

## Акустическое поле источника, движущегося по нормали и вдоль границы раздела сред с резким перепадом импеданса

Ю. М. Заславский<sup>1,\*</sup>, В. Ю. Заславский<sup>1,2†</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского

Россия, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23

(Поступила в редакцию 25.12.2021; подписана в печать 05.03.2022)

Исследуется акустическое поле, создаваемое пульсирующим источником, движущимся в атмосфере вдоль и перпендикулярно границе раздела вода–атмосфера с дозвуковой скоростью. Выведены расчетные соотношения для амплитуды, частоты и длительности звукового импульса, регистрируемого в обеих средах в окрестности раздела. Пространственное распределение амплитуды акустического поля в атмосфере и в жидкости представлено в виде двумерного рельефа для демонстрации его особенностей и зависимости от скорости и направлении движения источника звука. Анализируется связь между характеристиками акустического излучения и средней глубиной на акватории.

PACS: 43.40.Le.

УДК: 681.3.01.

Ключевые слова: лучевое приближение, амплитудно–частотная характеристика, пульсирующий движущийся источник, граница атмосфера–акватория.

### ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес к исследованиям звуковых полей движущихся акустических источников, наблюдаемый в настоящее время, обусловлен востребованностью их результатов при решении фундаментальных и прикладных проблем. Быстро развиваются средства и возможности удаленной диагностики параметров движения источников, расширяются перспективы мониторинга среды, реконструкции ее структуры. Фактор движения акустического источника приводит к особенностям звукового поля, таким как доплеровский сдвиг спектральных амплитуд по частоте и перераспределение излучаемой акустической энергии по разным направлениям. Практическое применение своеобразных особенностей, проявляющихся в преобразовании амплитудно–частотных характеристик звука быстро движущихся источников, целесообразно при регистрации метеоритов, входящих в атмосферу и приводящихся в океанской акватории, а также при контроле акустического шума, создаваемого средствами пассажирского воздушного транспорта [1–5]. Удаленная диагностика и мониторинг метеоритной опасности в реальных условиях должны выполняться применительно к движению в окрестности раздела смежных сред, каковой является граница атмосфера–морская акватория (глубоководная или прибрежная), при резком и значительном по величине перепаде акустического импеданса, обусловленным существенным различием по плотности и скорости распространения звука.

В настоящей работе анализируется акустическое поле пульсирующего источника, движущегося в воздухе

с дозвуковой скоростью нормально к границе с водной средой, либо горизонтально вдоль прямолинейной траектории, незначительно удаленной от нее. Рассматриваются основные параметры акустического сигнала, такие как амплитуда и его фазовый набег при распространении вдоль лучей в обеих областях пространства. Учитывается влияние фактора движения на зависимость амплитудно–частотных волновых характеристик от азимутального и полярного углов и от дистанции до точки регистрации. Для реализации удаленного контроля движения необходимо установить связь между параметрами движения источника и указанными характеристиками звука. Источником, движущимся в атмосфере, излучаются тональный, либо импульсный звуковые сигналы, которые далее регистрируются на неподвижные микрофон и гидрофон, установленные на некоторых удалениях по обе стороны от плоскости раздела атмосфера–акватория. При описании звуковых полей применяются соотношения линейной акустики, используется геометро–лучевое приближение, нелучевые волны не рассматриваются, диссипативные потери при распространении не учитываются. Обе расчетные области представлены бесконечными однородными по свойствам полупространствами, либо неглубоким водным бассейном. Предлагаемая идеализация и используемая модель среды пригодны и достаточны для анализа основных особенностей, привносимых в акустические характеристики за счет движения источника как в случае глубоководного пространства, так и мелкой шельфовой зоны в пределах удаленностей от границы на многие сотни длин волн на низких и средних звуковых частотах.

\* [zaslav@ipfran.ru](mailto:zaslav@ipfran.ru)

† [zas-vladislav@ipfran.ru](mailto:zas-vladislav@ipfran.ru)

## 1. РАСЧЕТ И АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРЕ И В ВОДНОЙ АКВАТОРИИ

### 1.1. Гармонический режим

Рассмотрим акустическое поле, возбуждаемое в среде, состоящей из двух полупространств жидкость–газ, монопольным источником гармонических колебаний и импульсных пульсаций, движущимся в воздухе с постоянной скоростью  $V$ : 1 — по прямолинейной траектории на некоторой высоте от границы  $h$  вдоль оси  $x$  (рис. 1, а), 2 — нормально к границе раздела вдоль оси  $z$  (рис. 1, б).

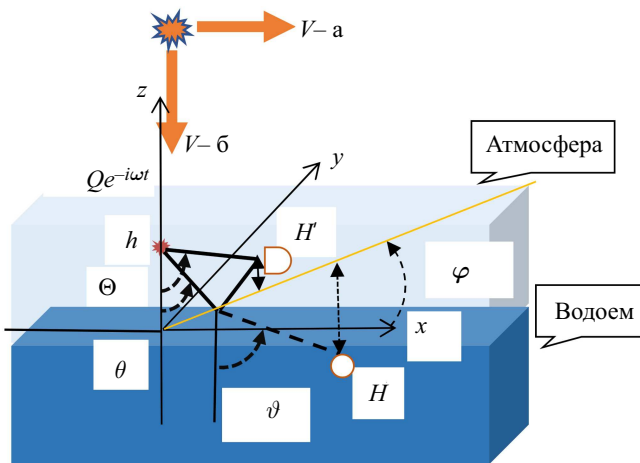


Рис. 1. Схема для расчета акустического поля в водной и воздушной среде

При описании акустических волн, приходящих в точки приема, расположенные выше и ниже границы, используется геометро–лучевое приближение. В этом приближении при падении сферической акустической волны на границу раздела ее фронт подразумевается локально плоским, что позволяет в расчетах отраженной и прошедшей волны использовать формулы Френеля. Схемы волновых лучей звука, создаваемого пульсирующим источником у границы вода–атмосфера, идентичны за исключением направления скорости движения: в первом из рассматриваемых случаев (рис. 1, а) вектор скорости параллелен, в другом (рис. 1, б) — перпендикулярен к границе.

