АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 5, с. 696–699

УДК 534.231.1:548

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИКА С ПОЛОСТЯМИ В ПОЛЯРИЗУЮЩЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

© 2003 г. Н. С. Шевяхов

Институт радиотехники и электроники РАН
432011 Ульяновск, ул. Гончарова 48
E-mail: ufire@mv.ru

Поступила в редакцию 29.01.2002 г.

Обсуждается влияние внешнего поляризующего электрического поля на распространение сдвиговых волн в центросимметричном кристалле с электрострикцией, содержащем хаотично распределенные с низкой плотностью параллельные цилиндрические полости (пóры). Принимается, что волны поляризованы вдоль образующих полостей и распространяются в плоскости изотропии упругих свойств ортогонально осям полостей, а внешнее поле является аксиальным. Показана возможность эффективного управления распространением сдвиговых волн поляризующим полем в случае, когда поверхности полостей металлизированы.

Известный способ управляющего воздействия на акустический тракт твердотельных акустоэлектронных устройств основывается на использовании явления электрострикции. Так, статическим поляризующим полем можно заметно менять скорость распространения объемных [1] и поверхностных [2] акустических волн (ПАВ) в центросимметричных кристаллах с высокой диэлектрической проницаемостью, а посредством СВЧ-излучения осуществлять генерацию ПАВ [3, 4] или параметрически возбуждать акустические колебания диэлектрических резонаторов [5]. Показано также [6], что посредством индуцируемого, а следовательно, управляемого внешним полем "пьезоэффекта" [7, 8] электрострикция позволяет существенно влиять и на характер рассеяния акустических волн одиночными неоднородностями в центросимметричных кристаллах типа $BaTiO_3$. Открывающаяся при этом возможность управления акустическим рассеянием представляется перспективной для разработки искусственных (композиционных) сред, эффективные акустические свойства которых существенно предопределялись бы рассеянием акустических волн на неоднородностях материала, контролируемым внешним поляризующим полем.

Несмотря на то, что последние годы ознаменовались повышенным вниманием к эффективным свойствам гетерофазных пьезоэлектрических сред [9–10], остается совершенно неясным, насколько эффективно и как именно управляемое через посредство индуцируемого "пьезоэффекта" акустическое рассеяние отразится на характеристиках искусственного материала с электрострикцией. В настоящей статье с привлечением результатов скалярной теории многократного рассеяния [11] и работы [6] дано описание свойств такого рода искусственной среды, представляющей диэлектрический кристалл, пронизанный параллельными полостями одинакового радиуса R. Как и в [6], будем полагать, что оси полостей совпадают с направлением одной из осей кристаллографической симметрии параэлектрика кубической системы и вдоль них приложено внешнее поляризующее поле $\mathbf{E}_0$. Распространение сдвиговой волны с аксиальным смещением частиц $\mathbf{u} \parallel \mathbf{E}_0$ происходит в плоскости изотропии упругих свойств кристалла, ортогональной осям полостей.

Принятая геометрия распространения обеспечивает сохранение типа волны при ее рассеянии каждой из полостей, что является необходимым условием применимости скалярной теории многократного рассеяния [11]. Другим требованием, выражающим достаточную слабость акустического перерассеяния волн полостями и возможность использования приближения низких кратностей рассеяния, является ограничение: $kd \gg 1$, где k – волновое число для сдвиговых волн в однородном диэлектрике, d – среднее расстояние между полостями. Оно же, фактически, служит оправданием для того, чтобы пренебречь при рассеянии взаимным индукционным влиянием пьезополяризационных зарядов, возникающих на границах полостей[1]. Действительно, из асимптотики однократно рассеянного поля в дальней волновой зоне [6] следует факт его спадания по зако-

[1] Случай $k\bar{d} \sim 1$, когда существенно взаимное влияние пьезополяризационных зарядов, соответствует качественно обсуждавшейся в [12] слабой локализации волны случайными неоднородностями в непроводящих пьезоэлектриках.

