w} - T_{\infty}) \cdot l^{3} / \nu^{2}, \qquad (3)$$

$$Nu = C(Gr \cdot Pr)^n, \tag{4}$$

$$h_{\rm loss} = {\rm Nu} \cdot \lambda / l \,, \tag{5}$$

$$Q_{\rm loss} = h_{\rm loss} \cdot (T_{\rm w} - T_{\infty}), \tag{6}$$

где Gr — число Грасгофа, g — ускорение свободного падения, м·c<sup>-2</sup>,  $\alpha_v$  — коэффициент объемного расширения, K<sup>-1</sup>,  $T_w$  — температура на внешней поверхности рабочего участка, K,  $T_{\infty}$  — температура окружающей среды, K, l — характерная длина, м, v — кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>·c<sup>-1</sup>, Nu — число Нуссельта, Pr — число Прандтля,  $h_{loss}$  — удельный коэффициент теплоотдачи от внешней стенки к окружающей среде,  $BT \cdot M^{-2} \cdot K^{-1}$ ,  $\lambda$  — теплопроводность воздуха,  $BT \cdot M^{-1} \cdot K^{-1}$ ,  $Q_{loss}$  — тепловые потери в окружающую среду, кBт.

Рабочий участок был тщательно теплоизолирован с помощью соответствующего материала для уменьшения тепловых потерь. Если тепловые потери составляют меньше 5 %, то параметром  $Q_{\rm loss}$  можно пренебречь. При этом формула для вычисления теплопереноса упрощается:

$$q = Q_{\text{heater}} / A, \tag{7}$$

где A — площадь теплообмена, начиная со входа в секцию, м<sup>2</sup>,  $Q_{\text{heater}}$  — тепловая мощность, расходуемая для нагрева рабочей жидкости в узком канале, кВт. Заметим, что при проведении экспериментов температура стенок изменялась от 75 до 115 °C на расстоянии 25 см в продольном направлении, но при этом теплопроводность стенки в этом направлении была очень низкой [23], следовательно, этим компонентом можно пренебречь. Формула для продольной теплопроводности имеет следующий вид:

$$Q_{\rm long} = \lambda_2 \cdot A_{\rm long} \Delta T / \Delta L, \qquad (8)$$

где  $Q_{\text{long}}$  — тепловой поток в продольном направлении, кВт,  $\lambda_2$  — теплопроводность (для материала стенки H69 соответствует значению 0,109), кВт·м<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $A_{\text{axial}}$  — поперечное сечение материала стенки, м<sup>2</sup>,  $\Delta T$  — перепад температуры на стенке канала по всей его длине, К,  $\Delta L$  — длина вдоль канала, м.

Что касается кипящего потока, движущегося по узкому прямоугольному каналу, то он создается за счет перепада давления между входом и выходом канала. Охлаждаемая длина для канала  $Z_{sat}$  определяется выражением

$$Z_{\text{sat}} = G \cdot A_{\text{cross}} \cdot C_{\text{p}} (T_{\text{L,sat}} - T_{\text{L,in}}) / (q \cdot S),$$
(9)

где G — массовый расход, кг·м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>,  $A_{cross}$  — площадь поперечного сечения канала, м<sup>2</sup>,  $C_p$  — удельная теплоемкость, кДж·кг<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $T_{L,sat}$  — температура насыщения для жид-кости, К,  $T_{L,in}$  — температура жидкости на входе в канал, К, q — эффективный тепловой поток, кВт·м<sup>-2</sup>, S — нагреваемый периметр канала, мм. Давление рабочей жидкости и температуру насыщения  $T_{sat}$  можно определить вдоль продольной координаты Z; также с помощью законов сохранения массы и энергии можно вычислить паросодержание  $\chi$  для координаты Z:

$$T_{\rm L}(Z) = T_{\rm L,in} + \frac{q \cdot S \cdot Z}{1000 \cdot C_{\rm p} \cdot G}, \quad Z < Z_{\rm sat}, \tag{10}$$

$$T_{\rm L}(Z) = T_{\rm sat}(p(Z)), \quad Z \ge Z_{\rm sat}, \tag{11}$$

$$\chi(Z) = (h_{\rm L}(Z) - h_{\rm L,sat}) / h_{\rm fg}, \quad Z < Z_{\rm sat},$$
(12)

$$\chi(Z) = \frac{1}{h_{\rm fg}} \left( \frac{q \cdot S \cdot Z}{1000 \cdot G \cdot A_{\rm sect}} + h_{\rm L,in} - h_{\rm L,sat} \right), \quad Z \ge Z_{\rm sat}, \tag{13}$$

259

где  $T_L(Z)$  — температура жидкости для координаты Z, K,  $T_{L,in}$  — температура жидкости на входе, K, q — эффективный тепловой поток, кВт·м<sup>-2</sup>, S — обогреваемый периметр канала, мм, Z — расстояние от входа до позиции Z, м, G —поток массы, кг·м<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup>,  $C_p$  — удельная теплоемкость, кДж·кг<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $T_{sat}(P(Z))$  — температура насыщения сплошной среды согласно давлению в текущей точке Z, K,  $h_L(Z)$  — удельная энтальпия жидкости при текущем давлении, кДж·кг<sup>-1</sup>,  $h_{L,sat}$  — удельная энтальпия насыщенной жидкости при текущем давлении, кДж·кг<sup>-1</sup>,  $h_{fg}$  — скрытая теплота парообразования, кДж·кг<sup>-1</sup>,  $A_{sect}$  — площадь поперечного сечения канала, м<sup>2</sup>,  $h_{L,in}$  — удельная энтальпия жидкости на входе, кДж·кг<sup>-1</sup>. Если тепловой поток от нагревателя остается постоянным вдоль рабочего участка, то локальный коэффициент теплообмена ( $h_{local}(Z)$ ) для положения Z в канале определяется формулой

$$h_{\text{local}}(Z) = q / (T_w(Z) - T_L(Z)),$$
 (14)

где  $T_w(Z)$  — температура стенки по координате Z, K;  $T_L(Z)$  — температура смеси по координате Z, K; q — тепловой поток, кBT·м<sup>-2</sup>.