При анализе влияния эффекта Доплера на частоту и амплитуду регистрируемого звука исследуется зависимость волновых характеристик от величины и направления вектора скорости при учете неколлинеарности движения источника относительно направлений, по которым происходит лучевое распространение, обозначенных пространственными углами волнового вектора, нормального к фронту локально плоской волны в точке ее касания со сферическим фронтом. Колебательные смещения (равно как и колебательная скорость) описываются известными выражениями для по-

ля излучения пульсирующего источника в безграничной среде: массовой производительности  $Q$  [кг/с] и частоты  $\omega_0$  (в системе координат, связанной с источником). В работе [3] обсуждаются аспекты корректной общей постановки и математического обоснования в проблеме расчета акустического поля источников, движущихся вблизи границы, разделяющей воздушное и водное пространства. В работах [6–9] рассматриваются поправки при записи расчетных формул для амплитуды и частоты отклика в неподвижной системе отсчета при фиксированных координатах регистраторов звука, позволяющих учитывать движение источника. Корректирующие поправки на частоту и пространственно–угловое амплитудное распределение сигналов в неподвижной системе приема далее представлены в форме, заимствованной из работы [9].

В случае горизонтального движения источника параллельно границе раздела со скоростью  $V$  радиально поляризованные колебательные смещения частиц  $u$  в поле излучения, регистрируемые в неподвижной системе приемников, описываются следующей формулой:

$$u = \frac{Q}{4\pi\rho cR(1 - (V/c) \cos \theta)} e^{-\frac{i\omega_0(t - (R/c))}{1 - (V/c) \sin \theta \cos \theta}} \quad (1)$$

причем аналогичное соотношение будет справедливо и для колебательной скорости  $v$  при соответствующем выборе амплитудного множителя: умножением амплитуды в формуле (1) на  $\omega_0$

При вертикально направленном движении к границе справедливо следующее выражение:

$$u = \frac{Q}{4\pi\rho cR(1 - (V/c) \cos \theta)} e^{-\frac{i\omega_0(t - (R/c))}{1 - (V/c) \cos \theta}}, \quad (2)$$

### 1.2. Горизонтальное движение пульсирующего акустического источника

Обращаясь к первому случаю, направим луч первичной сферической волны, падающей из источника на границу под полярным углом  $\theta$  и углом азимута  $\phi$  (в неподвижной системе координат, связанной с регистраторами). Волна, падающая на границу раздела, рассматривается как локально плоская и ее прохождение–отражение на границе подчиняется закону Снеллиуса. Азимутальный угол в отраженной и преломленной волнах остается неизменным. Полярный угол луча отраженной от границы волны, принимаемой микрофоном, обозначим  $\theta'$ , он равен по величине углу  $\theta$  первичной волны. Угол луча прямой волны, падающей непосредственно в ту же точку приема, как и отраженной от границы и также принимаемой на микрофон, обозначим  $\Theta$ . Для луча преломленной волны, регистрируемой гидрофоном, введем обозначение  $\vartheta$ , который, как и оба предыдущих, будут выражаться через угол  $\theta$  луча первичной волны. При этом полагаем, что мгновенное положение источника удалено от границы на высоту  $h$ , высота

возвышения микрофона над водной поверхностью составляет  $H'$ , глубина погружения гидрофона в воду составляет  $H$ . Введем также следующие обозначения: плотность воздуха  $\rho$ , воды  $\tilde{\rho}$ , отношение плотностей  $m = \tilde{\rho}/\rho$ , скорость звука в воздухе  $c$ , в жидкости  $C$ , отношение скоростей  $n = C/c$ .

При рассмотрении акустических звуковых полей в воздухе и гидроакустического в воде учитывается попадание двух лучей в точку  $H'$  — прямого падающего и отраженного от границы с регистрацией на микрофон. В точку  $H$  попадает один луч преломленной волны, регистрируемой гидрофоном. Заметим, что величина, используемая в поправке при коррекции частоты на эффект Допплера и входящая в фазовый набег при распространении по воздушной среде и по водному лучу, остается постоянной в обеих средах, что используется в дальнейших вычислениях:

$$(V/c) \sin \theta \cos \phi = (V/c) \sin \vartheta \cos \phi. \quad (3)$$

В силу различия углов  $\theta$  и  $\Theta$  в случае движущего-

ся источника прямая волна, падающая в точку регистрации, и волна, отраженная границей, будут иметь различные частоты, при этом волны не интерферируют, и чередование фазовых набегов не влияет на суммарный отклик. Они образуют независимые спектральные компоненты на близко расположенных частотах, поэтому выражения для колебательных смещений представлены для каждой из распространяющихся волн в отдельности. Для вычисления полей воспользуемся формулой (1), причем необходимо учесть величину дистанции  $R$ , проходимой при распространении различными путями в верхней и нижней средах фронтом каждой волны, и угловые зависимости для соответствующих им лучей.

