

## АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 629.327; 620.179

## К ВОПРОСУ О НЕЛИНЕЙНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ МЕТОДАХ ОЦЕНКИ ПРОЧНОСТИ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

Л. К. Зарембо, В. А. Красильников, И. Э. Школьник

*(кафедра акустики; ЦМИПКС при МИСИ)*

**Показано, что по эффективным упругим модулям второго, третьего и четвертого порядков может быть оценена прочность на растяжение и сжатие хрупких материалов.**

Анализ значительного числа экспериментальных данных, имеющихся в литературе, показывает, что характерные значения квадратичного нелинейного параметра для продольных волн  $X_1 = b/a$ , где  $b$  — комбинация модулей упругости третьего порядка,  $a$  — модуль упругости второго порядка, для диэлектрических кристаллов (типа NaCl, KCl и др.) лежат в пределах  $1 \leq X_1 \leq 10$ . Следует заметить, что эти величины  $X_1$  могут быть получены из борновского потенциала межмолекулярного взаимодействия при разумном предположении о его характере. Для поликристаллических металлов  $X_1$  может составлять несколько десятков, так как здесь сказывается влияние микроструктуры. Влияние микроструктуры (остаточных внутренних напряжений и дислокаций) на квадратичный нелинейный параметр для сдвиговых волн (теоретически он должен быть равен нулю) впервые было показано в [1]. Еще большее влияние микроструктуры прослеживается на таких материалах, как чугун, где  $X_1 \approx 200 + 400$ , горные породы ( $X_1 \approx 10^2$ ) и, наконец, бетоны различных марок ( $X_1 \approx 3 \cdot 10^2 + 10^4$ ) [2]. Итак, борновская модель дает правильный порядок  $X_1$  для кристаллической решетки, близкой к идеальной. Неоднородная микроструктура на два-три порядка увеличивает  $X_1$ ; следовательно, ее вклад в структурно-неоднородных средах намного превышает решеточную нелинейность. Как, например, экспериментально показано в [3], пористость среды приводит к увеличению квадратичной нелинейности на два-три порядка по сравнению со сплошной средой.

В микронеоднородных средах естественно ввести понятие локальной нелинейности — нелинейности материала вблизи того или иного дефекта. Локальные нелинейности могут быть чрезвычайно большими. Микротрещина, раскрыв которой меньше амплитуды смещения в акустической волне, создает «хлопающую нелинейность»: в фазе сжатия действующий модуль становится равным модулю сплошного материала, в фазе растяжения модуль существенно меньше. Разномодульность приводит к очень большой локальной нелинейности. В поликристаллических средах может влиять чрезвычайно большая нелинейность слабо поджатых контактов Герца [4].

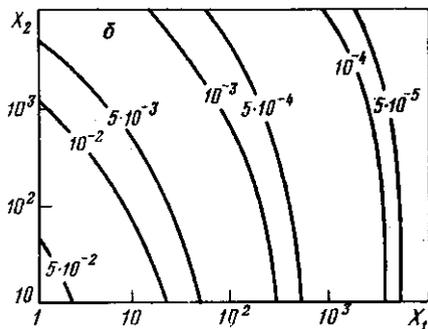
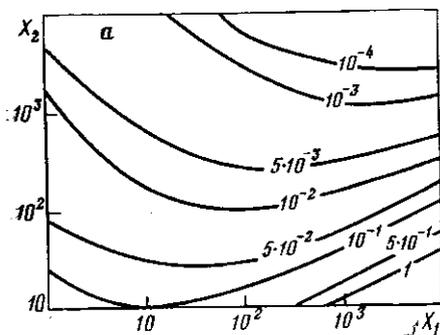
Переход от локальных к эффективным нелинейностям в условиях, когда длина акустической волны существенно больше характерного размера неоднородности, может быть сделан на основании результатов работы [5], где было показано, что эффективный нелинейный модуль может быть очень большим при условиях локального отклонения от среднего по пространству и линейного и нелинейного модулей. Результаты работы [3] для микропористых сред могут в определенной мере рассматриваться как экспериментальное подтверждение основного вывода работы [5].

В теории прочности отмеченные выше микроструктурные неоднородности являются зародышами процесса разрушения. Определяющая их роль в величине нелинейных акустических параметров и послужила нам основанием для развития представлений о контроле прочностных характеристик хрупких структурно-неоднородных материалов методами нелинейной акустики.