Коэффициент теплоотдачи с поверхности  $(h_{ovg})$  определяется соотношениями

$$A_i = W(Z_i - Z_{i-1}), (15)$$

$$h_{\text{ovg}} = \sum_{i=1}^{8} (h_{\text{local}}(Z_i) \cdot A_i) / \sum_{i=1}^{8} A_i , \qquad (16)$$

где  $A_i$  — площадь теплоотдачи на удалении от входа, м<sup>2</sup>, W — ширина канала, мм,  $Z_i$  — расстояние от точки измерения до входа, мм,  $h_{\text{local}}(Z_i)$  — коэффициент теплоотдачи для координаты  $Z_i$ , кВт·м<sup>-2</sup>·K<sup>-1</sup>. Приведенная скорость жидкости  $J_{\text{L}}$  задается следующим соотношением:

$$J_{\rm L} = G(1-\chi)/\rho_{\rm L}$$
, (17)

где *G* — массовый расход, кг·м<sup> $^{-2}</sup>·c<sup><math>^{-1}$ </sup>,  $\chi$  — паросодержание,  $\rho_{\rm L}$  — плотность жидкости, кг·м<sup> $^{-3}$ </sup>. Приведенная скорость пара определяется соотношением</sup>

$$J_g = G\chi/\rho_g \,, \tag{18}$$

Таблина 1

где *G* — массовый расход, кг·м<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup>,  $\chi$  — паросодержание,  $\rho_{\rm g}$  — плотность пара, кг·м<sup>-3</sup>. Улучшение теплоотдачи в узком канале достигается при наличии следующих факторов: небольшой разницы температур, высокого коэффицента теплоотдачи, компактной структуры. Данная информация полезна при разработке таких типов теплообменников. Интервалы рабочих параметров приведены в табл. 1.

Ключевые параметры и отклонения

Параметр	Интервал	Погрешность
Давление, МПа	0,101-0,201	$\pm 0,00375$
Массовый расход, кг·м <sup><math>-2</math></sup> ·c <sup><math>-1</math></sup>	2,22-3,49	± 0,13
Температура на входе, °С	27-60	± 0,5
Тепловой поток, кВт·м <sup>-2</sup>	0-20	± 1,5
Максимальное паросодержание	0,20	-

# 2. Теория ультразвукового детектирования и измерение ослабления ультразвука

# 2.1. Теоретические модели (Мак-Клеменца и BLBL) и алгоритм инверсии

#### Модели Мак-Клеменца и BLBL

Д.Ж. Мак-Клеменц изучал акустические колебания в различных двухфазных средах. Он считал, что механизмы теплопереноса и вязкости в этом случае являются определяющими, а первые два члена ( $M_0$  и  $M_1$ ) играют важную роль в выражении для полинома « $M_n$ » в классической модели ЕСАН (названной по фамилиям авторов: Epstein, Carhart [24], Allegra, Hawley [25]). Упрощенная формула для вычисления волнового числа имеет вид

$$\left(\frac{\beta}{k}\right)^{2} = 1 + \frac{3\varphi}{ik^{3}R^{3}} (M_{0} + M_{1}),$$
(19)

$$\beta = \frac{\omega}{c_{\rm s}(\omega)} + i\alpha_{\rm s}(\omega), \tag{20}$$

$$i = \sqrt{-1},\tag{21}$$

где  $\beta$  — комплексное волновое число для газожидкостного двухфазного потока, k — волновое число для сплошной среды,  $\omega$  — угловая частота,  $\alpha_s$  — коэффицент ослабления звука,  $c_s$  — скорость звука, м·c<sup>-1</sup>,  $\varphi$  — истинное паросодержание, R — радиус пузырька, м,  $M_0$  и  $M_1$  — коэффициенты рассеяния. Таким образом, выражения для коэффициентов рассеяния можно записать следующим образом:

$$M_{0} = \frac{i(kR)^{3} \cdot \left[ \left( \rho_{\rm L} k^{'2} / \rho_{\rm g} k^{2} \right) - 1 \right]}{3} - k^{2} R CT \rho \tau H \left( \beta_{0\rm L} / \rho_{\rm L} c_{p\rm L} - \beta_{0\rm g} / \rho_{\rm g} c_{p\rm g} \right),$$
(22)

$$M_{1} = -i(kR)^{3}(\rho_{\rm L} - \rho_{\rm g}) / \left( \frac{3\left[3\rho + 2(\rho_{\rm g} - \rho_{\rm L})\right]}{1 + 3(1+i)\delta_{\nu}/2R + 3i\delta_{\nu}^{2}/2R^{2}} \right),$$
(23)