ну $1/\sqrt{kr}$, тогда как потенциал электрического поля пьезополяризационных зарядов, даже для наименее слабо спадающего дипольного члена, ослабевает как $1/kr$, где по оговоренному требованию $kr \gg 1$, r – расстояние от оси полости.

Для реализации управления характеристиками среды посредством рассеяния принимаемое случайное распределение полостей наиболее отличается от оптимального из-за отсутствия когерентной составляющей в фазах складываемых колебаний перерассеиваемых полей. Соответственно потери, вносимые рассеянием и снижающие качество материала, здесь особенно велики. Вместе с тем данное обстоятельство означает, что, ориентируясь на такую заведомо "нижнюю" оценку, мы вправе на основе полученных результатов предполагать возможность снижения потерь за счет более упорядоченного расположения полостей.

При низких кратностях рассеяния сдвиговой волны полостями ее эффективное волновое число K для искусственной среды выразится формулой [11]

$$K \simeq k\sqrt{\left[1 + 2\frac{q}{\xi^2}f_s(0)\right]^2 - 4\frac{q^2}{\xi^4}f_s^2(\pi)}, \qquad (1)$$

где $\xi = kR$ – волновой размер, $q = \pi R^2 n_0$ – удельный объем, а n_0 – концентрация полостей. В формулу (1) входят также значения функции рассеяния

$$f_s(\theta) = a_0 + 2\sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos(m\theta) \qquad (2)$$

для полярных углов: $\theta = 0$ – прямое рассеяние, $\theta = \pi$ – обратное рассеяние. Амплитудные коэффициенты a_m парциальных рассеянных волн определяются согласно [6] выражением

$$a_m = -\frac{\xi J_m'(\xi) + m\mathcal{K}^2(1 + \varepsilon_2/\varepsilon_1)^{-1} J_m(\xi)}{\xi H_m^{(1)\prime}(\xi) + m\mathcal{K}^2(1 + \varepsilon_2/\varepsilon_1)^{-1} H_m^{(1)}(\xi)}. \qquad (3)$$

Здесь применены стандартные обозначения цилиндрических функций и их производных, а также обозначено: $\mathcal{K}^2 = a^2E_0^2/16\pi\varepsilon_2\mu^*$ – квадрат коэффициента электромеханической связи, $\mu^* = \mu + a^2E_0^2/16\pi\varepsilon_2$, μ – модуль сдвига диэлектрика, $a \approx \varepsilon_2^2/3$ – коэффициент электрострикции [7, 8], ε_2 – проницаемость диэлектрика, ε_1 – проницаемость газовой среды, заполняющей полости.

Вместе с соотношением $\xi = \xi_0(1 - \mathcal{K}^2)^{1/2}$ (ξ_0 – волновой размер полости при отсутствии поляризующего поля) выражения (1)–(3) позволяют определить эффективные акустические параметры искусственной среды – фазовую скорость сдвиговых волн $V = \omega/\mathrm{Re}(K)$, где ω – циклическая частота, и коэффициент их поглощения $\alpha = \mathrm{Im}(K)$. При фиксированных q, ξ_0 и заданном отношении проницаемостей $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ можно, таким образом, получить зависимости $V = V(E_0)$, $\alpha = \alpha(E_0)$ и оценить эффективность управляющего воздействия поляризующим полем. В представленных ниже расчетах, выполненных для $BaTiO_3$ с параметрами: $\mu = 2 \times 10^{11}$ дин/см^2, $\varepsilon_2 = 5000$, $c_t = 2 \times 10^5$ см/с (c_t – скорость сдвиговых волн в отсутствие поляризующего поля), по условию $kd \gg 1$ принималось $q \ll 1$. Вместе с ограничением $\xi_0 < 1$ это обеспечило необходимую малость однократного рассеяния сдвиговой волны полостями, расположенными в среднем по отношению друг к другу в волновых зонах.

