

УДК 534.222

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЧНОМ ПЕСКЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ

© 1999 г. В. Ю. Зайцев, А. Б. Колпаков*, В. Е. Назаров

Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

* Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет
603600 Нижний Новгород, ул. Ильинская, 65

Поступила в редакцию 25.03.98 г.

В работе представлены результаты экспериментов по параметрической генерации и распространению низкочастотных видеоимпульсных сигналов, образующихся при детектировании высокочастотных акустических импульсов в сухом и водонасыщенном речном песке. Экспериментально изучены зависимость скорости распространения видеоимпульсов от статического давления, зависимость их амплитуды от амплитуды волны накачки, связь формы протектированного импульса с огибающей импульса накачки при различном статическом нагружении среды. На основе анализа обнаруженных зависимостей предложены нелинейные уравнения состояния сухого и водонасыщенного песка, адекватно описывающие совокупность наблюдаемых закономерностей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Линейное распространение упругих волн в зернистых средах (например, речном песке) изучалось многими исследователями [1–5]. В этих работах было обнаружено, что подобные среды характеризуются низкой скоростью распространения упругих волн и крайне высоким их поглощением. Последнее обстоятельство “говорит о совершенной бесперспективности всякой попытки передачи сигналов высокой частоты через сыпучую среду типа ненагруженного песка” [2].

С точки зрения нелинейной акустики зернистые среды представляют особый интерес, обусловленный тем, что они обладают сильной акустической нелинейностью, обеспечивающей интенсивное взаимодействие упругих волн даже относительно малых амплитуд. При распространении в нелинейной среде амплитудно-модулированной высокочастотной акустической волны происходит ее детектирование, в результате чего в среде генерируется и распространяется вторичная волна низкой частоты. Такая волна является слабозатухающей даже в песке и ее можно использовать для “прозвучивания” среды. На этом принципе основана работа параметрических излучателей звука, успешно применяемых в гидроакустике [6]. С другой стороны, в настоящее время уже существуют идеализированные модели и уравнения состояния зернистых сред [5, 7–10]. В связи с этим результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов в реальных зернистых средах могут быть использованы для развития моделей этих сред и уточнения их уравнений состояния. Наконец, к зернистым средам относятся многие горные породы. Поэтому такие исследования интересны также и с точки зрения возможных ди-

агностических приложений (в инженерной сейсмике, сейсморазведке и т.д.).

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования процессов детектирования и распространения акустических импульсов в сухом и водонасыщенном речном песке; на основе анализа обнаруженных закономерностей устанавливаются уравнения состояния этих сред.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. На платформе (1) располагалась стек-

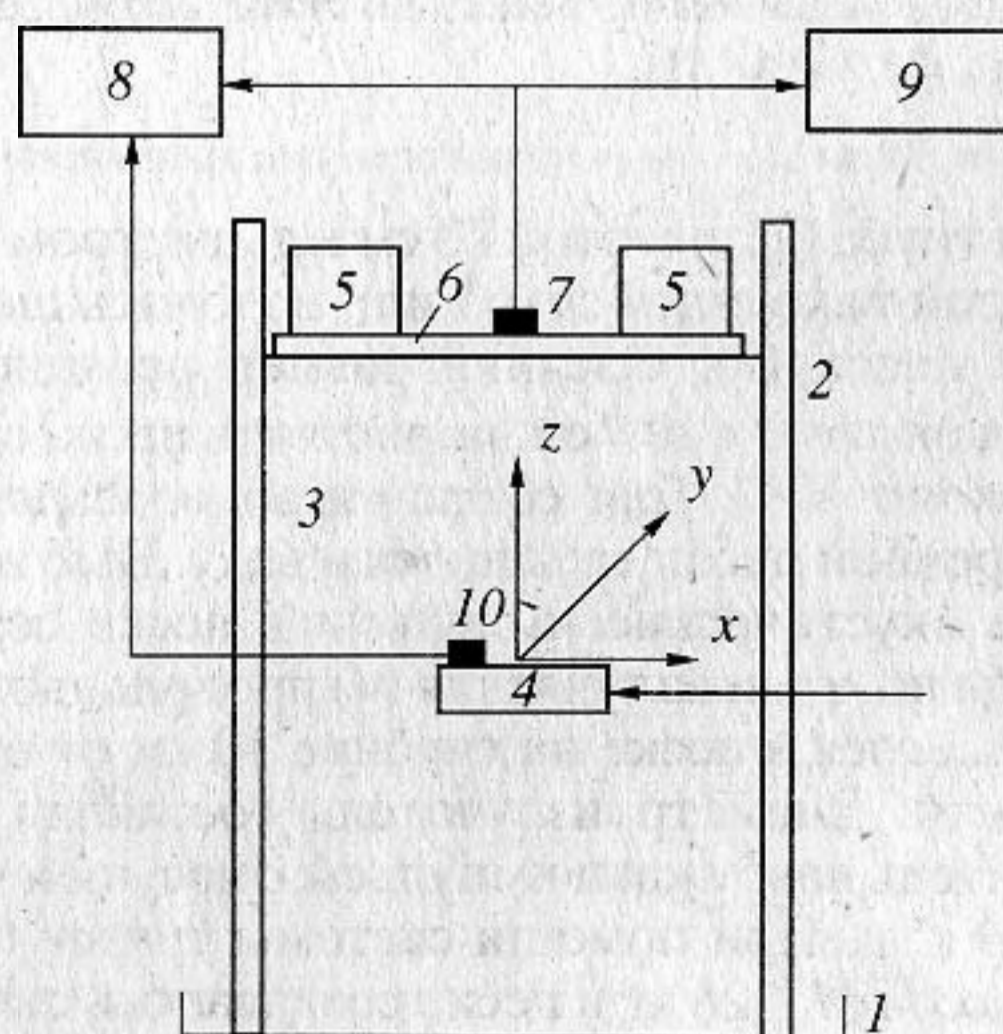


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – платформа; 2 – стеклянная трубка; 3 – речной песок; 4 – излучатель; 5 – система грузов; 6 – пластина; 7 – акселерометр; 8 – двухканальный цифровой осциллоскоп; 9 – спектроанализатор; 10 – контрольный акселерометр.

