

О вибр Сейсмической диагностике локальных неоднородностей в грунте

Ю.М. Заславский,^{1*} В.Ю. Заславский^{1,2†}

¹Институт прикладной физики РАН Россия

Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

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

(Поступила в редакцию 24.10.2023; подписана в печать 23.11.2023)

Изложены результаты 3D — трёхмерного численного моделирования мало-глубинного вибр Сейсмического зондирования локальных неоднородностей в верхних слоях осадочной толщи. Рассматриваются возможности развития мониторинга и реконструкции параметров упругого полупространства, совершенствования методов диагностики локальных неоднородностей и удалённого контроля подземных инженерных сооружений. С этой целью представлен анализ пространственного распределения акустических откликов — упругих волн, рассеянных неоднородностью сферической формы (полая, водо-заполненная), залегающей на некоторой глубине под свободной границей грунта. При анализе используются гармоническая и импульсная зависимость от времени у зондирующих посылок, создаваемых невзрывными источниками колебаний. При моделировании применяется модель излучателя в виде монополя, установленного под свободной поверхностью. Регистрация рассеянных волновых сигналов осуществляется вдоль свободной границы по линии, идущей от точки источника на удаление через эпицентр инородной сферы. Пространственное распределение откликов по амплитуде демонстрируется на графиках и на рельефах в планарном и вертикальном сечениях. На основе данных моделирования поля рассеяния установлены информативные признаки для диагностики материальных и геометрических параметров локальных неоднородностей, залегающих в геосреде.

PACS: 43.40.Fz, 43.60.Lq.

УДК: 534.8

Ключевые слова: акустический источник, сейсмоакустические волны, конечно-элементный метод, трёхмерное численное моделирование, диагностика локальных неоднородностей грунта.

ВВЕДЕНИЕ

Активное сейсмоакустическое зондирование (мониторинг) в области приповерхностных слоёв осадочной толщи с целью диагностики локальных инородных включений является важным направлением современной инженерной сейсморазведки. К настоящему времени возрастает интерес к «визуализации» локальных неоднородностей, залегающих на глубинах до ~50–100 м под земной поверхностью, например, в решении проблем профилирования и маркшейдинга при строительстве метро. По обозначенной теме ранее уже проводились эксперименты при этом применялись сложные ($\Delta F \cdot T \gg 1$) ПСП-сигналы (псевдослучайная последовательность), позволяющие отфильтровывать «паразитные» поверхностные волны и селектировать полезные «целевые» объёмные волны поля рассеяния, несущие информативные признаки о параметрах локальной неоднородности, залегающей под свободной земной границей. Были зарегистрированы сигналы продольных волн, рассеянных подземным тоннелем и бункером на глубине 30 м и построены его сечения в 3-х перпендикулярных пространственных плоскостях [1–3]. Анализ пространственного разрешения при сейсмозондировании предпринят в работах [4–6]. Подходы, используемые для описания тех-

ногенных сейсмических колебаний, а также их свойства и характеристики представлены в многочисленных ссылках, например, в [7–19]. Вместе с тем, проблема сейсмоакустического мониторинга подземных инженерных сооружений и конструкций актуальна и требует дальнейшего развития. В этой связи обсуждаются признаки, которые можно использовать при поиске локальных неоднородностей методами инженерной сейсморазведки.

Из рассмотрения исключаются неоднородности, находящиеся в «контактной» близости от свободной границы. Это мелкомасштабные неоднородности, для их обнаружения используются технические средства дефектоскопии и специальный анализ сейсмических колебаний, поскольку в этом случае вовлекаются поверхностные рэлеевские волны, играющие в настоящей работе второстепенную роль.

Для решения проблемы диагностики параметров и визуализации границ локальных неоднородностей выполняется аналитический расчёт и 3D численное моделирование с привлечением метода конечных элементов на примере использования эталонной модели локальной неоднородности — с простейшей геометрической формой в виде сферической полости, залегающей под границей полупространства. Предполагается регистрация сейсмоприемниками на свободной границе рассеянных сигналов при гармоническом и импульсном режиме возбуждения (видеоимпульс гауссовой формы). Цель исследования формулируется как анализ особенностей пространственного

* zaslav@appl.sci-nnov.ru

† zas-vladislav@appl.sci-nnov.ru

распределения амплитуды упругих волн, рассеянных локальной неоднородностью вблизи свободной границы среды, а также отыскание информативных признаков, пригодных для диагностики её материальных и геометрических параметров.

1. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАССЕЯННЫХ ОТКЛИКОВ ПО АМПЛИТУДЕ ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ЗОНДИРОВАНИЯ — МАЛОРАЗМЕРНАЯ АСИМПТОТИКА

Исследуются характеристики рассеяния при зондировании грунта продольной, а также поперечной гармонической волной, падающей на полую сферу. В качестве эталонного образца локальной неоднородности (модель рассеивателя) выбрана сферическая полость малых волновых размеров — малого радиуса a . Полость залегает на некоторой глубине под границей однородного упругого полупространства, причём падающая волна в рамках упрощённой постановки рассматривается как плоская, не учитывается многократный волновой обмен между свободной границей и локальной неоднородностью. Анализируется пространственное распределение — амплитудные вариации — нарастание и спад волновых откликов с увеличением дистанции до точки регистрации на границе полупространства.

Осциллирующая сила (в виде $\delta(r)\exp(-i\omega t)$) воздействует по перпендикуляру на границу однородного упругого полупространства, находясь на удалении от эпицентра неоднородности на дистанции L (см. рис. 1, а, б). Зондирующее первичное поле образуется суперпозицией объёмных продольных и поперечных волн и создаётся поверхностным источником гармонического излучения — вибратором частоты ω . При теоретическом расчёте волнового рассеяния на неоднородности используется формализм, описанный в монографии [20]. Предполагается справедливым соотношение $k_t a = \omega a / c_t \ll 1$, ω — частота, c_p , c_t — скорость продольных и поперечных волн, а с учетом $c_p / c_t \geq 3$ также и $k_p a = \omega a / c_p \ll 1$. При этом упрощается аналитический расчёт пространственного распределения амплитуды продольных и поперечных волн, рассеянных заглублённой сферой, и последующая оценка уровня сигналов, регистрируемых на свободной границе упругого полупространства.

