УДК 534.529

ЗВУКИ ПОДВОДНЫХ СИПОВ

А.О. Максимов, Б.А. Буров, А.С. Саломатин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН¹

Представлены результаты натурных экспериментов, призванных описать структуру и механизмы генерации звуков, излучаемых морскими сипами. Данное исследование инициировано проблемой мониторинга выбросов метана на арктическом шельфе и необходимостью развития эффективных методов диагностики утечек подводных газопроводов. При подводной утечке газа формируются пузырьки различных размеров. Каждый пузырек издает звук на характерной частоте, связанной с его размером. Таким образом, анализируя звуки сипов, можно определить, как много пузырьков возникло и каковы их размеры. Наблюдения придонных пузырьков с помощью стенда «Искусственный газовый факел" были выполнены в прибрежной зоне Японского моря. Выявлена значительная нерегулярность как во временных интервалах между последовательными моментами образования пузырьков, так и в интенсивности излучаемых сигналов. Проведен анализ экспериментальных данных на основе существующих теоретических моделей. Обнаружено заметное влияние взаимодействия пузырька с газовым каналом на форму наблюдаемых сигналов.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема выбросов метана из слоя вечной мерзлоты на арктическом шельфе – одна из «горячих точек» современных океанологических исследований [1, 2]. Для ее решения, помимо натурных измерений, необходимо понимание конкретных физических механизмов, приводящих к формированию газовых включений в осадках, их миграции сквозь слой осадков и водной толщи, вмораживанию в ледяной покров и попаданию в атмосферу. Углеводородные источники на дне океана порождают скопления всплывающих пузырьков – газовые факелы, которые легко регистрируются с помощью гидролокаторов благодаря большому сечению рассеяния звука на отдельных включениях. Акустические проявления этого природного образования были предметом как экспериментальных [3–8], так и теоретических [9–13] исследований.

Настоящее исследование посвящено изучению процесса эманации газовых включений из осадков в водную толщу. Именно на этой стадии каждый рождающийся пузырек издает характерные звуки, частота которых изменяется обратно пропорционально размерам пузырька. Сигналы имеют вид экспоненциально затухающей синусоиды. Однако такая простая зависимость наблюдается только в лабораторных экспериментах, когда пузырек создается продувкой потока газа через насадку малого диаметра [14]. В лабораторном эксперименте при продувке воздуха через слой гранулированной среды с довольно большими размерами гранул (6,4 мм) зафиксированы акустические сигналы гораздо более сложной формы [15].

¹ 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43. E-mail: maksimov@poi.dvo.ru

Для интерпретации звуков подводных сипов важным является учет взаимодействия включений с соседними пузырьками и с ограничивающими поверхностями дном и газовым каналом в осадках. Цель настоящего исследования состояла в сравнительной диагностике акустическими и оптическими методами процесса образования газового включения в подводной устьице в условиях, характерных для прибрежных акваторий. Выявлено широкое многообразие в форме акустических сигналов, сопровождающих рождение пузырька. Наблюдается крайне нерегулярное образование включений даже при относительно небольшом расходе подводимого к слою осадков потока газа.

Натурные эксперименты на стенде «Искусственный газовый факел»

Для исследования особенностей акустического излучения газовых пузырьков, характерных для природной среды с определенным типом осадков на различных глубинах при наличии приливных течений, был разработан стенд «Искусственный газовый факел» и выполнены эксперименты в прибрежной акватории Японского моря. Схема стенда представлена на рис. 1.