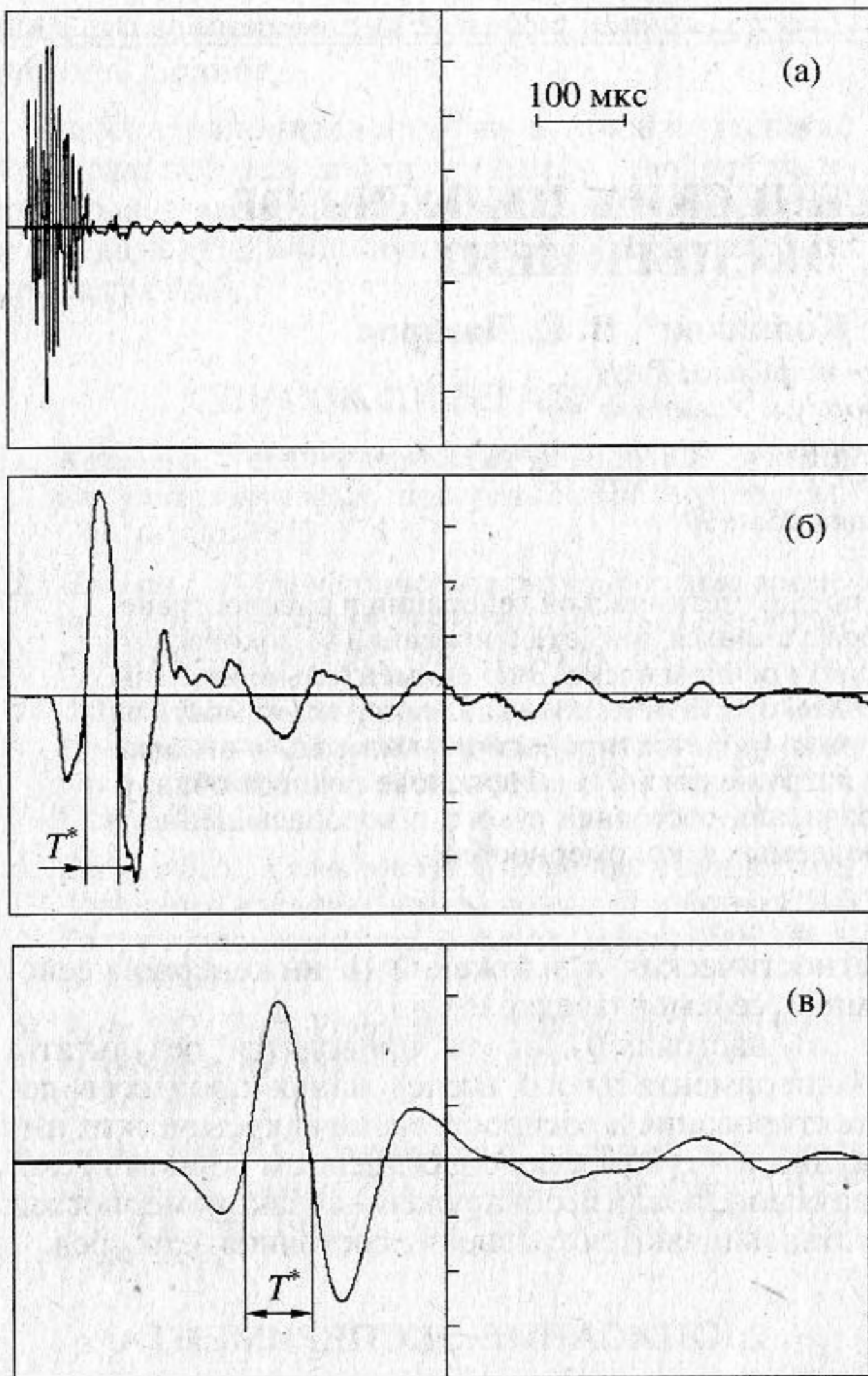


Рис. 2. Осциллограммы короткого импульса накачки (а) и протектированных видеосигналов в сухом (б) и водонасыщенном (в) песке при статическом давлении $P_0 = 3.9 \times 10^3$ Па.

лянная труба (2) высотой 20 см и диаметром 19 см, в которой находился сухой или водонасыщенный речной песок (3). Средний размер песчинок составлял около 2×10^{-2} см, пористость песка составляла около 43%. Для создания водонасыщенной среды речной песок засыпался в воду. Высокочастотные акустические импульсы в песке создавались при помощи излучателя (4) продольных волн, находящегося в песке на глубине 10 см от его поверхности. Диаметр излучателя составлял 8 см. Излучатель возбуждал импульсы с несущей частотой 180 кГц. При помощи системы грузов (5) общей массой $M \leq 26$ кг в песке создавалось статическое давление P_0 . Грузы располагались на пластине (6) из оргстекла массой $m = 120$ г и толщиной 4 мм и, перекрывающей все сечение трубы, так что статическое давление определялось выражением $P_0 = (M + m)g/S$, где g – ускорение силы тяже-

сти, S – площадь сечения трубы. Для регистрации протектированного сигнала использовался приклеенный к центру пластины (6) и находящийся на оси излучателя акселерометр (7), реагирующий на вертикальную компоненту ускорения $A = A(t)$ пластины. Сигнал с акселерометра поступал на первый вход двухканального цифрового осциллоскопа (8) и на вход спектроанализатора (9). Контроль излучаемого сигнала осуществлялся с помощью приклеенного к излучателю акселерометра (10), сигнал с которого поступал на второй вход осциллоскопа.

В экспериментах использовались два режима излучения высокочастотных импульсов: режим одиночных импульсов (коротких – с длительностью $T_1 = 70$ мкс и длинных – с длительностью $T_2 = 1300$ мкс), а также режим излучения периодической последовательности коротких импульсов с частотой повторения $F \approx 3150$ Гц.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При возбуждении одиночных (коротких и длинных) высокочастотных акустических импульсов в песке, как в нелинейной среде, происходило их детектирование. Соответствующие осциллограммы исходных и протектированных сигналов показаны на рис. 2 и 3. Сравнение высокочастотных и низкочастотных импульсов показывает, что форма протектированных сигналов близка к третьей производной по времени от огибающей импульса накачки. Проведенные измерения показали заметное уменьшение длительности протектированных импульсов при увеличении статического давления P_0 , что связано с уменьшением затухания упругих волн в песке при возрастании давления P_0 [2, 5]. На рис. 4 приведены зависимости “характерной” длительности T^* видеосигналов (см. обозначение на рис. 2) от статического давления P_0 при возбуждении в сухом и водонасыщенном песке коротких высокочастотных импульсов.