Рассматривается пример, когда зондирующие сейсмические волны индуцируют колебания полости различного вида, в числе которых возбуждаются простейшие сферически симметричные без смещения её центра. Колебания поллой сферы представляют собой вторичный источник рассеяния «нулевого» порядка, который в скалярной среде (воздух, жидкость) излучает волны наибольшего уровня. В связи с этим пульсации полости как монополя могли бы рассматриваться как основной «физический механизм» рассеяния первичного излучения. Однако в твёрдой среде наряду с пульсациями монополя, ведущими к излучению продольной волны, при рассеянии принимает участие другой «физический механизм» — дипольный механизм рассеяния, при котором центр полости периодически смещается под действием падающих первичных волн. Для маломасштабной относительно длины волны неоднородности уровень поля, порождаемого в твёрдой среде монополюсным механизмом, что показано далее, пренебрежимо мал по сравнению с полем рассеяния, создаваемым дипольным. Но при увеличении радиуса полости или частоты пульсаций, когда ранее выписанное соотношение меняется на $k_p a = \omega a / c_p \geq 1$, поле рассеяния, создаваемое монополем, становится преобладающим.

Таким образом, физический механизм, ответственный за рассеяние первичных гармонических волн, используемый в расчёте в случае полости малого радиуса, является дипольный. Он принимается как основной, а создаваемое им рассеянное поле имеет резкую изменчивость по углу. В этом случае при регистрации полезного (целевого) сейсмического сигнала обеспечивается возможность регистрации и анализа основных признаков присутствия неоднородности под свободной границей и оценки её габаритных параметров.

Рассеянное поле в виде продольной и поперечной волны создаётся колебаниями центра сферы как целой. В поле продольной волны колебания центра сферы поляризованы в осевом направлении z' , в связи с чем, имеет место та же ориентация силы диполя \mathbf{F} — под углом $\Theta^* = \pi/2 - \arctg(H/L) = \text{arccotg}(H/L) = \arctg(L/H)$ к вертикали z (рис. 1, а). На схеме изображено сечение вертикальной плоскостью, включающей в себя точку источника и центр поллой сферы. Во втором случае, когда на полую сферу падает поперечная волна, диполь \mathbf{F} ориентирован по оси r' — перпендикулярно z' (рис. 1, б). Отсчёт угла θ ведётся от оси z' . Продольная волна не является самой интенсивной, но менее всего затухает при распространении (поскольку, как известно, соотношение декрементов диссипативных потерь $\alpha_p < \alpha_s$), чем объясняется её заметный вклад в общий отклик.

Отметим, что наряду с продольной и поперечной объёмными волнами источником создаётся также поверхностная рэлеевская волна. Регистрация сигналов рассеянных волн осуществляется приёмниками на свободной границе, при этом их уровень много ниже уровня фона, создаваемого сигналом поверхностной волны, в связи с чем, упоминается указанный волновой тип. Поэтому следует указать на возможную проблему, которая будет препятствовать селективному приёму — выделению полезных сигналов рассеянных волн при совпадении задержки по времени прихода сигналов рассеянных объёмных волн и поверхностной волны. Неблагоприятная для регистрации полезного сигнала ситуация может быть исключена путём рационального размещения системы источник–приёмник — выбором места положения пунктов излучения и приёма. При этом рассматриваемый далее импульсный режим излу-

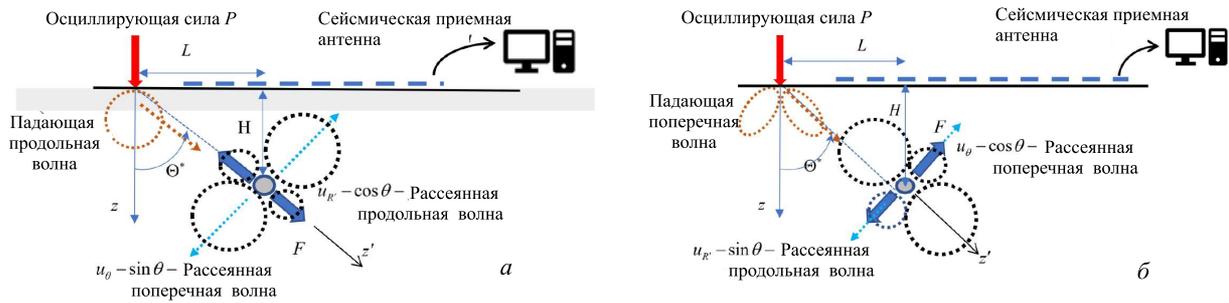


Рис. 1. Вертикальное сечение. Осциллирующая сила, воздействующая на границу. Заглубленная полая сфера — рассеиватель. Условно обозначенные характеристики направленности падающей (зондирующей) волны и волн, рассеянных полой сферой: а – первичная продольная волна, б – первичная поперечная волна

чения в принципе позволяет селективировать волновые сигналы по времени прихода, если время прихода рассеянных волновых откликов меньше времени вступления поверхностных волн. Вместе с тем, важно сравнить уровень сигналов рассеянных волн каждого типа, регистрируемых на границе, с уровнем прямой падающей на приёмник поверхностной волны и оценить степень её доминирования.

Для определения характера распределения рассеянных волн вдоль свободной границы (координата x , отсчитываемая от точки источника вдоль границы) необходимо, рассчитать амплитудное распределение по уровню при гармоническом режиме излучения частоты ω . Представим результаты расчёта пространственного распределения амплитуды рассеянных волн в области дальней волновой зоны, регистрируемых в точках на границе полупространства, при использовании продольной и поперечной волн в качестве зондирующих.

На рис. 1, а даётся схема с характеристиками направленности первичной падающей продольной волны, а также рассеянных волн обоих типов, возникающих в результате действия «дипольного механизма» рассеяния. На рис. 1, б такая же картина условно иллюстрирует диаграмму направленности первичной поперечной волны и характеристики рассеянных волн обоих типов применительно к рассматриваемому механизму рассеяния.

На рис. 2 представлена лучевая схема, поясняющая падение первичной волны на заглублённую сферу

и приход на свободную границу рассеянной волны, несущей информативные сигналы, которые регистрируются сейсмическими приёмниками на свободной границе.

