
**ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ**

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ НА ОТВЕРСТИЯХ
ПОГРУЖЕННЫХ ДЫРЧАТЫХ ЛИСТОВ БАРБОТАЖНЫХ АППАРАТОВ**

© 2024 г. В. А. Девянин*

*Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия***e-mail: slava.devyanin@gmail.com*

Поступила в редакцию 09.11.2023 г.

После доработки 09.02.2024 г.

Принята к публикации 29.02.2024 г.

На основании литературных данных проведен анализ режимов образования пузырей на отверстиях листов, погруженных в рабочую среду барботажных аппаратов. Приведены границы применимости расчетных зависимостей для определения среднего диаметра пузыря между различными областями формирования пузырей на единичных отверстиях в условиях постоянного расхода газа в пузырь и постоянного давления газа в образующемся пузыре. При сопоставлении расчетных и экспериментальных данных о размерах образовавшихся пузырей было установлено, что для струйного режима отсутствует единая расчетная зависимость, которая одновременно достаточно точно может отражать влияние как диаметра отверстия, так и физических свойств двухфазной среды на размеры пузырей. Несмотря на то что в ряде работ экспериментально и теоретически показано, что движение жидкости, вызванное впереди всплывающими пузырями, оказывает значительное влияние на размер пузырей, в настоящее время в литературе отсутствуют проверенные расчетные зависимости, учитывающие этот эффект во всем диапазоне расхода газа через отверстия разных диаметров при различных физических свойствах рабочей среды. На основании баланса сил, действующих в момент отрыва пузыря, предложена модель, учитывающая также влияние на размеры образующихся около отверстия пузырей движения жидкости, вызванного впереди всплывающими пузырями. В результате обобщения большого объема экспериментальных данных, имеющихся в литературных источниках, получена обобщающая зависимость безразмерного среднего диаметра пузырей от чисел Бонда, Фруда и Рейнольдса для условий постоянного расхода для пузырькового и струйного режимов. Выведенная зависимость действительна для отверстий, имеющих различный внутренний диаметр, и широкого диапазона физических свойств рабочей среды. Установлены нижняя и верхняя границы применимости формулы для пузырькового и струйного режимов образования пузырей.

Ключевые слова: образование пузырей, пузырьковый режим, струйный режим, погруженный дырчатый лист, единичные отверстия, модель образования пузырей, диаметр пузыря, обобщающая расчетная зависимость

DOI: 10.56304/S0040363624700097

Процессы, протекающие при образовании пузырей на отверстиях погруженных дырчатых листов барботажных аппаратов, применяемых на тепловых и атомных электростанциях, в химической, биохимической и нефтегазовой промышленности, коммунальном хозяйстве, оказывают значительное влияние на гидродинамику таких аппаратов и процессы тепломассообмена, протекающие в этих устройствах. Средняя скорость газа в отверстиях дырчатых листов, при которой жидкость не проходит через отверстия в виде капель, как правило, выбирается такой высокой, что листы работают в так называемом струйном режиме, в котором образующиеся один за другим пузыри часто соприкасаются и проникают один в

другой, поэтому визуально создается впечатление сплошной газовой струи.

Съемки процесса образования пузырей на капилляре [1] и единичных отверстиях погруженных листов [2] с помощью высокоскоростных кинокамер показали, что в устье отверстий всегда образуются единичные (первичные) пузыри, которые в зависимости от условий истечения газа могут всплывать отдельно, распадаться или объединяться с другими пузырями, преобразуясь на некоторой высоте от листа во вторичные пузыри. В данной работе используется термин “струйный режим”, при котором образование пузырей происходит при высокой средней скорости газа в отверстии.

Информация для расчета средних размеров и распределения отрывающихся пузырей (далее пузырей) по размерам при образовании их на дырчатых листах в струйном режиме весьма ограничена, что препятствует созданию математических моделей расчета и проектирования оборудования. Важность такой информации возрастает при создании оборудования, работающего в переменных режимах, так как струйный режим должен быть реализован уже при минимальной нагрузке. Для такого режима в работе [3] выведена зависимость, позволяющая рассчитывать средние диаметры пузырей, формирующихся на отверстиях погруженных дырчатых листов. Определяющим параметром в этой зависимости является средний диаметр пузырей d_{b1} , образующихся на единичном отверстии.

Несмотря на то что в ряде работ экспериментально [2, 4–6] и теоретически [6–10] установлено, что движение жидкости, вызванное впереди всплывающими пузырями, оказывает значительное влияние на размер пузырей, в настоящий момент в литературе отсутствуют проверенные расчетные зависимости, учитывающие этот эффект во всем диапазоне расхода газа Q через отверстия разных диаметров и при различных физических свойствах рабочей среды.

В связи с вышесказанным целью настоящей работы являются анализ представленных в литературе зависимостей и разработка такой методики расчета среднего диаметра пузырей, образующихся на единичном отверстии погруженного листа при постоянном расходе газа как в пузырьковом, так и в струйном режиме, которая учитывала бы влияние движения жидкости, индуцированного впереди всплывающими пузырями.

РЕЖИМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОГО РАСХОДА ГАЗА

В работе [11] приведена следующая формула для расчета безразмерного объема камеры N_c , присоединенной к отверстию в листе, погруженном в жидкость:

$$N_c = 4V_c g \rho_l / (\pi d_i^2 p_c),$$

где V_c — объем камеры; g — ускорение свободного падения; ρ_l — плотность жидкости; d_i — диаметр отверстия; p_c — давление в камере.

При расчете по этой формуле процесс протекания газа через отверстие разделен на три области: при постоянном расходе газа (CF — constant flow) ($N_c < 1$), в переходных условиях ($1 < N_c < 9$) и при постоянном давлении в пузыре ($N_c > 9$).

Режимы образования пузырей в условиях постоянного расхода на погруженных соплах и отверстиях исследовались в работах [12, 13]. С уве-

личением расхода газа через устройства наблюдались образование одиночных и парных пузырей, двойное образование пузырей с коалесценцией, тройное, четверное, хаотичное образование пузырей и струйный режим. Аналитические зависимости для расчета границ режимов образования пузырей в этих работах не предложены. Переходы между различными режимами образования пузырей в условиях постоянного расхода со средней скоростью газа в отверстии w_g были представлены картами режимов, построенными с использованием чисел Фруда $Fr = w_g^2 / (d_i g)$ и Бонда $Bo = \rho_l d_i^2 g / \sigma$ (здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости).

Авторы работы [14] при исследовании образования пузырей также в условиях постоянного расхода на иглах — тонких длинных трубках, погруженных в жидкость и соединенных другим концом с камерой, установили, что определяющим параметром для наступления режима непрерывного образования пузырей на единичной игле является отношение давления Лапласа $\Delta p_{Lap} = 4\sigma / d_i$ и падения давления из-за трения в трубке $\Delta p_{fr} = 128\mu_g L Q / (\pi d_i^4)$ (здесь μ_g — динамический коэффициент вязкости газа; L — длина иглы) (fr — от англ. friction). Непрерывное образование пузырей в жидкости начиналось при увеличении расхода газа через отверстие и уменьшении коэффициента давления до значения

$$\frac{\Delta p_{Lap}}{\Delta p_{fr}} = \frac{\pi \sigma d_i^3}{32\mu_g L Q} \approx 4.5. \quad (1)$$

При более низких расходах газа образование пузырей происходит с перерывами [14]. Авторы работы [14] на основании собственных данных и данных других исследователей представили диаграмму режимов образования пузырей в неподвижной жидкости. На этой диаграмме четыре режима определены с помощью чисел Bo и Fr . Граница между областями с прерывистым и непрерывным образованием пузырьков определяется поверхностным натяжением (STC — surface tension controlled) и вычисляется с помощью формулы (1).