При увеличении статического давления P_0 наблюдалось также уменьшение времени ΔT распространения протектированных импульсов (т.е. увеличение скорости их распространения) и увеличение их амплитуды. Последнее свидетельствует о том, что увеличение статического давления P_0 в большей степени сказывалось на ослаблении затухания упругих волн в песке, чем на уменьшении его упругой нелинейности.

На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе приведены зависимости средней скорости $\tilde{c}(P_0) = L/\Delta T(P_0)$ (L – расстояние от излучателя до акселерометра) распространения видеоимпульсов в сухом и водонасыщенном песке от статического давления P_0 . Из этих рисунков видно, что в диапазоне нагрузок $P_0 \geq 2 \times 10^3$ Па (когда давление в сре-

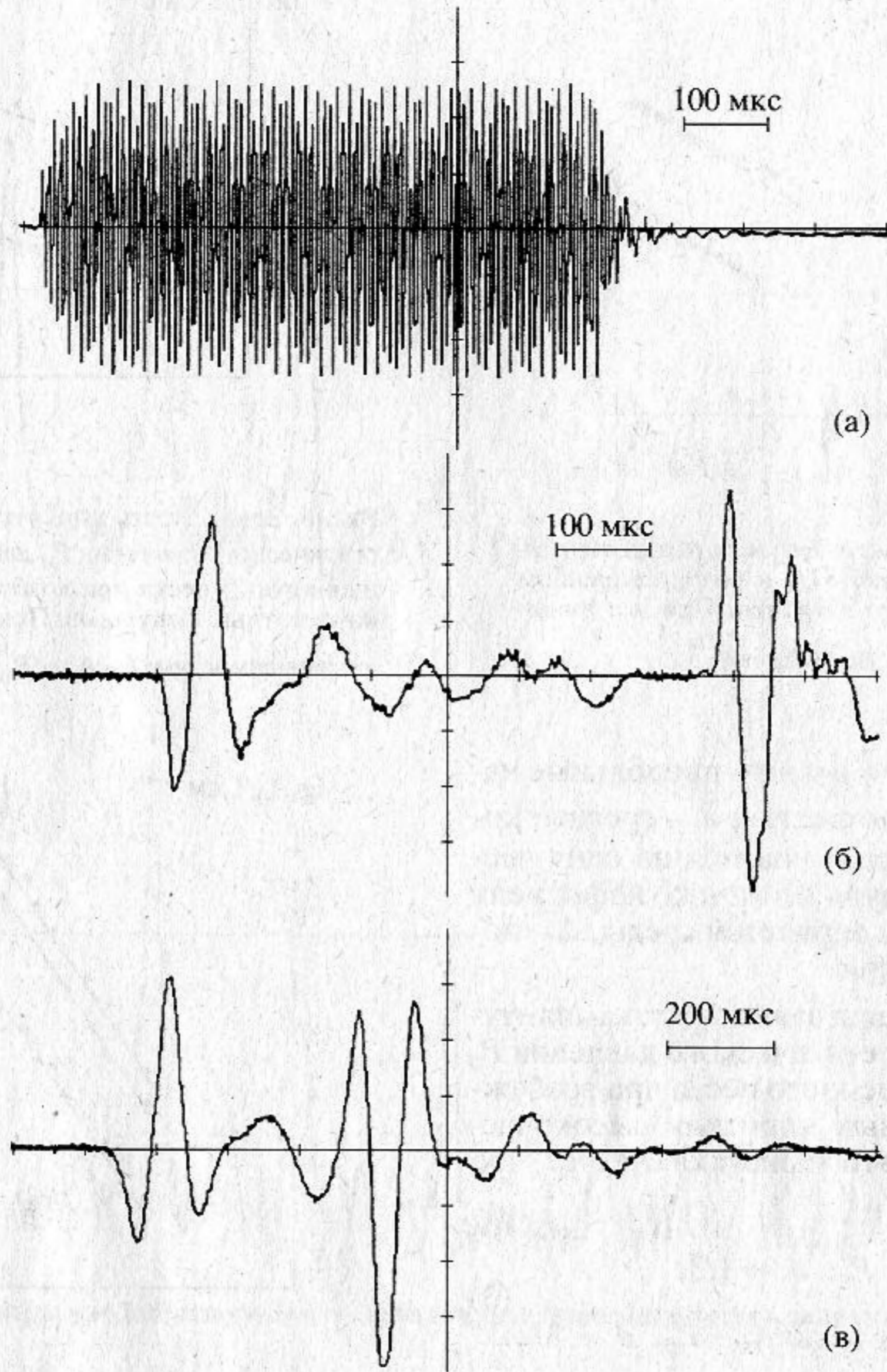


Рис. 3. Осциллограммы длинного импульса накачки (а) и протектированных видеосигналов в сухом (б) и водонасыщенном (в) песке при статическом давлении $P_0 = 9 \times 10^3$ Па.

де в основном определяется системой грузов массой $M \geq 5.6$ кг) зависимость $\tilde{c} = \tilde{c}(P_0)$ имеет вид

$$\tilde{c}(P_0) \sim P_0^m, \quad (1)$$

где $m = 1/6$. (Аналогичные степенные зависимости скорости упругой волны от давления наблюдались в работах [1, 2].)