По формуле (1) выполнены расчёты сигналов при гармоническом режиме излучения, регистрируемые на границе и показывающие пространственную зависимость амплитуды рассеянной продольной волны (R' -поляризация) от координаты x расположения приёмников в решётке, идущей на удаление от источника, в том случае, когда в качестве первичной, падающей

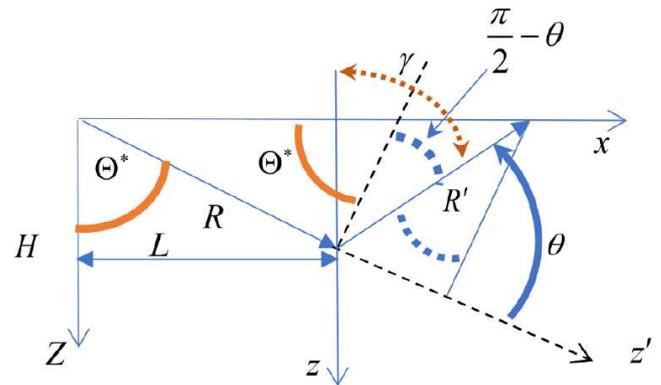


Рис. 2. Схема волновых лучей и геометрические параметры в задаче рассеяния

на сферу волны, является продольная:

$$u_{R'}^P = \frac{a\omega P}{2\pi\rho c_p^2 H^2} \frac{|(L/H) \sin \theta - \cos \theta| \cos \theta}{(1 + (L/H)^2)^{3/2}} \times \left(\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2} \right) \exp \left\{ -\frac{\omega \nu_p H \sqrt{1+(L/H)^2}}{2c_p} \left(1 + \frac{1}{|(L/H) \sin \theta - \cos \theta|} \right) \right\} \times \frac{1}{\left(\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2} \right)^2 + \frac{4(L/H)^2}{(1+(L/H)^2)^{3/2} \sqrt{\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}}} } \quad (1)$$

Для расчёта поля рассеяния в поперечную волну (θ -поляризация) при падении на сферу первичной продольной волны используется формула (2):

$$u_{\theta}^P = \frac{a\omega P}{2\pi\rho c_t^2 H^2} \frac{|(L/H)\sin\theta - \cos\theta|\sin\theta}{(1+(L/H)^2)^{3/2}} \times \left(\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2} \right) \exp \left\{ -\frac{\omega H \sqrt{1+(L/H)^2}}{2} \left(\frac{\vartheta_L}{c_t} + \frac{\vartheta_t/c_t}{|(L/H)\sin\theta - \cos\theta|} \right) \right\} \times \frac{1}{\left(\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2} \right)^2 + \frac{4(L/H)^2}{(1+(L/H)^2)^{3/2} \sqrt{\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}}} } \quad (2)$$

На основе расчёта по представленным формулам (1), (2) построены графики зависимости амплитуды рассеянной продольной $u_{R'}^P$ и поперечной u_{θ}^P волн от координаты x :

$$x = \frac{(L/H)\cos\theta + \sin\theta}{(L/H)\cos\theta - \sin\theta}, \quad (3)$$

(введено безразмерное отношение $L/H = \frac{\text{взаимное расстояние}}{\text{глубина}}$) удаление от источника по радиусу через точку эпицентра вдоль свободной границы, выраженное через полярный угол θ , отсчитываемый от оси z' . На рис. 3, а и рис. 3, б демонстрируются амплитуды рассеянных волн, нормированных на множитель $\frac{a\omega P}{2\pi\rho c_t^2 H^2}$, P — амплитуда силового источника. Из иллюстраций следует, что рассеяние в поперечную волну происходит значительно интенсивнее, чем в волну того же типа, что и падающая, причём без смещения максимума относительно точки эпицентра, расположенной над залеганием.

Отметим, что рассеяние в этот волновой тип, является наиболее предпочтительным при импульсном режиме зондирования (что подтверждается дальнейшим расчетом), поскольку обеспечивается минимальное время прихода в совокупности с высокой амплитудой рассеянного сигнала. При этом исключается доми-

нирование по амплитуде прямой падающей рэлеевской волны над рассеянной волной, несущей информативный целевой сигнал.

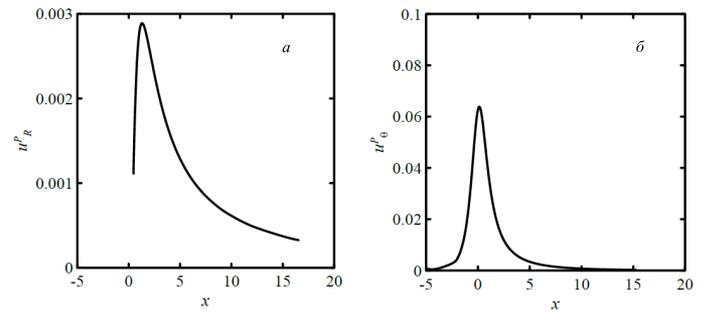


Рис. 3. Нарастание и спад уровня: а — рассеянной продольной волны u_R^P , б — рассеянной поперечной волны u_{θ}^P при прохождении точки эпицентра. Зондирующая (падающая) волна — продольная

В случае, когда на сферу падает поперечная волна (в качестве первичной), для амплитуды рассеянных полей выполнены аналогичные расчёты с использованием представленных далее формул. Так, при описании рассеяния падающей поперечной волны с образованием той же одноименной поперечной волны (монотипное рассеяние) справедливо следующее соотношение (4):

$$u_{\theta}^s = \frac{ia\omega P}{\pi\rho c_t^2 H^2} \frac{c_t}{c_p} \frac{(L/H)\cos\theta|(L/H)\sin\theta - \cos\theta|}{(1+(L/H)^2)^2} \times \frac{\sqrt{1 - \frac{c_p^2}{c_t^2} \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}}}{\left(\frac{2(L/H)^2}{1+(L/H)^2} - 1 \right)^2 + \frac{4c_p}{c_t} \frac{(L/H)^2}{((L/H)^2+1)^{3/2}} \sqrt{1 - \frac{c_p^2}{c_t^2} \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}}} \times \exp \left\{ -\frac{\omega H \vartheta_t \sqrt{1+(L/H)^2}}{2c_t} \left(1 + \frac{1}{(L/H)\sin\theta - \cos\theta} \right) \right\} \quad (4)$$