Для колебательных смещений в точке атмосферы на высоте  $H'$  в поле прямой падающей волны справедливо выражение:

$$u^{inc} = \frac{Q \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{\left( 1 - (V/c) \frac{(1+(H'/h)) \operatorname{tg} \theta \cos \phi}{\sqrt{(1+(H'/h))^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-(H'/h))^2}} \right)} \left( t - \frac{h}{c} \sqrt{(1+(H'/h))^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-(H'/h))^2} \right) \right\}}{4\pi\rho ch \sqrt{(1+(H'/h))^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-(H'/h))^2} \left( 1 - (V/c) \frac{(1+(H'/h)) \operatorname{tg} \theta \cos \phi}{\sqrt{(1+(H'/h))^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-(H'/h))^2}} \right)}. \quad (4)$$

Формула, описывающая колебательные смещения в отраженной волне, идущей в ту же точку в атмосфере, имеет следующий вид:

$$u^{refl} = \frac{Q \left( mn \cos \theta - \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right) \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{(1-(V/c) \sin \theta \cos \phi)} \left( t - \frac{h}{c} \left( \frac{1+H'/h}{\cos \theta} \right) \right) \right\}}{4\pi\rho ch \left( \frac{1+H'/h}{\cos \theta} \right) (1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi) \left( mn \cos \theta + \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)}. \quad (5)$$

Построив луч, соответствующий преломленной волне в жидкости, как продолжение первичного в воздушной среде, и выразив угол  $\vartheta$  через исходный  $\theta$ , можем представить аналогичную запись для смещений в точке на глубине  $H$  (в поле преломленной волны):

$$u^{refr} = \frac{Q \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \times \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{(1-(V/c) \sin \theta \cos \phi)} \left[ t - \frac{h}{cn} \left( \frac{1}{\cos \theta} + \frac{H/(nh)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}} \right) \right] \right\}}{2\pi\rho nch \left( \frac{1}{\cos \theta} + \frac{H/(nh)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}} \right) \left( 1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \phi \right) \left( mn \cos \theta + \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)}. \quad (6)$$

На основе представленных формул (4)–(6) нетрудно анализировать зависимость амплитуды откликов и фазовых набегов каждого типа волн от частоты, от пространственных углов и дистанции (пересчитываемых к координатам точек излучения и приема), а также от акустических параметров обеих сред.

Так, «засвечивание» водной среды происходит волновыми лучами, проникающими в нижнее полупространство через границу раздела и идущими от источника в узком секторе полярных углов  $0 \leq \theta \leq \arcsin(1/n)$ . Сравнение амплитудных множителей

в формулах (4)–(6) показывает, что ввиду значительно по величине отношения импедансов вода–воздух —  $mn \approx 4.4 \cdot 10^3$ , уровень отклика в преломленной волне (сигнал с гидрофона) на 3–4 порядка ниже уровня отклика в воздушной среде (сигнал с микрофона).

Представляет практический интерес, опираясь на выведенные формулы, получить амплитудные зависимости откликов от декартовых координат  $x, y$ , поскольку источник движется вдоль оси  $x$ , а регистраторы (микрофон и гидрофон) могут располагаться на различных удалениях  $y$  от трассы движения источника. Поэтому

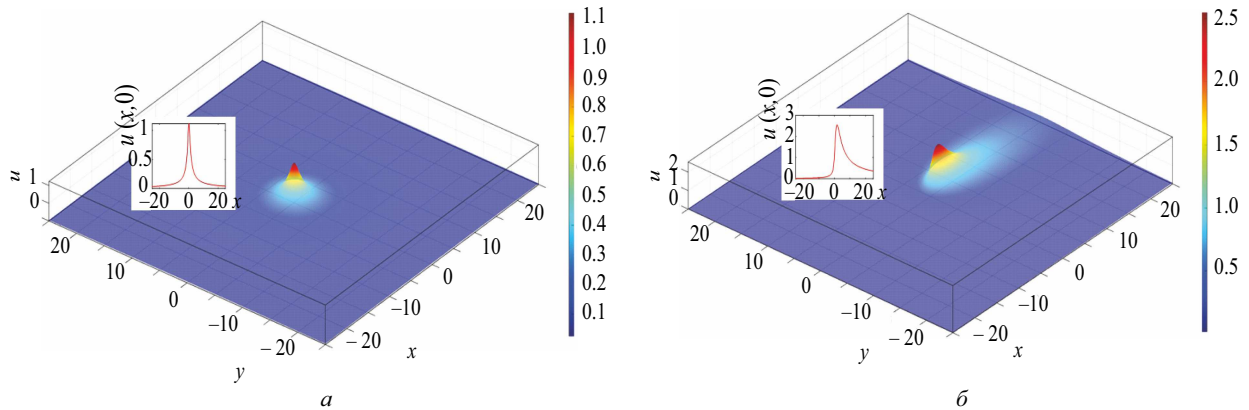


Рис. 2. Рельеф амплитуды отклика в прямой падающей и в отраженной волнах (близкий по уровню) в случае горизонтального движения:  $a - V/c = 0.1$ ,  $b - V/c = 0.9$  при  $H'/h = 0.1$  (уровень сигнала в относительных единицах)

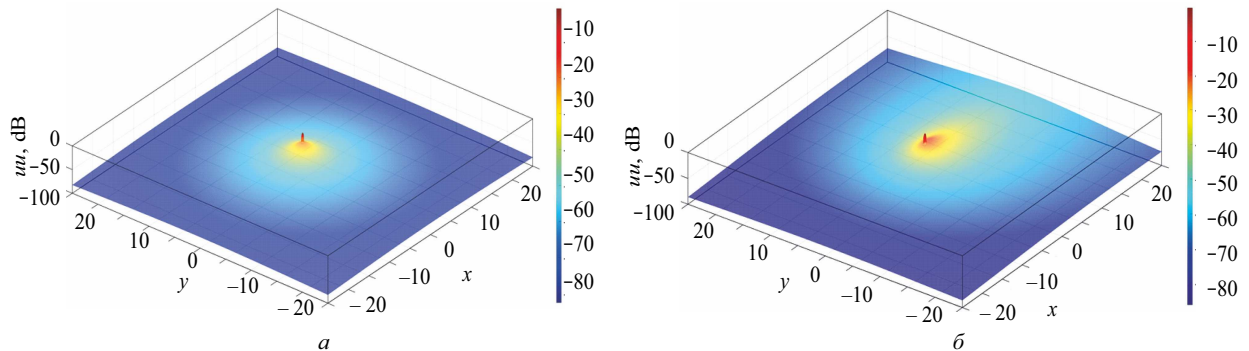


Рис. 3. Рельеф амплитуды отклика в преломленной волне (горизонтальное движение):  $a - V/c = 0.1$ ,  $b - V/c = 0.9$  при  $H/h = 0.1$  (уровень сигнала — относительные единицы)

