

## НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЕСКЕ

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов в стержневом резонаторе, состоящем из стеклянной трубки, заполненной речным песком. Эксперимент проводился по схеме, описанной в работах [1, 2]. Длина трубки  $L = 20$  см, внутренний и внешний диаметры соответственно 5 и 7 мм. Средний размер песчинок составил около  $300 \mu\text{м}$ . Песок в трубке уплотнялся в течение длительного времени (около 4 часов) при возбуждении резонатора в широком диапазоне частот ( $1 \text{ кГц} < f < 100 \text{ кГц}$ ).

В начале эксперимента, когда песок еще не уплотнен, наблюдался интересный эффект: при возбуждении в резонаторе продольных колебаний песок в трубке начинал вращаться вокруг ее оси. Частота вращения достигала 10 Гц. На рис. 1 приведена фотография вращающегося песка при возбуждении резонатора на частоте 40 кГц (для сравнения масштаба показана линейка). На фотографии четко видна периодическая, вдоль трубки, структура движения песчинок. Такое вращение, по-видимому, связано с возбуждением изгибного циркулярно-поляризованного колебания стержня, приводящего к вращению его оси относительно неподвижной системы координат.

После уплотнения песка первые собственные частоты продольных колебаний стержня составляли:  $F_1 = 3600$  Гц и  $F_2 = 10700$  Гц. Это соответствует скорости продольных волн в песке  $c = 2,9 \cdot 10^5$  см/с. Добротности первой и второй мод резонатора равнялись соответственно  $Q_1 = 73$  и  $Q_2 = 35$ . Резонатор возбуждался на частоте  $F_1$  первой продольной моды.

На рис. 2 изображена зависимость резонансной амплитуды  $\epsilon_0$  деформации в стержне от амплитуды  $V$  электрического напряжения на пьезокерамическом излучателе (в дБ относительно  $1 \mu\text{кВ}$ ). Видно, что зависимость  $\epsilon_0(V)$  нелинейна. Это свидетельствует о наличии амплитудно-зависимых потерь в песке.

На рис. 3 изображены зависимости сдвига резонансной частоты стержня ( $\Delta f_p < 0$ ) и амплитуды  $\epsilon_3$  деформации на частоте третьей гармоники от амплитуды  $\epsilon_0$  деформации на основной частоте. Из измерений следует, что

$$\Delta f_p \sim \epsilon_0, \quad \epsilon_3 \sim \epsilon_0^2. \quad (1)$$

В эксперименте наблюдалась также генерация второй гармоники частоты накачки. На рис. 4 изображена зависимость амплитуды  $U_2$  смещения свободного торца стержня на частоте второй

