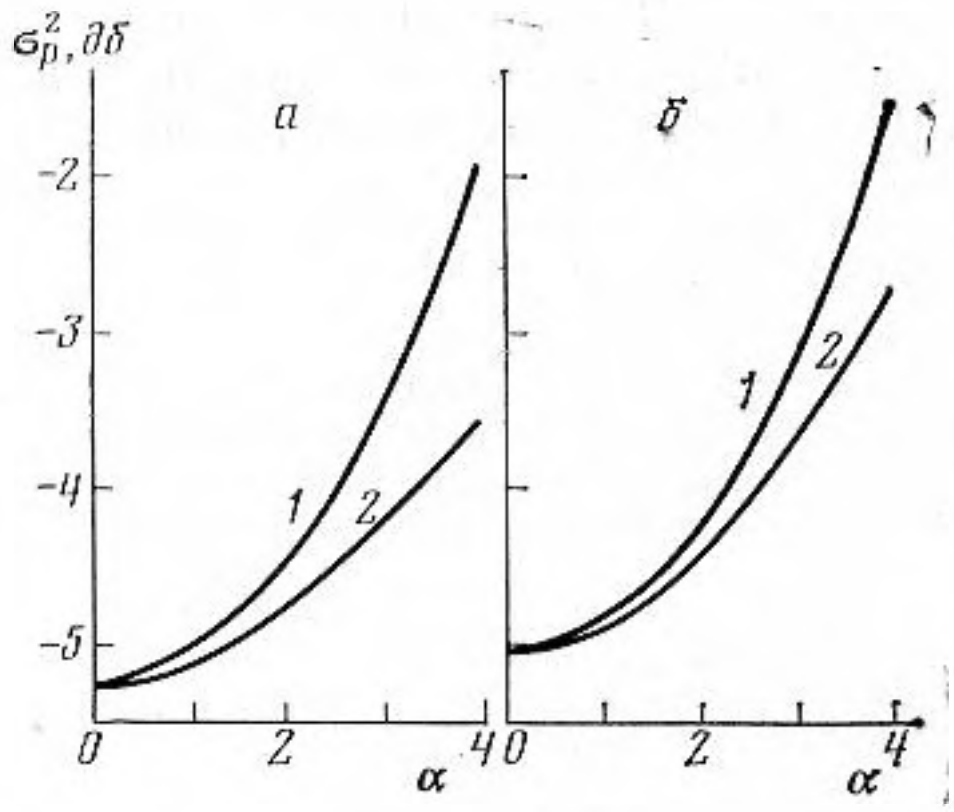
ных на границе полубесконечной среды симметрично относительно источника на волновых расстояниях $n\pi/2$ ($n=\overline{1,8}$). Поле излучения монопольного источника компенсируется в центральном секторе с углом 10° при условии неизменности поля в остальном секторе углов. На фиг. 1 приводятся зависимости величины эффекта компенсации σ_p^2 от значения параметра α при различных значениях ε (за 0 дБ принята мощность излучения источника). Из приведенных результатов расчета следует, что при оптимизации распределения потенциалов возбуждения U_p достигается



Зависимость величины эффекта компенсации σ_p^2 от параметра α при $\varepsilon=0{,}05$ – *а* и $\varepsilon=0{,}1$ – *б*. *1* – решение (2), обеспечивающее наилучший эффект компенсации в среднем; *2* – решение (5), обеспечивающее наилучший эффект компенсации с вероятностью $P_0(\alpha)$

выигрыш эффекта компенсации, определяемый расстоянием между кривыми 1, 2 и увеличивающийся с ростом α. Так, при $\alpha=2$ ($P_0>0{,}75$) и $\alpha=4$ ($P_0>0{,}94$) выигрыш эффекта компенсации составляет соответственно 0,25 и 1,60 дБ при $\varepsilon=0{,}05$, а также 0,17 и 0,92 дБ при $\varepsilon=0{,}1$.

Таким образом, оптимальные потенциалы возбуждения компенсирующих излучателей, найденные с учетом заданной вероятности максимального эффекта компенсации виброакустического поля, позволяют увеличить эффект компенсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Анфиногентов В. И., Любашевский Г. С., Тартаковский Б. Д., Чони Ю. И.* Об оптимальном распределении потенциалов возбуждения излучателей при синтезе систем компенсации виброакустических полей.– Акуст. журн., 1983, т. 29, № 6, с. 728–732.
2. *Вентцель Е. О.* Теория вероятности. М.: Наука, 1969.