где k — волновое число для сплошной среды, R — радиус пузырька, м,  $\rho_{\rm L}$  — плотность жидкости, кг·м<sup>-3</sup>,  $\rho_{\rm g}$  — плотность пара, кг·м<sup>-3</sup>, C — скорость сплошной фазы, м·с<sup>-1</sup>, T — температура, К,  $\tau$  — теплопроводность жидкости, Вт·м<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $\beta_{0\rm L}$  — коэффицент теплового расширения для жидкости,  $c_{\rm pL}$  — удельная теплоемкость жидкости, Дж·кг<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $\beta_{0\rm g}$  — коэффицент теплового расширения для пара,  $c_{\rho\rm g}$  — удельная теплоемкость пара, Дж·кг<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,  $\delta_{\nu}$  — глубина скин-слоя для вязкой волны, H — комплексно-сопряженная величина, имеющая вид:

$$H = \begin{cases} \{1/(1-iz)\} \\ -\tau_{\rm L}/\tau_{\rm g} \cdot \tan(z') / [\tan(z') - z'] \end{cases}^{-1},$$
(24)

$$z = (1+i) \cdot R / \delta_t , \qquad (25)$$

$$\delta_{\rm v} = \sqrt{2\eta/(\omega\rho_{\rm L})},\tag{26}$$

где  $\delta_v$  — глубина скин-слоя для вязкой волны,  $\tau_L$  — теплопроводность жидкости,  $Bt \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ,  $\tau_g$  — теплопроводность пара,  $Bt \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ , z' — произведение радиуса частицы на волновое число тепловой волны в паре, z — произведение радиуса частицы на волновое число тепловой волны в жидкости, R — радиус пузырька, м,  $\delta_t$  — глубина скин-слоя тепловой волны,  $\omega$  — угловая частота,  $\rho_L$  — плотность жидкости, кг·м<sup>-3</sup>,  $\eta$  — динамическая вязкость, Па·с.

Модель BLBL (Bouguer-Lambert-Beer-Law) основана на эффекте рассеяния для описания ослабления в двухфазном газожидкостном потоке при различных уровнях паросодержания (что напоминает оптический метод полного рассеяния). Выполним интегрирование, используя баланс интенсивности звука в бесконечном тонком слое в двухфазном газожидкостном потоке. Затем согласно определению коэффициента ослабления за счет рассеяния а введем концепцию эффективности глушения, чтобы получить выражение для коэффициента ослабления  $\alpha_s$ :

$$dI = -I\alpha_{\rm s}dz,\tag{27}$$

$$\alpha_{\rm s} = \frac{3\varphi}{8R} K_{\rm ext}, \qquad (28)$$

$$K_{\text{ext}} = -\frac{4}{\sigma^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}\{M_n\},$$
(29)

$$\sigma = \omega R/c \,, \tag{30}$$

$$\sigma = \omega R/c, \qquad (30)$$
  
$$\chi = \varphi \cdot \rho_{\rm g} / \rho_{\rm L}, \qquad (31)$$

где I — интенсивность ультразвука,  $M_n$  — полином из классической модели ЕСАН, Re  $\{M_n\}$  означает реальную часть полинома  $M_n$ ,  $\alpha_s$  — коэффицент ослабления за счет рассеяния,  $\varphi$  — истинное паросодержание, R — радиус пузырька, м,  $K_{ext}$  — эффективность глушения,  $\sigma$  — фактор размера частиц, c — скорость непрерывной фазы, м· $c^{-1}$ ,  $\omega$  — угловая частота,  $\chi$  — паросодержание,  $\rho_{\rm L}$  — плотность жидкости, кг·м<sup>-3</sup>,  $\rho_{\rm g}$  плотность пара, кг·м<sup>-3</sup>.

В сущности, обе теоретические модели описывают характеристики акустических пульсаций ультразвука в двухфазном потоке с пузырьками и дают численное предсказание для коэффициента акустического ослабления. Если подставить коэффицент ослабления звука в уравнения (28) и (31), то можно получить величину паросодержания.

# Алгоритм инверсии

Процесс инверсии для определения размера пузырьков в двухфазном газожидкостном потоке обычно означает обратные вычисления от спектра, полученного по существующей модели прогнозирования и экспериментальным данным, и дает реконструкцию распределения размеров пузырьков. В целом, результаты расчетов по модели записываются в виде матрицы W, затем вводится измеренный спектр ослабления сигнала, что создает систему линейных уравнений  $W \cdot X = B$ . Решение системы с помощью метода наименьших квадратов дает распределение для размеров пузырьков.

Авторы работы [26] использовали модифицированный итерационный алгоритм, предложенный ранее в [27], и разработали улучшенный алгоритм Шахине. Формулы, используемые в алгоритме, имеют вид

$$X_{i}^{(p+1)} = X_{i}^{p} \cdot \sum_{j=1}^{N_{r}} W_{i,j} \frac{B_{j}^{(m)}}{B_{j}^{(p)}},$$
(32)

$$W_{i,j} = A_{i,j} / \sum_{k=1}^{N_F} A_{i,k}, \qquad (33)$$

где *W<sub>i,i</sub>* — нормализованный весовой фактор.