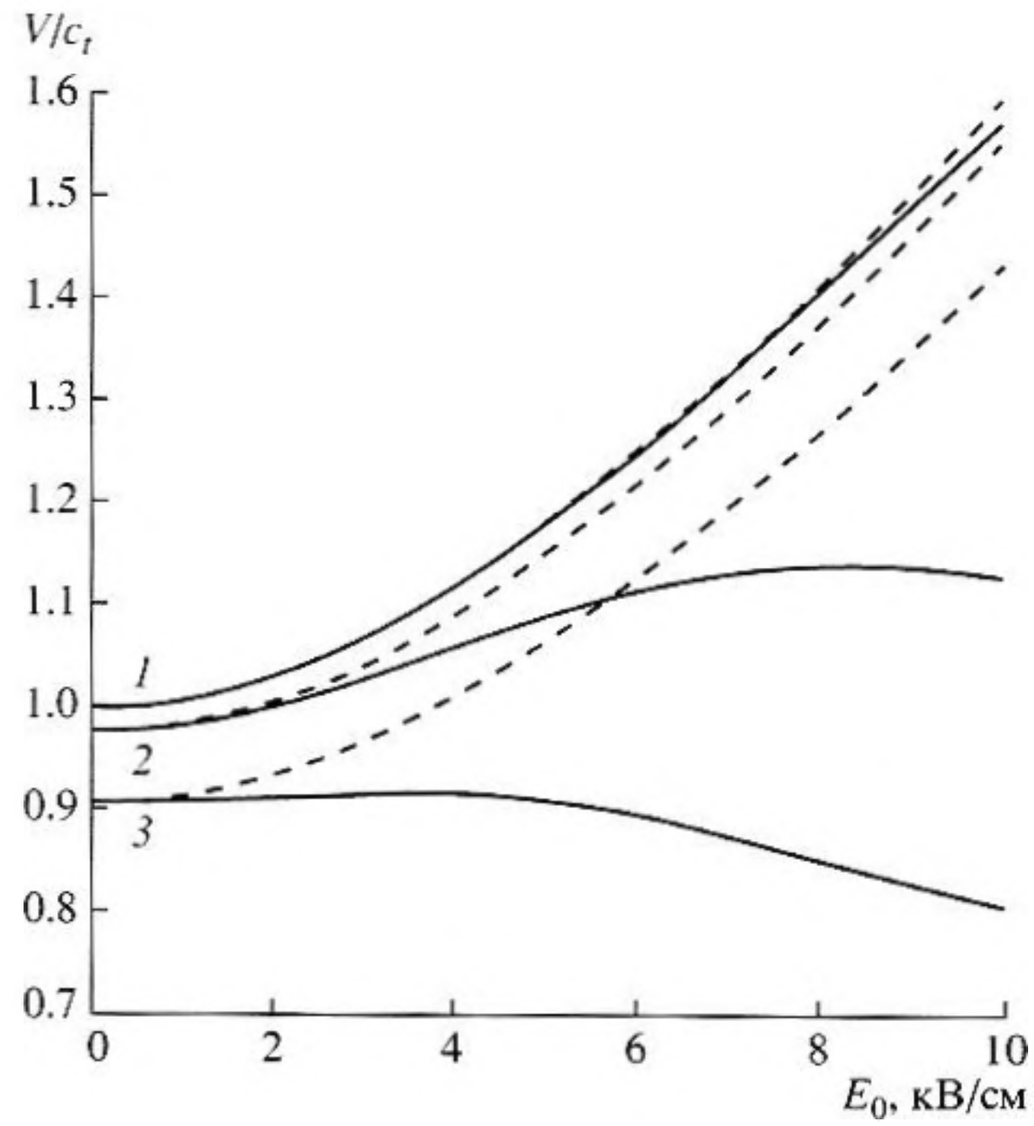

Рис. 1. Зависимость фазовой скорости сдвиговых волн в среде с полостями от поляризующего поля: *1* – $q = 0.01$, *2* – $q = 0.05$, *3* – $q = 0.1$.