Акустический институт им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР
Казанский авиационный институт
им. А. Н. Туполева

Поступило в редакцию
5.VII.1983

УДК 534.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КЛИНОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Боженко В. В., Иванов-Шиц К. М., Случ М. И., Солодов И. Ю.

Функциональные возможности устройств акустоэлектроники и акустооптики во многом определяются разнообразием характеристик используемых акустических волн. Среди различных типов акустических волн в последнее время привлекают внимание клиновые волны [1] – неоднородные возмущения, локализованные вблизи ребра двугранного угла. Для этих волн характерно отсутствие дисперсии, а их скорость может быть значительно меньше, скорости поверхностных (релеевских) волн. Исследование характеристик клиновых волн проводилось в основном в теоретическом плане. В общем случае получить точное аналитическое решение задачи волнового распространения в твердом клине не удается, поэтому для нахождения характеристик клиновых акустических волн используются численные расчеты методом конечных элементов [2] или приближенные аналитические подходы [3, 4]. В результате получены приближенные формулы для расчета фазовой скорости антисимметричных мод клина, наиболее употребительная из которых имеет вид [1]

$$v_m \simeq v_R \sin(m\alpha), \tag{1}$$

Фазовые скорости клиновых акустических волн (КАВ) ($\times 10^{-3}$ м/с)

Тип волны	ПАВ	КАВ ($\alpha=90°$)	Антисимметричные моды ($\alpha=15°$)				
			v_1	v_2	v_3	v_4	v_5
Измеренная скорость	3,004±0,003	2,956±0,006	0,8±0,1	1,4±0,1	1,7±0,2	2,1±0,2	2,4±0,2
Расчетная скорость	–	2,93	0,8	1,5	2,1	2,6	2,9

где v_R – скорость релеевской волны, α – угол клина, m – порядок моды. Количество антисимметричных мод в клине определяется условием $m\alpha<\pi/2$; таким образом, одномодовый режим имеет место лишь для клиньев с углом $\alpha\geqslant 45°$.

Имеющиеся экспериментальные данные ограничены измерением скорости, исследованием возбуждения встречно-штыревыми преобразователями и эффекта свертки первых двух антисимметричных мод [1].

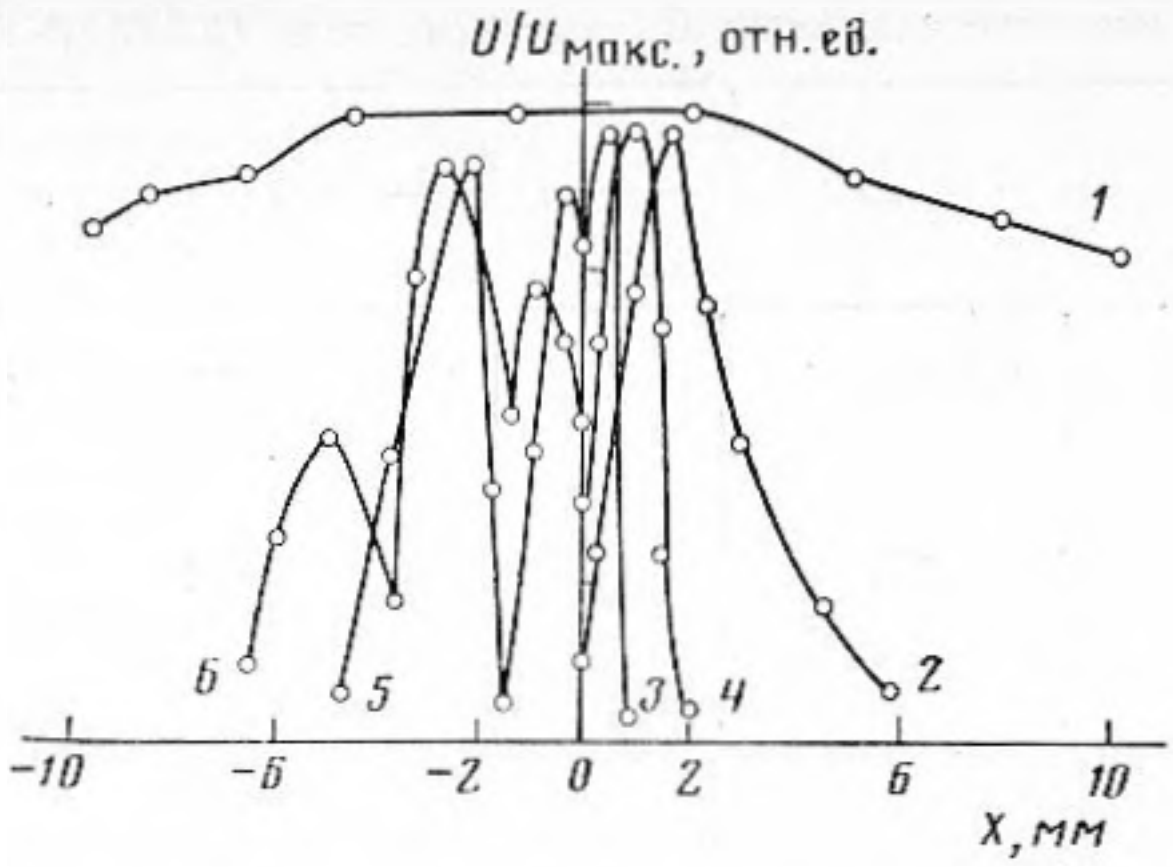
В настоящей работе экспериментально изучается возможность возбуждения клиновых волн в изотропном непьезоэлектрическом материале, впервые проводится измерение фазовых скоростей и областей локализации упругих смещений мод различных (в том числе и высоких) порядков.