Пузырьки генерировались на глубинах 3, 6 и 10 м инъекцией сжатого воздуха через слой осадков, который находился в контейнере. Процесс измерений состоял из двух этапов. На первом этапе пузырьки (6) создавались при продувке воздуха через насадку (9), расположенную в нижней части контейнера (5). Положения видеокамеры и гидрофона соответствовали позициям, помеченным (1*a*) и (7*a*) соответственно (см. рис. 1). На втором этапе измерения проводились при непосредственной



Рис. 1. Стенд «Искусственный газовый факел». В состав стенда входят: видеокамера в защитном боксе (1 a, b), платформа (2), которая крепится на определенном горизонте съемки и позволяет дистанционно изменять угол съемки по вертикали относительно этого горизонта в пределах ± 15°, рассеивающий экран (3), светодиодный источник света (4), контейнер для размещения образцов осадков (5), пузырек (6), гидрофон (7 a, b), насадка для инъекции пузырьков (8), насадка для инъекции пузырьков в осадки (9), баллон со сжатым воздухом (10), клапан управления потоком газа (11), линейка (12), коммутатор кабелей (13), каркас установки (14)

продувке воздуха через насадку (8), минуя слой песка. Положения камеры и гидрофона соответствовали при этом позициям (1*b*) и (7*b*).

На стенде установлена видеокамера, позволяющая оценивать интенсивность газового потока и размеры отдельных включений. Использование простого оптического устройства позволяло исследовать только относительно разреженные сипы. Выдержка составляла 1/1000 с, видеосъемка осуществлялась с частотой 25 кадров в секунду. Камера располагалась на горизонтальной платформе (2), положение которой в пространстве устанавливалось таким образом, чтобы в нижней части кадра находилась поверхность образца грунта или пространство сразу над насадкой.

На втором этапе измерений, когда отсутствовал слой осадков, но положение регулировочного газового клапана было таким же, пузырьки рождались чаще, поэтому каждый кадр захватывает изображение нескольких пузырьков. Просветленная оптика не использовалась при видеорегистрации. Иллюминатор бокса, в котором находилась камера, не был покрыт защитной пленкой, понижающей отражение света, поэтому наряду с прямыми изображениями пузырьков наблюдались и фантомные. В нашем случае фантомные изображения были образованы световыми лучами, которые успешно преломлялись на внешней поверхности водозащитного окна, отражались от внутренней поверхности и совершали еще один цикл, отражаясь от внешней поверхности и преломляясь на внутренней. Поскольку фантом – это такое же изображение пузырька, только под другим углом наблюдения, мы использовали этот, на первый взгляд, негативный фактор для более аккуратного определения размеров пузырьков.

В идеальном случае пузырек объема V, является сферическим и его радиус определяется как радиус эквивалентной сферы $R_b = \sqrt[3]{3V_b/4\pi}$. В данных экспериментах мы имели дело с наиболее распространенным случаем пузырьков среднего размера (1 мм < $R_{L} < 10$ мм). Их форма может быть приближена эллипсоидом вращения, полуоси которого можно измерить на видеоизображении. Рис. 2 иллюстрирует эту процедуру. Для пузырька и его фантома, изображенных на рис. 2, экваториальный диаметр а и расстояние между полюсами b равны: a = 5,6 мм и b = 3 мм (пузырек); a = 5,8 мм и b = 3 мм (фантом). Определяя объем $V_{b,g} = (\pi/6)a_{b,g}^2b_{b,g}$, мы находим эффективный объем пузырька как среднее $\overline{V} = (V_b + V_g)/2 = 45,6$ мм³. Эквивалентный радиус пузырька оценивается из объема сферы того же объема $\overline{R} = \sqrt[3]{3\overline{V}/4\pi}$. В рассматриваемом случае $\overline{R} = 2,2$ мм.

При проведении акустических измерений в представляющей интерес полосе частот 0,5–6 кГц амплитудно-частотная характеристика гидрофона была плоской.



Рис. 2. Видеокадр, иллюстрирующий размеры и форму пузырьков, рожденных при относительно небольшой интенсивности потока при продувке воздуха через насадку диаметром 2 мм. Измерения проводились на глубине 3 м. Параметры *а и b* обозначают большую и малую оси эллипса, форма которого аппроксимирует сечение пузырька. Особенностью этого видеокадра является наличие фантомных изображений, расположенных вблизи каждого реального пузырька. Они легко отличаются на цветном изображении, поскольку реальный пузырек имеет голубоватый цвет, а фантом – оранжевый