Для расчета границы перехода из области STC в область образования пузырьков, обусловленного инерцией жидкости (IC — inertia controlled), предложена зависимость

$$Fr_{IC} = 8.34 Bo^{-1.37}. \quad (2)$$

Переход из области образования одиночных пузырей IC в область образования двойных пузырей согласно [14] можно определить по формуле

$$Fr_{p2} = 19.5 Bo^{-2.24}. \quad (3)$$

Область применения зависимостей (1)–(3) экспериментально подтверждена для чисел Bo в диапазоне 0.1–0.6.

РЕЖИМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОГО ДАВЛЕНИЯ

Режимы образования пузырей в условиях постоянного давления принципиально не отличаются от режимов при постоянном расходе. При малых расходах воздуха наблюдались режимы периодического образования группы пузырей [2, 5, 15, 16]. С увеличением расхода воздуха через отверстие происходило образование одиночных, парных, двойных с последующей коалесценцией, тройных пузырей и групп пузырей различных размеров (струйный режим). После отделения пузырей, вплоть до струйного режима, наблюдалось просачивание жидкости в камеру перед отверстием [15]. Переходы между режимами одиночного, парного, двойного и струйного образования пузырей в условиях постоянного давления в работе [15] представлены картами режимов, построенными с использованием числа Вебера для жидкости $We_l = \rho_l w_g^2 d_i / \sigma$, числа Бонда Bo и безразмерного объема камеры N_c . В этой работе также было установлено, что объем газовой камеры перед отверстием не влияет на начало струйного режима.

В [16] при изучении образования пузырей в условиях постоянного давления с изменяемым объемом газовой камеры под отверстием было установлено, что момент начала объединения пузыря с одним или двумя предыдущими пузырями, образовавшимися на отверстии в жидкости при значении ее динамического коэффициента вязкости $\mu_l = 0.001–0.147$ Па · с, можно характеризовать зависимостями безразмерной скорости $L_w = We_l / Fr^{0.5}$ от числа Мортон $Mo = g \mu_l^4 / (\rho_l \sigma^3)$ и безразмерного объема камеры перед отверстием N_c . С учетом того что безразмерную скорость можно выразить как $L_w = Bo Fr^{0.5}$, систему уравнений, представленных в [16], можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} Fr &= 361 Bo^{-2} Mo^{0.06}, & N_c &\leq 1; \\ Fr &= 361 Bo^{-2} N_c^{0.44} Mo^{0.06}, & 1 < N_c < 9; \\ Fr &= 961 Bo^{-2} Mo^{0.06}, & N_c &\geq 9. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Система уравнений (4) используется в качестве нижней границы модели образования первого пузыря в режиме двойного образования [16], в котором скорость газа в отверстии вследствие незначительного ее отличия от среднего значения, а следовательно, и расход газа через отверстие принято считать постоянными.

СТРУЙНЫЙ РЕЖИМ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ

Дырчатые листы для диспергирования газов в жидкость должны быть сконструированы таким образом, чтобы через все отверстия проходила только газовая фаза. В противном случае перфорированный лист не обеспечивает равномерного распределения, возникают большие циркулирующие потоки, вследствие попадания жидкости в отверстия последние могут забиться содержащимися в ней веществами. В работе [17] показано, что если одновременно начинают работать все отверстия дырчатого листа, то создается струйный режим формирования пузырей, т.е. пузыри образуются один за другим без промежутков времени. Средняя скорость газа в отверстиях w_0 , соответствующая началу одновременного прохождения газа через все отверстия дырчатого листа, является членом в формулах для определения числа Вебера для газа We_g и модифицированного числа Фруда Fr' :

$$\left. \begin{aligned} We_g &= \frac{w_0^2 d_i \rho_g}{\sigma} = 2 \text{ для } d_i < d_0; \\ Fr' &= \frac{w_0^2 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right)^{\frac{5}{4}}}{g d_i} = 0.37 \text{ для } d_i \geq d_0, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где ρ_g – плотность газа; d_0 – граничное значение диаметра, в соответствии с которым отверстия разделяются на малые и большие, вычисляется по выражению

$$d_0 = 2.32 [\sigma / (g \rho_g)]^{0.5} [\rho_g / (\rho_l - \rho_g)]^{5/8}.$$

Формулы (5) справедливы для жидкостей, имеющих условно низкую вязкость. Согласно [17] жидкость имеет условно низкую вязкость, если выполняется следующее требование:

$$\mu_l / (\rho_l g^{1/5} Q^{3/5}) \leq 0.1. \quad (6)$$

Верхняя граница применения выражений (5) для рабочей среды газ – жидкость была расширена в исследовании [18] до давления 30 МПа. Анализ работ [15, 16] показал, что все эксперименты проводились в соответствии с зависимостью (6) с использованием жидкостей с условно низкой вязкостью.

ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА РАЗМЕРОВ ПУЗЫРЕЙ

Не имея возможности в рамках данной работы провести обзор всех публикаций, посвященных образованию пузырей на единичных отверстиях, автор решил сослаться на работы [11, 19], в которых такой анализ выполнен достаточно подроб-

Таблица 1. Формулы для расчета диаметра пузырей

Формула	Номер формулы	w_g/w_0 , не более	Источник
$\frac{d_{bl}}{\left(\frac{3\sigma d_i}{g\rho_l}\right)^{1/3}} = \left[1 + \left(1 + \frac{We_l^2}{Fr}\right)^{1/2}\right]^{1/3};$ $d_{bl}^* = \left[\frac{3}{Bo} + 3\left(\frac{1}{Bo^2} + Fr\right)^{1/2}\right]^{1/3}$	(7)	3.26	[20]
$d_{bl} = 1.28\left(\frac{Q^2}{g}\right)^{1/5};$ $d_{bl}^* = 1.16Fr^{1/5}$	(8)	15.1	[21]
$d_{bl} = \left[\left(\frac{6d_i\sigma}{\rho_l g}\right)^{4/3} + \left(\frac{135Q^2}{4\pi^2 g}\right)^{4/5} + \frac{8\mu_l Q}{\pi g\rho_l}\right]^{1/4};$ $d_{bl}^* = \left[\left(\frac{6}{Bo}\right)^{4/3} + 1.81Fr^{4/5} + 20.25\frac{Fr}{Re_l}\right]^{1/4}$	(9)	2.0	[22]
$d_{bl}^* = \left[\frac{5.0}{Bo^{1.08}} + \frac{9.26Fr^{0.36}}{Ga^{0.39}} + 2.147Fr^{0.51}\right]^{1/3}$	(10)	5.25	[23]
$d_{bl}^* = \left(9.01Bo^{-0.80} + 1.57Fr^{0.58}\right)^{1/3}$	(11)	0.53	[14]

но. В настоящей работе для анализа и сравнения существующих зависимостей для определения среднего диаметра пузырей с экспериментальными данными были выбраны только те публикации, результаты расчетов в которых были применимы как для пузырькового, так и для струйного режима (табл. 1). Кроме того, формулы (7)–(9) были приведены к безразмерному виду, т.е. представлены как зависимости приведенного среднего диаметра отрывного пузыря $d_{bl}^* = d_{bl}/d_i$ от чисел подобия Бонда Bo , Фруда Fr , Рейнольдса для жидкости $Re_l = \rho_l d_i w_g / \mu_l$ и Галилея $Ga = \rho_l^2 d_i^3 g / \mu_l$ (см. табл. 1).

В таблице представлены также максимальные нагрузки на отверстия w_g/w_0 , т.е. отношения средней скорости газа в отверстии к скорости газа, при котором наступает струйный беспровальный режим в соответствии с (5), до которых расчетные значения средних диаметров пузырей были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными в некоторых режимах в указанных литературных источниках. Следует отметить, что формулы (9) и (10) могут применяться для расчета размеров пузырей на единичных отверстиях в струйном режиме для малых, а формула (8) для больших отверстий. Только границы применения зависимости (7) были ранее в работах [2, 5]

расширены на струйный режим для отверстий диаметром от 1 до 4 мм.

