

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУШНО-ПУЗЫРЬКОВОГО БАРБОТАЖА В ВОДЕ

В.Ю. ЧАНЦЕВ^{1,2}

¹ — ГНЦ РФ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург

² — Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург, e-mail: chantsev@hotmail.com

Рассматривается возможность расчета основных параметров воздушно-пузырькового барботажа. Основными характеристиками барботажа выступают частота отрыва воздушных пузырьков и их размер. Выражения для частоты отрыва и размеров пузырьков найдены на основе анализа теории размерностей. Скорость всплытия воздушных пузырьков связана с их размером. Для определения скорости всплытия рассматривается стационарное решение уравнения импульса и условия автомодельности относительно вязкости воды.

Ключевые слова: частота отрыва, барботаж, скорость всплытия, Стоксовый режим.

ВВЕДЕНИЕ

Для решения практических задач продления навигации в портах замерзающих морей используют методы растопления морского льда путем увеличения теплоотдачи от прилежащего слоя воды либо снижением температуры кристаллизации. Такие методы основаны на двух режимах подкачки к нижней поверхности льда воды с температурой выше температуры замерзания — подогрев воды от внешних источников или подкачка более теплых либо более соленых вод с нижних горизонтов с помощью барботажных установок. Реализации таких подходов посвящено достаточно много работ (Nyman, 2000; HUFFMEIER, SANDKVIST, 2008; Pan, Eranti, 2009). При этом необходимо отметить, что в этих работах особо не рассматривается проблема, связанная с энергозатратами обеспечения процесса ледотаяния, либо она рассматривается на эмпирической основе для конкретных рабочих условий. Хотелось бы получить более универсальные методы расчета барботажа для использования на любых акваториях. Для контроля необходимых энергозатрат генерирующих установок следует получить численную взаимосвязь физических процессов ледотаяния с параметрами барботажной установки.

При использовании барботажной установки энергозатраты определяются расходом воздуха, подаваемого на ту или иную глубину в зависимости от конкретных условий рабочей зоны заданной акватории. Для эффективной работы барботажной установки необходимо учитывать температуру и толщину льда, гидродинамический режим вод подо льдом, а также глубину расположения и протяженность источника воздуха.

Связь между интенсивностью притопаемого источника воздуха и толщиной приповерхностного перемешанного слоя воды в виде эмпирической зависимости была

получена еще П. Булсоном в середине прошлого столетия (Bulson, 1961). Формирование турбулентного режима приповерхностного слоя воды сопровождалось вовлечением нижележащих более соленых вод, что могло быть использовано для решения задач ледоплавания. В дальнейшем зависимости, полученные П. Булсоном, были уточнены А. Траттебергом (Trætteberg, 1965), а С. Сагров (Sægrov, 1978) на основании их работ вывел зависимость скорости переноса вод в приповерхностном слое воды подо льдом. Эйднес обобщил полученные наработки и использовал их для предотвращения замерзания участка фьорда Holandsfjord на севере Норвегии (Eidnes, 2004).

Для получения общего подхода к расчету барботажа, который можно было бы использовать в численных моделях циркуляции вод в ограниченных водных пространствах, необходимо найти более физичную взаимосвязь между расходом воздуха системы и скоростью подъема спудного потока воды.

ЧАСТОТА ОТРЫВА И РАЗМЕР ВОЗДУШНОГО ПУЗЫРЬКА В ВОДЕ

Эта скорость в первую очередь связана не просто с общим объемом всплывающих воздушных пузырьков, а с их диаметром и частотой их отрыва от источника. Исходя из теории размерностей можно получить выражение, описывающее связь частоты отрыва воздушных пузырьков с расходом воздуха:

$$f = B \cdot \left(g^2 \frac{\rho_w \cdot \sigma^2 \cdot d}{\rho_a \cdot Q^3} \right)^{1/5}, \quad (1)$$

где g — ускорение свободного падения; σ — поверхностное натяжение; d — диаметр сопла; Q — объемный расход воздуха; ρ_w , ρ_a — плотность воды и воздуха соответственно; B — числовой коэффициент.