Это позволяло использовать линейное преобразование измеренного напряжения на преобразователе в давление, основываясь на данных калибровки гидрофона. Расстояние от акустического центра гидрофона, имеющего радиус 15 мм, до вертикальной оси, соответствующей положению насадки (см. рис. 1), составляло 10 см. Гидрофон имеет достаточно небольшие размеры, чтобы удовлетворить условию малости по сравнению с характерной длиной волны, отвечающей собственным колебаниям пузырька (~ 75 см). Таким образом, он позволял осуществить ненаправленный прием сигналов от всего диапазона характерных размеров пузырьков. Гидрофон был расположен таким образом, чтобы не оказывать влияния на момент рождения пузырька и его последующую динамику, сопровождающую процесс всплытия. Сигнал с гидрофона проходил предварительную обработку: усиливался предусилителем и фильтровался, прежде чем поступить на измерительную систему.

Сравнительный анализ регистрируемых сигналов

Принимаемый сигнал оцифровывался с частотой 48 кГц и записывался в память компьютера. Характерная длина одной записи составляла несколько минут. Примеры регистрируемых сигналов на интервале 60 с представлены на рис. 3 (*a*, *b*). В обоих случаях глубина составляла 3 м, диаметр отверстия насадки 2 мм. Положение клапана, регулирующего подачу



Рис. 3. Последовательность акустических импульсов, генерируемых пузырьками при продувке воздуха через насадку диаметром 2 мм на глубине 3 м в течение 60 с. На панели *а* представлен сигнал (нормированный на максимальное положительное значение на рассматриваемом интервале), возникающий при прохождении газа через слой морского песка, а на панели *b* – минуя слой осадков – при отрыве пузырьков от насадки

газа, было одинаковым и отвечало слабому потоку. На панели a представлены сигналы, генерируемые пузырьками, прошедшими через слой морского песка, а на панели b – результаты контрольного эксперимента, когда пузырьки рождались непосредственно на конце насадки. На рисунке представлена нормированная величина сигнала P_N . Нормировка производилась на максимальное положительное значение вариации давления на данном временном интервале – 60 с в рассматриваемом случае.

Как следует из представленных временных зависимостей, наличие слоя осадков оказывает значительное сопротивление потоку газа и существенно снижает число генерируемых пузырьков – количество наблюдаемых импульсов. Этот эффект известен и наблюдался в лабораторных экспериментах [16].

Наличие нерегулярности при образовании пузырьков на насадке (панель b) в естественных условиях кардинально отличается от ситуации, наблюдаемой в лабораторных экспериментах, когда отсутствуют потоки жидкости [17]. В прибрежной зоне, где проводились эксперименты, эти потоки достаточно интенсивны. Так, приливные возмущения были иногда столь сильными, что пузырек, поднимаясь на расстояние в 10 см (на втором этапе измерений), отклонялся и не попадал в поле видеокамеры. Лабораторные эксперименты [18] подтверждают заметное влияние поперечных потоков на процесс отрыва пузырька от насадки.

Количественные характеристики вариации временных интервалов между последующими моментами рождения пузырьков иллюстрирует рис. 4. На основе акустических сигналов, зарегистрированных гидрофоном и изображенных на рис. 3, определялась



Рис. 4. Вариации временных интервалов между последовательными моментами рождения пузырьков. Сплошные кружки помечают временные интервалы между данным и предыдущим моментом рождения пузырька. Штрихованная линия изображает средний интервал времени между эманацией пузырьков. Панель *а* соответствует наличию слоя осадков, а панель *b* – их отсутствию

последовательность моментов рождения пузырьков. На абсциссе отложены моменты времен, соответствующие появлению излучения $t_1, t_2, ..., a$ значения ординаты, помеченные сплошными кружками, описывают временные интервалы $\Delta T_i = t_i - t_{i-1}$ между последовательными моментами рождения пузырьков. Среднее значение этого интервала $< \Delta T >$ изображено штрихованной линией. При наличии слоя осадков эта величина составляет $< \Delta T > = 0.98$ с, а при рождении пузырьков на насадке - $<\Delta T>$ = 0,68 с. Как показывает этог рисунок, разброс значений интервала ΔT очень значителен в первом случае. Его максимальное значение более чем в 2 раза превышает соответствующую величину при отсутствии слоя осадков. Это означает, что главной причиной нерегулярности является процесс формирования газового канала в слое осадков [19] и его заключительная стадия, для обозначения которой используется термин «gate-orifice» [15].