В [2, 4, 5] приведены распределения по размерам пузырей, образующихся на отверстиях диаметром от 1 до 4 мм в условиях как постоянного расхода, так и постоянного давления. Как установлено в этих работах, с увеличением расхода минимальные размеры пузырей практически не изменяются, а максимальные возрастают, в связи с чем расширяется область изменения их диаметров. Причина образования пузырей различных размеров как в пузырьковом, так и в струйном режиме связана с влиянием движения жидкости около растущего пузыря, вызванного впереди всплывающими пузырями. Для расчета средних диаметров пузырей использовалась формула

$$d_{bln} = \frac{\sum q_{0i} d_{bi}^{1+n}}{\sum q_{0i} d_{bi}^n}, \quad (12)$$

где q_{0i} – вес фракции i диаметром d_{bi} в распределении пузырей по размерам, мм^{-1} ; n – индекс среднего диаметра; d_{b10} – средний счетный диаметр при $n = 0$; d_{b12} – средний диаметр по поверхности при $n = 2$; d_{b13} – средний диаметр по объему при $n = 3$.

На рис. 1, 2 показаны зависимости средних диаметров пузырей, рассчитанных по формуле (12), от расхода воздуха в сопоставлении с данными,

полученными по формулам (7)–(11). Следует отметить, что только в одной экспериментальной точке при минимальном расходе воздуха через отверстие $d_i = 2$ мм средняя скорость значительно ниже скорости, полученной по системе уравнений (4), поэтому только этот режим можно отнести к режиму с постоянным давлением. Все остальные экспериментальные точки следует отнести к режиму с постоянным расходом.

Как следует из рис. 1, средний диаметр пузырей возрастает с увеличением расхода воздуха через отверстие. Для минимального расхода разница между средним рассчитанным диаметром и средним по объему диаметром была менее 2.5%, для максимального расхода эта разница превышала 20%. Разница между средним по поверхности и средним по объему диаметрами пузырей при минимальном и максимальном расходах воздуха составляла 1.35 и 3.0% соответственно. Для пузырькового режима, т.е. режима, при котором пузыри отрываются от отверстия отдельно один от другого до расхода воздуха $Q = 24$ см³/с согласно зависимостям (5), не имеет принципиального значения выбор способа осреднения распределения диаметров пузырей, так как разница между d_{b10} и d_{b13} не превышает 3%. Для струйного режима при сравнении экспериментальных данных с расчетными значениями, полученными разными авторами, предпочтительно использовать средний по объему диаметр пузырей d_{b13} . Это следует из того, что в расчетных моделях образования пузырей используются его объем или диаметр, определенные в предположении, что пузырь имеет сферическую форму. Поэтому далее под средним диаметром будет подразумеваться средний по объему диаметр пузырей d_{b1} (индекс 3 опущен, индекс 1 соответствует единичному отверстию).

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов было выполнено для отверстий дырчатого листа как малых диаметров $d_i < d_0$ (см. рис. 1), так и больших $d_i > d_0$ (см. рис. 2). Как следует из этих рисунков, все зависимости хорошо описывают экспериментальные данные в области пузырькового режима (до $Q = 24$ и 280 см³/с для отверстий диаметром 2 и 6 мм соответственно). Для струйного режима при диаметре отверстия 2 мм все зависимости, кроме (7) и (11), продемонстрировали значительное отклонение от экспериментальных данных (18–23%) при больших расходах воздуха. Для струйного режима при диаметре отверстия 6 мм расхождение экспериментальных и расчетных данных для всех зависимостей составляло не более 10%, кроме зависимости (11), для которой при $Q > 600$ см³/с расхождение превысило 18%. Следует отметить, что все значительные отклонения расчетных значений средних диаметров пузырей от экспериментальных данных наблюдались только в

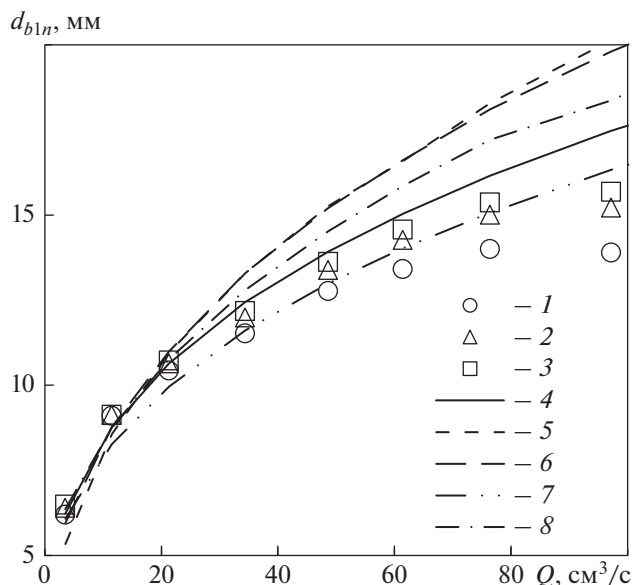


Рис. 1. Зависимость средних диаметров пузырей от расхода газа через отверстие при $d_i = 2$ мм, $N_c = 67.8$. 1–3 – экспериментальные данные d_{b10} , d_{b12} , d_{b13} [3]; расчет по формулам: 4 – (7); 5 – (8); 6 – (9); 7 – (10); 8 – (11)

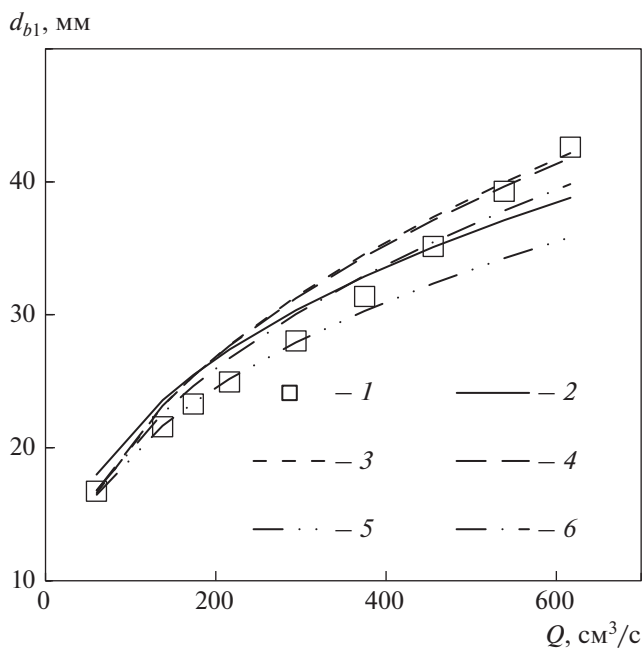


Рис. 2. Зависимость средних диаметров пузырей от расхода газа через отверстие при $d_i = 6$ мм, $N_c = 7.5$. 1 – экспериментальные данные [3]; расчет по формулам: 2 – (7); 3 – (8); 4 – (9); 5 – (10); 6 – (11)

условиях, при которых соответствующие зависимости не были ранее экспериментально проверены. Поэтому существенные отклонения связаны с попыткой автора использовать зависимости для расчета диаметров пузырей, образующихся при струйном режиме.

Данные, представленные на рис. 1, 2, показывают, что только зависимость (7), полученная на основании исследований [24], с отклонением $\pm 10\%$ описывает экспериментальные данные. При этом при высоких расходах для отверстия диаметром 2 мм полученные при расчете значения больше экспериментальных, а для отверстия диаметром 6 мм — меньше. Для струйного режима ($We^{1/2}/Fr \gg 1$) формулу (7) можно представить в следующем виде:

$$d_{bl} = (12Q/\pi)^{1/3} (d_i/g)^{1/6}. \quad (13)$$

Средние диаметры пузырей для системы воздух — вода, вычисленные по формулам (7) и (13), различаются не более чем на 1%. Из (13) следует, что средний диаметр пузырей в струйном режиме зависит прежде всего от расхода газа или пара через отверстие и в небольшой степени от диаметра отверстия. Влияние физических свойств двухфазной среды в струйном режиме в формуле (7) не учитывается.