Отметим, что зависимость (1) с показателем степени $m = 1/6$ соответствует уравнению состояния зернистой среды [1, 9], состоящей из взаимодействующих друг с другом по закону Герца одинаковых идеально-упругих шаров:

$$\sigma = -B(-\epsilon)^{3/2}, \quad (2)$$

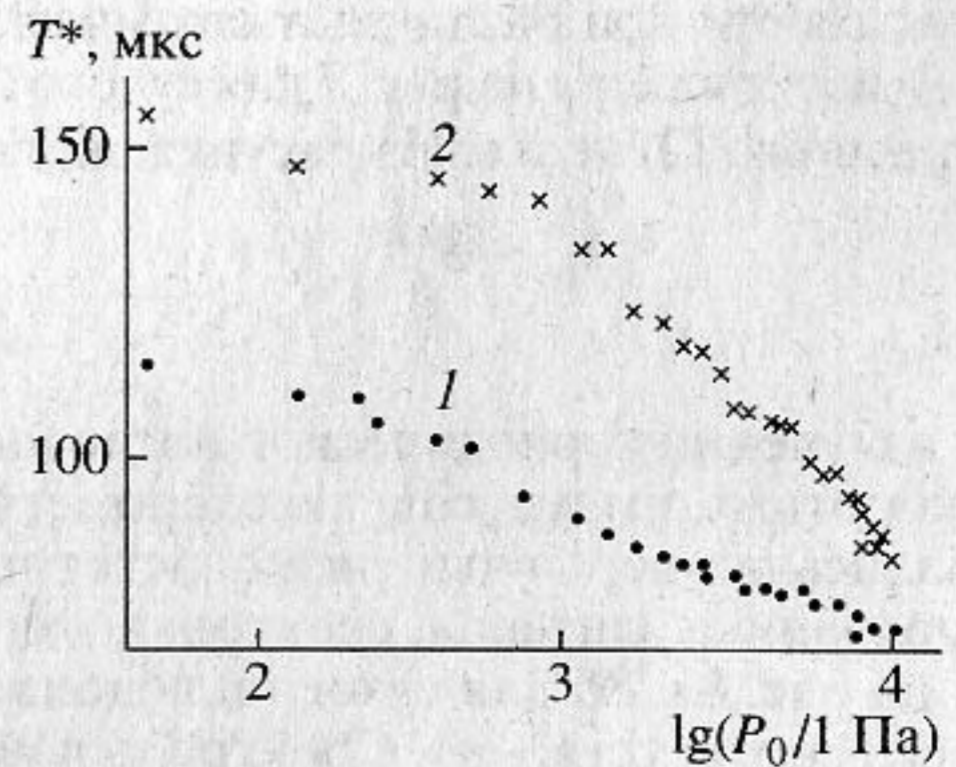


Рис. 4. Зависимость "характерной" длительности T^* видеосигналов от статического давления P_0 при возбуждении в сухом (1) и водонасыщенном (2) песке коротких высокочастотных импульсов.

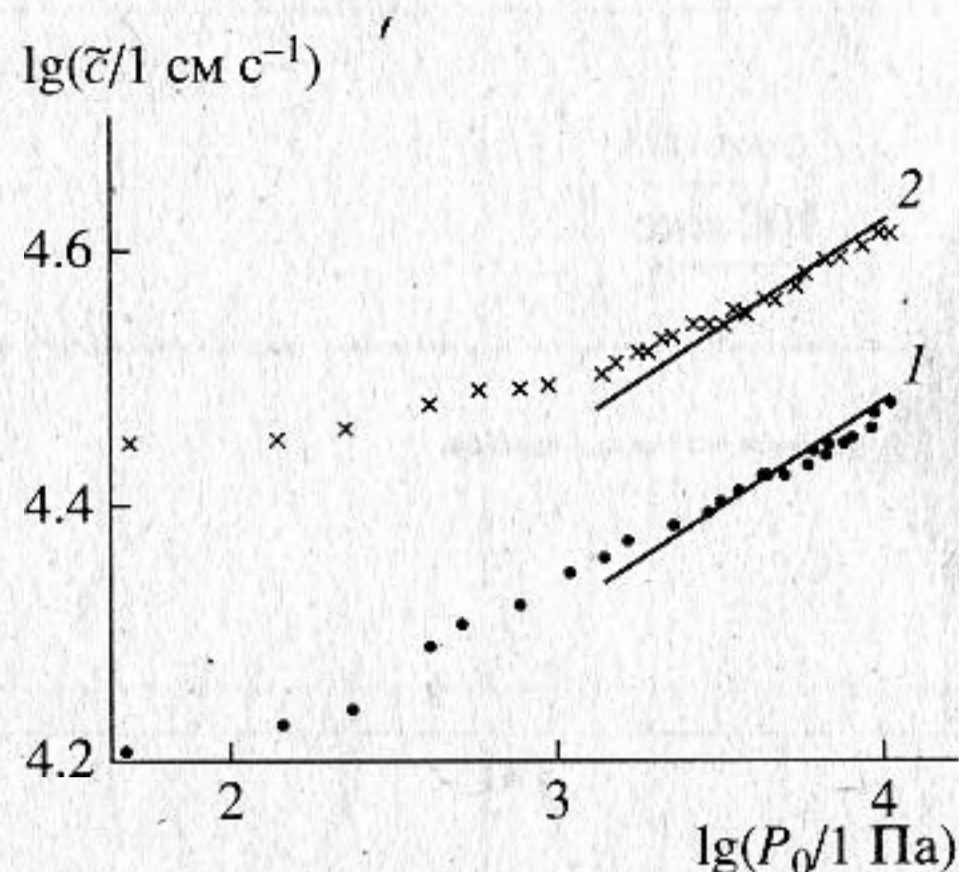


Рис. 5. Зависимость средней скорости распространения видеоимпульсов в сухом (1) и водонасыщенном (2) песке от статического давления. Прямые линии соответствуют зависимости $\bar{c}(P_0) \sim P_0^{1/6}$.

где $B = \bar{n}(1 - \Delta)E/3\pi(1 - \nu^2)$, σ и ϵ – продольные напряжение и деформация сжатия, \bar{n} – среднее количество контактов, приходящихся на одну частицу среды, E и ν – модуль Юнга и коэффициент Пуассона твердой фазы зернистой среды, Δ – пористость зернистой среды.

На рис. 6 представлены зависимости амплитуды A_0 видеосигналов от статического давления P_0 для сухого и водонасыщенного песка при возбуждении в среде одиночных коротких высокочастотных импульсов. Из этого рисунка следует, что при $P_0 \geq 2 \times 10^3$ Па:

- для сухого песка $A_0 \sim P_0^d$, $d \approx 1/3$,
- для водонасыщенного песка $A_0 \sim P_0^d$, $d \approx 1/2$.