# 2.2. Измерение ослабления ультразвука

В основе метода ультразвуковых измерений лежит использование устройств для излучения и приема сигнала. Датчик и образец среды изолированы двумя укрепленными стеклами, что позволяет не только осуществить бесконтактный метод измерения, но и избежать загрязнения датчика со стороны образца. Для сбора данных используется электронная плата для высокоскоростной обработки сигнала. Одновременно сигнал идет на вход компьютера и обрабатывается с помощью процедур из пакета LabVIEW. В эксперименте в качестве «реперной точки» используются измерения, проведенные с чистой водой, при этом вначале измеряется амплитудный спектр для чистой воды, а затем проводятся эксперименты с двухфазным газожидкостным потоком. Коэффицент ультразвукового ослабления на различных частотах вычисляется по формуле

$$\alpha = \ln(E_0 / E_1) / \delta_{\mu}, \qquad (34)$$

Таблица 2

где  $\alpha$  — коэффицент ослабления ультразвука,  $E_0$  и  $E_1$  — амплитуды ультразвукового сигнала для чистой воды и газожидкостного двухфазного потока соответственно,  $\delta_u$  — толщина измерительной секции на выходе из рабочего участка. Это простой и удобный метод. Процедура измерения не требует поправок на потери при отражении.

# 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

#### 3.1. Условия эксперимента

Перед началом эксперимента требуется определить некоторые условия на выходе рабочего участка: температуру  $T_2$  и давление  $p_1$ , скорость звука, вязкость жидкости, плотности и удельные теплоемкости жидкости и пара, а также их теплопроводность, коэффицент расширения и коэффицент упругости. В табл. 2 приведены экспериментальные условия при различных уровнях теплового потока Q, а также при различных величинах массового расхода G двухфазного газожидкостного потока, температуры  $T_2$  и абсолютного давления  $p_2$  на выходе канала.

	···· F ·· F ·· F ·	,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,	· · · · ·	
№ эксперимента	G, кг·м <sup>-2</sup> ·c <sup>-1</sup>	<i>Q</i> , Bt	<i>T</i> <sub>2</sub> , K	<i>p</i> <sub>2</sub> , МПа
1	2,22	718	374,05	0,103
2	2,22	782	378,55	0,123
3	2,22	858	381,07	0,130
4	2,22	938	383,95	0,143
5	2,22	1024	387,85	0,159
1	2,86	787	374,18	0,102
2	2,86	1024	378,45	0,122
3	2,86	1103	379,13	0,127
4	2,86	1199	382,36	0,140
5	2,86	1294	387,68	0,157
1	3,49	933	374,28	0,104
2	3,49	1109	378,78	0,125
3	3,49	1196	381,07	0,132
4	3,49	1292	384,70	0,147
5	3,49	1498	388,93	0,164

Набор параметров для каждого эксперимента

# 3.2. Амплитудный спектр ультразвукового сигнала

Спектры амплитуды сигнала для случая двухфазного газожидкостного потока в виде гауссовского распределения показаны на рис. 2–4. Графики построены для различных массовых расходов: 2,22, 2,86 и 3,49 кг·м<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup> соответственно. В этих экспериментах



*Рис. 2.* Амплитудный спектр в ультразвуковом диапазоне при расходе 2,22 кг·м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. *1*-6 — данные измерений для воды без пузырьков (*1*) и с пузырьками при *Q* = 718 (*2*), 782 (*3*), 858 (*4*), 938 (*5*), 1024 (*6*) Вт; 7-*1*2 — распределение Гаусса для воды без пузырьков (*7*) и с пузырьками при *Q* = 718 (*8*), 782 (*9*), 858 (*10*), 938 (*11*), 1024 (*12*) Вт.

данные по чистой воде (без пузырьков) используются в качестве «реперной точки», соответствующие символы выделены на рисунках прямоугольной рамкой. Таким образом, как было указано выше, сначала измеряется амплитудный спектр чистой воды, а затем с ним сравниваются данные последующих измерений. Графики показывают, что для чистой воды амплитуда ультразвукового сигнала и ширина спектра являются максимальными. При увеличении тепловой мощности амплитуда ультразвукового сигнала уменьшается, эффективная ширина спектра сокращается, и вместе с тем, постепенно вырастает размер пузырьков. Благодаря поглощению, отражению и рассеянию энергии на пузырьках прохождение излучаемой энергии постепенно уменьшается, что фиксируется датчиком на другой стороне канала. При этом амплитуда постепенно уменьшается и эффективная ширина спектра сокращается.



*Рис. 3.* Амплитудный спектр в ультразвуковом диапазоне при расходе 2,86 кг·м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. *1*-6 — данные измерений для воды без пузырьков (*1*) и с пузырьками при *Q* = 787 (*2*), 1024 (*3*), 1103 (*4*), 1199 (*5*), 1294 (*6*) Вг; 7-*12* — распределение Гаусса для воды без пузырьков (7) и с пузырьками при *Q* = 787 (*8*), 1024 (*9*), 1103 (*10*), 1199 (*11*), 1294 (*12*) Вг.

Теплофизика и аэромеханика, 2019, том 26, № 2



*Рис. 4.* Амплитудный спектр в ультразвуковом диапазоне при расходе 3,49 кг·м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. *1-6*— данные измерений для воды без пузырьков (*1*) и с пузырьками при *Q* = 933 (*2*), 1109 (*3*), 1196 (*4*), 1292 (*5*), 1498 (*6*) Вт; *7-12*— распределение Гаусса для воды без пузырьков (*7*) и с пузырьками при *Q* = 933 (*8*), 1109 (*9*), 1196 (*10*), 1292 (*11*), 1498 (*12*) Вт.