Таким образом, проведенное сопоставление результатов расчета и эксперимента свидетельствует о том, что для струйного режима отсутствует единая расчетная зависимость, которая одновременно достаточно точно отражает влияние как диаметра отверстия, так и физических свойств двухфазной среды на средний диаметр пузырей.

РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ, УЧИТЫВАЮЩИЕ ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ

Основным отличием пузырькового режима от струйного является то, что в струйном режиме в зоне образования пузырей наблюдается существенное нестационарное движение жидкости, индуцированное всплывающими пузырями. Это было экспериментально продемонстрировано в работах [2, 4–6], в которых проводились замеры локальной скорости в области образования пузырей. Было установлено, что средняя вертикальная скорость жидкости около пузыря максимальна и направлена вверх.

Впервые влияние скорости жидкости около растущего пузыря, вызванное всплывающим выше предыдущим пузырем, было учтено в модели из работы [6]. Взяв за основу модель, приведенную в [22], и связав (с определенными допусками) скорость жидкости около пузыря в момент отрыва со скоростью, положением и диаметром предыдущего пузыря, автор [6] вывел систему уравнений, многократное решение которых итеративным методом позволило получить размеры пузырей при различных режимах их образования, а следовательно, и средние по поверхности размеры пузырей по формуле (12). Сходимость результатов расчетов средних размеров пузырей с экспериментальными данными, полученными на капилляре внутренним диаметром 2 мм, как для

пузырькового, так и для струйного режима была вполне удовлетворительной. Однако при расчетах, проведенных для единичных отверстий погруженного листа, значения оказались заниженными по сравнению с экспериментальными данными.

Авторы [7] также учли эффект движения жидкости, вызванный впереди всплывающими пузырями. Решение численным методом дифференциальных уравнений, описывающих двухстадийный процесс образования пузырей, находящихся вблизи отверстия, с учетом возможных случаев их объединения или слияния, позволило также определить размеры пузырей в режимах одиночного, двойного и тройного образования. Однако, как отмечают авторы [7], несмотря на то что модель дает хорошую сходимость расчетных и экспериментальных данных, она может быть применима только к режиму с относительно низкой скоростью газа.

В работах [8, 9] также было учтено влияние скорости жидкости около растущего на отверстии пузыря при наличии всплывающих выше пузырей. Путем численного решения дифференциальных уравнений, описывающих двухстадийный [8] и трехстадийный [9] процессы образования пузырей с соответствующими корректирующими коэффициентами, были получены размеры пузырей для специфических условий. Модель из работы [8] разработана и проверена только для капилляров, а модель из работы [9] хорошо описывает экспериментальные данные авторов [25] и рекомендуется для расчета объема пузырьков, образующихся из микроотверстий диаметрами от 0.03 до 0.193 мм.

Моделирование образования пузырей, в том числе и расчет скорости жидкости около растущего пузыря, в некоторых исследованиях было проведено путем решения численными методами уравнения неразрывности и уравнения Навье — Стокса с определенными граничными условиями, записанными для условий образования пузырей на отверстиях погруженного листа [10, 26]. Однако из-за сложности гидродинамического процесса эти модели разработаны для условий очень малого расхода газа через отверстие, когда пузыри образуются в пузырьковом режиме, не контактируя один с другим. Поэтому использовать эти модели для струйного режима в настоящий момент не представляется возможным.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ НА ОТВЕРСТИИ

Выполненные по данным рис. 1, 2, а также в работах [4, 14, 19, 23] сравнения диаметров пузырей, рассчитанных по формуле (9), с экспериментальными данными показали довольно хорошую сходимость для пузырькового режима и тем самым продемонстрировали адекватность модели из [22]. Поэтому при получении формулы для

расчета размеров пузырей в струйном режиме за основу была взята модель из этой работы, в которой рассматривается баланс всех сил, действующих на пузырь в момент отрыва. Дополнительно в новой модели учитывается движение жидкости около отверстия, вызванное впереди всплывающими пузырями.

На рис. 3 показана схема образования сферического пузыря средним по объему диаметром d_{b1} на отверстии погруженного листа. До момента отрыва пузырь связан с отверстием цилиндрической шейкой длиной s . Баланс сил, действующих на пузырь в момент отрыва, можно записать в виде

$$F_b + F_{gi} + F_p = F_{\sigma} + F_{li} + F_d, \quad (14)$$

где $F_b = \pi d_{b1}^3 (\rho_l - \rho_g) g / 6$ — архимедова сила; $F_{gi} = 4Q^2 \rho_g / (\pi d_i^2)$ — сила инерции газа; $F_{\sigma} = \pi d_i \sigma$ — сила поверхностного натяжения; $F_p = \frac{\pi}{4} d_i^2 (p'' - p')$ — сила давления, возникающая при разнице между давлением газа на выходе из отверстия p'' и давлением жидкости рядом с отверстием p' ; F_{li} , F_d — силы инерции жидкости и лобового сопротивления.

Выражение для силы инерции жидкости имеет вид $F_{li} = m_b' a$. Масса пузыря m_b' состоит из массы самого пузыря и присоединенной массы жидкости, которая пропорциональна объему пузыря V_b , поднимающегося со скоростью w_b и ускорением a , т.е. $m_b' = (\rho_g + \beta \rho_l) V_b$. Коэффициент присоединенной массы жидкости β принят, так же как и в других аналогичных моделях образования пузырей, равным 11/16 [22, 27]. Время образования пузыря $t_b = V_b / Q = \pi d_{b1}^3 / (6Q)$. В струйном режиме, вследствие непрерывного образования пузырей, расход газа через отверстие Q можно считать постоянным [16]. В дальнейшем влияние силы давления F_p не учитывается.

Скорость и ускорение пузыря в момент его отрыва t_b рассчитываются на высоте z (см. рис. 3). Расстояние z с учетом длины шейки пузыря s равно $z = d_{b1}/2 + s$. Длина шейки пузыря в момент отрыва определена в [22] по экспериментальным данным [28] и равняется $d_{b1}/4$. При расстоянии от отверстия до центра пузыря, равном $z = 3d_{b1}/4$, скорость и ускорение пузыря определяются как $w_b = z/t_b = 9Q / (2\pi d_{b1}^2)$ и $a = w_b/t_b = 27Q / (\pi^2 d_{b1}^5)$.

С учетом вышесказанного сила инерции жидкости составляет

$$F_{li} = [\rho_g + 11/(16\rho_l)] 9Q^2 / (2\pi d_{b1}^2).$$

Сила лобового сопротивления рассчитывается с учетом коэффициента лобового сопротивления

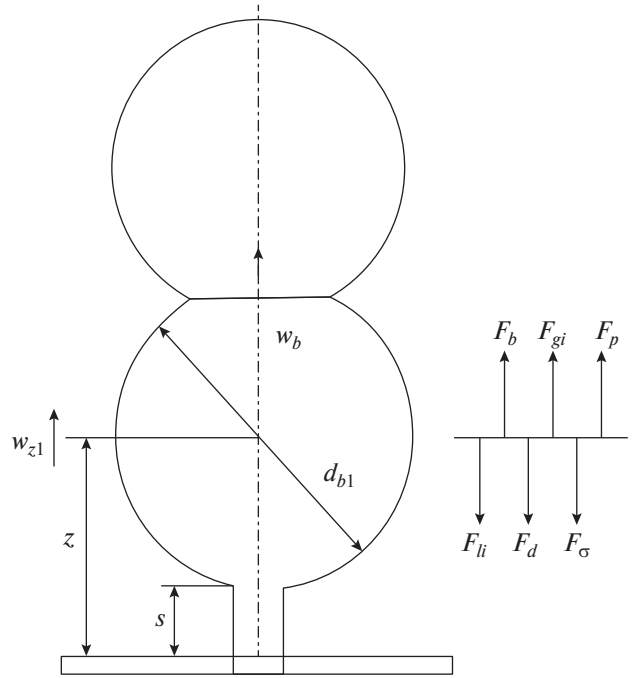


Рис. 3. Схема образования пузыря на отверстии погруженного листа на стадии отрыва

пузырей c_d , площади поперечного сечения обтекания пузыря S_{b1} и относительной скорости пузыря в момент отрыва w_{rel} по формуле

$$F_d = c_d S_{b1} \rho_l w_{rel}^2 / 2.$$

Коэффициент лобового сопротивления для пузырей в зависимости от числа Рейнольдса $Re_b = w_{rel} d_{b1} \rho_l / \mu_l$ вычисляется по формуле $c_d = 24/Re_b + 1$ [22].