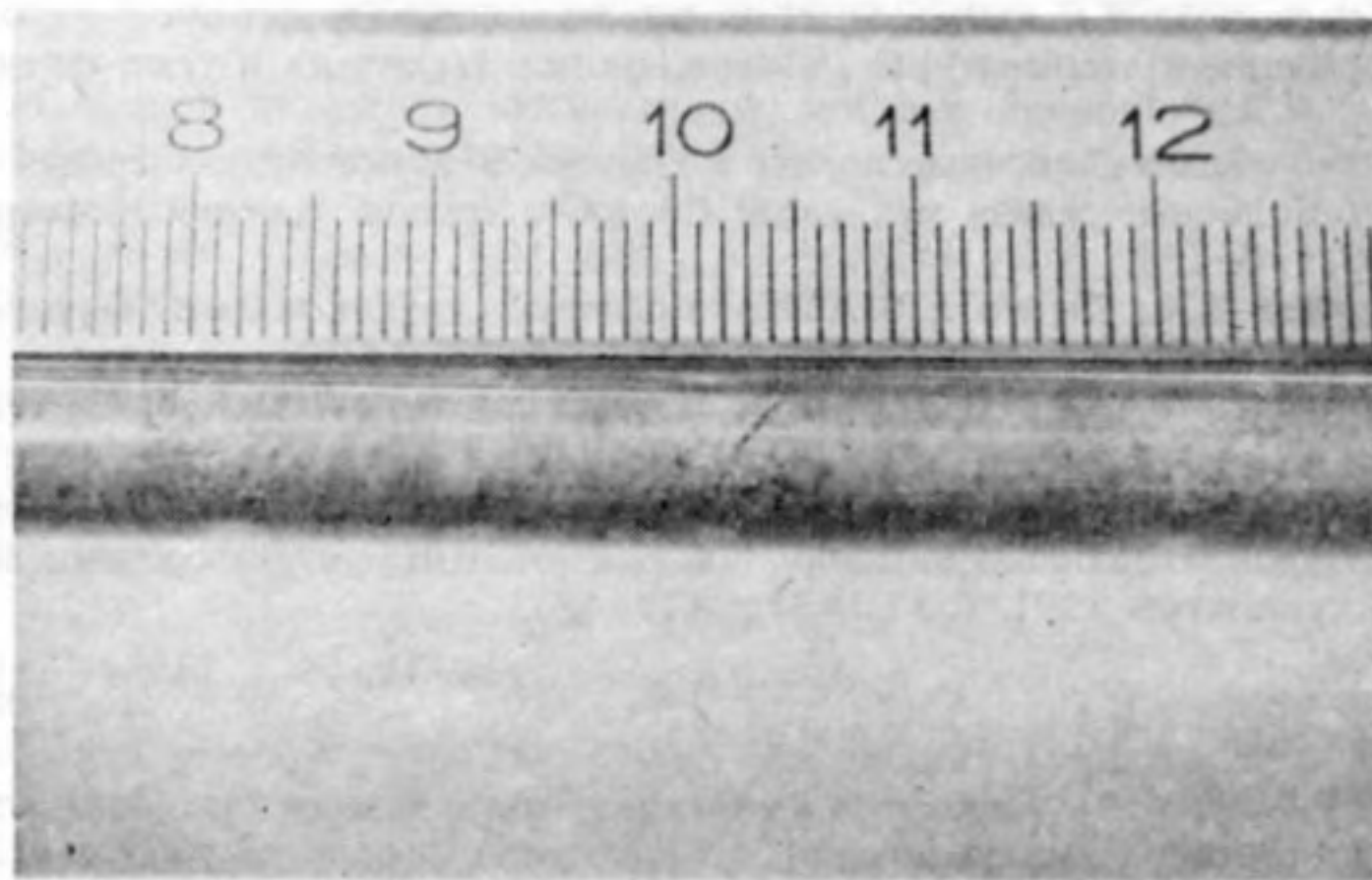


Рис. 1. Фотография вращающегося в трубке песка

гармоники от амплитуды смещения  $U_0$  на частоте накачки, причем  $U_2 \sim U_0^2$ . (Поскольку в резонаторе с одной мягкой и одной жесткой границами частота второй гармоники не совпадает с собственной частотой стержня, то здесь удобнее рассмотреть зависимость  $U_2$  от  $U_0 = (2L/\pi)\epsilon_0$ ).

Резонансная частота  $F_1$  трубки без песка составляла 4600 Гц, и, кроме того, в таком резонаторе нелинейных эффектов не наблюдалось. Это свидетельствует о том, что все описанные эффекты обусловлены песком.

Интересно отметить, что обнаруженные зависимости качественно совпадают с аналогичными зависимостями в некоторых металлах, например в меди [1, 2] и, следовательно, могут быть описаны тем же уравнением состояния ((3) в [1, 2]).

Рис. 2. Зависимость амплитуды  $\epsilon_0$  деформации от амплитуды  $V$  электрического напряжения излучателя. Прямая линия соответствует зависимости  $\epsilon_0 \sim V_0$

Рис. 3. Зависимость сдвига  $\Delta f_p$  резонансной частоты резонатора (1) и амплитуды  $\epsilon_3$  деформации на частоте третьей гармоники (2) от амплитуды  $\epsilon_0$  деформации на основной частоте. Прямые линии соответствуют зависимостям (1)

Рис. 4. Зависимость амплитуды  $U_2$  смещения свободного конца стержня на частоте второй гармоники от амплитуды смещения  $U_0$  на основной частоте. Прямая линия соответствует зависимости  $U_2 \sim U_0^2$