на основе соответствующего пересчета к декартовым координатам (рис. 1,  $a$ ) построены двумерные рельефы, изображающие амплитуды откликов каждой из волн в виде функции переменных  $x, y$ . На рис. 2 демонстрируется уровень откликов в точках на прямоугольном участке горизонтальной поверхности вблизи источника параллельной границе воздух–вода выше границы (с микрофона) и ниже этой границы (с гидрофона). На рис. 2,  $a$  представлен рельеф, отображающий уровень звука в воздухе при  $V/c = 0.1$ , а на рис. 2,  $b$  — при  $V/c = 0.9$  в виде ограниченного в пространстве максимума. Отклики с микрофона соответствуют прямой падающей и отраженной волнам, мало отличаются по уровню и отображаются единой иллюстрацией на указанных рис. 2,  $a, б$ . Отложенные по осям пространственные координаты измеряются в относительных единицах с нормировкой на высоту источника, т.е.  $x/h$  и  $y/h$ . Поэтому построенные рельефы позволяют выбрать оптимальное расположение апертуры антенны и оценить размеры области пространства, которые необходимо «охватить» для надежной регистрации движущегося источника и последующей обработки сигнала. На вкладках также представлена ампли-

тудная зависимость в разрезе вдоль по координате  $x$  (при  $y = 0$ ), из которой виден повышенный уровень отклика с микрофона перед приближающимся источником ( $x > x_{epicentre}$ ) относительно области за прошедшим источником ( $x < x_{epicentre}$ ), что более отчетливо проявляется на околосвуковой скорости движения. В рельефах, соответствующих указанной высокой скорости, возникает азимутальная асимметрия рельефа, при этом в основании максимума наблюдается его «вытянутость» в направлении движения.

Рельефы откликов, регистрируемых в воде гидрофоном, соответствуют преломленной волне и изображены при условии  $V/c = 0.1$  на рис. 3,  $a$ , и при  $V/c = 0.9$  на рис. 3,  $b$ . Они представляют собой узкий (иглообразный) пик, приходящийся на точку с координатами, близкими к эпицентральной точке, поэтому при графическом представлении используется логарифмический (дБ) масштаб. В рельефах откликов с гидрофона, принятых от источника, движущегося на околосвуковой скорости, более высоким является уровень также наблюдаемый при подходе эпицентра источника к точке регистрации ( $x > x_{epicentre}$ ).

Анализ рельефов показывает, что при диагности-



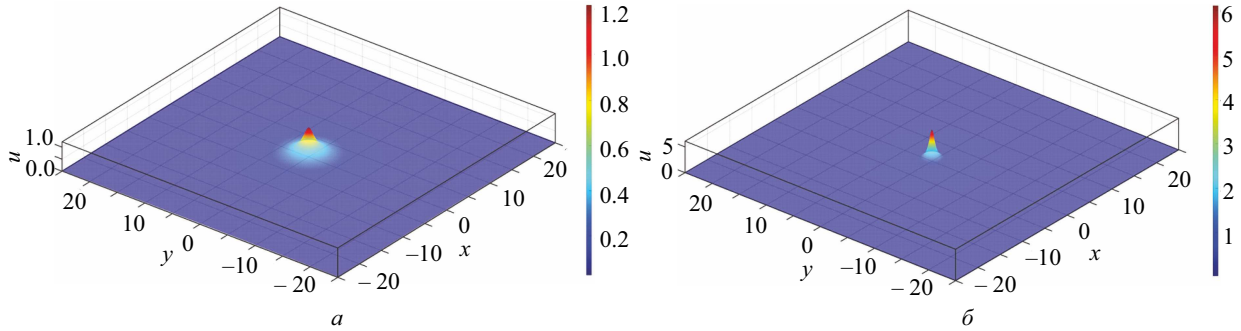


Рис. 4. Рельеф амплитуды отклика в прямой падающей и отраженной волнах (вертикальное движение): *a* —  $V/c = 0.1$ , *б* —  $V/c = 0.9$  при  $H'/h = 0.1$  (уровень сигнала в относительных единицах)

ке или оценке мгновенного местоположения источника необходима регистрация звука как микрофоном в воздухе, так и гидроакустического отклика на гидрофоне. Регистрация гидроакустического сигнала позволит обеспечить повышенное пространственное разрешение двух и более источников, движущихся в тесной группе. Для оценки параметров движения при этом потребуются специальные приемные устройства, например приемные параметрические антенны с большой протяженной базой, с помощью которых возможно сканирование площадки обзора, накрывающей область движущегося эпицентрального пятна. Последнее заме-

чание, по-видимому, имеет принципиальное значение, указывая на возможность надежной регистрации гидроакустического отклика.

### 1.3. Вертикальное движение источника звука

Рассматривая случай вертикального движения источника в направлении к границе, приходим к выражению для прямой падающей волны в атмосфере на высоте  $H'$ :

$$u^{inc} = \frac{Q \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{\left(1 - \frac{V}{c} \frac{1-H'/h}{\sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2}}\right)} \left( t - \frac{h}{c} \sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2} \right) \right\}}{4\pi\rho ch \sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2} \left(1 - \frac{V}{c} \frac{1-H'/h}{\sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2}}\right)} \quad (7)$$

Колебательные смещения в отраженной волне, идущей в ту же точку в атмосфере, описываются формулой:

$$u^{refl} = \frac{Q \left( mn \cos \theta - \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right) \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{1 - \frac{V}{c} \cos \theta} \left( t - \frac{h(1+H'/h)}{c \cos \theta} \right) \right\}}{4\pi\rho ch \left( \frac{1+H'/h}{\cos \theta} \right) \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta\right) \left( mn \cos \theta + \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)} \quad (8)$$