Расчёт характеристики рассеяния в продольную волну в случае падения на сферу первичной поперечной волны выполнен по формуле (5):

$$u_{R'}^s = \frac{i\omega Pa}{\pi\rho c_t^2 H^2} \frac{c_t^3}{c_p^3} \frac{L/H \sin\theta |(L/H) \sin\theta - \cos\theta|}{((L/H)^2 + 1)^2} \times \sqrt{1 - \frac{c_p^2}{c_t^2} \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}} \times \left(\frac{2(L/H)^2}{1+(L/H)^2} - 1 \right)^2 + \frac{4c_p}{c_t} \frac{(L/H)^2}{((L/H)^2+1)^{3/2}} \sqrt{1 - \frac{c_p^2}{c_t^2} \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}} \times \exp \left\{ -\frac{\omega H \sqrt{1+(L/H)^2}}{2c_t} \left(\vartheta_t + \vartheta_p \frac{c_t/c_p}{|(L/H) \sin\theta - \cos\theta|} \right) \right\} \quad (5)$$

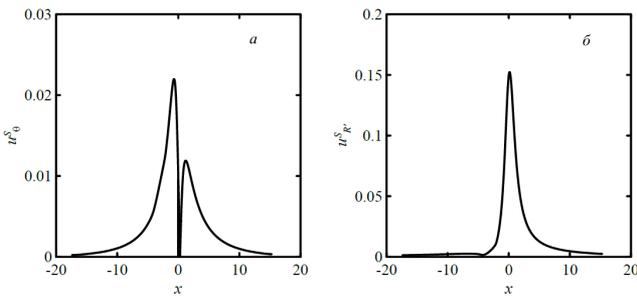


Рис. 4. Нарастание и спад уровня: *a* — рассеянной поперечной волны u_θ^s , *б* — рассеянной продольной волны $u_{R'}^s$ — при прохождении точки эпицентра. Зондирующая (падающая) волна — поперечная

Из рис. 4, *a* можно видеть зависимость с двумя пиками (предпоследний случай с минимумом в эпицентральной точке) при монотипном волновом рассеянии. На рис. 4 *б* демонстрируется зависимость, соответствующая последнему случаю рассеяния поперечной падающей волны в продольную волну. Имеет место подобие с рассеянием продольной волны в поперечную, но с вдвое меньшей амплитудой отклика в максимуме. Достигается наибольший уровень среди откликов из рассмотренных четырёх, рассеянных сферой.

Расчёт монотипного отклика в рассеянную продольную волну, порождаемую такой же продольной падающей волной при пульсации сферы как монополя, выполняется по формуле (6):

$$u_{R'}^{pulse} = \frac{2\omega Pa |(L/H) \sin\theta - \cos\theta| (\sin k_{pa} - k_{pa} \cos k_{pa})^2}{\pi\rho c_t^2 H^2 (1+(L/H)^2)^{3/2} \cos^2 k_{pa}} \times \left(\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2} \right) \exp \left\{ \frac{\omega \vartheta_p H \sqrt{1+(L/H)^2}}{2c_p} \left(1 + \frac{1}{|(L/H) \sin\theta - \cos\theta|} \right) \right\} \times \frac{1}{\left(\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2} \right)^2 + \frac{4(L/H)^2}{(1+(L/H)^2)^{3/2}} \sqrt{\frac{c_p^2}{c_t^2} - \frac{(L/H)^2}{1+(L/H)^2}}} \quad (6)$$

На основе формулы (6) построен график зависимости амплитуды рассеянного поля от расстояния вдоль границы (см. рис. 5, *a*), причём в тех же относительных единицах, как и представленные зависимости (1)–(5). Используются следующие параметры неоднородности, среды и воздействия: $k_{pa} = 0.1$, $H = 20$ м, $a = 1$ м, $\omega = 200$ с⁻¹, $c_p = 2000$ м/с, $c_p/c_t = 3 \rightarrow c_t = 2000/3 = 666$ м/с, а соотношение $\frac{\text{удаление}}{\text{глубина}}$ принято равным $L/H = 3.5$.

Полученные расчётные данные подтверждают высказанное ранее утверждение, что амплитуда акустических колебаний, порождаемых при рассеянии на монополярных пульсациях неоднородности с малыми волновыми габаритами $k_{pa} \ll 1$, много ниже амплитуды рассеянных волн при дипольном физическом механизме. При этом имеет место симметричное пространственное распределение амплитуды отклика относительно точки эпицентра и в несколько раз более широкое и протяжённое вдоль границы.

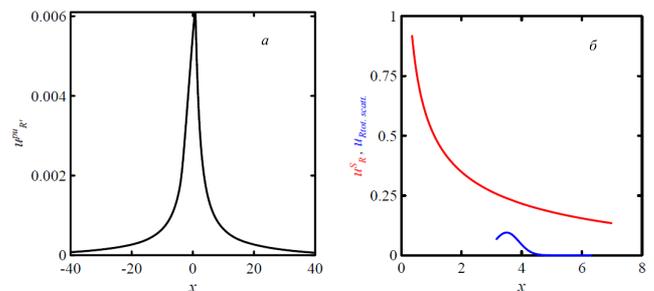


Рис. 5. *a* — Амплитуда продольной волны $u_{R'}^{pu}$, рассеянной пульсациями полой сферы (как монополя), в зависимости от горизонтального удаления. *б* — Спад амплитуды прямой падающей рэлеевской волны, идущей от источника — в точке разрыва ($y=3.5, x=0$) — эпицентр неоднородности — поляя сфера на глубине $H = L/3.5$. Колоколообразный отрезок — уровень и местоположение рассеянных откликов

Наконец, уровень всех рассеянных сферой откликов следует сравнить с амплитудным значением первичной поверхностной волны, излучаемой источником, в точках вдоль линии, идущей через эпицентр неоднородности, где рассеянные объёмные волны, выходя на поверхность, достигают максимального уровня. Для оценки превышения уровнем поверхностной волны амплитуды всех типов рассеянных сигналов на рис. 5, б изображён график зависимости амплитуды указанной волны от координаты x . Расчёт выполнен по формуле (6) с учётом известных соотношений для возбуждения волны Рэлея осциллирующей силой, действующей на границе твёрдого полупространства [7–19]. Колоколообразный отрезок рассчитан по аппроксимирующей формуле (7) и условно обозначает уровень и местоположение рассеянных откликов, при этом он располагается под кривой спада поверхностной волны.

$$U_R^S = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi|x|}} \right) \Psi \exp \left\{ -\frac{\Theta_S|x|}{2} \right\}, \quad (7)$$

$$U_{tot\ scat} = \left(\sqrt{\frac{2}{10\pi L}} \right) \Psi \exp \left\{ -3(|x| - 3.5)^2 \right\}. \quad (8)$$

где Ψ — нормировочный множитель для перехода к относительным единицам, которые используются в формулах (1)–(6).