Течение газа в водонасыщенной гранулированной среде протекает по трем последовательным режимам: перколяция, образование газового канала и частичное разрушение. При перколяции гранулы образуют неподвижный

скелет, сквозь который просачивается газ. По достижении порогового давления, значение которого зависит от размера гранул и поверхностной энергии на межфазной поверхности газ/жидкость, в слое среды возникают газовые каналы. Как было показано в лабораторных экспериментах [20], пространственное распределение устьиц – мест выхода пузырьков на поверхности водонасыщенной гранулированной среды – имеет случайный характер и может быть описано диффузионным процессом. В обсуждаемом эксперименте наблюдались пространственные вариации мест рождения пузырьков, однако поскольку камера фиксировала изображение только в поперечной к границе раздела плоскости, мы не имели возможности сделать какое-либо количественное заключение.

Сопоставление рис. 3, *а* и 3, *b* показывает, что интенсивность шума выше при рождении более многочисленных пузырьков на насадке. Пузырьки, всплывающие в жидкости, могут принимать различную форму [21], но в рассматриваемом интервале размеров близки к эллипсоиду. Траектория движения одиночного включения имеет вид раскручивающейся спирали, а пузырек ориентиро-

ван так, что его минимальная полуось совпадает с направлением движения [21]. Карта режимов, приведенная в монографии [22]. позволяет по числу Рейнольдса $\Re e = 2R_0 V / v$ и числу Этвёша $Eo = g(\rho_l - \rho_a) 4R_0^2 / \sigma$ определить режим и форму всплывающего пузырька, здесь R_0 – характерный радиус включения, V-характерная скорость подъема, *v* – кинематическая вязкость жидкости, g – ускорение силы тяжести, ρ_l – плотность жидкости, ρ_{o} – плотность газа, σ – поверхностное натяжение на границе жидкость/газ. Характерные размеры и скорость определяются по видеозаписи, остальные параметры известны. В результате получаем: *Яе* ~ 2400, *Ео* ~ 10. Согласно [22], это «wobbling» – покачивающийся пузырек, за которым располагается интенсивный турбулентный след обтекания. Таким образом, различие в интенсивности шумового сигнала мы связываем с шумами обтекания.

Структура отдельных импульсов

Акустические импульсы, излучаемые пузырьками при отрыве от насадки, имеют хорошо известную из лабораторных экспериментов [14, 17, 18] форму экспоненциально затухающей синусоиды длительностью порядка 20 мс. На рис. 5 представлены достаточно редкие исключения, когда в форме сигнала наблюдаются заметные отличия.

На панели *а* представлена форма сигнала, излученного после наиболее долгого интервала молчания (1,5 с) в момент времени t = 11,05 с, а на панели b - для наиболее короткого интервала молчания (0,24 с) в момент времени t = 35 с. Как и на рис. 3, амплитуда сигнала нормирована на максимальное значение на временном интервале 60 с. Штрихпунктирная линия описывает форму сигнала, отвечающего экспоненциально затухающей синусоиде:

$$P_{h}(t) = P_{m} \exp[-\gamma(t-t_{0})] \times \\ \times \cos[\Omega_{*}(t-t_{0}) + \phi].$$
(1)

Параметры этой модели: P_m – амплитуда, Ω_* – циклическая частота, γ – затухание, ϕ – фаза являются подгоночными при нанесении этой зависимости на экспериментальную кривую, t_0 – начальный момент времени. Метод наименьших квадратов используется для нахождения численных значений параметров. Так, для импульса, представленного на рис. 5 (*a*), имеем: $P_m = 0.93$, $\gamma = 167$ с⁻¹, $\Omega_* = 7978$ рад·с⁻¹, $\phi = -1.82$. Для