Относительная скорость жидкости рассчитывается с учетом скорости центра пузыря w_b и скорости жидкости, находящейся рядом с растущим пузырем, w_{z1} по формуле $w_{rel} = w_b - w_{z1} = K_1 w_b$ [здесь $K_1 = (w_b - w_{z1})/w_b$ — коэффициент, учитывающий не только влияние движения жидкости, вызванное впереди всплывающими пузырями, но и отличие реальной скорости центра пузыря в момент отрыва от расчетной]. Произведение коэффициента лобового сопротивления на площадь обтекания пузыря определяется по выражению

$$c_d S_{b1} = \frac{\pi}{4} d_{b1}^2 (K_2 + 24K_3/Re_b).$$

Коэффициенты K_2 и K_3 учитывают влияние впереди всплывающего пузыря. После соответствующего преобразования выражение для силы лобового сопротивления приобретает вид

$$F_d = K_1^2 K_2 \frac{81Q^2 \rho_l}{32\pi d_{b1}^2} + K_1 K_3 \frac{27\mu_l Q}{2d_{b1}}. \quad (15)$$

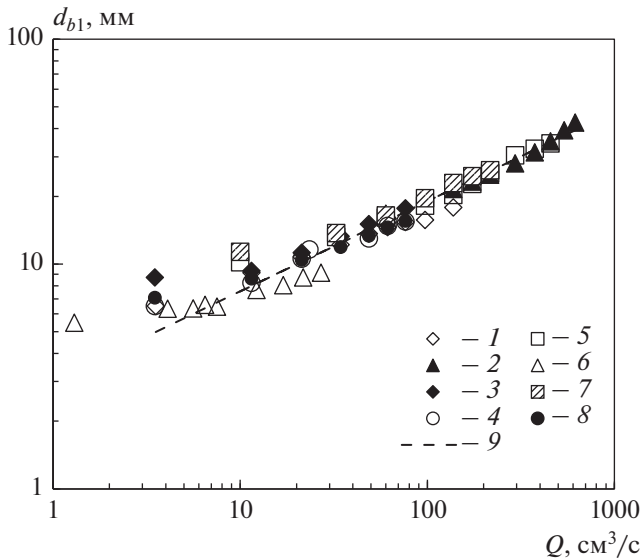


Рис. 4. Зависимость средних диаметров пузырей от расхода газа через отверстие.
1–8 – экспериментальные данные; 9 – результаты расчета по формуле (16); d_i , мм: 1, 3, 4, 8 – 2; 2 – 6; 5, 7 – 4; 6 – 1; литературный источник: 1, 2, 5, 8 – [3]; 3, 6, 7 – [2]; 4 – [4]

СТРУЙНЫЙ РЕЖИМ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ

Для струйного режима образования пузырей в невязкой рабочей среде, когда $Re_b > 1000$, вторым членом в формуле (15) можно пренебречь. На первом этапе получения формулы расчета среднего диаметра пузырей также не учитывается влияние сил инерции газа и поверхностного натяжения. После подстановки архимедовой силы, сил инерции жидкости и лобового сопротивления в баланс сил (14) и преобразования получается следующее выражение с поправочным коэффициентом $A = (11 + 9K_1^2 K_2)/16$:

$$\frac{\pi}{6} d_{bl}^3 (\rho_l - \rho_g) g = \frac{9Q^2}{2\pi d_{bl}^2} (\rho_g + A\rho_l).$$

Тогда зависимость для расчета среднего диаметра пузыря для струйного режима с учетом подъемного движения жидкости, вызванного впереди всплывающими пузырями, будет выглядеть так:

$$d_{bl} = \left[\frac{27Q^2}{g\pi^2} \left(\frac{\rho_g + A\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right) \right]^{1/5}. \quad (16)$$

Значение коэффициента $A = 0.9$ получено при усреднении экспериментальных значений средних диаметров пузырей методом наименьших

квадратов. Расчетные и экспериментальные данные, использованные для определения коэффициента A и приведенные на рис. 4, при сравнении дают довольно хорошую сходимость. Для струйного режима отсутствует влияние внутреннего диаметра отверстия и объема камеры перед ним на размер пузырей. Расхождение почти для всех экспериментальных данных не превышает 10%. Наибольшие расхождения наблюдаются при небольших расходах воздуха через отверстие при пузырьковом режиме и для единичного отверстия диаметром 1 мм при больших скоростях газа. Это связано с тем, что формула (16) не учитывает влияние сил поверхностного натяжения и инерции газа.

В работе [29] с учетом формулы (16) и сил поверхностного натяжения и инерции газа для расчета диаметров пузырей было предложено уравнение

$$d_{bl} = \left\{ \frac{Q^2}{g} \left[\frac{2.74(\rho_g + 0.9\rho_l)}{d_{bl}^2(\rho_l - \rho_g)} - \frac{2.43\rho_g}{d_i^2(\rho_l - \rho_g)} \right] + \frac{6d_i\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right\}^{1/3}.$$

Его решение осуществляется итеративным методом. Расхождение расчетных и экспериментальных данных для струйного режима не превышает 10%.

ПУЗЫРЬКОВЫЙ И СТРУЙНЫЙ РЕЖИМЫ

Из баланса определяющих сил (14), действующих на пузырь в момент отрыва, с учетом формулы (16) после подстановки соответствующих выражений и преобразований можно вывести следующую зависимость:

$$d_{bl}^3 = \frac{6d_i\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g} + \frac{27Q^2}{g\pi^2 d_{bl}^2} \left(\frac{\rho_g + 0.9\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right) + \frac{81K_1K_3\mu_l Q}{\pi d_{bl}(\rho_l - \rho_g)g} - \frac{24\rho_g Q^2}{g(\rho_l - \rho_g)\pi^2 d_i^2}. \quad (17)$$

Формулу для расчета d_{bl} , действительную для пузырькового и струйного режимов, а также для жидкостей с повышенной вязкостью, можно получить путем приведения зависимости (17) к безразмерному виду

$$\left(\frac{d_{bl}}{d_i} \right)^3 \approx \frac{6\sigma}{(\rho_l - \rho_g)d_i^2 g} + \left[\frac{27w_g^2}{16gd_i} \left(\frac{\rho_g + 0.9\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right) \right]^{3/5} + \left[\frac{81K_1K_3\mu_l w_g}{4(\rho_l - \rho_g)gd_i^2} \right]^{3/4} - \frac{3\rho_g w_g^2}{2gd_i(\rho_l - \rho_g)}.$$

Таблица 2. Экспериментальные значения параметров, использованные для расчета коэффициентов формул (16), (18)

d_i , мм	Параметр					Литературный источник
	Q , см ³ /с	N_c	μ_l , мПа·с	σ , Н/м	ρ_l , кг/м ³	
2	2–83	Менее 1	1	0.072	1000	[1]
1	1.3–27.0	180	1	0.072	1000	[2]
2	3.5–76.4	45				
4	10–216	11.3				
2	3.5–138.0	67.8	1	0.072	1000	[3]
4	10–456	17	1			
6	60–617	7.5				
2	3.5–76.4	Менее 1	1			
2	3.5–76.4	Менее 1	1	0.072	1000	[4]
0.5–3.0	1–15	Менее 1	1	0.73	1000	[23]
2	0.64–9.60	Менее 1	86.8	0.63	1257	
2	0.6–11.2	Менее 1	1	0.052–0.073	1000	
0.067	0.25–2.50	Менее 1	515–1040	0.0625–0.063	1240–1252	[27]
1	2.7–64.0	62.5	1	0.072	1000	[30]
2		15.6				
1.38–7.04	1–80	Менее 1	1–552	0.63–0.717	1000–1245	[31]