Лабораторные эксперименты по определению частоты отрыва воздушных пузырьков были представлены в работе В.И. Елисеева, А.П. Толстопята и Л.А. Флеера (Елисеев и др., 2013). Эксперименты проводились для различных диаметров сопла. Результаты этих исследований показаны на рис. 1.

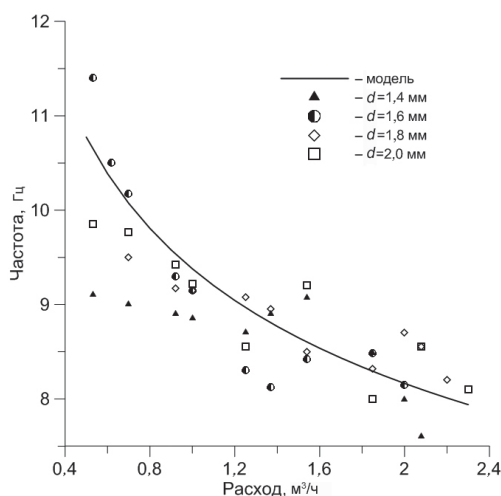


Рис. 1. Зависимость частоты отрыва воздушных пузырьков от величины расхода воздуха по результатам экспериментов с различным диаметром сопла (Елисеев и др., 2013) и по модельной зависимости.

Отсутствие видимой зависимости частоты отрыва от диаметра сопла привело авторов работы к выводу об отсутствии связи между этими параметрами. Поэтому они предложили свое выражение для частоты отрыва пузырьков, полученное из теории размерностей в виде:

$$f = A \cdot \left(\frac{\rho_w \cdot g^3}{\rho_a \cdot Q} \right)^{0,2}, \quad (2)$$

где A — численный коэффициент.

На основании представленных данных экспериментов с использованием метода наименьших квадратов было найдено значение коэффициента $A = 0,1173$. Зависимость частоты отрыва от расхода воздуха, рассчитанная по уравнению (2), представлена на рис. 1 в виде сплошной линии.

Диаметр отрывающегося от сопла воздушного пузырька (D_b) является определяющей величиной для формирования вертикальной скорости спудного потока воды. Этот диаметр можно получить из уравнения (2), представив частоту отрыва пузырьков воздуха в виде отношения объемного расхода воздуха к объему пузырька. Тогда:

$$D_b = \left[\frac{C}{\pi} \left(\frac{\rho_w Q^6}{\rho_a g^3} \right)^{0,2} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где C — числовая константа.

Формула (3) никем экспериментально не проверялась, но исходя из того, что частота отрыва пузырьков снижается при увеличении расхода воздуха, можно сделать вывод о прямой зависимости диаметра отрывного пузыря от величины расхода ($D_b \sim Q^{2/5}$).

На частоту отрыва воздушных пузырьков и их диаметр помимо интенсивности подачи воздуха влияет также и внешнее давление водной среды. Так, увеличение глубины расположения источника воздуха еще больше снижает частоту отрыва пузырьков при увеличении его расхода (рис. 2а), а диаметр отрывных пузырьков при этом увеличивается (рис. 2б).