Измерения проводили на частоте 1 МГц для двух стальных образцов (высота клиньев 5 см, усечение не более 5 мкм) с углами при вершине $\alpha=15$ и 90°. Возбуждение и прием волн осуществлялись клиновыми преобразователями, обычно используемыми для возбуждения и приема поверхностных волн в изотропных телах [5]. Клиновые преобразователи изготавливались из оргстекла и устанавливались на боковую поверхность исследуемого образца; при этом пучок возбуждаемых в них продольных волн падал на плоскость клина вблизи его вершины, а угол падения можно было изменять в пределах от 0 до 90°. На пьезокерамический преобразователь продольных волн подавались радиоимпульсы амплитудой ≈200 В и длительностью несколько мкс; сигналы с приемного преобразователя усиливались широкополосным усилителем (полоса до 10 МГц, чувствительность 100 мкВ) и регистрировались на экране осциллографа.

Для 90°-клиньев наблюдался одномодовый режим – максимум амплитуды импульса клиновой волны регистрировался при величине угла падения возбуждающей продольной волны $\theta_{\text{опт}}^{\text{КАВ}}=73°$, против $\theta_{\text{опт}}^{\text{ПАВ}}=69°$ в случае возбуждения релеевских волн в этом же образце, когда клиновые преобразователи располагались вдали от вершины клина. В одномодовом режиме измерения скорости клиновой волны проводилось фазовым методом: сдвиг фазы между напряжением задающего генератора, работавшего в непрерывном режиме, и приемного преобразователя регистрировался по форме фигур Лиссажу на экране осциллографа. Перемещение приемного преобразователя приводило к «повороту» ф. Лиссажу и измерялось с помощью микрометра, что позволяло определять длину исследуемой акустической волны с точностью 0,1–0,5%. Полученные значения фазовых скоростей поверхностных и клиновых волн приведены в таблице. Уменьшение скорости волн вблизи кромки (с 3,004 до $2{,}956\cdot 10^3$ м/с) хорошо соответствует отмеченному выше изменению оптимального угла возбуждения $\sin\theta_{\text{опт}}^{\text{ПАВ}}/\sin\theta_{\text{опт}}^{\text{КАВ}}=v_{\text{КАВ}}/v_{\text{ПАВ}}=0{,}984$, а также теоретическим оценкам [1].