Аналогичную запись представим для колебательных смещений в поле преломленной волны в точке на глубине  $H$ :

$$u^{refr} = \frac{Q \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \exp \left\{ -i \frac{\omega_0 h}{cn \left(1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi\right)} \left( \frac{1}{\cos \theta + \frac{H/nh}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}} \right) \right\}}{2\pi\rho nch \left( \frac{1}{\cos \theta + \frac{H/nh}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}}} \right) \left(1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi\right) \left( mn \cos \theta + \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)} \quad (9)$$

По формулам (7)–(9) на плоскости  $x, y$  построены двумерные рельефы пространственного распределения амплитуды откликов в прямой падающей и в отраженной волнах (близкие по уровню), которые представлены на рис. 4, *a* при невысоком значении скорости дви-

жения источника звука  $V/c = 0.1$  и на рис. 4, *б* при околосвуковой скорости  $V/c = 0.9$ .

Рельеф, описывающий пространственное распределение воздушного акустического сигнала по амплитуде, в случае движения в направлении по перпендику-

ляру к границе имеет осевую симметрию. При приближении скорости движения источника к скорости звука в воздухе, наблюдается значительное нарастание его уровня в максимуме и сужение формы, т.е. обострение пика.

Для пространственного распределения уровня гидроакустического сигнала (рис. 5а), сохраняется характерная острая иглообразная форма рельефа, причем при переходе источника звука к околосвуковой скорости движения (рис. 5б) имеет место также резкое увеличение уровня отклика в максимуме. Представленные особенности формы рельефов, образуемых из массива откликов, регистрируемых с гидрофона и микрофона, создают основу для алгоритмов диагностики местоположения и скорости движения источника.

## 2. ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ

Реальные источники звука не являются строго гармоническими и излучают сигналы, имеющие конечную ширину полосы, в связи с чем важно проанализировать специфические особенности, свойственные пространственно-угловым и амплитудно-частотным характеристикам акустического шума движущихся источников, имеющих конечную ширину полосы излуча-

емых частот. Импульсные сигналы являются частным случаем широкополосных, они широко применяются на практике, их легко использовать при анализе вышеуказанных характеристик. Поэтому безусловный интерес представляет также рассмотрение импульсного режима излучения движущегося источника, поскольку на его основе выясняются особенности, проявляющиеся при распространении по разным направлениям волновых импульсов вышеперечисленных типов, что расширяет возможности диагностики. При этом следует обратить внимание на зависимость таких параметров как амплитуда и длительность импульса от направления волнового вектора в различных областях волнового фронта.

Рассматривая поле импульсного пульсирующего источника, движущегося в безграничной среде, можно получить интересующую зависимость для параметров отклика в произвольной точке пространства на импульсное от времени воздействие, аналогичное формулам (1), (2) путем свертки со спектром гауссова (колоколообразного) импульса длительности  $\tau$ , имеющим следующий вид:

$$g(\omega) = \tau e^{-\frac{\omega^2 \tau^2}{4}}. \quad (10)$$

Выполняя свертку по частоте  $\omega$  сигнала, представленного по формуле (1), со спектром  $g(\omega)$ , нетрудно прийти к следующему виду для осциллограммы импульса:

$$\begin{aligned} U(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau Q \exp \left\{ -\frac{\omega^2 \tau^2}{4} - i \frac{\omega(t-R/c)}{1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi} \right\}}{4\pi \rho c R \left( 1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi \right)} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tau Q \exp \left\{ -\frac{\omega^2 \tau^2}{4} \right\} \cos \left( \frac{\omega(t-R/c)}{1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi} \right)}{4\pi \rho c R \left( 1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi \right)} d\omega = \\ &= \frac{Q \exp \left\{ -\frac{(t-R/c)^2}{\left( 1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi \right)^2 \tau^2} \right\}}{4\pi \rho c R \left( 1 - \frac{V}{c} \sin \theta \cos \varphi \right)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Формула (11) описывает осциллограмму отклика и показывает зависимость от координат  $R, \theta, \phi$  амплитуды и длительности импульса, регистрируемого в безграничном пространстве, создаваемого импульсным пульсирующим источником, движущимся вдоль оси  $x$ . Легко видеть, что импульсный отклик, принятый микрофоном перед приближающимся источником, по уровню выше импульса, принятого за источником, прошедшим по той же траектории. Нетрудно также проанализировать зависимость длительности отклика при произвольных направлениях  $\theta, \phi$ . В частности, в простейшем случае расположения микрофона прямо под трассой длительность импульса  $T = \tau(1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)$  при его регистрации перед приближающимся источником, равная  $T_1$  (при  $\theta = \pi/2, \phi = 0$ ), короче, чем за удаляющимся источником, равная  $T_2$  (при  $\theta = \pi/2, \phi = \pi$ ). Путем измерения разницы этих длительностей, возможна оценка скорости движения источника:

$$V/c = (T_2 - T_1) / (T_2 + T_1), \quad (12)$$

причем знаменателем в этой формуле является удвоенная истинная длительность излучаемого импульса (в системе координат источника), равная среднему арифметическому от значений, измеренных при регистрации:

$$\tau = (T_2 + T_1) / 2. \quad (13)$$

Отмеченные закономерности свойственны не только волне, распространяющейся в неограниченном пространстве, но характерны также для волн падающей и отраженной, бегущих в атмосфере, и для преломленной — в водной среде. Для подробного анализа и подтверждения излагаемых оценок выпишем формулы, описывающие осциллограммы импульсов, аналогичные (11), а также формулам (4)–(6), ответственным за каждый волновой тип, по которым нетрудно построить графические иллюстрации в виде двумерных рельефов. Ограничимся рассмотрением импульсного распространения в области контакта двух бесконечных по глубине полупространств, среда которых резко отлича-