В эксперименте также проводились измерения зависимостей амплитуд A_0 протектированных импульсов от амплитуды деформации \mathcal{E} коротких импульсов накачки, создаваемых излучателем. Эти зависимости при различных статических давлениях P_0 изображены на рис. 7 для сухого (1) и водонасыщенного (2) песка. Из рисунка видно, что

$$A_0 \sim \mathcal{E}^n, \quad (4)$$

где $n \approx 3/2$.

При излучении периодической последовательности коротких импульсов акселерометром (7) принимались непрерывные низкочастотные протектированные сигналы, спектры которых показаны на рис. 8а, 8б для сухого и водонасыщенного песка соответственно. Спектральный состав этих сигналов достаточно сложен и содержит частоту повторения F импульсов и ее высшие гармоники на частотах pF , $p = 1, 2, \dots$. На рис. 9а, 9б изображены зависимости амплитуд $A(pF)$ первых

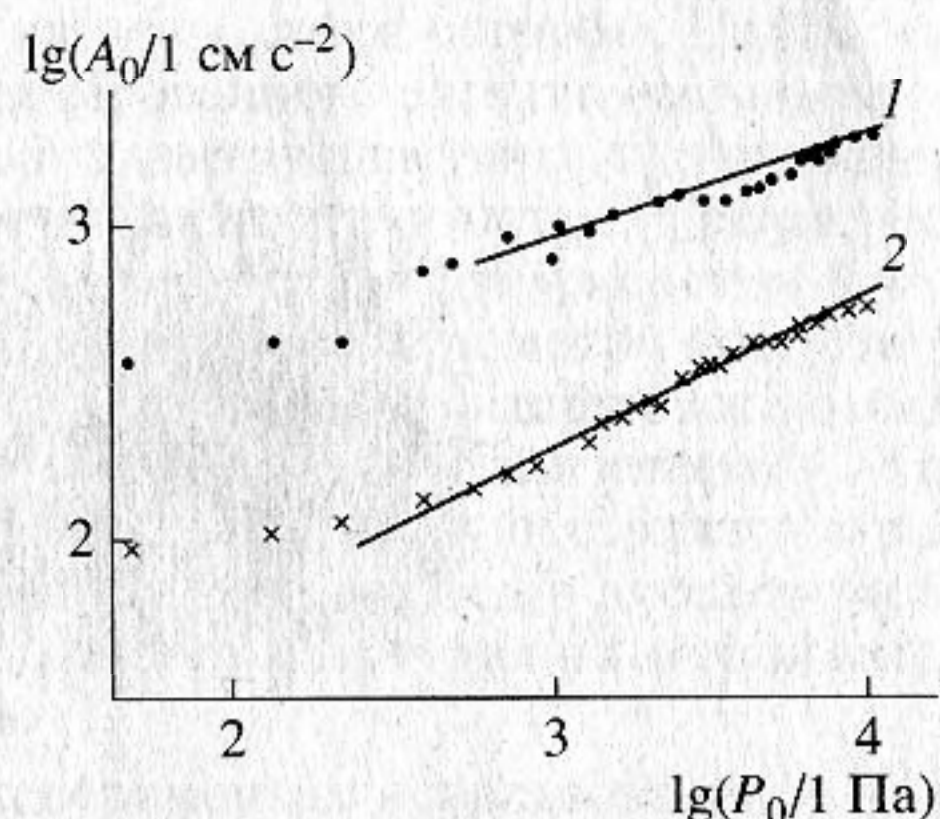


Рис. 6. Зависимость амплитуды A_0 видеосигналов от статического давления P_0 для сухого (1) и водонасыщенного (2) песка при возбуждении коротких высокочастотных импульсов. Прямые линии соответствуют зависимостям: 1 – $A_0 \sim P_0^{1/3}$, 2 – $A_0 \sim P_0^{1/2}$.