Средний приведенный диаметр пузырей можно вычислить, используя безразмерные числа Bo , Fr и Re_l :

$$d_{bl}^* = \left\{ \frac{A}{Bo^n} + B \left[Fr \left(\frac{\rho_g + 0.9\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right) \right]^{3/5} + C \left(\frac{Fr}{Re_l} \right)^{3/4} - Fr \frac{3\rho_g}{2(\rho_l - \rho_g)} \right\}^{1/3}.$$

Путем обработки методом наименьших квадратов 603 экспериментальных точек (табл. 2) были рассчитаны поправочные коэффициенты A , B , C и n , значения которых учтены в следующей формуле:

$$d_{bl}^* = \left\{ \frac{7.0}{Bo^{0.8}} + 1.33 \left[Fr \left(\frac{\rho_g + 0.9\rho_l}{\rho_l - \rho_g} \right) \right]^{3/5} + 8.54 \left(\frac{Fr}{Re_l} \right)^{3/4} - Fr \frac{3\rho_g}{2(\rho_l - \rho_g)} \right\}^{1/3}. \quad (18)$$

Расхождения между экспериментальными и рассчитанными значениями по этой зависимости не превышают 5% для 82% экспериментальных точек. Расхождение, превышающее 10%, получено всего для 4.3% экспериментальных точек. Обработанные экспериментальные данные относятся не только к струйному режиму формирования пузырей, но и к пузырьковому. Для пузырькового

режима формула (18) справедлива при регулярном образовании пузырей и формировании при этом подъемного движения жидкости.

ГРАНИЦЫ ПРИМЕНЕНИЯ РАСЧЕТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ

Для определения границ применения формулы (18) следует сравнить экспериментальные и расчетные данные для различных условий формирования пузырей. На рис. 5 представлены рассчитанные по (18) средние диаметры пузырей в сравнении с экспериментальными данными в зависимости от относительной нагрузки на отверстие w_g/w_0 . Как следует из этого рисунка, с помощью зависимости (18) можно вычислять диаметр пузырей в пузырьковом и струйном режимах.

Как отмечалось ранее, при некоторых пузырьковых режимах наблюдается влияние на размер пузырей предвключенной камеры. Однако начиная с режима двойного образования пузырей с коалесценцией скорость в отверстии можно считать постоянной [16]. Начало этого режима рассчитывается по системе уравнений (4) (линия 14 на рис. 5).

На рис. 6 средние диаметры пузырей [23], отрывающихся от единичных отверстий погруженного листа, сравниваются с рассчитанными по формуле (18). Как следует из этого рисунка, расчетные значения хорошо согласуются с экспери-

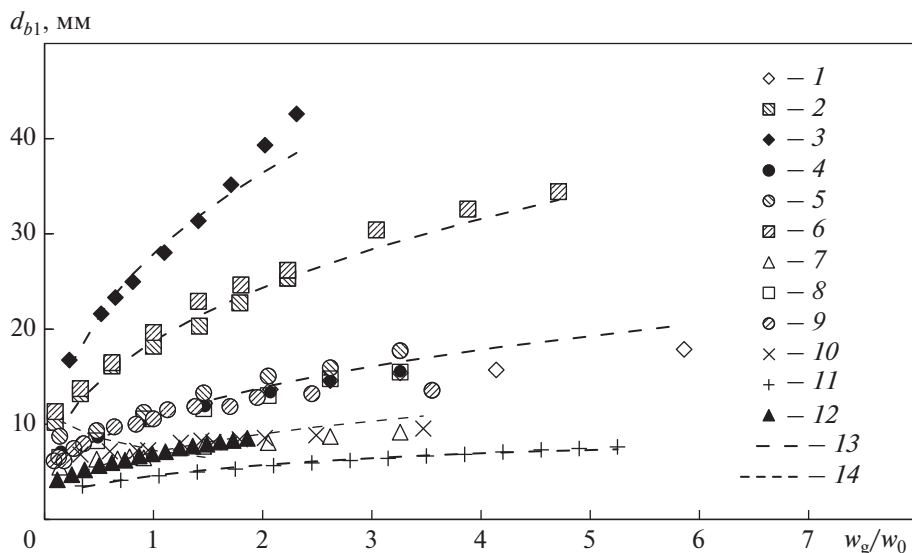


Рис. 5. Зависимость средних диаметров пузырей от относительной нагрузки. 1–12 – экспериментальные данные; 13 – результаты расчета по формуле (18); 14 – результаты расчета по формулам (18) + (4); d_i , мм: 1, 4, 5, 8, 9 – 2; 2, 6 – 4; 3 – 6; 7, 10, 12 – 1; 11 – 0.5; литературный источник: 1–4 – [3]; 5–8 – [2]; 9 – [1]; 10 – [30]; 11, 12 – [23]

ментальными данными. Некоторые расхождения наблюдаются при небольших расходах воздуха. В качестве нижней границы формулы (18) для отверстий с объемом газовой камеры перед ними $N_c < 1$ следует использовать зависимость (2).

На рис. 7 представлена зависимость средних рассчитанных диаметров пузырей от относительной нагрузки для больших отверстий ($d_i > d_0$). Как

следует из рисунка, расхождение между экспериментальными и расчетными данными даже при очень высокой относительной нагрузке на отверстия ($w_g/w_0 > 8$) для большинства точек не превышает 10%.

По данным рис. 5, 7 легко установить, что для отверстий диаметром от 0.5 до 12.7 мм расчетную зависимость (18) можно применять при высоких

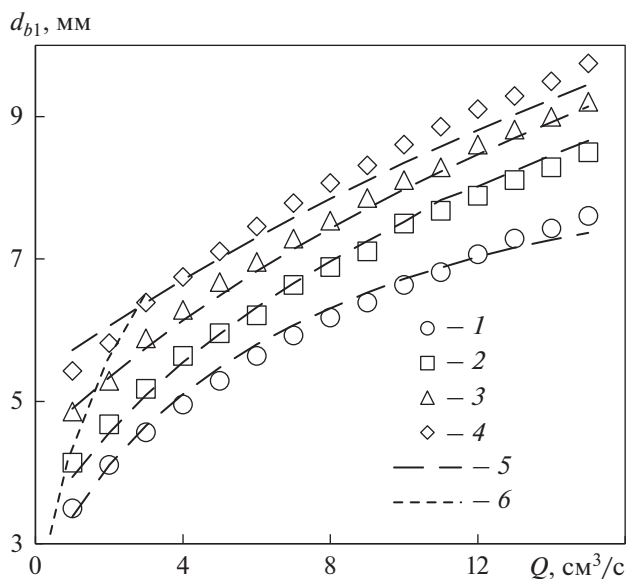


Рис. 6. Зависимость средних диаметров пузырей от расхода газа через отверстие при $N_c < 1$. 1–4 – экспериментальные данные [23]; 5 – результаты расчета по формуле (18); 6 – результаты расчета по формулам (18) + (2); d_i , мм: 1 – 0.5; 2 – 1; 3 – 2; 4 – 3