Демонстрируемые на рис. 5, б графики показывают превышение уровня сигнала поверхностной волны над аналогичными у рассеянных волн в точках, близких к эпицентру, в которых они (обозначенные в виде указанного отрезка) достигают максимума. Как выше отмечено, доминирование прямой поверхностной волны над рассеянными волнами в случае одновременного прихода волн на приёмник вносит принципиальную трудность в регистрацию целевых сигналов, на основе которых предполагается диагностика и визуализация неоднородности. Подавление полезных рассеянных сигналов волной Рэлея можно исключить, разнося время прихода полезного сигнала и помехи, каковой является указанная волна. При этом необходим оптимальный выбор времени задержки зондирующего импульсного сигнала и «правильная инструментальная» расстановка излучатель–приёмная решётка. Представленные выше соотношения целесообразно использовать для верификации и оценки амплитудных соотношений прямых падающих и рассеянных волн, возбуждаемых вибратором при гармоническом режиме.

2. 3D ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ РАССЕЯНИЯ. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ (X, Z — сечение, $f = 200$ Гц)

Представим результаты 3D численного моделирования упругих гармонических колебаний (смещений),

распространяющихся в глубину твёрдого полупространства и вдоль её свободной границы. Амплитудное распределение в виде рельефа строится в плоскости горизонтального и вертикального сечений X, Y или X, Z с применением метода конечных элементов. Предполагается излучение упругих волн в виде гармонического сигнала частоты $f = 200$ Гц монополюсом с радиусом $R_0 = 1$ м (волновой размер $kR_0 = \frac{2\pi \cdot 200}{2100} \cdot 1 \approx 0.5$). В качестве локальной неоднородности (рассеивателя) принята модель сферической формы радиуса $R = 5$ м — полая (воздушно заполненная) сфера, либо заполненная водой, при заглублении её центра на $h = 10$ м под свободной границей и удалении по горизонтали от источника на дистанции 9 м. Источник расположен на глубине 1.5–2 м под свободной границей однородного полупространства.

Расчётная программа-алгоритм, обеспечивает текущую визуализацию амплитудного распределения поля упругих смещений, создаваемых в среде гармоническим источником. Фрагменты волнового поля и текущее видео возмущений, вызванных в полупространстве в окрестности неоднородности, демонстрируются в вертикальном и в горизонтальном планарном сечениях в осях X, Y и X, Z . Решение выполняется при учёте граничных условий и соблюдении корректности вычислений методом конечных-элементов.

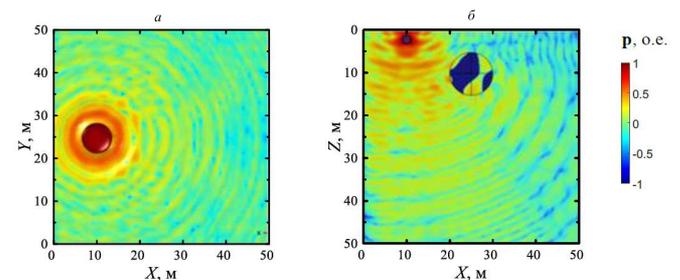


Рис. 6. *a* — Поверхностная волна — сечение X, Y . Сфера, заполненная водой. *b* — Продольная волна — сечение X, Z

a — Сфера, заполненная водой

На рис. 6, *a* (сечение X, Y) дано планарное изображение рельефа, соответствующего распределению амплитуды поверхностных рэлеевских волн, разбегающихся от источника по свободной границе. Демонстрируется случай инородной сферы, заполненной водой. В рассматриваемом случае имеет место преобладание амплитуды колебаний поверхностных волн в секторе азимутальных углов в направлении обратном расположению неоднородности. Область над неоднородностью и в окрестности эпицентра источника на рельефе проявляется в виде усиливающейся модуляции колец по амплитуде. Характерно также общее снижение амплитуды поверхностных волн в области над неоднородностью.

На рис. 6, *b* волновое поле (сечение X, Z) показано в виде суперпозиции продольной и поперечной волн, распространяющихся вглубь полупространства. На это

указывает двойная периодичность в амплитудном распределении. В широком секторе полярных углов, перекрывающих сферическую неоднородность, имеет место заметное экранирование волнового поля с пониженной амплитудой колебаний относительно направлений вглубь среды. В области эпицентра сферы распределение амплитуды в целом носит значительно более сложный характер, чем в приближении малоразмерной асимптотики, используемом при теоретическом рассмотрении.

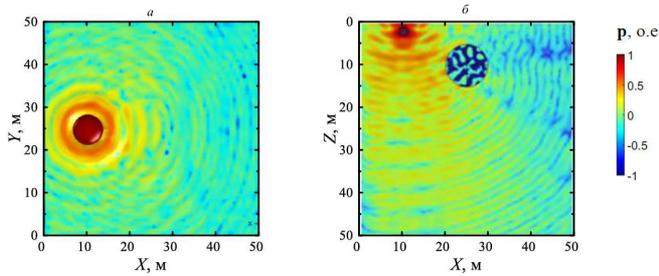


Рис. 7. *а* — Поверхностная волна — сечение X, Y . Воздушно заполненная (полая) сфера. *б* — Продольная волна — сечение X, Z

б — Воздушно заполненная (полая) сфера

На рис. 7, *а* представлен планарный рельеф (в сечении X, Y), на котором демонстрируется распределение амплитуды поверхностных рэлеевских волн на свободной границе в случае, когда неоднородностью является полая сфера тех же габаритов. Аналогичный эффект экранирования наблюдается в области эпицентра неоднородности, т.е. над сферой, где кольцообразное распределение по амплитуде имеет модуляцию по толщине, но в меньшей степени, чем в случае водозаполненной сферы. Амплитуда поверхностных волн, идущих в секторе углов азимута, ориентированных на неоднородность, снижается до шумового уровня.

На рис. 7, *б* представлено поле объёмных волн вблизи полой сферы на вертикальном сечении X, Z . По сравнению со случаем водозаполненной сферы имеет место увеличение сектора полярных углов с пониженным значением амплитуды волн, что связано с возрастанием степени экранирования или затенения волн полой сферой относительно водозаполненной.

Указанный признак в обоих случаях представляет интерес для верификации типа неоднородности (водозаполненной или полой) сферы под границей в режиме зондирования гармоническими сигналами.