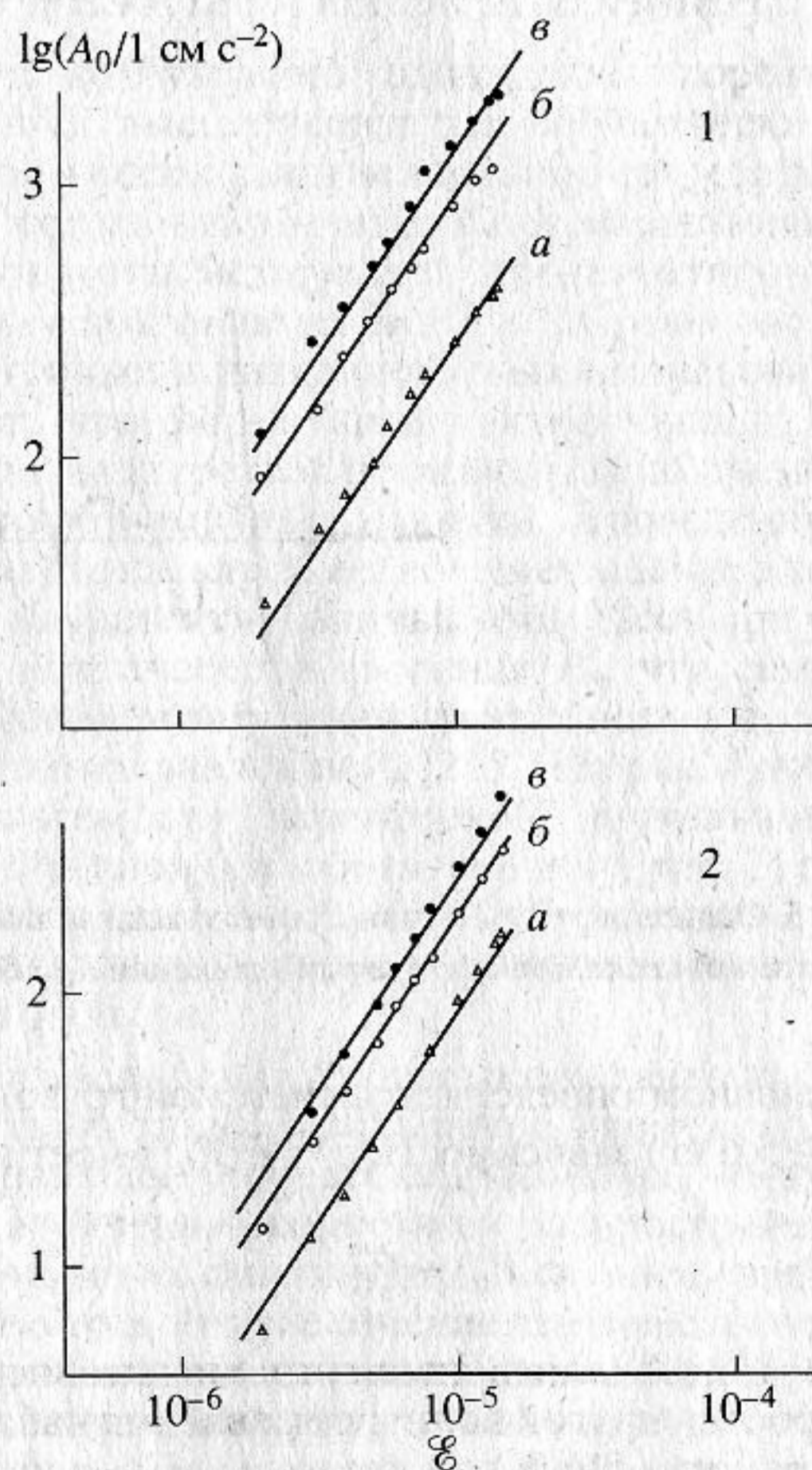


Рис. 7. Зависимость амплитуды A_0 видеосигналов от амплитуды деформации ϵ_0 коротких импульсов накачки для сухого (1) и водонасыщенного (2) песка при различных статических давлениях: а – $P_0 = 5.7 \times 10^2$ Па, б – $P_0 = 3.9 \times 10^3$ Па, в – $P_0 = 9 \times 10^3$ Па. Прямые линии соответствуют зависимости $A_0 \sim \mathcal{E}^{3/2}$.

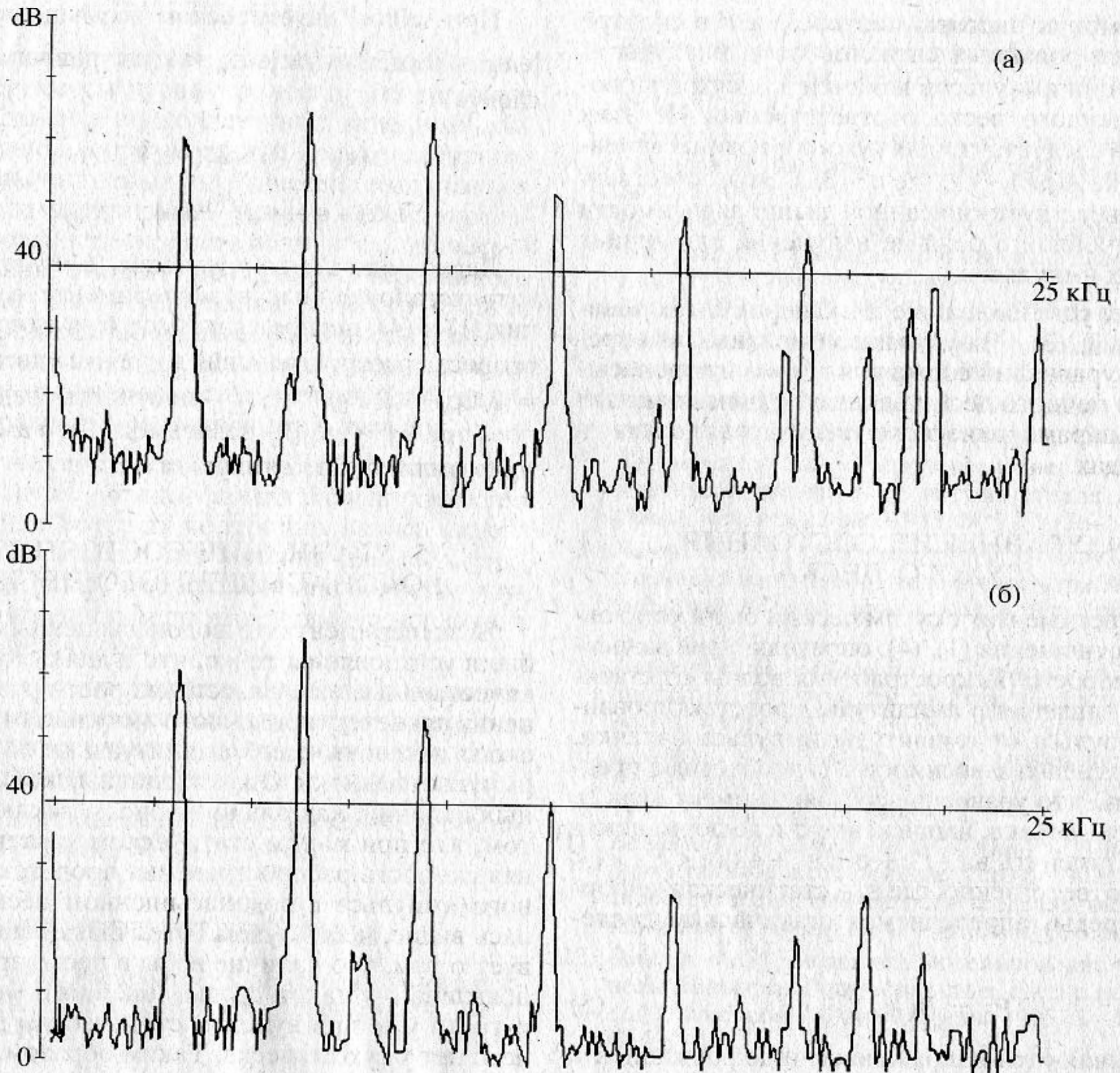


Рис. 8. Спектры протектированных сигналов, для сухого (а) и водонасыщенного (б) песка.