### 3.3. Спектр коэффициента ослабления ультразвукового сигнала

Коэффиценты ослабления ультразвукового сигнала при различных частотах, измеренные при разных массовых расходах и тепловых мощностях, вычислялись по формуле (34). Из рассчитанных данных были получены спектры ослабления в ультразвуковом диапазоне (см. рис. 5–7). При повышении мощности нагрева наблюдается рост коэффициента ослабления, особенно в области высоких частот. Это происходит вследствие того, что при низких мощностях имеет место кипение переохлажденной жидкости, то есть в жидкости находится мало пузырьков и она остается переохлажденной. В результате появившиеся пузырьки конденсируются и даже могут исчезнуть. Это уменьшает диссипацию акустических волн, и коэффицент ослабления сигнала остается низким. При увеличении



*Рис.* 5. Спектр ослабления ультразвукового сигнала при 2,22 кг·м<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup>. *1*−5 — измеренные коэффициенты ослабления при *Q* = 718 (*1*), 782 (*2*), 858 (*3*), 938 (*4*), 1024 (*5*) Вт; *6*−*10* — коэффициенты ослабления, рассчитанные по формуле (34) для *Q* = 718 (*6*), 782 (*7*), 858 (*8*), 938 (*9*), 1024 (*10*) Вт.



Рис. 6. Спектр ослабления ультразвукового сигнала при 2,86 кг·м<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup>. 1-5— измеренные коэффициенты ослабления при Q = 787 (1), 1024 (2), 1103 (3), 1199 (4), 1294 (5) Вт; 6-10— коэффициенты ослабления, рассчитанные по формуле (34) для Q = 787 (6), 1024 (7), 1103 (8), 1199 (9), 1294 (10) Вт.

тепловой мощности газожидкостная смесь становится насыщенной, вследствие чего облегчается появление и слияние пузырьков пара. Таким образом, число пузырьков в единице объема возрастает и появляются объемные пузыри, что также приводит к увеличению доли газовой фазы. В имеющейся среде усиливается диссипация акустических волн, что влечет за собой рост коэффициента ослабления ультразвукового сигнала. С другой стороны, при деформации пузырька наблюдается потеря тепла и на границе раздела между пузырьками и жидкой фазой возникает вязкое сопротивление. Причиной этому является вибрация пузырьков, в результате которой часть энергии падающей волны превращается в энергию неупорядоченного теплового движения молекул жидкости. Когда частота ультразвуковой волны становится равной собственной частоте пузырька, то пузырек испытывает резонанс и происходит максимальное ослабление ультразвуковой волны.



*Рис.* 7. Спектр ослабления ультразвукового сигнала при 3,49 кг·м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. *1–5* — измеренные коэффициенты ослабления при *Q* = 933 (*1*), 1109 (*2*), 1196 (*3*), 1292 (*4*), 1498 (*5*) Вт; *6–10* — коэффициенты ослабления, рассчитанные по формуле (34) для *Q* = 933 (*6*), 1109 (*7*), 1196 (*8*), 1292 (*9*), 1498 (*10*) Вт.



При этом коэффициент ослабления зависит от гауссовского распределения размеров пузырьков при прохождении через них ультразвука. Когда собственная частота пузыря, соответствующая наиболее вероятному максимальному радиусу, близка к частоте падающей волны, то большинство таких пузырей резонируют. В то время, когда ультразвуковые волны проникают в пузырьки, ослабление сигнала также становится максимальным. Помимо рассеяния и поглощения ультразвуковых волн паровыми пузырьками в жидкости наблюдаются вязкая абсорбция и процесс теплопереноса; эти явления пропорциональны квадрату частоты ультразвука, но они не доминируют при рассматриваемых условиях.

#### 3.4. Распределение размера пузырьков и паросодержание

Введение спектра ослабления ультразвука в теоретическую модель и алгоритм инверсии позволяет получить распределение размеров пузырьков для различных массовых потоков (см. рис. 8–10). Также на графиках отложен относительный объем (в процентах) соответствующего размера пузырьков. Согласно рис. 8–10, при увеличении тепловой мощ-



Q = 787 (I), 1024 (2), 1103 (3), 1199 (4), 1294 (5) BT; $T_2 = 374, 18 (I), 378, 45 (2), 379, 13 (3), 382, 36 (4), 387, 68 (5) K.$ 



 $T_2 = 374,28$  (1), 378,78 (2), 381,07 (3), 384,70 (4), 388,93 (5) K.

ности распределение объема пузырьков по размерам смещается в сторону больших диаметров (слева направо); закономерность по распределению размеров пузырьков такая же, но распределение становится шире. При увеличении тепловой мощности происходит смена режимов потока от недогретой кипящей жидкости к пузырьковому течению, течению со слиянием пузырьков, затем к пенистому режиму, при этом слияние пузырьков усиливается, а их размер возрастает. При слиянии доля больших пузырьков возрастает, то есть их размер в распределении смещается слева направо (по оси размера частиц на графике).

Для анализа распределения размеров при различных массовых расходах введем параметр  $q_G$ , Вт·с/кг:

$$q_G = q/G \quad -- \tag{35}$$

тепловой поток на единицу массового потока.