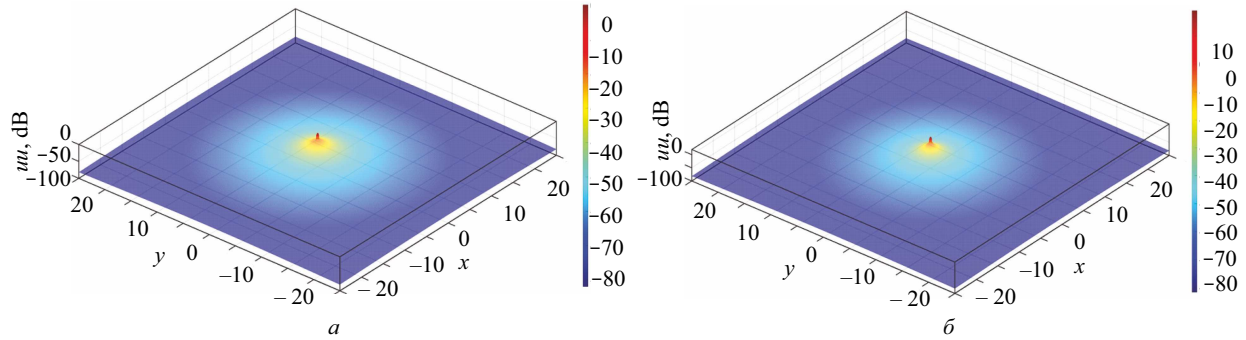


Рис. 5. Рельеф амплитуды отклика в преломленной волне (вертикальное движение): *a* —  $V/c = 0.1$ , *б* —  $V/c = 0.9$  при  $H/h = 0.1$  (уровень сигнала в Дб-масштабе — относительные единицы)

ется по импедансу.

В частности, импульсная осциллограмма прямой падающей волны, регистрируемой на высоте  $H'$  над по-

верхностью воды в атмосфере (с учетом ранее указанной связи высоты размещения точки регистрации с углом  $\theta$ ) может быть представлена выражением:

$$U^{inc}(t) = \frac{Q \exp \left\{ - \frac{\left( \frac{t}{\tau} - \frac{h}{c\tau} \sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2} \right)^2}{\left( 1 - (V/c) \frac{(1+H'/h) \operatorname{tg} \theta \cos \phi}{\sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2}} \right)^2} \right\}}{4\pi\rho ch \sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2} \left( 1 - (V/c) \frac{(1+H/h) \operatorname{tg} \theta \cos \phi}{\sqrt{(1+H'/h)^2 \operatorname{tg}^2 \theta + (1-H'/h)^2}} \right)}. \quad (14)$$

Импульс отраженной волны записывается в виде:

$$U^{refl}(t) = \frac{Q (mn \cos \theta - \sqrt{1-n^2 \sin^2 \theta}) \exp \left\{ - \frac{\left( \frac{t}{\tau} - \frac{h(1+H'/h)}{c\tau \cos \theta} \right)^2}{\left( 1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi \right)^2} \right\}}{4\pi\rho ch \left( \frac{1+H'/h}{\cos \theta} \right) (mn \cos \theta + \sqrt{1-n^2 \sin^2 \theta}) (1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)}. \quad (15)$$

Для преломленной волны справедливо соотношение:

$$U^{refr}(t) = \frac{Q \sqrt{1-n^2 \sin^2 \theta} \exp \left\{ - \frac{\left( \frac{t}{\tau} - \frac{h}{c\tau} \left( \frac{1}{\cos \theta} + \frac{H/nh}{\sqrt{1-n^2 \sin^2 \theta}} \right) \right)^2}{\left( 1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi \right)^2} \right\}}{2\pi\rho ch \left( \frac{1}{\cos \theta} + \frac{H/(n \cdot h)}{\sqrt{1-n^2 \sin^2 \theta}} \right) (mn \cos \theta + \sqrt{1-n^2 \sin^2 \theta}) (1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)}. \quad (16)$$

Осциллограммы импульсов, построенные по амплитудным зависимостям в формулах (14)–(16), представлены на рис. 6, *a, б* в виде рельефа на плоскости переменных  $t$ –время задержки,  $\phi$ –угол азимута на точку регистрации вдоль радиуса из эпицентра под источником, и под определенным полярным углом — при  $\theta = \pi/3$ . Звуковые импульсы, регистрируемые в воздухе и соответствующие лучам прямой падающей и отраженной волн, идущим под более высокими полярными углами  $\theta$  и  $\Theta$ , обладают анизотропией — направленностью по азимуту (с максимумом при  $\phi = 0$ ). Как видно из иллюстраций, зависимость уровня волновых импульсов от азимутального угла в значительной сте-

пени проявляется при движении на околосвуковых скоростях, т.е. при  $V/c \rightarrow 1$ .

Для лучей, соответствующих малым полярным углам  $\theta$ , которые проникают в безграничную жидкость ( $\theta \leq \arcsin(1/n) = 0.226$ ), зависимость от угла азимута в осциллограммах практически отсутствует.

Заметим, что в суперпозиции сигналов, принятых в воздухе, первым приходит импульс прямой падающей волны. При этом в зависимости от глубины погружения гидрофона, удаленности и высоты установки микрофона принятый в воде гидроакустический импульс может опережать оба этих импульса.