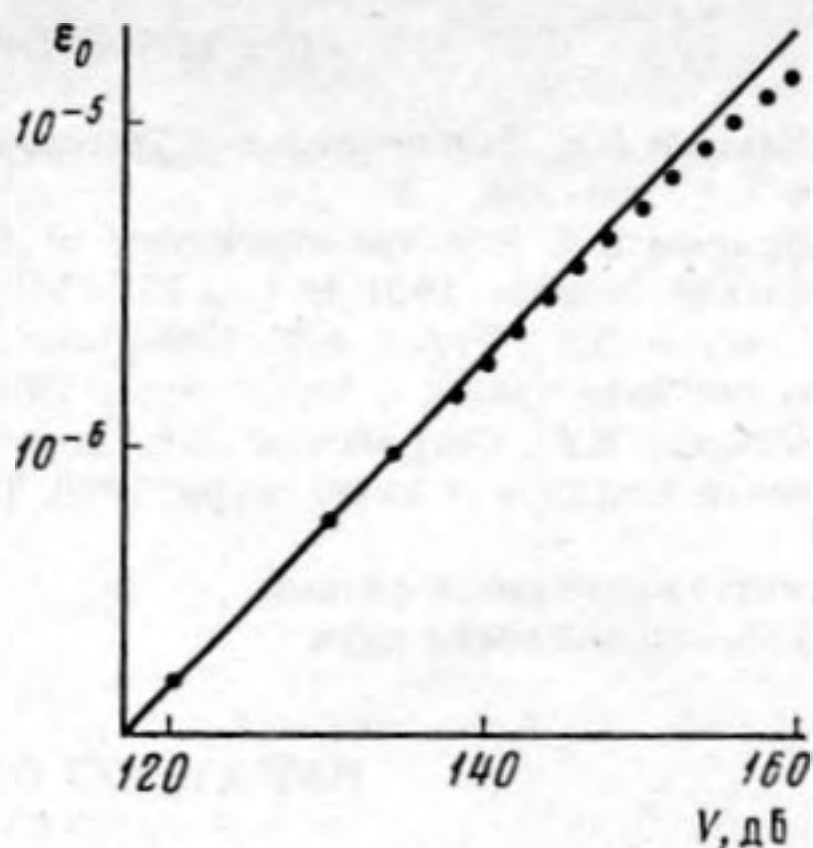


Рис. 2

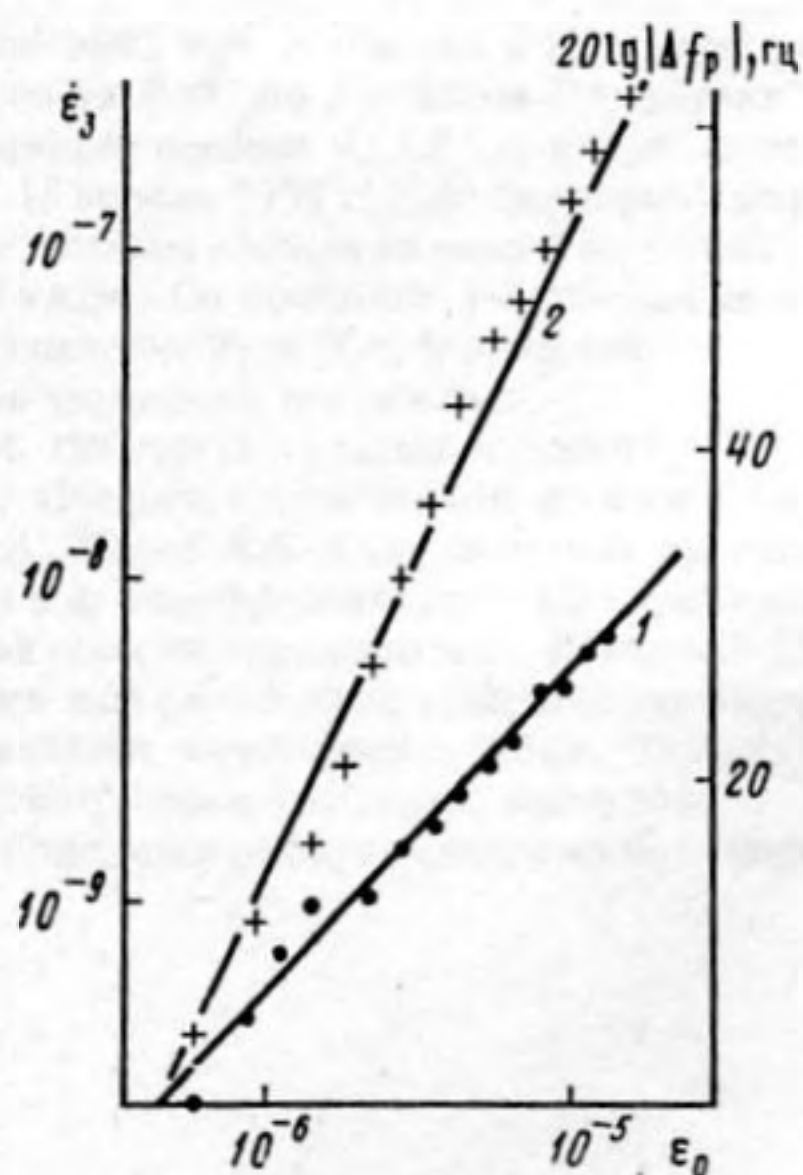


Рис. 3

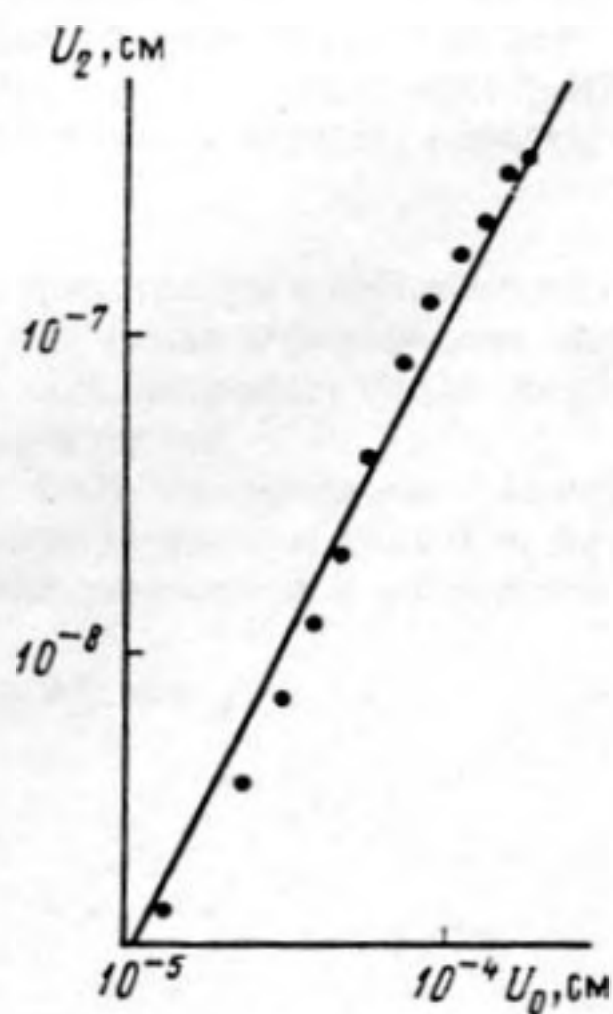


Рис. 4

Поскольку экспериментальные зависимости однозначно указывают на то, что в нелинейной части уравнения состояния присутствуют только слагаемые, квадратичные по деформации, то для описания нелинейных свойств песка можно ввести эффективный параметр  $\Gamma$  квадратичной нелинейности [3], определяющий зависимость:

$$\sigma(\epsilon) = E(\epsilon - \Gamma \epsilon^2), \quad (2)$$

где  $\sigma$ ,  $\epsilon$  – напряжение и деформация в среде,  $E$  – модуль упругости среды. В данном случае параметр  $\Gamma$  определяется из выражения [4]:

$$\Gamma = \frac{32 L U_2}{\pi U_0^2} \quad (3)$$

Значение этого параметра достаточно велико ( $\Gamma \approx 800$ ), поэтому песок можно использовать как среду с сильной акустической нелинейностью. Нам представляется также, что результаты подобных экспериментов могут быть положены в основу методов нелинейной акустической диагностики других структурно-неоднородных сред, в частности, земных пород.

Авторы благодарят Л.А. Островского за интерес к работе и ценные замечания.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Назаров В.Е. Нелинейные акустические эффекты в отожженной меди // Акуст. журн. 1991, Т. 37, № 1, С. 150–156.
2. Назаров В.Е. Влияние структуры меди на ее акустическую нелинейность // Физика металлов и металловедение, 1991, № 3, С. 172–178.
3. Назаров В.Е., Сутин А.М. Генерация гармоник при распространении упругих волн в твердых нелинейных средах // Акуст. журн. 1989, Т. 35, № 4, С. 711–716.
4. Назаров В.Е., Островский Л.А., Соустова И.А., Сутин А.М. Исследование аномальной нелинейности металлов // Акуст. журн. 1988, Т. 34, № 3, С. 491–499.

Институт прикладной физики  
Российской академии наук

Поступило в редакцию  
26.02.92