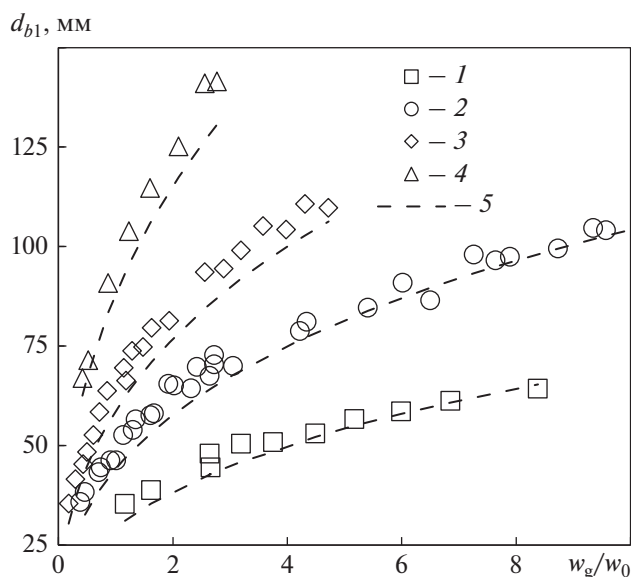


Рис. 7. Зависимость средних диаметров пузырей от относительной нагрузки при $N_c < 1$. 1–4 – экспериментальные данные [21]; 5 – результаты расчета по формуле (18); d_i , мм: 1 – 6.34; 2 – 9.52; 3 – 12.7; 4 – 19.06

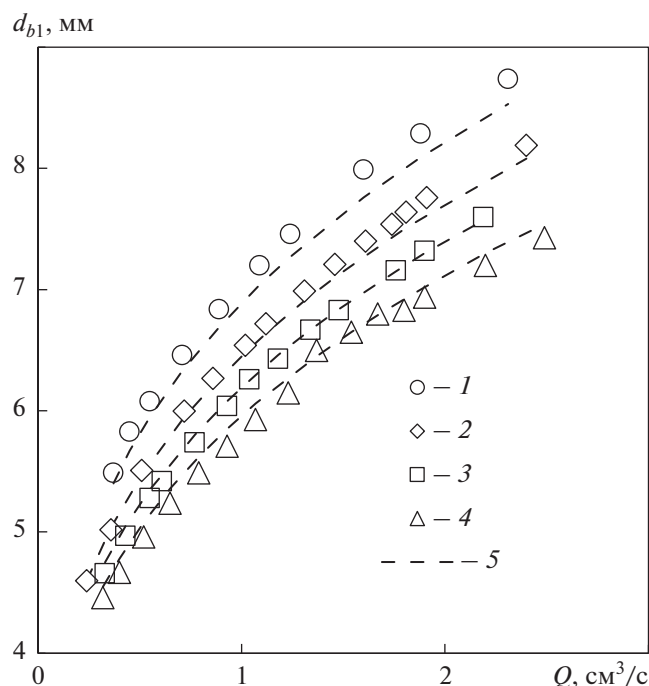


Рис. 8. Зависимость средних диаметров пузырей от расхода газа через отверстие при $d_i = 0.67$ мм и $N_c < 1$. 1–4 – экспериментальные данные [27]; 5 – результаты расчета по формуле (18); μ_f , мПа · с: 1 – 1040; 2 – 764; 3 – 626; 4 – 515

относительных нагрузках на отверстия – как минимум до $w_g/w_0 = 4.7$.

На рис. 8, 9 представлена зависимость диаметров пузырей, образующихся на единичных отверстиях с малым объемом газа ($N_c < 1$), от расхода воздуха через отверстие. Экспериментальные данные относятся к пузырьковому режиму и хорошо описываются формулой (18) во всем диапазоне динамического коэффициента вязкости жидкости, использованной в работах [27, 31].

Средние абсолютные отклонения значений диаметров пузырей, рассчитанных по зависимостям (9), (10) и (18), от экспериментальных данных (см. табл. 2) в границах действия формулы (18), установленных ранее, составили 5.62, 3.26 и 2.97% соответственно.

ВЫВОДЫ

1. Сопоставление экспериментальных данных с полученными по предложенной расчетной зависимости определения среднего диаметра пузырей, формирующихся на отверстиях погруженного дырчатого листа, показало хорошую сходимость как для условий с небольшим безразмерным объемом камеры, присоединенной к отверстию $N_c < 1$, так и для отверстий со значительным безразмерным объемом $N_c > 1$.

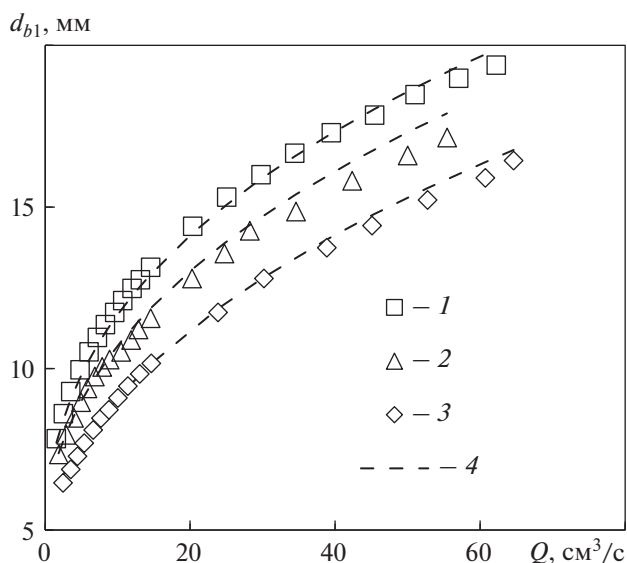


Рис. 9. Зависимость средних диаметров пузырей от расхода газа через отверстие при $d_i = 3.67$ мм и $N_c < 1$. 1–3 – экспериментальные данные [31]; 4 – результаты расчета по формуле (18); μ_f , мПа · с: 1 – 552; 2 – 302; 3 – 44.3

2. Разработанная расчетная зависимость проверена для следующих условий: диаметр отверстия 0.5–12.7 мм, коэффициент поверхностного натяжения 0.052–0.073 Н/м, плотность жидкости 1000–1257 кг/м³, динамический коэффициент вязкости жидкости 1–1040 мПа, максимальная относительная нагрузка отверстий $w_g/w_0 \leq 4.7$. Среднее абсолютное отклонение расчетных значений диаметров пузырей от экспериментальных данных не превысило 3%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rübiger N., Vogelpohl A. Blasenbildung in ruhenden und bewegten Newtonschen Flüssigkeiten // Chem. Eng. Tech. 1981. V. 53. Is. 12. P. 976–977. <https://doi.org/10.1002/cite.330531216>
2. Schwarzer J., Dewjanin W., Vogelpohl A. Primärblasenbildung an Lochplatten – Mechanismen, Umströmung und Größenverteilung // Chem. Eng. Tech. 1990. V. 62. Is. 2. P. 144–145. <https://doi.org/10.1002/cite.330620227>
3. Девянин В.А. Влияние геометрических характеристик дырчатых листов на размер отрывных пузырей // Теплоэнергетика. 1994. № 6. С. 42–46.
4. Schwarzer J., Vogelpohl A. Blasenbildung an Kapillaren: Einfluß von Strömungsvorgängen in der kontinuierlichen Phase auf die Primärblasengrößenverteilung // Chem. Eng. Tech. 1989. V. 61. Is. 2. P. 170–171. <https://doi.org/10.1002/cite.330610221>