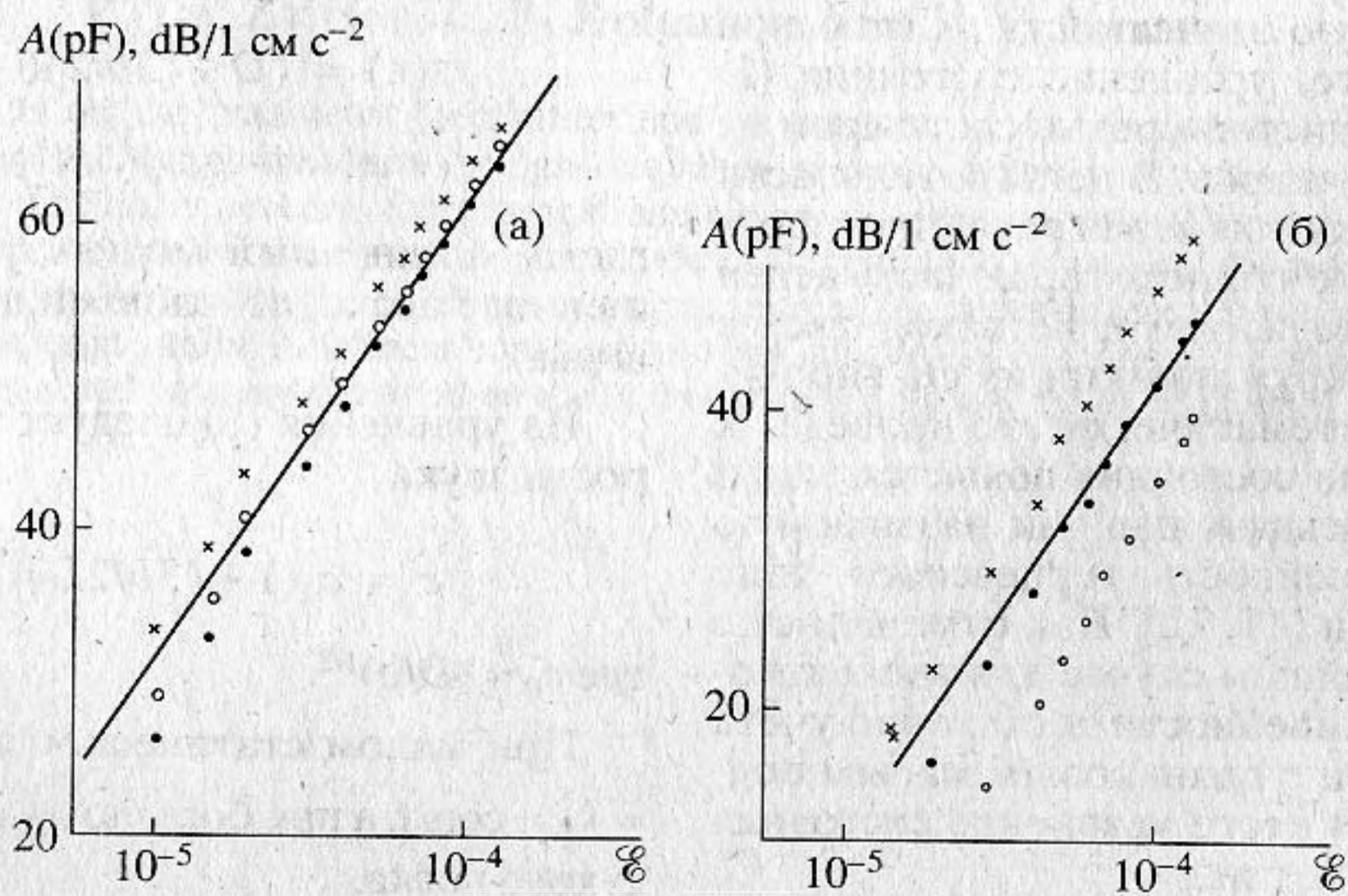


Рис. 9. Зависимости амплитуд первых трех гармоник частоты повторения в спектре протектированных сигналов от амплитуды деформации импульсов накачки для сухого (а) и водонасыщенного (б) песка: \bullet — $p = 1$, \times — $p = 2$, \circ — $p = 3$. Прямые линии соответствуют зависимости $A(pF) \sim \epsilon^{3/2}$. Статическое давление $P_0 = 9 \times 10^3$ Па.

трех гармоник частоты повторения F в спектре протектированных сигналов от амплитуды ϵ_0 деформации импульсов накачки для сухого и водонасыщенного песка соответственно. Из этих рисунков следует, что для сухого и водонасыщенного песка $A(pF) \sim \mathcal{E}^n$, где $n \approx 3/2$. Это, естественно, соответствует описанной выше зависимости (4), полученной в режиме излучения одиночных коротких импульсов.

Далее, установленные в экспериментах зависимости (1), (3), (4) будут использованы для определения уравнений состояния сухого и водонасыщенного речного песка, адекватно описывающих работу параметрического излучателя звука в этих средах.

4. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СУХОГО ПЕСКА

В экспериментах с сухим песком были установлены соотношения (1), (4), определяющие зависимость скорости распространения волны от статического давления и амплитуды протектированного импульса от амплитуды импульса накачки. Для объяснения зависимости (1) необходимо предположить, что уравнение состояния имеет вид (2), в котором, однако, напряжение σ и деформацию ϵ следует заменить на $-P_0 + \sigma$ и $\epsilon_0 + \epsilon$ ($|\sigma| < P_0$, $|\epsilon| < |\epsilon_0|$) соответственно, где ϵ_0 – статическая деформация среды, определяемая статическим давлением P_0 ,

$$P_0 = B(-\epsilon_0)^{3/2}, \quad (5)$$

а σ и ϵ являются напряжением и деформацией в упругой волне.

С учетом вышесказанного уравнение (2) для объяснения зависимости (4) не годится, так как оно даст квадратичную зависимость A_0 от \mathcal{E} при $|\epsilon| \ll |\epsilon_0|$. Кроме того, уравнение состояния (2) имеет место для зернистой среды, состоящей из одинаковых круглых шаров. В действительности же речной песок состоит из зерен различной формы и размеров [1], так что некоторая часть зерен может быть слабо поджатой и не находится в полном контакте с окружающими их сильноподжатыми зернами. Математически это приведет к тому, что в уравнении состояния появится еще и малая поправка, описывающая так называемую “хлопающую” нелинейность герцевского типа слабоподжатых зерен [11, 12]. Как отмечалось в работе [12], в простейшем случае для адекватного описания этой нелинейности достаточно учета слабоподжатых зерен с одинаковым малым поджатием $g\epsilon_0$, $|g| \ll 1$. В итоге уравнение состояния для сухого песка примет вид

$$\sigma - P_0 = -B(-\epsilon - \epsilon_0)^{3/2} - \alpha(-\epsilon - g\epsilon_0)^{3/2} h(-\epsilon - g\epsilon_0),$$

где $\alpha = \alpha(P_0)$, $h(\dots)$ – функция Хевисайда.