Таблица 3 Тепловой поток на единицу массового потока согласно табл. 2

№ экпери- мента	$G, \operatorname{Kf} \cdot \operatorname{M}^{-2} \cdot \operatorname{c}^{-1}$	• q, к $B$ т·м <sup>-2</sup>	$q_G$ , кВт·с·кг <sup>-1</sup>
1	2,22	3,99	1,8
2	2,22	4,34	1,96
3	2,22	4,77	2,15
4	2,22	5,21	2,35
5	2,22	5,69	2,56
1	2,86	4,37	1,53
2	2,86	5,69	1,99
3	2,86	6,13	2,14
4	2,86	6,67	2,33
5	2,86	7,19	2,51
1	3,49	5,18	1,49
2	3,49	6,16	1,77
3	3,49	6,64	1,9
4	3,49	7,18	2,06
5	3,49	8,32	2,38

Распределения размеров пузырьков согласно условиям тестирования 1, 3, 5 (выбор основан на данных о температуре и давлении на выходе из канала, см. табл. 2 и 3) показаны на рис. 11-13 при различных массовых потоках. Видно, что при увеличении массового потока пик размеров пузырьков увеличивается, ширина распределения уменьшается и оно смещается в сторону меньших диаметров. Согласно данным табл. 3, чем больше массовый поток, тем меньше тепловой поток на единицу массового потока. Это объясняетя тем, что из-за возрастания массового потока увеличивается количество недогретой жидкости, что подавляет формирование пузырьков и ослабляет возможность их слияния.



*Рис. 11.* Распределение размеров пузырьков для условий экспериментов 1. G = 2,22 (1), 2,86 (2), 3,49 (3) кг·м<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup>.

Таким образом, диаметр пузырьков уменьшается. Появление пузырьков и смена картины течения зависят не только от величины массового потока, но и от величины теплового потока.

В табл. 4 приведен медианный диаметр пузырьков  $D_{50}$  (50 процентов всего количества пузырьков имеют размер меньше, чем этот диаметр), измеренный ультразвуковым методом. Величина  $D_{50}$  вычисляется следующим образом:

$$D_{50} = (0,693)^{1/f} D, (36)$$

где *f* и *D* — распределения размеров пузырьков в измеряемой системе.

Приведем вычисления, выполненные для конкретной модели ультразвукового измерения. При увеличении тепловой мощности (при  $G = 2,22 \text{ кг} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}$ ) величина  $D_{50}$  возрастает. Напротив, с увеличением потока массы величина  $D_{50}$  уменьшается (см. условия экспериментов 1).

Сравнение вычисленных с помощью уравнений (28) и (31) значений паросодержания для газожидкостного потока с расчетными данными работы [28, 29] приведены на рис. 14.



*Рис. 12.* Распределение размеров пузырьков для условий экспериментов 3. Обозначения см. на рис. 11.

улыразвука			
№ экспериментов	D <sub>50</sub> , мм		
	<i>G</i> = 2,22	G = 2,86	<i>G</i> = 3,49
1	0,3980	0,1998	0,1736
2	0,4770	0,2764	0,2511
3	0,5970	0,3886	0,3553
4	0,6776	0,5583	0,4343
5	0 7164	0.6290	0.5132

Размер D<sub>50</sub> (мм) полученный из спектра ослабления ультразвука

Таблица 4



*Рис. 13.* Распределение размеров пузырьков для условий экспериментов 5. Обозначения см. на рис. 11.

Как показывают кривые на рис. 14, измерения паросодержания с помощью ультразвукового метода дают несколько завышенные значения по сравнению с вычисленными данными, но закономерности остаются одинаковыми по мере увеличения тепловой мощности. Для случая низкой тепловой мощности расхождение между теорией и экспериментом является небольшим (≤ 10 %), но с ростом мощности оно возрастает (до 20 %). Дело в том, что модель ультразвукового измерения главным образом применима к потоку с режимом слияния пузырьков, когда паросодержание низкое (в этом случае результаты



*Рис.* 14. Сравнение паросодержания, полученного при ультразвуковых измерениях (1-3) и при расчете по формулам (28) и (31) (4-6). χ = 3,49 (1), 2,86 (2), 2,22 (3), 3,49 (4), 2,86 (5), 2,22 (6) кг/м<sup>2</sup>·с.

эксперимента согласуются с теоретическими данными), модель также применима и к пузырьковому кипению. При высоком паросодержании различие возрастает. Таким образом, на следующем этапе исследований было бы полезно внести в модель соответствующие изменения с целью её адаптации к пенному и кольцевому режимам течения. Планируемые исследования будут способствовать выяснению механизма уноса жидкости в микроканалах (особенно с диаметрами менее 5 мм).

#### Выводы

В настоящей статье изучалось распределение размеров пузырьков и паросодержание в газожидкостном двухфазном течении в вертикальном канале, имеющем сечение 3×20 мм. В работе детально описан метод ультразвукового исследования потока, который позволяет получить данные по распределению размеров пузырьков и паросодержанию. Обнаружено, что на распределение размеров пузырьков сильно влияют мощность нагрева и массовый поток жидкости, что приводит к различным режимам течения с разными распределениями размеров пузырей. При увеличении тепловой мощности коэффициент ослабления ультразвукового сигнала увеличивается, а распределение размеров пузырьков смещается в сторону больших диаметров, при этом паросодержание в двухфазном потоке возрастает. Напротив, при увеличении массового потока распределение размеров пузырьков смещается в сторону меньших диаметров, а паросодержание в двухфазном потоке уменьшается. Модель ультразвукового исследования потока применима главным образом к пузырьковому течению со слиянием пузырьков. Если паросодержание в потоке находится на низком уровне, то экспериментальные данные близки к теоретическим, и модель измерений подходит для режима пузырькового кипения. При более высоких паросодержданиях расхождение между рассчитанными по модели и экспериментальными данными становится больше. Сравнивая результаты экспериментов с теоретическими данными, можно скорректировать модель ультразвукового исследования для различных режимов течения. Дальнейшая разработка модели может быть полезной для изучения механизмов уноса жидкости в микроканалах (особенно при диаметре каналов менее 5 мм).