Для 15°-образца наблюдалось одновременное возбуждение нескольких импульсов, соответствующих различным модам. В общем случае возбуждалось пять мод; соотношение между амплитудами импульсов различных мод существенно зависело от угла падения продольной волны в клиновом преобразователе. В многомодовом режиме измерение скоростей клиновых волн осуществлялось импульсным методом. Согласно данным, приведенным в таблице, их скорости оказались значительно ниже скорости релеевской волны: так, скорость первой моды равна всего 800 м/с. Расчетные значения фазовых скоростей антисимметричных клиновых мод, полученные по приближенной формуле (1), также приведены в таблице, откуда видно, что хорошее совпадение с экспериментом наблюдается лишь для первых двух мод. Для скоростей мод высших порядков расчет дает завышенные значения. Отметим также, что скорости всех антисимметричных мод оказались ниже скорости продольных волн в оргстекле ($\approx 2{,}6\cdot 10^3$ м/с), поэтому их возбуждение методом клина реализуется на пространственных гармониках периодической «решетки», образованной падающей продольной волной.

Для определения локализации энергии клиновых мод использовался акустоэлектрический зонд [6], изготовленный из кристалла CdS, с размером контактной площадки 0,5×0,5 мм². Перемещение зонда в направлении X, перпендикулярном ребру клина, осуществлялось с точностью 0,1 мм. Полученные зависимости нормированных амплитуд импульсов различных клиновых мод от координаты зонда приведены на фигуре. Характерный для всех мод минимум показаний в области $X=0$,



Зависимость нормированных амплитуд клиновых мод от координаты зонда: *1* – релеевская волна, *2* – в 90° – образце, *3* – первая антисимметричная мода, *4* – вторая, *5* – четвертая, *6* – пятая мода. Область отрицательных *X* соответствует плоскости клина, свободной от преобразователей

по-видимому, обусловлен уменьшением площади контакта зонда в окрестности ребра клина. Данные для релеевской волны получены при расположении клиновых преобразователей вдали от краев образца и приведены для сравнения. Согласно приведенным данным, значительное сужение области локализации до $\approx 2\lambda$ характерно для клиновой волны в 90°-образце. Еще более высокая локализация энергии наблюдается для антисимметричных мод 15°-клина: эффективное сечение переноса энергии для первой моды составляет ≈ 1 мм^2, что примерно на два порядка меньше, чем для поверхностной волны той же частоты. С повышением порядка моды область ее локализации несколько возрастает; при этом распределение смещений на поверхности клина имеет характерные осцилляции, число которых пропорционально номеру моды.

Высокая локализация энергии, исключительно низкая скорость распространения при отсутствии дисперсии – эти свойства клиновых волн представляют большой интерес для практических применений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверхностные акустические волны/Под ред. Олинера А. М.: Мир, 1981.
2. *Lagasse P. E.* Analisis of a dispersionfree guide for elastic waves.– El. Lett., 1972, v. 8, № 15, p. 372–373.
3. *McKenna J., Boyd G., Thurston R.* Plate theory solution for guided fleuxeral acoustic waves along the tip of a wedge.– IEEE Trans. Sonics & Ultrason., 1974, v. SU-21, № 3, p. 178–186.
4. *Бестужева Н. П., Дурова В. И.* О распространении кромочных волн в упругих средах.– Акуст. журн., 1981, т. 27, № 4, с. 487–490.
5. *Викторов И. А.* Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
6. *Морозов А. И., Земляницын М. А.* Акустоэлектрический зонд для индикации упругих поверхностных волн.– Физика техн. полупроводников, 1972, т. 6, № 11, с. 2298–2300.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступило в редакцию
9.VIII.1983

УДК 534.21

О КОЭФФИЦИЕНТАХ ПРОЗРАЧНОСТИ И ОТРАЖЕНИЯ СЛОЕВ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Гитис М. Б., Шенкер А. А.

Во многих задачах излучения и приема ультразвуковых монохроматических сигналов для согласования входных и выходных сопротивлений пьезоэлектрической пластины и акустических нагрузок широко применяются различного рода переходные слои [1]. Зачастую такие слои применяются и в устройствах, работающих в импульсном режиме, если сигналы представляют собой радиоимпульсы с достаточно плавной огибающей, т. е. их спектральная плотность имеет четко выраженный максимум на несущей частоте. Согласование сред с помощью слоев даже для импульсных узкополосных сигналов имеет целый ряд особенностей.