3. 3D ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯННЫХ ВОЛН. ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Рассматривается последовательность текущих фрагментов волнового пространственного распределения колебаний среды, порождаемых однократно пульсирующим источником, действующим в импульсном режи-

ме (импульс гауссовой формы, длительностью $T = 5$ мс) вблизи свободной границы полупространства, где залегают неоднородности (сферические полости — полая или заполненная водой).

На рис. 8, *а, б* в условиях отсутствия неоднородностей (амплитудное распределение волн, уходящих от границы вглубь среды при однородном упругом полупространстве) дана последовательность снимков для области вертикального сечения среды на глубину до 50 м (в осях X, Z), следующих через 4 мс (демонстрируются задержки — 14 мс, 18 мс).

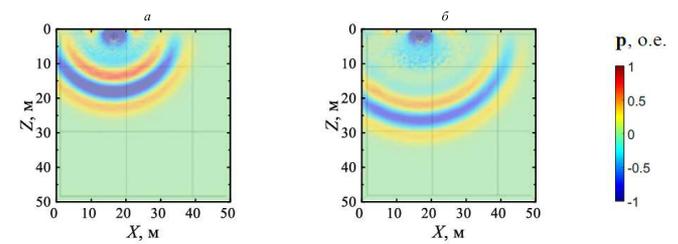


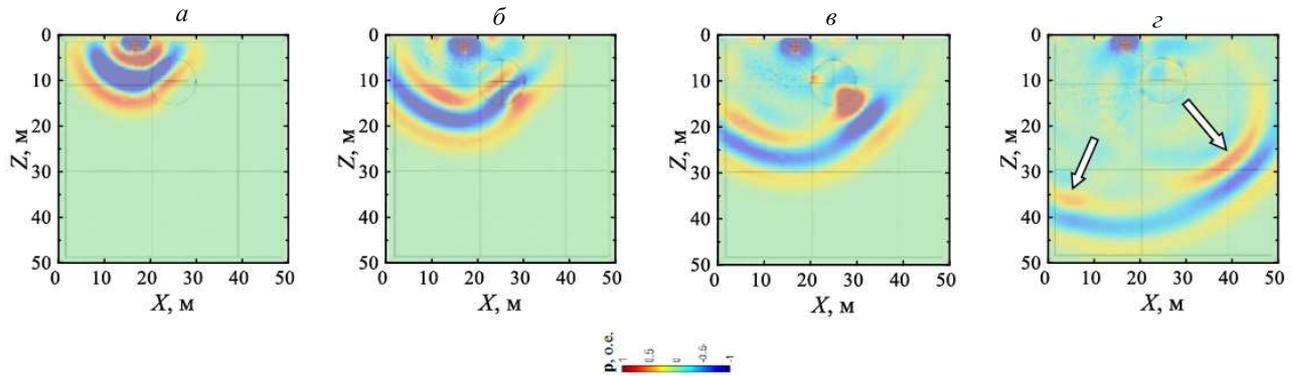
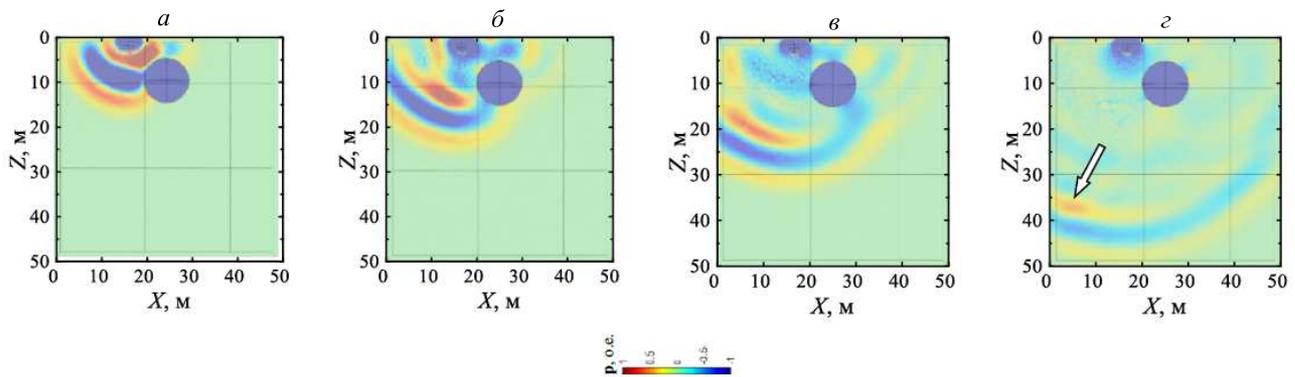
Рис. 8. *а* — Продольные волны. Однородное полупространство, сечение: задержка 14 мс. *б* — То же: задержка 18 мс

Возникновение двух фронтов-максимумов, разделённых провалом-минимумом в уходящей продольной волне, объясняется однократным отражением исходного импульса от свободной границы, расположенной близко к источнику, и появлением следующего за ним цуга волны того же типа, однократно отражённой от свободной границы. Учитывая прохождение волновым фронтом полного вертикального разреза среды на всю глубину 50 м за 24 мс, можно оценить скорость распространения как 2100 м/с, подтверждая волновую природу — как волны продольной. Нетрудно видеть, что первый и второй волновой фронт представляют собой цуг первичной (порождаемый исходным воздействием) и следующей за ней кратно отражённой волной. Оба цуга волны сжатия положительной полярности разделены периодом отрицательной полярности — 5 мс.

Кроме того, на задержках 14 мс и 18 мс представлен короткий волновой отклик, представляющий собой импульс поверхностной волны, медленно распространяющийся вдоль свободной границы (со скоростью — 700 м/с). На планарном рельефе (в осях X, Y) поверхностная волна, изображаемая в гармоническом режиме $f = 200$ Гц концентрическими окружностями с пространственным периодом $\lambda = 3.5$ м, уходит от источника и доминирует над объёмными волнами в области свободной границы.

На основе представленных результатов, демонстрирующих импульсный волновой сигнал, распространяющийся в однородном полупространстве, легко перейти к рассмотрению особенностей, соответствующих присутствию неоднородностей, залегающих вблизи границы.