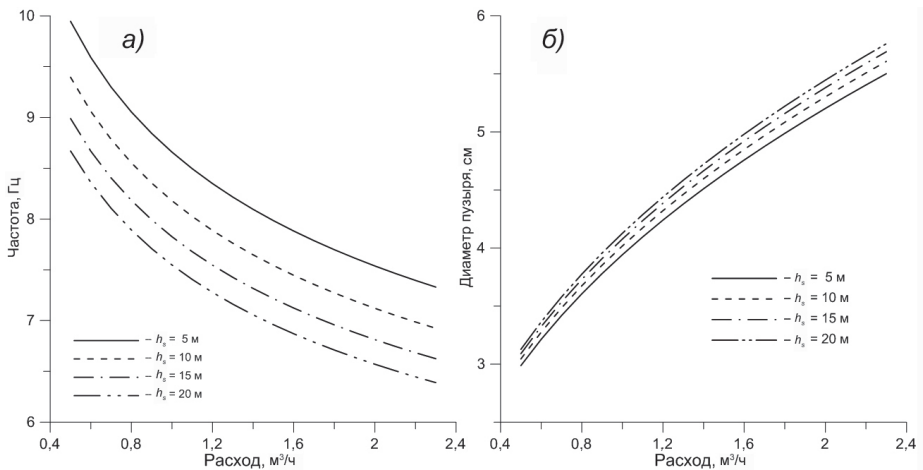


Рис. 2. Влияние глубины расположения источника воздуха на частоту отрыва пузырьков (а) и на их диаметр (б).

СКОРОСТЬ ВСПЛЫТИЯ ВОЗДУШНОГО ПУЗЫРЬКА

Диаметр отрывных пузырьков воздуха влияет на скорость их всплытия (w). Для выявления этой взаимосвязи рассмотрим уравнение баланса сил для отрывного воздушного пузыря в воде:

$$m_a \frac{dw}{dt} = G_a + F_A + F_R, \quad (4)$$

где m_a — масса воздушного пузыря; G_a — гравитационная сила; F_A — сила плавучести; F_R — сила сопротивления.

Раскрывая силы правой части уравнения (4), перепишем его в следующем виде:

$$\frac{\pi D_b^3}{6} \frac{dw}{dt} = \frac{\pi D_b^3}{6} (\rho_a - \rho_w) g - C_D \frac{\pi D_b^2 \cdot \rho_w}{8} w^2, \quad (5)$$

где C_D — безразмерный коэффициент сопротивления.

Уравнение (5) описывает свободное всплытие воздушного пузырька как в ламинарном режиме, так и в турбулентном. Ламинарный, или стоксовый, режим всплытия воздушного пузыря характеризуется числом Рейнольдса $Re \sim 1$ и меньше. Для этого режима большинство исследователей, в том числе и Л.Г. Лойцянский (Лойцянский, 2003), определяют коэффициент сопротивления как:

$$C_D = 24 / Re. \quad (6)$$

При этом Re определялось как

$$Re = \rho_w D_b w / \mu,$$

где μ — динамическая вязкость воды.

Анализ уравнения (5) показывает, что скорость всплытия воздушного пузырька очень быстро переходит в стационарный режим и зависит только от его объема. В этом случае можно определить максимальный диаметр пузырька, который обеспечивает стоксовый режим всплытия, записав уравнение (5) в стационарной форме и используя выражение (6):

$$D_{\max} = \left(\frac{18\mu^2}{\rho_w (\rho_w - \rho_a) g} \right)^{1/3}. \quad (7)$$

Исходя из уравнения (7) максимальное значение диаметра отрывного пузырька воздуха определяется исключительно характеристиками среды, в которой происходит всплытие. При этом глубина погружения источника воздуха практически не влияет на величину диаметра воздушного пузырька, обеспечивающего стоксовый режим всплытия. Исходя из полученного выражения, можно заключить, что размер всплывающего «стоксового» пузырька сильно ограничен и не превышает 4 мм.

Уравнение для скорости свободного всплытия воздушного пузыря в воде в стоксовом режиме получаем из стационарного вида уравнения (5) с учетом выражения для коэффициента сопротивления (6):

$$w = \alpha \cdot g \frac{D_b^2 (\rho_w - \rho_a)}{18\mu}, \quad (8)$$

где α — числовая константа. В теоретическом выводе $\alpha = 1$.