Рис. 5. Форма одиночных импульсов. Сплошная линия соответствует записи гидрофона для типичного интенсивного импульса – панель *a*, на панели *b* приведена форма импульса относительно небольшой интенсивности. Штрихпунктирная линия иллюстрирует результат аппроксимации регистрируемого сигнала экспоненциально убывающей синусоидой (1). Пузырьки образуются при прохождении газовым потоком слоя морского песка на глубине 3 м

импульса, изображенного на рис. 5 (b), подгоночные параметры имеют следующие значения: Р., = 0,72, $\gamma = 259 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_* = 8517 \text{ pag} \cdot \text{c}^{-1}$, $\phi = -1,55$. Эта интерполяция экспериментальных данных приводит к следующим значениям физических параметров, описывающих колебания пузырьков: $f_a = 1356$ Гц, $Q_a = \Omega_* / 2\gamma = 16 -$ собственная частота и добротность для левой панели и $f_b = 1269$ Гц, $Q_b = 23 - для$ правой панели. На самом деле форма импульса на панели b существенно отличается от обычного экспоненциально спадающего сигнала и соответствует наблюдаемому в лабораторных экспериментах эффекту, когда родившийся большой пузырек, не успев отойти от насадки, «вытаскивает» из нее пузырек меньшего размера [17].

Гораздо большее разнообразие наблюдается в форме сигналов, излученных в приповерхностном слое осадков. Рис. 6, а иллюстрирует форму наиболее интенсивных сигналов. Таких на интервале 60 с – четыре (см. рис. 3, *a*), и все они имеют сходную форму и параметры. Мы приводим наблюдаемый на 25-й секунде. Аппроксимация этого сигнала простой зависимостью (1) приводит к следующим значениям подгоночных параметров: $P_m = 0,76$, $\gamma = 186 \text{ c}^{-1}$, $\Omega_{1} = 12686 \text{ pag} \cdot \text{c}^{-1}, \phi = -3,87. \text{ Coot-}$ ветственно частота и добротность равны: f_{25} =2019 Гц, Q_{25} =34 (индекс помечает, что данные относятся к импульсу, наблюдаемому на 25-й секунде). Значение добротности явно превышает значение, которое может иметь миллиметровый пузырек на глубине 3 м в достаточно грязной воде.

Наличие биений предполагает существование связанных колебаний. В течение всего времени излучения пузырек находится на расстоянии в 2–3 радиуса от газового канала, от которого он



Рис. 6. Форма одиночных импульсов. Сплошная линия соответствует записи гидрофона для типичного интенсивного импульса – панель *a*, на панели *b* приведена форма импульса относительно небольшой интенсивности. Штрихпунктирная линия иллюстрирует результат аппроксимации регистрируемого сигнала экспоненциально убывающей синусоидой (1). Пузырьки образуются при прохождении газовым потоком слоя морского песка на глубине 3 м

отделился. Верхний слой осадка имеет очень небольшую сдвиговую жесткость. Размеры песчинок много меньше размера пузырька. Зачастую пузырек появляется с шапкой песчинок, которые с него слетают при начале его подъема. В отличие от жестких стенок насадки ничто не препятствует пульсирующему пузырьку сжимать газ в канале. Урощенной моделью этого процесса являются колебания двух близко расположенных пузырьков [23]. В этой системе есть две нормальные моды: низкочастотная, которая описывает колебания, близкие к синфазным, и более высокочастотная, которая соответствует колебаниям, близким к противофазным. Основным механизмом затухания у миллиметровых пузырьков в океане является радиационное затухание, и оно совершенно разное для этих мод. Для синфазных колебаний близко расположенных пузырьков оно больше, чем затухание одиночного пузырька (два синфазно колеблющихся пузырька излучают энергии больше, чем один). Для противофазных колебаний оно мало, поскольку в главном порядке излучение носит не монопольный, а дипольный характер. Исходя из этих

соображений можно предложить следующую интерпретацию наблюдаемой формы акустического сигнала. При отделении пузырька от канала возбуждаются обе моды колебаний, поэтому на временном интервале затухания симметричной моды наблюдаются биения. На больших временах остается только антисимметричная мода, которая по мере увеличения расстояния между пузырьком и каналом переходит в собственные колебания пузырька.