На рис. 1 даны типичные кривые зависимостей фазовой скорости сдвиговой волны в среде с полостями от приложенного поляризующего поля, не превышающего напряженность электрического пробоя материала. Частота и радиус полостей выбирались такими, чтобы сохранялось значение $\xi_0 = 0.25$. Сплошные кривые соответствуют случаю металлизированных ($\varepsilon_1 \longrightarrow \infty$) полостей, штриховые кривые – полостям с вакуумом или сильно разреженным газом ($\varepsilon_1 = 1$).

Различие в поведении зависимостей $V(E_0)$ на рис. 1 для сред с металлизированными и неметаллизированными полостями отражает отмечавшу-

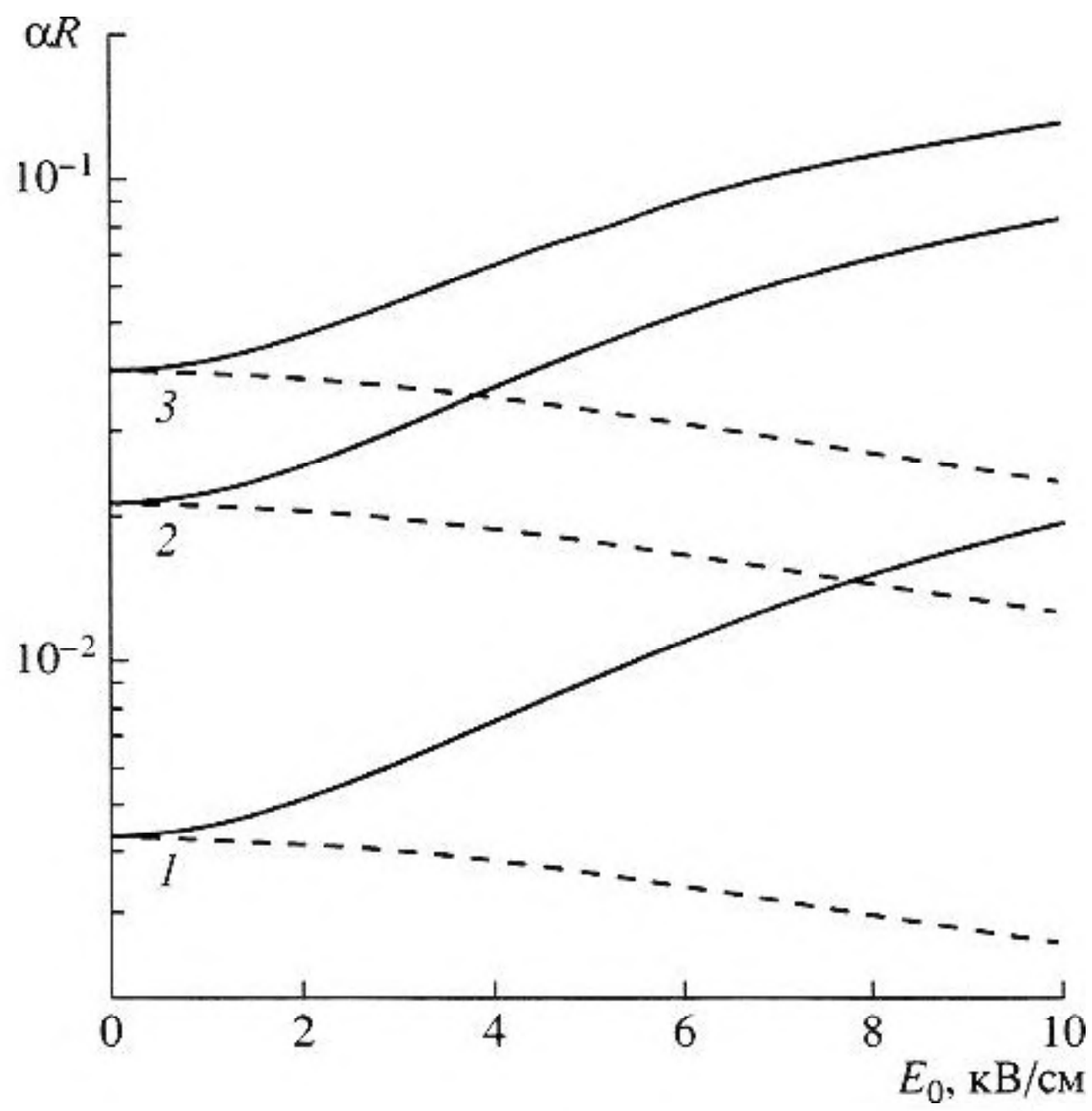

Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания сдвиговых волн в среде с полостями от поляризующего поля: *1* – $q = 0.01$, *2* – $q = 0.05$, *3* – $q = 0.1$.

юся в [6] двойственность проявления поляризующего поля в актах рассеяния. Оно, во-первых, вызывает увеличение модуля сдвига μ до значения μ^* и соответственно приводит к снижению волнового размера ξ полостей. Во-вторых, в силу возможной при $E_0 \neq 0$ реакции на возбуждаемые приграничные электрические колебания рассеяние волн полостями претерпевает качественные изменения, что выражается добавлением вторых слагаемых в числителе и знаменателе формулы (3). Последнее существенно для металлизированных полостей и, напротив, не имеет значения при отсутствии металлизации полостей ввиду весьма малой величины $\mathcal{K}^2(1 + \varepsilon_2/\varepsilon_1)^{-1}$.

При крайне малых значениях q рассеяние неощутимо и различие в свойствах сред с металлизированными и неметаллизированными полостями, естественно, пропадает. Так, кривые *1* рис. 1 практически полностью повторяют параболическую зависимость $V(E_0)$, характерную для волн, распространяющихся в однородном электрострикционном