Оценим роль модулей высших порядков в пределах прочности материала, закон одноосного сжатия—растяжения которого дается в виде  $\sigma(\varepsilon) = a\varepsilon + b\varepsilon^2 + c\varepsilon^3 = a(\varepsilon + X_1\varepsilon^2 + X_2\varepsilon^3)$ , где  $\sigma$  — напряжение,  $\varepsilon$  — деформация,  $c$  — модуль четвертого порядка,  $X_2 = c/b$ . Критические деформации разрушения при сжатии ( $\varepsilon_1 < 0$ ) и при растяжении ( $\varepsilon_2 > 0$ ) действительны при  $X_1 < 0$  и  $X_2 > 0$  и определяются из квадратного уравнения  $\sigma'(\varepsilon) = 0$  [2]. Безразмерные пределы прочности на сжатие:  $R_1(X_1, X_2) = -\sigma(\varepsilon_1)/a$  и на растяжение:  $R_2(X_1, X_2) = \sigma(\varepsilon_2)/a$  при этом, очевидно, являются функциями только квадратичного  $X_1$  и кубического  $X_2$  нелинейных параметров. Топография этих поверхностей показана на рисунке. При этом 1)  $|R_1|$  всегда больше  $R_2$  и стремится к нему при  $X_2 \rightarrow \infty$ ; 2)  $|R_1|$  при постоянном  $X_1$  убывает по мере роста

$X_2$ . Однако при постоянном  $X_2$  по мере роста квадратичной нелинейности  $X_1$   $|R_1|$  сначала убывает, а затем при  $|X_1| \geq X_2$  начинается упрочнение материала; 3) пределы прочности  $|R_1|$  и  $R_2$  в определенной области достаточно больших значений нелинейных параметров соответствуют по порядку величины известным справочным данным:  $|R_1| \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ .

По нелинейным упругим свойствам рассмотренная модель позволяет классифицировать различные материалы на 1) «сильно кубические» ( $3X_2 \gg |X_1|$ ), к которым могут быть отнесены хрупкие структурно-однородные материалы; 2) «сильно квадратичные» материалы ( $|X_1| \gg 3X_2$ ), особенностью которых является большое различие предела на сжатие (достаточно высокое) и растяжение (не отличающееся от обычного, т. е. достаточно малое); 3) «сильно нелинейные», для которых  $|X_1| \sim |X_2| \gg 10^2$ . К последней группе материалов, вероятно, относятся структурно-неоднородные среды, такие как чугун, горные породы, бетоны.



Линии равной прочности на сжатие  $|R_1|$  (а) и на растяжение  $R_2$  (б)

В настоящей работе экспериментально определялись эффективные (на частотах 5–50 кГц) параметры  $X_1$  и  $X_2$  для продольных звуковых волн в бетонах различных марок. Параметр  $X_1$  определялся по изменению скорости звука при поперечном нагружении образца статической нагрузкой до напряжений не более  $10^7$  Па; при этом изменение скорости в сухом бетоне составляло несколько процентов. Для различных марок бетонов, возрастов, влажности диапазон изменения  $|X_1| \simeq (0,3 \div 3) \cdot 10^3$ , что согласуется с результатами статического измерения.

Параметр  $X_2$  определялся по смещению первой резонансной частоты  $f_0 = 6033$  Гц продольных колебаний бруска из бетона класса В40 ( $30 \times 10 \times 10$  см) при изменении амплитуды возбуждения его в десять раз (оценка большей из амплитуд деформации  $\varepsilon = 7 \cdot 10^{-6}$ ). Средний относительный сдвиг частоты  $\Delta f/f_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ . Поскольку  $\Delta f/f_0 = -4\mu^2 X_1 X_2 \varepsilon^2$  (см., напр., [6]) и для этой марки бетона  $|X_1| = 10^3$ , то  $X_2 \simeq 2,5 \cdot 10^3$ . В соответствии с приведенной выше классификацией бетон является сильно нелинейным материалом. Расчет по приведенным выше соотношениям дает прочность на сжатие  $R_1 = -10^{-3} (-0,8 \cdot 10^{-3})$ ;  $R_2 = 2 \cdot 10^{-4} (0,6 \cdot 10^{-4})$ . В скобках указаны стандартные прочности этой марки бетона. Как видно, результаты расчета по предложенной модели согласуются с экспериментом вполне удовлетворительно. Таким образом, абсолютные измерения и квадратичного, и кубического нелинейных параметров принципиально позволяют оценить абсолютное значение прочности. В прикладных задачах наибольший интерес представляет относительная прочность, меняющаяся либо от детали (для, естественно, однотипных деталей), либо от времени (развитие усталости) и т. д.