Представим особенности рассеянных волн, возникающие при импульсном зондировании среды с эта-

Рис. 9. Продольные волны. Заполненная водой полость, X, Z -сечение, задержка 10, 14, 18, 26 мсРис. 10. Продольные волны. Пустотелая полость, X, Z -сечение, задержка 10, 14, 18, 26 мс

лонной подповерхностной неоднородностью — сферической полостью двух видов: с водным, либо с воздушным заполнением. На основе фрагментов волновой картины на вертикальных разрезах среды (в осях X, Z , проведённых через центры: источник — сферическая неоднородность), демонстрируется эволюция во времени пространственного распределения амплитуды в волновом отклике. На рис. 9, *а, б, в, г* и рис. 10, *а, б, в, г* демонстрируются видео кадры пространственного положения волновых фронтов, как в области сгущения (амплитудный подъем), так и в более затемнённых зонах (область амплитудных разрежений), перемещающихся с течением времени на все большие удаления от источника.

При сравнении волновых возмущений (вблизи неоднородности со стороны падающей волны) с водным и воздушным заполнением полостей (см. рис. 9, *а, б, в, г* и рис. 10, *а, б, в, г*) нетрудно видеть, что в первом случае имеет место затекание волны в полость, а во втором — обтекание полости волной, идущей с ближайшего к источнику направления, т.е. со стороны падения. Картина распределения уровня волновых откликов, возникающих за счёт рассеяния сферой продольной волны, свидетельствует о возможности регистрации сейсмических сигналов приёмной решёткой (на границе), накрывающей область эпицентра над неоднородностью.

По результатам рассмотрения совокупности фрагментов, представленных на рис. 9, *а, б, в, г* и рис. 10, *а, б, в, г* можно заключить, что в случае рассеяния продольных волн сферой, заполненной водой, преобладают волны, как прошедшие напрямую сквозь неоднородность («затекание» поля внутрь неоднородности) и ушедшие вглубь, так и отражённые в ортогональном относительно первоначального направления на неоднородность (в плоскости полярных углов). В случае рассеяния пустотелой (воздушное заполнение) сферой характерно отражение волнового фронта с преимущественно ортогональной ориентацией к первоначальному направлению на неоднородность (см. стрелки на рис. 9, *а, б, в, г* и рис. 10, *а, б, в, г*).

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ВОЛНОВЫХ ГОДОГРАФОВ

В дополнение к выше сказанному применяется метод волновых годографов на плоскости: удаление от источника (вдоль оси X) — время задержки отклика. Для более подробного анализа особенностей в характере волнового рассеяния, связанного с различным заполнением полости, используется поле годографов, построенных по линии, идущей вдоль свободной границы.

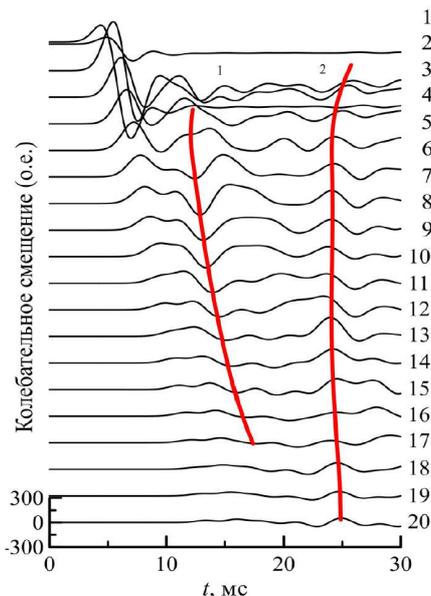


Рис. 11. Годографы на волновом поле. Водозаполненная сфера

На линии приёма сигналов расположены 20 точек регистрации, с дискретно размещёнными в них приёмниками, чередующимися с шагом 1 м. Записи откликов образуют сигнальную трассу с полным временем записи сигналов равным 30 мс при синхронизации начала записи каждой трассы.

На рис. 11 представлено «поле волновых годографов» в случае, когда в качестве неоднородности выбрана одиночная сфера, заполненная жидкостью — водой. Годографы построены по результатам регистрации вдоль линии, идущей от центра над источником по свободной границе к точке эпицентра неоднородности. Первые 4 сигнальные трассы представляют вступления рэлеевских волн, которые далее продолжают как объёмная волна, распространяющаяся с той же скоростью — $V = 700$ м/с, т.е. в виде поперечной волны.

Кроме первых волновых вступлений красными кривыми обозначены два годографа, имеющие слабо искривлённую форму: 1 — с меньшей задержкой по времени (цуг отрицательной полярности) и 2 — с большей задержкой (цуг положительной полярности), которые интерпретируются как волна, прошедшая напрямую сквозь неоднородность (1), и как волна, отражённая в ортогональном относительно неоднородности направлении (2) и ушедшая вглубь. Перемещение цугов в пространстве и во времени происходит со скоростью $V = 2100$ м/с, откуда следует, что имеет место отражение, представляющее собой продольную волну.

На рис. 12 представлен годограф, помеченный красной кривой, соответствующий продольной волне, рассеянной полый сферой, в случае регистрации сигналов на свободной границе. При этом отсутствует другой годограф с большей задержкой по времени, что и де-

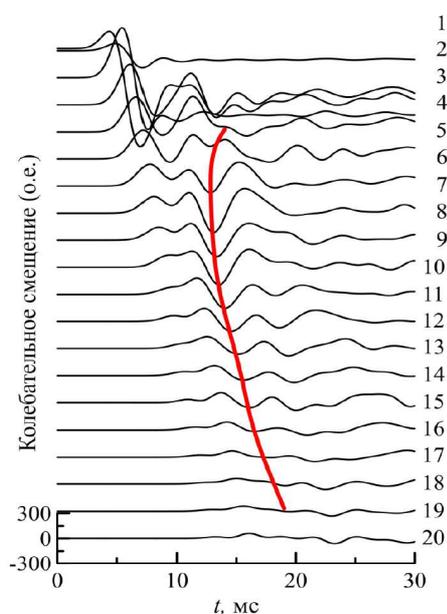


Рис. 12. Годографы на волновом поле. Полая сфера

монстрирует отличие от рис. 11.