материале [7, 8]. Как следует из общего сдвига вниз штриховых кривых *2*, *3* рис. 1, роль пористости параэлектрика при отсутствии металлизации полостей заключается в "размягчении" среды за счет перфорирования. В этом смысле диэлектрик с индуцированным пьезоэффектом ничем не отличается от обычного непьезоэлектрического материала – результат, согласующийся с представлением о слабом проявлении специфических особенностей пьезоэффекта при рассеянии волны неметаллизированной полостью. Сохранение тенденции роста V с повышением E_0 объясняется при этом кажущимся снижением пористости материала из-за перенормировки ξ.

Заметное для металлизированных полостей влияние приграничных электрических колебаний на рассеяние выразится увеличением поперечного сечения рассеяния полостей [13]. Поэтому поведение сплошных кривых на рис. 1 представляет уже результат совместного действия противоположных факторов – прироста V при увеличении E_0 за счет вызванного перенормировкой ξ снижения рассеяния и снижения V в более сильных поляризующих полях вследствие усиления рассеяния под влиянием приграничных электрических колебаний. В случае очень малых q действие второго, понижающего V фактора проявится только в сильных поляризующих полях и скажется некоторым замедлением темпов роста зависимости $V(E_0)$: сплошная кривая *1* в области сильных поляризующих полей лежит несколько ниже штриховой кривой *1*. При достаточной концентрации металлизированных полостей такое замедление темпов роста зависимости $V(E_0)$, а затем и ее спадание, окажется уже возможным при умеренных (кривая *2*) или слабых (кривая *3*) полях E_0. В последнем случае именно под влиянием качественного изменения в характере рассеяния волн полостями происходит, в основном, формирование эффективных свойств искусственной микронеоднородной среды.