Для сигналов меньшей интенсивности модуляция начинает исчезать. Рисунок 6, *b* иллюстрирует типичную форму сигнала. Этому сигналу соответствуют следующие значения подгоночных параметров: $P_m = 0,49$, $\gamma = 180$ с⁻¹, $\Omega_* = 12961$ рад·с⁻¹, $\phi = 1,1$. Соответственно частота и добротность равны: $f_{18} = 2062$ Гц, $Q_{18} = 36$.

Интенсивность сигнала определяется начальным импульсом, который сообщает пузырьку коллапс шейки, соединяющей пузырек с газовым каналом. На инерционную неустойчивость, которая приводит к коллапсу, могут оказывать существенное влияние песчинки, находящиеся на межфазной поверхности, поскольку их размеры как раз сопоставимы с размером области неустойчивости. Причем их влияние может распространяться как на размеры зоны коллапса (чем меньше эта область, тем интенсивнее кавитационная струйка, которая возбуждает пузырек), так и на нарушение осевой симметрии, что также снижает эффективность возбуждения колебаний. Поскольку газовый канал погребен в песчаном слое, наличие песчинок может демпфировать симметричную струйку, направленную в его сторону, и не приводить к существенному начальному импульсу. Присутствие песчинок в зоне неустойчивости – достаточно случайный фактор, по-видимому, этим можно объяснить существенные вариации в интенсивности сигналов и присутствие (или отсутствие) модуляционных искажений.

Обсуждение

Проведенные исследования расширили понимание структуры и механизмов генерации акустических сигналов, излучаемых подводными сипами в естественных условиях. Существующие теоретические модели не позволяют в настоящее время описать все детали наблюдаемых эффектов. Весь процесс излучения происходит в непосредственной близости ко дну (на расстоянии нескольких радиусов пузырька) [11], и по этой причине модель свободного пузырька не является адекватной. Попытки учесть наличие жесткой [11], или импеданской [24], границы являются шагом в решении этой проблемы, но пока не обеспечивают последовательного описания взаимодействия пузырька с газовым каналом. Даже при относительно слабых потоках появившийся в устьице пузырек эффективно взаимодействует с родившимися ранее включениями. Для того чтобы правильно описать структуру излучаемого сигнала в таких условиях, необходимо учесть взаимодействие между включениями, по крайней мере между парой пузырьков.

Ограниченность объема не позволяет нам затронуть в данной статье такие темы, как зависимость излученных сигналов от типа осадков (наряду с морским песком исследования проводились с образцами морского ила), от интенсивности газового потока, глубины и размеров насадок. Эти вопросы, а также применение модели, описывающей связанные колебания двух близко расположенных пузырьков, будут обсуждаться в последующих публикациях.

Работа выполнена при поддержке программы «Дальний Восток» (проект 15-I-1-021) и РФФИ (проект № 14-05-00334а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Shakhova N., Semiletov I., Panteleev G. The distribution of methane on the Siberian Arctic shelves: implications for the marine methane cycle // Geophys. Res. Lett. 2005. Vol. 32, No. 9. L09601.

 Shakhova N., Semiletov I., Sergienko V., Lobkovsky L., Yusupov V., Salyuk A., Salomatin A., Chernykh D., Kosmach D., Panteleev G. The East Siberian Arctic Shelf: towards further assessment of permafrost-related methane fluxes and role of sea ice // Phil. Trans. R. Soc. A. 2015. Vol. 373, No 2052.
Greinert J., Nutzel B. Hydroacoustic experiments to establish a method for the determination of methane bubble fluxes at cold seeps // Geo-Marine Lett. 2004. Vol. 24. P. 75–85.

4. Leifer I., Tang D. The acoustic signature of marine seep bubble // J. Acoust. Soc. Am. 2007. Vol. 121, No. 1. P. EL35-EL40.

5. Nikolovska A., Sahling H., Bohrmann G. Hydroacoustic methodology for detection, localization, and quantification of gas bubbles rising from the seafloor at gas seeps from the eastern Black Sea // Geochem. Geophys Geosystems. 2008. Vol. 9. Article Number: Q10010.