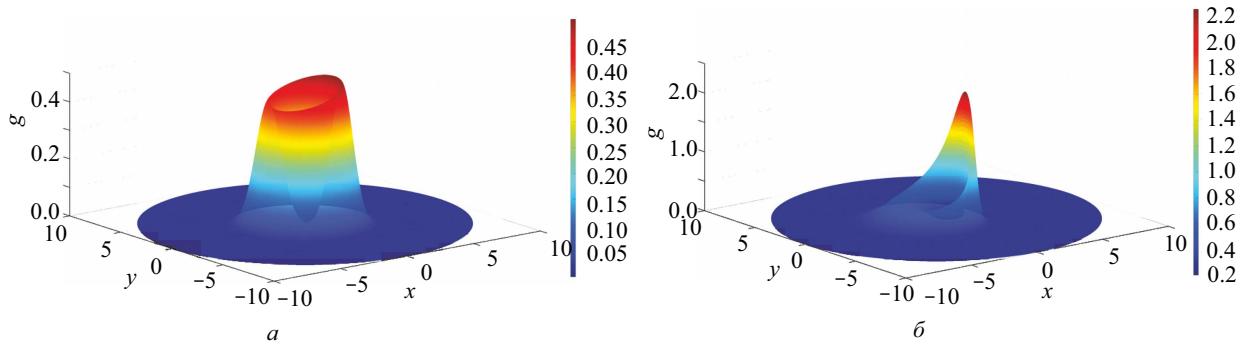


Рис. 6. Рельеф уровня импульсного отклика в прямой падающей и в отраженной волне на плоскости переменных:  $t$  — время задержки (вдоль радиуса),  $\phi$  — угол азимута, уровень — по вертикальной оси,  $\phi = 0$  вдоль оси  $x$ ,  $\theta = \pi/3$ ,  $h/ct = 1$ :  $a$  —  $V/c = 0.1$ ,  $b$  —  $V/c = 0.9$ ,  $H'/h = 0.1$

### 3. ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ МЕЛКОГО ВОДОЕМА ИСТОЧНИКОМ ЗВУКА, ДВИЖУЩИМСЯ В АТМОСФЕРЕ

Важной прикладной проблемой является мониторинг земной среды, диагностика свойств и характеристик земной поверхности на территориях с таежным лесным покровом, с заболоченной местностью, покрытой мелкими озерно-речными водными бассейнами на значительных масштабах (тундра). Удаленный контроль также востребован на обширных шельфовых акваториях, на морских побережьях, при разведке полезных ископаемых на малой глубине под поверхностью. В этом случае для мониторинга и зондирования можно использовать активный и пассивный удаленный контроль акустического импеданса поверхности. В этой связи следует рассмотреть характеристики акустиче-

ского поля источника, движущегося над мелким водоемом, и проанализировать их особенности, которые могли бы указывать на возможность диагностики его глубины, соизмеримой с длиной звуковой волны. Проанализируем связь указанных характеристик с глубиной бассейна, предполагая его упрощенную модель — абсолютно жесткое дно. Переход от модели с полубесконечными полупространствами (применяемой в первом и втором разделах) к случаю мелкого водного слоя также возможен (далее предполагаются те же условия горизонтального движения источника) при адекватной замене выше используемого выражения для коэффициента отражения звука на границе раздела сред, что при этом потребует изменения в формулах для вычисления отраженной и преломленной волн.

Для отраженной волны в атмосфере вместо прежнего выражения (5) справедлива формула:

$$u^{refl} = \frac{Q \cdot K \cdot \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{(1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)} \left( t - \frac{h}{c} \left( \frac{1 + H'/h}{\cos \theta} \right) \right) \right\}}{4\pi\rho ch \left( \frac{1 + H'/h}{\cos \theta} \right) (1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)}, \quad (17)$$

где коэффициент отражения  $K$  имеет следующий вид:

$$K = \frac{mn \cos \theta + i \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \cdot \operatorname{tg} \left( \left( \omega \tilde{H} / C \right) \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)}{mn \cos \theta - i \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \cdot \operatorname{tg} \left( \left( \omega \tilde{H} / C \right) \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)}. \quad (18)$$

$\tilde{H}$  — глубина бассейна, а входящая в формулу (18) частота  $\omega$  определяется как:

$$\omega = \omega_0 / (1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi). \quad (19)$$

Акустическое поле в водоеме в отличие от (6) описывается выражением:

$$u^{refr} = \frac{Q \cdot T \cdot \exp \left\{ -i \frac{\omega_0}{(1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)} \left( t - \frac{h}{cn} \left( \frac{1}{\cos \theta} + \frac{H/(n \cdot h)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}} \right) \right) \right\}}{2\pi\rho nch \left( \frac{1}{\cos \theta} + \frac{H/(n \cdot h)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta}} \right) (1 - (V/c) \sin \theta \cos \phi)}, \quad (20)$$



где коэффициент  $T$  имеет вид:

$$T = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \cdot \sin \left( (\omega(z + \tilde{H})/C) \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)}{mn \cos \theta - i \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \cdot \operatorname{tg} \left( (\omega \tilde{H}/C) \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta} \right)}, \quad (21)$$

при этом в выражении (21) необходимо учитывать сдвиг по частоте  $\omega$ , описываемый поправкой (19), а также предполагаются отрицательные значения вертикальной координаты ниже водной границы  $-H \leq z \leq 0$ .

Из (18), (19) и (20) следует, что при свипировании по  $\omega_0$  частота  $\omega$  будет перестраиваться в окрестности резонансных частот  $\omega_N \simeq (C/\tilde{H})(N + 1/2)\pi$  ( $N = 1, 2, \dots$ ) и при движении источника со скоростью, близкой к скорости звука  $V \rightarrow c$  (в воздухе), возникнут значительные возмущения в рельефе отклика в области на границе раздела вблизи эпицентральной точки.