Турбулентный режим всплытия в воде практически для всего существующего размерного диапазона воздушных пузырей является определяющим. Характер и особенности движения газовых пузырей в этом режиме подробно анализировались в

работах (Маленков, 1968) и (Кутателадзе, Стырикович, 1976). Этот режим характеризуется двумя размерными диапазонами всплывающих пузырьков, соответствующими числам Рейнольдса $Re \sim 10-100$ и $Re \sim 1000$.

Первый режим можно считать переходной формой, связанной с изменениями формы пузыря и зависящей от силы поверхностного натяжения. Скорость всплытия пузыря в этом режиме находится из автомодельности относительно вязкости воды:

$$w = \alpha \sqrt{\frac{2\sigma}{D_b (\rho_w - \rho_a)}} \quad (9)$$

Этот режим действительно является промежуточным для всего размерного диапазона воздушных пузырей в воде. Он действует при $D_b = 5-10$ мм и демонстрирует снижение скорости при увеличении размеров пузыря.

Уравнение (9) является частным случаем скорости всплытия воздушного пузыря, полученного И.Г. Маленковым для всего турбулентного режима ($Re \sim 10-1000$):

$$w = \alpha \left(\beta \frac{2\sigma}{D_b (\rho_w - \rho_a)} + g D_b \frac{\rho_w - \rho_a}{2\rho_w} \right)^{1/2} \quad (10)$$

Здесь числовые коэффициенты α и β по Маленкову являются единичными.

Экспериментальные исследования скорости всплытия газовых пузырей в воде во второй половине XX в. (Krevelen, von Hofizer, 1950; Козлов, Мологин, 1951; Лодыженский, 1954; Сахаров, 1966) показали характер зависимости скорости всплытия воздушных пузырей от их диаметра. Рассматриваемые данные полностью подтверждают распределение ламинарного и турбулентного режимов всплытия на всем размерном диапазоне воздушных пузырей (рис. 3).

Ламинарный режим всплытия имеет хорошо выраженный линейный характер и достаточно точно описывается уравнением (8) с числовой константой $\alpha = 0,42$. Почти двукратное уменьшение, по всей видимости, связано с заданием коэффициента сопро-

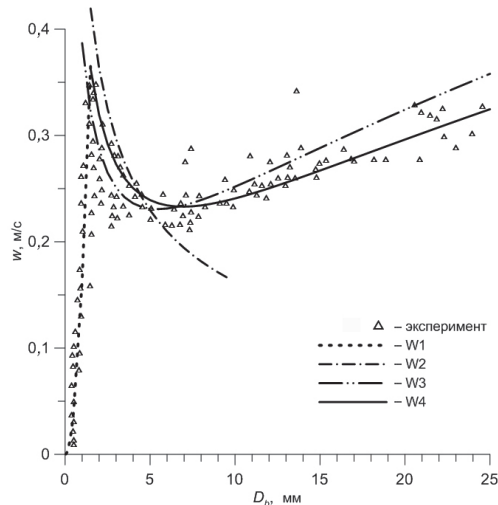


Рис. 3. Зависимость скорости всплытия воздушных пузырьков от их диаметра.

Δ — экспериментальные данные (Krevelen, von Hofizer, 1950; Козлов, Мологин, 1951; Лодыженский, 1954; Сахаров, 1966); W1 — по формуле (8) при $\alpha = 0,42$; W2 — по формуле (9) при $\alpha = 1,45$; W3 — по формуле (10) при $\alpha = 1$ и $\beta = 1$; W4 — по формуле (10) при $\alpha = 0,8944$ и $\beta = 1,625$.

тивления. Скорость всплытия пузырьков для промежуточного турбулентного режима (кривая W2), описываемая уравнением (9), оказалась несколько смещенной относительно данных экспериментов и имеет несколько другой наклон. Это означает, что переходный участок турбулентного режима лучше описывать совместно с режимом больших чисел Рейнольдса. Так, уравнение (10) достаточно хорошо воспроизводит зависимость скорости всплытия воздушных пузырьков от их диаметра. Однако предложенное Маленковым уравнение (кривая W3) с $\alpha = 1$ и $\beta = 1$ дает завышенные значения скорости всплытия при повышенных размерах воздушных пузырьков. Гораздо лучшее распределение получается при $\alpha = 0,8944$ и $\beta = 1,625$ (кривая W4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Частота отрыва воздушных пузырьков в водной среде и их размеры являются основными элементами расчета вертикальной скорости спудного потока воды. Зависимость этих характеристик от величины объемного расхода достаточно успешно можно получать из анализа теории размерностей. Возможность такого подхода подтверждается проведенными лабораторными экспериментами.