#### Список обозначений

<i>А</i> — площадь теплообмена на входе канала, м <sup>2</sup> ,	$J_{\rm I}$ — приведенная скорость жидкости, м·с <sup>-1</sup> ,
$A_i$ — удельная площадь теплообмена от входа,	$J_{a}$ — приведенная скорость пара, м·с <sup>-1</sup> ,
$i = 1 \div 8$ ,	K = K — волновое число для сплошной среды,
$A_{\text{sect}}$ — сечение канала, м <sup>2</sup> ,	<i>K</i> <sub>ext</sub> — эффективность глушителя,
<i>а</i> <sub>у</sub> — коэффициент объемного расширения, К <sup>-1</sup> ,	<i>L</i> — длина канала, мм,
c — скорость непрерывной фазы, м·c <sup>-1</sup> ,	<i>l</i> — характерная длина, м,
$c_{\rm s}$ — скорость звука, м·c <sup>-1</sup>	<i>т</i> — массовый расход, кг·с <sup>−1</sup> ,
$c$ — улельная теплоемкость, к $\Pi x^{-1} \cdot K^{-1}$	$M_0, M_1$ — коэффициенты рассеяния,
$p_p$ generation to be considered, again the $p_p$	$M_n$ — классическая модель ЕСАН (Epstein, Carhart,
<i>D</i> —диаметр, мм,	Allegra, Hawley),
$D_{50}$ — медианный диаметр пузырьков, мм,	Nu — число Нуссельта,
D — распределение размера пузырьков в системе,	Pr — число Прандтля,
E <sub>0</sub> — величина ульразвукового сигнала	Р — давление, кПа,
для чистой воды,	$q$ — тепловой поток, к $\mathbf{B} \cdot \mathbf{M}^{-2}$ ,
$E_1$ — величина ульразвукового сигнала	$Q_{\text{heater}}$ — мощность нагревателя, кВт,
для двухфазного течения газ-жидкость,	<i>О</i> . — тепловые потери, кВт.
<i>f</i> — распределение размеров пузырьков в системе,	
G — поток массы, кг·м <sup>-2</sup> ·c <sup>-1</sup> ,	$\Lambda - $ радиус пузырька, м, <b>Р</b> а $\{M\}$ – рашастрациза изсти нараматра $M$
Gr — число Грасхофа,	$X = M_n f$ — вещественная часть параметра $M_n$ , S = ofor persentin периметр канала мм
g — ускорение свободного падения, м $\cdot c^{-2}$ ,	T = 0001 реваемый периметр канала, мм, $T = $ температура К
<i>H</i> — комплексный фактор сопряжения,	T — температура, $R$ , T — температура внешней поверхности рабочего
h — удельная энтальпия, кДж·кг <sup>-1</sup> ,	участка К
$h_{\rm c}$ — скрытая теплота парообразования, кЛж кг <sup>-1</sup>	$T_{-}$ — температура окружающей среды. К.
······································	- mail of the second se

*h*<sub>local</sub> — локальный коэффициент теплоотдачи,  $\kappa B \tau \cdot M^{-2} \cdot K^{-1}$ .

h<sub>ovg</sub> — полный коэффициент теплоотдачи,  $\kappa B T \cdot M^{-2} \cdot K^{-1}$ 

 $\sigma$  — фактор размера частиц,

 $\lambda_2$  — теплопроводность, кВт·м<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,

 $\varphi$  — истинное паросодержание,

n — динамическая вязкость. Па·с.

 $\beta$  — комплексное волновое число

v — кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>·c<sup>-1</sup>,

 $\lambda$  — теплопроводность воздуха, Вт·м<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>,

в двухфазном газожидкостном потоке,

 $\rho$  — плотность, кг·м<sup>-3</sup>,

 $\chi$  — паросодержание,

- $h_{\rm loss}$  коэффициент теплоотдачи от внешней поверхности рабочего участка к окружающей среде,  $B \mathbf{T} \cdot \mathbf{M}^{-2} \cdot \mathbf{K}^{-1}$
- *I* интенсивность ультразвукового сигнала,
- *W* ширина канала, мм,
- *W<sub>i,i</sub>* нормирующий весовой фактор,
- Z расстояние от входа в канал, мм,
- $Z_i$  текущее расстояние от входа,  $i = 1 \div 8$ ,
- *z* радиус частицы, умноженный на волновое число для тепловых волн в жидкости, м,
- z' радиус частицы, умноженный на волновое число для тепловых волн в паре, м.

#### Греческие символы

- $\beta_0$  коэффициент теплового расширения,
- *α*<sub>s</sub> коэффициент ослабления звукового сигнала,
- созффициент ослабления ульразвукового
- сигнала. *w* — угловая частота,
- $\delta_{\rm t}$  глубина скин-слоя для тепловой волны,
- $\delta_m$  толщина экспериментальной секции
- на выходе из узкого канала,
- *δ*<sub>v</sub> глубина скин-слоя для волны вязкости.