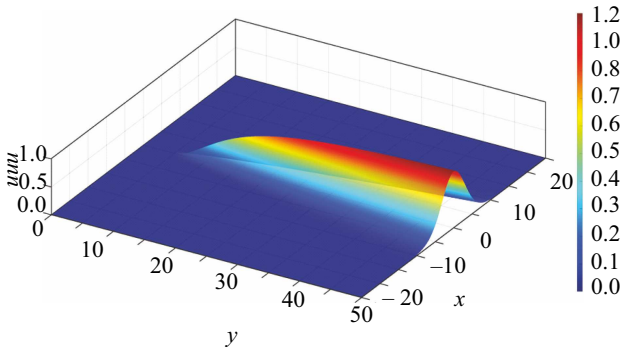


Рис. 7. Рельеф амплитуды отклика в преломленной волне, проникающей в мелкий бассейн (гармонический режим).  $V/c = 0.9$ ,  $\omega_0 \tilde{H}/C = \pi/2$

Рельефы для откликов в прямой падающей и отраженной волнах не отличаются от представленных выше. При этом волна, преломленная в неглубокий водоем в случае источника, движущегося с высокой околозвуковой скоростью, приобретает значительную азимутальную анизотропию, на что указывает форма рельефа ее отклика, и это наглядно показывает существенное отличие от уже рассмотренного выше при распространении в безграничной жидкости. На рис. 7 демонстрируется амплитудный рельеф, построенный с использованием (20) в случае быстро движущегося источника гармонических колебаний с частотой близкой к низшей резонансной в мелком водном бассейне.

Форма рельефа и возросший уровень отклика при приближении скорости движения к скорости звука  $V \rightarrow c$  представляют собой те особенности, на основе учета которых можно сформулировать алгоритмы зондирования среды и которые указывают на при-

менимость этих характеристик в качестве признаков для диагностики глубины бассейна. Возмущения также возникнут и в отраженной волне, но в значительно меньшей степени, чем в преломленной волне, ввиду чего ее регистрация на гидрофон является приоритетной. В алгоритме диагностики также необходимо использовать рельефы откликов, порождаемых в режиме излучения коротких звуковых импульсов.

Следует обратить внимание на аналогичные особенности, возникающие в характеристиках акустических сигналов, регистрируемых движущимися приемниками, применение которых также повысит эффективность реконструкции структуры и удаленной диагностики параметров среды в области интерфейса.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выведены расчетные соотношения для амплитуды, частоты, фазового набега и длительности всех типов акустических откликов, регистрируемых вблизи границы вода–атмосфера, порождаемых пульсирующим источником, движущимся в атмосфере поступательно и равномерно вдоль и поперек границы со скоростью ниже и порядка звуковой. Анализируется гармонический и импульсный режимы излучения и распространения. Для иллюстрации возможности диагностики текущего местоположения построены двумерные рельефы, характеризующие пространственное горизонтальное распределение амплитуды в атмосфере и в акватории вблизи эпицентра источника при малой и высокой (близкой к звуковой) скорости движения.

Показано, что наилучшее пространственное разрешение двух движущихся тесно расположенных источников достигается при регистрации звука гидрофоном в воде. Для наглядной иллюстрации демонстрируются рельефы в виде широких (поперек движения) максимумов в рельефах, соответствующих откликам в атмосфере, которые сопоставляются с иглообразным пиком, соответствующим отклику, регистрируемому в воде.

Представлены качественные соображения, позволяющие выполнить оценки глубины бассейна, а также скорости движения источника. Последние сформулированы с учетом использования результатов анализа, соответствующих импульсным откликам, регистрируемым в атмосфере и в водном бассейне конечной и бесконечной глубины.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0018).

- [1] Добрынина А.А., Саньков В.А., Чечельницкий В.В., Черных Е.Н. Сейсмические эффекты метеорита Челябинск. В кн.: Метеорит Челябинск — год на Земле. Материалы Всероссийской научной конференции / Составитель А.Н. Антипин. Челябинск: Каменный пояс, 2014. С. 668–677.
- [2] Селезнев В.С., Лисейкин А.В., Еманов А.А., Белинская А.Ю. Метеороид Челябинск (взгляд сейсмолога). В кн.: Метеорит Челябинск — год на Земле. Материалы Всероссийской научной конференции / Составитель А.Н. Антипин. Челябинск: Каменный пояс, 2014. С. 678–681.
- [3] Булдырев В.С., Григорьева Н.С. // Акуст. журн. 1993. **39**, вып.6. С. 1014.
- [4] Заславский Ю.М. // Электронный журнал «Техническая акустика» <http://www.ejta.org> 2019, 1
- [5] Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. // Электронный журнал «Техническая акустика» <http://www.ejta.org> 2011, 11, 4-14.
- [6] Скучик Е. Основы акустики. Т. 1, 2. М.: Мир. 1976.
- [7] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Физ.-мат. лит. 1988.
- [8] Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. -201с.
- [9] Заславский Ю.М. // Процессы в геосредах. 2016. № 8. С. 29.

## Acoustic field of a source moving perpendicular and along the interface with a sharp impedance drop

Yu.M. Zaslavsky<sup>1,a</sup>, V.Yu. Zaslavsky<sup>1,2,b</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics RAS. Nizhny Novgorod, 603950, Russia*

<sup>2</sup>*State University of Nizhny Novgorod. Nizhny Novgorod, 603950, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>zaslav@ipfran.ru, <sup>b</sup>zas-vladislav@ipfran.ru*

The acoustic field generated by a pulsating source moving in the atmosphere along and perpendicular to the water-atmosphere interface at a subsonic speed is investigated. Calculated relationships are derived for the amplitude, frequency, and duration of a sound pulse recorded in both media in the vicinity of the interface. The spatial distribution of the amplitude of the acoustic field in the atmosphere and in the liquid is presented in the form of a two-dimensional relief to demonstrate its features and dependence on the speed and direction of motion of the sound source. The relationship between the characteristics of acoustic radiation and the average depth in the water area is analyzed.

PACS: 43.40.Le.

*Keywords:* ray approximation, amplitude-frequency characteristic, pulsating moving source, atmosphere-water area boundary.

*Received 25 December 2021.*

### Сведения об авторах

1. Заславский Юрий Михайлович — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, вед. науч. сотрудник; тел.: (831) 436-47-64, e-mail: [zaslav@ipfran.ru](mailto:zaslav@ipfran.ru).
2. Заславский Владислав Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. научный сотрудник, доцент; тел.: (831) 436-47-64, e-mail: [zas-vladislav@ipfran.ru](mailto:zas-vladislav@ipfran.ru).