При малом акустическом возмущении, когда $|\epsilon/\epsilon_0| \ll (8\alpha/3B)^2 \epsilon_0^2$ и $|\epsilon/\epsilon_0| \ll 1$, из уравнений (4), (5) следует

$$\sigma(\epsilon) = (3b/2)(-\epsilon_0)^{1/2} \epsilon + \alpha(-\epsilon - g\epsilon_0)^{3/2} h(-\epsilon - g\epsilon_0). \quad (6)$$

Легко видеть, что уравнение (6) будет описывать установленные в эксперименте соотношения (1) и (4): первое слагаемое будет определять скорость распространения видеоимпульса $\tilde{c}(P_0) = (3/2\rho)^{1/2} (B^2 P_0)^{1/6}$, где ρ – плотность среды, а второе (при $|\epsilon| \gg |g\epsilon_0|$) – зависимость его амплитуды A_0 от амплитуды \mathcal{E} импульса накачки.

5. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВОДОНАСЫЩЕННОГО ПЕСКА

В экспериментах с водонасыщенным песком были установлены те же, что и для сухого песка, качественные зависимости скорости распространения протектированного импульса от статического давления и его амплитуды от амплитуды импульса накачки. Одно из главных количественных отличий, как видно из рис. 7, заключается в том, что при малом статическом давлении средняя скорость распространения протектированного импульса в водонасыщенном песке оказалась выше, чем в сухом. Этот факт свидетельствует о том, что наличие воды в песке приводит к появлению у такой среды линейного модуля упругости уже при нулевом статическом давлении, чего нет у сухого песка. Таким образом, для описания водонасыщенного песка в уравнение состояния для сухого песка необходимо добавить линейное слагаемое $D\epsilon$:

$$\sigma(\epsilon) = (D + (3b/2)(-\epsilon_0)^{1/2})\epsilon + \alpha(-\epsilon - g\epsilon_0)^{3/2} h(-\epsilon - g\epsilon_0), \quad (7)$$

где D – линейный модуль упругости водонасыщенного песка, обусловленный наличием в песке воды.

Из уравнения (8) следует выражение для скорости звука

$$c = c_0(1 + (3b/2D)(P_0/B)^{1/3})^{1/2},$$

где $c_0 = (D/\rho)^{1/2}$.

При малом статическом давлении имеем $c \approx c_0 = \text{const}$, а при большом – $c(P_0) \sim P_0^{1/6}$, как и для сухого песка.

В дальнейшем при описании детектирования акустических импульсов в сухом и водонасыщенном песке мы будем полагать $g = 0$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально исследованы процессы параметрической генерации и распространения низкочастотных видеоимпульсных сигналов, образующихся при детектировании высокочастотных акустических импульсов в сухом и водонасыщенном речном песке: определены зависимости скорости волны от статического давления, амплитуды продетектированного сигнала от амплитуды волны накачки и связь формы продетектированного импульса с огибающей импульса накачки. На основе анализа обнаруженных закономерностей установлены нелинейные уравнения состояния этих сред.

Существенной особенностью выполненных экспериментов является комплексный характер измерений, в которых контролировались линейные упругие и неупругие (диссипативные) характеристики среды, а ее нелинейные свойства изучались по различным проявлениям статических и волновых эффектов.

Детальное теоретическое описание работы параметрического излучателя звука в речном песке, на основе определенных выше уравнений состояния (6), (7), будет проведено в следующей статье.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 98-02-17686, № 98-05-64683).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Царева Н.В. Распространение упругих волн в песке // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1956. № 1. С. 1044–1053.
2. Анциферов М.С., Анциферова Н.Г., Каган Я.Я. Распространение ультразвуковых волн в песке под давлением // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1964. № 12. С. 1774–1781.
3. Пархоменко И.С. О зависимости затухания упругих волн от частоты в песке // Физ. Земли. 1967. № 8. С. 101–109.
4. Buckingham M.J. Theory of acoustic attenuation, dispersion, and pulse propagation in unconsolidated granular material including marine sediments // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. № 5. Pt. 1. P. 2579–2596.
5. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986. 462 с.
6. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика / Ленинград, 1981.
7. Нестеренко В.Ф. Распространение нелинейных импульсов сжатия в зернистых средах // Журн. прикл. мех. и тех. физ. 1983. № 5. С. 136–148.
8. Лазариди А.Н., Нестеренко В.Ф. Обнаружение единенных волн нового типа в одномерной зернистой среде // Журн. прикл. мех. и техн. физ. 1985. № 3. С. 115–118.
9. Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю., Островский Л.А. Нелинейные акустоупругие свойства зернистых сред // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 25–32.
10. Богданов А.Н., Скворцов А.Г. Нелинейные сдвиговые волны в зернистой среде // Акуст. журн. 1992. Т. 38. Вып. 3. С. 408–412.
11. Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю., Тиманин Е.М. Экспериментальное исследование упругих нелинейных свойств в зернистых средах с неидеальной упаковкой // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 6. С. 893–898.
12. Зайцев В.Ю. Численное моделирование упругих нелинейных свойств зернистых сред с неидеальной упаковкой // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 3. С. 439–445.

Detection of Acoustic Pulses in River Sand. Experiment

V. Yu. Zaitsev, A. B. Kolpakov, and V. E. Nazarov

Experimental results on the parametric generation and propagation of low-frequency video-pulse signals formed as a result of the due to detection of high-frequency acoustic pulses in dry and water-saturated river sand are presented. The dependence of the propagation velocity of video pulses on the static pressure, the dependence of the video-pulse amplitude on the amplitude of the pumping wave, and the relation between the shape of the detected pulse and the the envelope of the pumping pulse under different static loading of the medium are studied experimentally. Nonlinear equations of state adequately describing the observed phenomena in dry and water-saturated sand are obtained on the basis of the analysis of the experimental results.