Соответствующие кривым рис. 1 зависимости коэффициента поглощения сдвиговых волн в среде с полостями от поляризующего поля представлены на рис. 2. Видно, что в рассмотренных случаях затухание из-за рассеяния волн оказывается достаточно слабым: $\alpha R < 0.1$. Характерно четкое разделение кривых $\alpha(E_0)$ по определяющему фактору, действующему при рассеянии. Так, для металлизированных полостей вследствие повышения их рассеивающих свойств за счет возбуждения приграничных электрических колебаний зависимости $\alpha(E_0)$, показанные сплошными линиями, всегда нарастают. Штриховые же кривые $\alpha(E_0)$ для неметаллизированных полостей спадают в результате того, что определяющей оказывается перенормировка ξ под влиянием поляризующего поля, приводящая к снижению рассеяния и, соответственно, к снижению потерь при рассеянии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Демиденко А.А., Здебский А.П., Писковой В.Н., Черная Н.С.* Зависимость скорости распространения ультразвука от напряженности электрического поля в веществах с большой диэлектрической проницаемостью // Укр. физ. журн. 1982. Т. 27. № 11. С. 1737–1739.

2. *Гуляев Ю.В., Ермоленко А.В., Зайцев Б.Д., Калинин В.Ю., Синицын Н.И.* Нелинейные электроакустические эффекты при распространении поверхностных акустических волн в танталате стронция // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 154–157.

3. *Балашова Е.В., Шерман А.В.* Возбуждение поверхностных акустических волн в центросимметричном кристалле $SrTiO_3$ // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 2. С. 108–112.

4. *Бурлак Г.Н., Пустыльник Т.Н.* Параметрическое возбуждение акустических волн Лява СВЧ электрическим полем // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 2. С. 307–308.

5. *Белокопытов Г.В., Семененко В.Н., Чистяев В.А.* Резонансное стрикционное параметрическое возбуждение при многочастотной накачке // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 4. С. 417–424.

6. *Шевяхов Н.С.* О влиянии поляризующего поля на рассеяние сдвиговой волны полостью в диэлектрике // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 1. С. 136–138.

7. *Пекар С.И.* Электрон-фононное взаимодействие, пропорциональное внешнему приложенному полю, и усиление звука в полупроводниках // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. № 2(8). С. 621–629.

8. *Гуляев Ю.В.* К вопросу об электрон-фононном взаимодействии, пропорциональном внешнему приложенному полю // ФТТ. 1967. Т. 9. № 6. С. 1816–1818.

9. *Ce-Wen Nan, Fu-Sheng Jin.* Multiple-scattering approach to effective properties of piezoelectric composites // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. № 12. P. 8578–8582.

10. *Lacour O., Lagier M.* Effect of dynamic fluid compressibility and permeability on porous piezoelectric ceramics // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 96. № 6. P. 3548–3557.

11. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 308 с.

12. *Гитис М.Б., Гуляев Ю.В., Чайковский И.А.* Локализация связанных волн в случайно-неоднородных средах // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 6. С. 1370–1371.

13. *Шевяхов Н.С.* О полном сечении рассеяния поперечной волны полостью в гексагональных и тетрагональных пьезоэлектриках // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 855–857.

Acoustic Properties of a Dielectric with Cavities in a Polarizing Electric Field

N. S. Shevyakhov

The effect of an external polarizing electric field on the shear wave propagation in a centrosymmetric crystal with electrostriction, whose body is penetrated with parallel cylindrical cavities (pores), is considered. The cavities are distributed throughout the crystal at random and with a low density. The waves are assumed to be polarized along the cavity generatrices, and the wave propagation occurs in the elastic isotropy plane, which is orthogonal to the cavity axes. The external field is assumed to be an axial one. A possibility to control the propagation of shear waves by the polarizing field is demonstrated for the case of metallized cavity surfaces.