5. **Девянин В.А.** Влияние диаметра отверстия на размер отрывных пузырей // Теплоэнергетика. 1992. № 8. С. 62–65.
6. **Schwarzer J.** Untersuchungen zur Blasenbildung im Strahlgasenbereich in newtonschen Flüssigkeiten. Dissertation TU Clausthal. 1989.
7. **Zhang L., Shoji M.** Aperiodic bubble formation from a submerged orifice // Chem. Eng. Sci. 2001. V. 56. Is. 18. P. 5371–5381.
[https://doi.org/10.1016/S0009\(01\)00241-X](https://doi.org/10.1016/S0009(01)00241-X)
8. **Bubble formation at variously inclined nozzles** / F. Scargiali, A. Busciglio, F. Grisafi, A. Brucato // Chem. Eng. Tech. 2014. V. 37. Is. 9. P. 1507–1514.
<https://doi.org/10.1002/ceat.201300511>
9. **A mechanistic model for bubble formation from microscale orifices under constant gas flow conditions** / E. Mohseni, G.B. Lang, S.F. Reinecke, U. Hampel // ACS Eng. Au. 2021. V. 1. Is. 2. P. 96–104.
<https://doi.org/10.1021/acseengineeringau.1c00004>
10. **Numerical simulation of periodic bubble formation at a submerged orifice with constant gas flow rate** / D. Gerlach, N. Alleborn, V. Buwa, F. Durst // Chem. Eng. Sci. 2007. V. 62. Is. 7. P. 2109–2125.
<https://doi.org/10.1016/j.ces.2006.12.061>
11. **Tsuge H.** Hydrodynamics of bubble formation from submerged orifices // Encyclopedia of Fluid Mechanics. N. Y.: Gulf Publishing Company, 1986. V. 3. P. 191–232.
12. **Bubbling from nozzles submerged in water: transitions between bubbling regimes** / N.K. Kyriakides, E.G. Kastrinakis, S.G. Nychas, A. Goulas // Canad. J. Chem. Eng. 1997. V. 75. Is. 4. P. 684–691.
<https://doi.org/10.1002/cjce.5450750405>
13. **Badam V.K., Buwa V., Durst F.** Experimental investigations of regimes of bubble formation on submerged orifices under constant flow condition // Canad. J. Chem. Eng. 2008. V. 85. Is. 3. P. 257–267.
<https://doi.org/10.1002/cjce.5450850301>
14. **Muilwijk C., Van den Akker H.E.A.** Experimental investigation on the bubble formation from needles with and without liquid co-flow // Chem. Eng. Sci. 2019. V. 202. Is. 20. P. 318–335.
<https://doi.org/10.1016/j.ces.2019.03.026>
15. **Miyahara T., Iwata M., Takahashi T.** Bubble formation pattern with weeping at a submerged orifice // J. Chem. Eng. Japan. 1984. V. 17. Is. 6. P. 592–597.
<https://doi.org/10.1252/jcej.17.592>
16. **Miyahara T., Haga N., Takahashi T.** Bubble formation from an orifice at high gas flow rates // Intern. Chem. Eng. 1983. V. 23. Is. 3. P. 524–531.
17. **Ruff K., Pilhofer T., Mersmann A.** Vollständige Durchströmung von Lochböden bei der Fluid-Dispergierung // Chem. Ing. Tech. 1976. V. 48. Is. 9. P. 759–764.
<https://doi.org/10.1002/cite.330480906>
18. **Neubauer G., Pilhofer T.** Auslegung von Lochböden bei der Begasung von Flüssigkeiten unter Druck // Chem. Ing. Tech. 1978. V. 50. Is. 2. P. 115–116.
<https://doi.org/10.1002/cite.330500209>
19. **Kulkarni A.A., Joshi J.B.** Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: a review // Ind. Eng. Chem. Res. 2005. V. 44. Is. 16. P. 5873–5931.
<https://doi.org/10.1021/ie049131p>
20. **Brauer H.** Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen. Aarau: Frankfurt: Verlag Suerlander, 1971.
21. **Wraith A.E.** Two stage bubble growth at a submerged plate orifice // Chem. Eng. Sci. 1971. V. 26. Is. 10. P. 1659–1671.
[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(71\)86055-4](https://doi.org/10.1016/0009-2509(71)86055-4)
22. **Gaddis E.S., Vogelpohl A.** Bubble formation in quiescent liquids under constant flow conditions // Chem. Eng. Sci. 1986. V. 41. Is. 1. P. 97–105.
[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(86\)85202-2](https://doi.org/10.1016/0009-2509(86)85202-2)
23. **Study of bubble formation under constant flow conditions** / M. Jamialahmadi, M.R. Zehtaban, H. Müller-Stenhagen, A. Sarrafi, J.M. Smith // Chem. Eng. Res. Des. 2001. V. 79. Is. 5. P. 523–532.
<https://doi.org/10.1205/02638760152424299>
24. **Mersmann A.** Druckverlust und Schaumhöhen von gasdurchströmten Flüssigkeiten auf Siebböden. VDI-Forschungsheft 491. Duesseldorf: VDI-Verlag, 1962.
25. **Dynamics of bubble formation at micro-orifices under constant gas flow conditions** / E. Mohseni, J.J. Kalayathine, S.F. Reinecke, U. Hampel // Int. J. Multiphase Flow. 2020. V. 132. P. 103407.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2020.103407>
26. **Simmons J.A., Sprittles J.E., Shikhmurzaev Y.D.** The formation of a bubble from a submerged orifice // European J. Mechanics-B/Fluids. 2015. V. 53. P. 24–36.
<https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2015.01.003>
27. **Davidson, J. F., Schuler B.O.G.** Bubble formation at orifice in a viscous liquid // Chem. Eng. Res. Des. 1997. V. 75. Supplement. P. 105–115.
[https://doi.org/10.1016/S0263-8762\(97\)80008-1](https://doi.org/10.1016/S0263-8762(97)80008-1)
28. **Räbiger N.** Blasenbildung an Düsen sowie Blasenbewegung in ruhenden und strömenden newtonschen und nichtnewtonschen Flüssigkeiten. VDI-Forschungsheft 625. Duesseldorf: VDI-Verlag, 1984.
29. **Девянин В.А.** Образование пузырей в струйном режиме на отверстиях дырчатого листа. Современные проблемы теплофизики и энергетики // Материалы III Междунар. конф. Москва, 19–23 окт. 2020 г. М.: Изд-во МЭИ, 2020. С. 513–515.
30. **Klug P., Vogelpohl A.** Blasenbildung an Einlochplatten und Siebboeden bei ueberlagerter Fluessigkeitsgeschwindigkeit // Chem. Ing. Tech. 1982. V. 54. Is. 12. P. 1194–1195.
31. **Ramakrishnan S., Kumar R., Kuloor N.R.** Studies in bubble formation—I Bubble formation under constant flow conditions // Chem. Eng. Sci. 1969. V. 24. Is. 4. P. 731–747.
[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(69\)80065-5](https://doi.org/10.1016/0009-2509(69)80065-5)

Regularities of Bubble Formation on the Holes of Immersed Hole Sheets of Bubble Devices

V. A. Devyanin*

National Research University Moscow Energy Institute, Moscow, 111250 Russia

**e-mail: slava.devyanin@gmail.com*

Abstract—Based on literature data, an analysis of the modes of bubble formation on holes immersed in the working environment of bubbling apparatuses was carried out. The limits of applicability of calculated dependencies for determining the average bubble diameter between different areas of bubble formation on single holes under conditions of constant gas flow into the bubble and constant gas pressure in the resulting bubble are given. When comparing calculated and experimental data on the sizes of the formed bubbles, it was found that, for the jet mode, there is no single calculated dependence that can at the same time quite accurately reflect the influence of both the hole diameter and the physical properties of the two-phase medium on the bubble sizes. Despite the fact that a number of studies have shown experimentally and theoretically that the movement of liquid caused by rising bubbles in front has a significant effect on the size of the bubbles, there are no verified calculated dependencies at present in the literature that take into account this effect over the entire range of gas flow through holes of different diameters under different physical properties of the working environment. Based on the balance of forces acting at the moment of bubble separation, a model is proposed that also takes into account the influence on the size of bubbles formed near the hole by the movement of liquid caused by rising bubbles in front. As a result of generalizing a large amount of experimental data available in the literature, a generalized dependence of the dimensionless average diameter of bubbles on Bond, Froude, and Reynolds numbers was obtained for constant flow conditions for bubble and jet modes. The derived relationship is valid for holes with different internal diameters and a wide range of physical properties of the working medium. The lower and upper limits of applicability of the formula for bubble and jet modes of bubble formation have been established.

Keywords: bubble formation, bubble mode, jet mode, immersed perforated sheet, single holes, model of bubble formation, bubble diameter, generalizing calculated dependence