#### Индексы

cross — сечение. fluid — сплошная среда, g — пар,

L — жидкость,

- long продольное направление, local — локальный, in — входной. sat — насыщение.
- Список литературы
- 1. Cheng L. Microscale and nanoscale thermal and fluid transport phenomena: rapidly developing research fields // Int. J. Microscale Nanoscale Thermal Fluid Transport Phenomena. 2010. Vol. 1. P. 3-6.
- 2. Thome J.R. The new frontier in heat transfer: microscale and nanoscale technologies // Heat Transfer Engineering. 2006. Vol. 27, No. 9. P. 1-3.
- 3. Kandlikar S.G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels // Experimental Thermal Fluid Sci. 2002. Vol. 26. P. 389-407.
- 4. Thome J.R. State-of-the art overview of boiling and two-phase flows in microchannels // Heat Transfer Engineering. 2006. Vol. 27, No. 9. P. 4-19.
- 5. Cheng L. Fundamental issues of critical heat flux phenomena during flow boiling in microscale-channels and nucleate pool boiling in confined spaces // Heat Transfer Engineering. 2013. Vol. 34, No. 13. P. 1011-1043.
- 6. Thome J.R. Boiling in microchannels: a review of experiment and theory // Int. J. Heat Fluid Flow. 2004. Vol. 25. P. 128-139.
- 7. Cheng L., Xia G. Fundamental issues, mechanisms and models of flow boiling heat transfer in microscale channels // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 108. P. 97-127.
- Ribatski G, Wojtan L., Thome J.R. An analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels // Experimental Thermal Fluid Sci. 2006. Vol. 31, No. 1. P. 1-19.
- 9. Suha S.K., Zummo G, Celata G.P. Review on flow boiling in microchannels // Int. J. Microscale. Nanoscale Thermal Fluid Transport Phenomena. 2010. Vol. 1. P. 111-178.
- 10. Cheng L., Bandarra Filho E.P., Thome J.R. Nanofluid two-phase flow and thermal physics: a new research frontier of nanotechnology and its challenges // J. Nanoscience Nanotechnology. 2008. Vol. 8. P. 3315-3332.
- 11. Cheng L., Liu L. Boiling and two phase flow phenomena of refrigerant-based nanofluids: fundamentals, applications and challenges // Int. J. Refrig. 2013. Vol. 36. P. 421-446.
- 12. Cheng L., Ribatski G., Thome J.R. Gas-liquid two-phase flow patterns and flow pattern maps: fundamentals and applications // ASME Applied Mechanics Reviews. 2008. Vol. 61, P. 050802-1-050802-28.
- 13. Tibiricá C.B., Ribatski G. Flow boiling in micro-scale channels synthesized literature review // Int. J. Refrigeration. 2013. Vol. 36, No. 2. P.301-324.
- 14. Berna C., Escrivá A., Muñoz-Cobo J.L., Herranz L.E. Review of droplet entrainment in annular flow: interfacial waves and onset of entrainment // Progress in Nuclear Energy. 2014. Vol. 74. P. 14-43.
- 15. Mingxu S., Xiaoshu C.A.I. The numerical study of acoustical attenuation and velocity in the suspension of superfine particles // Acta Acustica Sinica. 2002. Vol. 27, No. 3. P. 218-222.

- Mingxu S., Xiaoshu C.A.I., Feng X. et al. The measurement of particle size and concentration in suspension by ultrasonic attenuation // Acta Acustica Sinica. 2004. Vol. 29, No. 5. P. 440–444.
- Mingxu S., Xiaoshu C.A.I., Lili D. et al. Droplet sizing of submicron emulsions by ultrasonic attenuation and velocity spectra // J. Engng Thermophysics. 2009. Vol. 30, No. 11. P. 1875–1878.
- 18. Lili D., Mingxu S., Minghua X. et al. Measurement of particle size distribution and volume concentration based on ultrasonic attenuation spectrum in fat emulsion [C] // The 5th Intern. Symp. on Measurement Techniques for Multiphase Flows. AIP Conference Proceedings. 2007. Vol. 914. P. 654–660.
- McClements D.J., Povey M.J.W. Scattering of ultrasound by emulsions // J. Phys, D: Appl. Phys. 1989. Vol. 22. P. 38–47.
- McClements D.J. Comparison of multiple scattering theories with experimental measurements in emulsions // J. Acoustical Society America. 1992. Vol. 91. P. 849–853.
- Riebel U., Loeffler F. The fundamentals of particle size analysis by means of ultrasonic spectrometry // Particle and Partical System Characterization. 1989. Vol. 6. P. 135–143.
- 22. Patent US4,706,509. 1987. Riebel U. Method and an apparatus for ultrasonic measuring of the solids concentration and particle size distribution in a suspension.
- Huang L., Li G., Tao L. Experimental investigation on the heat transfer characteristics and flow pattern in vertical narrow channels heated from one side // Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 52, No. 7. P. 1343–1357.
- 24. Epstein P.S., Carhart R.R. The absorption of sound in suspensions and emulsions. I. Water fog in air // J. Acoustical Society America. 1953. Vol. 25, No. 3. P. 553–565.
- Allegra J.R., Hawley S.A. Attenuation of sound in suspensions and emulsions: theory and experiments // J. Acoustical Society America. 1972. Vol. 51, No. 5. P. 1545–1564.
- 26. Shen J.Q., Su M.X., Li J.F. A new algorithm of relaxation method for particle analysis from forward scattering light // China Particuology. 2006. Vol. 1, No. 1. P. 13–19.
- Ferri F., Bassini A., Paganini E. Modified version of the Chahine algorithm to invert spectral extinction data for particle sizing // Applied Optics. 1995. Vol. 34, No. 5. P. 5829–5839.
- 28. Yang S.M., Tao W.Q. Heat transfer. 4th ed. Beijing: Higher Education Press, 2006. 561 p.
- 29. Shen W.D., Tong J.G. Engineering thermodynamics. 4th ed. Beijing: Education Press, 2007. 480 p.

Статья поступила в редакцию 4 мая 2018 г., после доработки — 26 июня 2018 г., принята к публикации 1 августа 2018 г.

273