Диаметр всплывающих воздушных пузырьков определяет режим их всплытия. Так, ламинарный режим всплытия хорошо описывается теоретическим уравнением движения. В то же время турбулентный режим всплытия лучше описывать автомодельной зависимостью относительно вязкости воды. Сравнение полученных уравнений с данными лабораторных экспериментов демонстрирует правильность сделанных выводов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Елисеев В.И., Толстопят А.П., Флеер Л.А. Частота отрыва пузырей от газового прифурменного объема // Вестник Днепропетровского ун-та. Серия «Механика». 2013. Т. 1. Вып. 17. С. 86–94.
- Козлов Б.К., Мологин М.А. О скорости подъема и гидравлическом сопротивлении газоздушных пузырей в жидкости // Известия АН СССР. 1951. № 8. С. 1188–1192.
- Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976. 296 с.
- Лодыженский Р.М. Исследование движения воздушного пузырька в воде при высоких значениях Re // Прикладная химия. 1954. Т. 27. Вып. 1. С. 103–119.
- Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
- Маленков И.Г. О движении больших пузырей газа, всплывающих в жидкости // Журнал прикладной механики и технической физики. 1968. № 6. С. 130–134.
- Сахаров В.А. Экспериментальное определение относительной скорости движения газового пузыря в потоке жидкости // Известия вузов, сер. Нефть и газ. 1966. № 6. С. 84–102.
- Bulson P.S. Currents produced by an air curtain in deep water // Dock and Harbour Authority. 1961. Vol. 42. P. 15–22.
- Eidnes G. Bubble Curtain to Prevent Freezing // Proceedings of The Fourteenth International Offshore and Polar Engineering Conference, Toulon, France, May 23–28, 2004. P. 905–909.
- Huffmeier J., Sandkvist J. Ice Control Measures in Swedish Harbours // Ice Mechanics and Shipping in Ice-infested Waters. LTU Res. Rep, 2008. P. 241–284.
- Nyman T. Basic Ice Handling Methods in Finnish Ports // Maritime Res. News. 2000. Vol. 14. P. 9–10.
- Pan H., Eranti E. Flow and heat transfer simulations for the design of the Helsinki Vuosaari harbour ice control system // Cold Regions Science and Technology. 2009. Vol. 55. P. 304–310.

Sægvog S. Air bubbler in stratified waters // VHL report. Norwegian, 1978. 30 p.

Trøetteberg A. Bubble Curtain with Air Supply from Co-operating Parallel Pipes // RHL SINTEF-report, Project № 600185. 1965. P. 21–38.

Von Krevelen D.W., Hofstizer P.J. Studies of gasbubble formation. Calculation of interfacial area in bubble contactors // Chem. Engng. Progr. 1950. Vol. 46. № 1. P. 72–88.

V.Yu. CHANTSEV

PARAMETER DEFINITION OF AIR-BUBBLES BARBOTAGE IN THE WATER

This paper presents computation possibility of basic air-bubbles barbotage parameters. The frequency of air-bubble breakaway and its size are the basic characteristics of the barbotage. Mathematical expressions of the breakaway frequency and of air bubble size were founded on base of dimensions analysis. Ascent velocity of air bubbles is related to their size. The stationary solution of the momentum equation and the automodel conditions relatively viscosity of water is regarded for determining the ascent velocity.

Keywords: breakaway frequency, barbotage, ascent velocity, Stokes regime.