На основании этих представлений разработана методика однопараметрической оценки относительной прочности по нелинейному эффекту самовоздействия: изменению скорости звуковой волны при увеличении ее амплитуды (это в основном кубический эффект, близкий к использованному выше амплитуднозависимому сдвигу резонансной частоты), изменение скорости определяется при этом по сдвигу фазы волны [7].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гедройц А. А., Зарембо Л. К., Красильников В. А. // ДАН СССР. 1963. 150. С. 515. [2] Школьник И. Э. Повышение эффективности ультразвукового метода контроля качества бетона. М. (Изд. МИСИ), 1985. [3] Остроумов Г. А.,

Дружинин Г. А., Крячко В. М., Токман А. С. // Тр. VI Междунар. симп. по нелинейной акустике. М., 1976. Ч. 1. С. 209. [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965. [5] Чарная Е. В., Шутилов В. А. // Акуст. журн. 1985. 31. С. 114. [6] Каудерер Г. Нелинейная механика. М., 1961. [7] Красновский В. М., Школьник И. Э., Юровский В. А., Фишман В. Я. А. с. 1146593 // Бюл. изобретений. 1985. № 11.

Поступила в редакцию  
21.11.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 524.641

### ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ИМПЕДАНСНЫМ МЕТОДОМ

К. Н. Баранский, З. А. Магомедов, С. В. Павлов, И. В. Паламарчук,  
Г. А. Север, А. Д. Шпилюкин

(кафедра физики кристаллов)

Рассмотрены особенности применения импедансного метода акустических измерений скорости и поглощения звука в тонких пленках. Предложена методика определения скорости и коэффициента поглощения звука для случаев отражения от одного и от двух тонких слоев.

Тонкие пленки пьезополупроводников, напыляемые на акустические линии задержки (АЛЗ), используются как пьезоэлектрические преобразователи для возбуждения и регистрации гиперзвука в различных акустооптических и акустоэлектронных устройствах. В качестве электродов служат металлические пленки. Расчет этих многослойных систем требует знания значений скорости  $v$  и коэффициента поглощения  $\alpha$  гиперзвука в каждом слое. Поглощение гиперзвука в микрооднородных поликристаллических пленках металлов и текстурированных пленках пьезополупроводников определяется главным образом релаксационными процессами выравнивания температуры, а время релаксации — размером и температуропроводностью зерен. Частотные зависимости поглощения в большой мере определяются соотношением длины волны гиперзвука и размеров зерна. В предельных случаях, если длина волны  $\lambda \gg a$  ( $a$  — размер зерен), или  $\lambda \ll a$ , то  $\alpha \sim \omega^2$ , а при  $\lambda \approx a$   $\alpha \sim \sqrt{\omega}$  [1, 2]. Для измерения скорости и поглощения применяется импедансный метод [3, 4], использующий зависимость комплексного коэффициента отражения  $Re^{i\varphi}$  гиперзвукового импульса, распространяющегося по АЛЗ, от исследуемой пленки. Необходимость использования этого метода связана, во-первых, с тем, что коэффициент поглощения в пленках достаточно велик, и, во-вторых, с тем, что измерения ведутся при том же расположении пленки на АЛЗ, в котором она применяется в различных устройствах и экспериментах.

В случае акустических измерений пленок, непосредственно напыленных на торец АЛЗ без подслоя, коэффициент отражения имеет вид [4]

$$Re^{i\varphi} = \frac{Z_0 + Z_1 \operatorname{th} i\Phi_1}{Z_1 \operatorname{th} i\Phi_1 - Z_0}, \quad (1)$$

где  $Z_0$  — импеданс АЛЗ,  $Z_1$  — импеданс пленки,  $Z_1 = \rho_1 v_1 / (1 - iD_1)$ ,  $\Phi_1 = (\omega/v_1 - i\alpha_1)d_1$ ,  $\rho_1$  — плотность материала пленки,  $v_1$  — скорость звука в пленке,  $D_1 = \alpha_1 v_1 / \omega$  — декремент поглощения в пленке,  $d_1$  — толщина пленки,  $\alpha_1$  — коэффициент поглощения в пленке,  $\omega$  — циклическая частота.

В случае  $2\alpha_1 d_1 \ll 1$  из (1) следует приближенное уравнение для определения скорости через фазу коэффициента отражения:

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = - \frac{Z_1}{Z_0} \operatorname{tg} \left( \frac{\omega d_1}{v_1} \right). \quad (2)$$