6. Leighton T.G., White P.R. Quantification of undersea gas leaks from carbon capture and storage facilities, from pipelines and from methane seeps, by their acoustics emissions // Proc. R. Soc. A. 2012. Vol. 468. P. 485–510.

Саломатин А.С., Юсупов В.И. Акустические исследования газовых «факелов» Охотского моря // Океанология. 2011. Т. 51, № 5. С. 911–919.
Саломатин А.С., Юсупов В.И., Верещагина О.Ф., Черных Д.В. Акустическая оценка концентрации метана в водной толще в областях его

пузырьковой разгрузки // Акуст. журн. 2014. Т. 60, № 6. С. 638–644. 9. Максимов А.О. Спектр шума «газового факела» // Акуст. журн. 2005. Т. 50, № 4. С. 435–442.

7. Makumob A.O. Chekip myma (rasobolo quakita) // Akyel. kyph. 2005. 1. 50, 52 4. C. 455-442.

10. Maksimov A.O., Sosedko E.V. Acoustic manifestations of gas hydrate shelled bubbles // Acoust. Phys. 2009. Vol. 55, No. 6. P. 776-784.

11. Maksimov A.O., Burov B.A., Salomatin A.S., Chernykh D.V. Sounds of marine seeps: A study of bubble activity near a rigid boundary // J. Acoust. Soc. Am. 2014. Vol. 136, No. 3. P. 1065–1076.

12. Maksimov A.O., Polovinka Y.A. Time reversal technique for gas leakage detection // J. Acoust. Soc. Am. 2015. Vol. 137, No. 4. P. 2168–2179.

13. Polovinka Y.A., Maksimov A.O. The peculiarities of the implementation of time reversal method for gas leakage detection on Sakhalin shelf // POMA. 2015. Vol. 24, No. 1. Article Number: 070002.

14. Greene C.A., Wilson P.S. Laboratory investigation of a passive acoustic method for measurement of underwater gas seep ebullition. // J. Acoust. Soc. Am. 2011. Vol. 131, No. 1. P. EL61–EL66.

15. Vazquez A., Manasseh R., Chicharro R. Can acoustic emissions be used to size bubbles seeping from a sediment bed? // Chem. Eng. Sci. 2015. Vol. 131. P. 187–196.

16. Gostiaux L., Gayvallet H., Géminard J.-C. Dynamics of a gas bubble rising through a thin immersed layer of granular material: an experimental study // Granular Matter. 2002. Vol. 4. P. 39-44.

17. Manasseh R., Riboux G., Risso F. Sound generation on bubble coalescence following detachment // Int. J. Multiphase Flow. 2008. Vol. 34. P. 938–949.

18. Chicharro R., Vazquez A. The acoustic signature of gas bubbles in a liquid cross-flow // Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. Vol. 55. P. 221-227.

19. Varas G., Vidal V., Géminard J.-C. Morphology of air invasion in an immersed granular layer // Phys. Rev. E2011. Vol. 83. Article Number: 061302. 20. Varas G., Vidal V., Géminard J.-C. Venting dynamics of an immersed granular layer // Phys. Rev. E2011. Vol. 83. Article Number: 011302.

21. Magnaudet J., Eames I. The motion of high-Reynolds number bubbles in inhomogeneous flows // Ann. Rev. Fluid Mech. 2000. Vol. 32. P. 659–708.

22. Clift R., Grace J.R., Weber M.E. Bubbles, Drops, and Particles. New York: Academic Press, 1978. Chapt. 2. 21 p.

23. Кобелев Ю.А., Островский Л.А. Акусто-электростатическая аналогия и взаимодействие пузырьков в жидкости // Акуст. журн. 1984. Т. 30, № 2. С. 715–716.

24. Maksimov A., Burov B., Salomatin A., Chernykh D. Sounds of undersea gas leaks // Proc. 4st Pacific Rim Underwater Acoustic Conference (October, 8–11, 2013). Hangzhou, China, 2013.