Таким образом, на рис. 11 и рис. 12 представлено поле волновых годографов для двух различающихся по заполнению видов локальных неоднородностей, залегающих под границей. Различный характер годографов предоставляет оператору, наблюдающему волновое поле сейсмических сигналов, единственно доступный признак различимости неоднородностей и самого присутствия аномалии. Сопоставляемые на рис. 11 и рис. 12 два годографа в одном случае и один годограф в другом — позволяют оператору оценить характер заполнителя — обозначить наличие водного заполнения, либо в другом — указать на пустотелость сферы, залегающей в грунте. Регистрация осуществляется приёмной косой, которая установлена на границе и ориентирована от источника к эпицентру неоднородности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гармонический режим

Аналитически и численным методом конечных элементов выполнен расчёт распределения амплитуды упругих волн, возбуждаемых пульсирующим акустическим гармоническим источником — вибратором частоты ω . Анализируется поле рассеянных сейсмических волн, образуемое объёмными продольными и поперечными волнами, создаваемыми поверхностным источником гармонического излучения. В виде амплитудных рельефов в вертикальном и горизонтальном сечениях (X, Z и X, Y) демонстрируется пространственное распределение амплитуды рассеянной волны вблизи локальной неоднородности, залегающей под свободной границей полупространства. Показаны изменения

в волновой структуре поля с гармонической зависимостью от времени, обусловленные присутствием на некотором удалении от источника инородной сферы. Установлены различия в характере рассеяния на полой сфере и сфере с водным заполнением.

На основе сравнения уровня рассеянных объёмных волн с уровнем поверхностной волны Рэлея, порождаемой зондирующим источником, установлено превышение поверхностной волны (возникающей при зондировании) над рассеянным полем объёмных волн по амплитуде, что создаёт помеху, препятствующую визуализации рассеянного отклика. Вместе с тем теоретически показана возможность регистрации продольных и поперечных рассеянных объёмных волн, приходящих на границу, за счет использования импульсного режима и рационального размещения пунктов регистрации.

Импульсный режим

На основе моделирования пространственного распределения зондирующих и рассеянных импульсных сигналов продольной волны сферической неоднородно-

стью проанализирован качественный характер волнового прохождения через неоднородность и отражения волны (обтекание в случае полой сферы) в пространстве под свободной границей. По результатам анализа вертикальных разрезов установлено принципиальное различие в характере пространственного распределения максимумов волнового отклика (в некотором полярно-угловом направлении), образующихся при рассеянии сферой с водным и с воздушным заполнением. Построены годографы волн, идущих на удаление от источника по свободной границе, показывающие, что при рассеянии преобладают продольные волны. Особенности волнового поля годографов указывают на информативные признаки, позволяющие диагностировать материальные и геометрические параметры локальных неоднородностей, залегающих под свободной границей среды. Указанные особенности также представляют интерес для фокусировки фазированной решётки на сканируемую область обзора (применение для визуализации локальной неоднородности).

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

-
- [1] Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н. и др. // Акуст. журн. **47**, №4. 437. (2001).
 [2] Авербах В.С., Артельный В.В., Боголюбов Б.Н. и др. // Акуст. журн. **47**, №6, 732. (2001).
 [3] Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. // Вычислительная механика сплошных сред. **13**. №1. 23 (2020).
 [4] Zaslavsky Yu.M., Zaslavsky V.Yu. // Journal of Mechanics and Technical Physics **63**, N.7, 13 (2022).
 [5] Заславский Ю.М. Излучение сейсмических волн вибрационными источниками. Н. Новгород. Изд-во ИПФ РАН 2007. 200 с.
 [6] Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. // Техническая акустика. №1, 1 (2023).
 [7] Петрашень Г.И. // Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Вып. 18. Л.: Наука, 1978.
 [8] Johnson L.R. // Geophys. J. Roy. Astr. Soc. **37**. 99. (1974).
 [9] Разин А.В. // Акуст. журн. **55**. 226. (2009).
 [10] Докучаев В.П. // Физика Земли. № 1. 75. (1996).
 [11] Докучаев В.П. // Физика Земли. № 4. 94. (1999).
 [12] Максимов Г.А. // Физика Земли. № 11. 31. (1996).
 [13] Авербах В.С., Заславский Ю.М. // Физика Земли. № 1. 49. (1998).
 [14] Максимов Г.А., Меркулов М.Е., Кудрявцев В.Ю. // Акуст. журн. **49**, № 3. 389. (2003).
 [15] Заславский Ю.М. // Акуст. журн. **50**, № 1. 55. (2004).
 [16] Разин А.В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. № 12. 100 (1991).
 [17] Разин А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. **53**, № 2. 91. (2010).
 [18] Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука. 1969.
 [19] Докучаев В.П., Разин А.В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. № 10. 81 (1990).
 [20] Исакович М.А. Общая акустика. 1973. М.: Наука, Физмат лит. 495 с.

On vibroseismic diagnostics of local inhomogeneities in the ground

Yu. M. Zaslavsky^{1,a}, V. Yu. Zaslavsky^{1,2,b}

¹*Federal Research Center The Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS)*

Nizhny Novgorod, 603950, Russia

²*N.I. Lobachevsky University*

Nizhny Novgorod, 603950, Russia

E-mail: ^azaslav@appl.sci-nnov.ru, ^bzas-vladislav@appl.sci-nnov.ru

The results of 3D — three-dimensional numerical simulation of low-depth vibroseismic sounding of local inhomogeneities in the upper layers of sedimentary strata are presented. The possibilities of developing monitoring and reconstruction of soil parameters, improving methods for diagnosing local anomalies and remote monitoring of underground engineering structures are considered. For this purpose, an analysis of the spatial distribution of acoustic responses — elastic waves scattered by the inhomogeneity of a spherical shape (hollow, water-filled) lying at some

depth under the free boundary of the elastic half-space is presented. The analysis uses harmonic and pulse dependence on time in probing parcels created by non-explosive sources of vibrations. When modeling radiation, a model of a radiator in the form of a monopole located under a free surface is used. Registration of scattered wave signals is carried out along the free boundary along the line running from the source point to the removal through the epicenter of the foreign sphere. The spatial distribution of responses by amplitude is demonstrated on graphs and on reliefs in planar and vertical sections. Based on the simulation data of the scattering wave fields, informative signs have been established for the diagnosis of the material and geometric parameters of local inhomogeneities lying in the geo-environment.

PACS: 43.40.Fz, 43.60.Lq

Keywords: acoustic source, seismoacoustic waves, finite element method, three-dimensional numerical modeling, diagnostics of local ground inhomogeneities.

Received 24 October 2023.

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@appl.sci-nnov.ru.
2. Заславский Владислав Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (831) 436-47-64, e-mail: zas-vladislav@appl.sci-nnov.ru.