

7. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1983. 238 с.
8. Красильников В. А., Крылов В. В. Введение в физическую акустику. М.: Наука, 1984. 400 с.
9. Брезовских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
10. Содха М. С., Гхатак А. К. Неоднородные оптические волноводы. М.: Связь, 1980. 216 с.
11. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1962. 236 с.

БелНИИС НПО Белстройнаука
Госстроя БССР

Поступило в редакцию
24.V.1988

НИИ прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко
при Белгосуниверситете им. В. И. Ленина

УДК 534.232.082.74

КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ОКСИ ЦИНКА

Кенигсберг Н. Л.

В настоящее время при физических исследованиях, а также при создании акусто-электронных приборов широкое применение нашли пьезоэлектрические преобразователи на основе пленок окиси цинка, так как монокристаллы окиси цинка обладают достаточно высокими коэффициентами электромеханической связи K и высокой кристаллографической симметрией, позволяющей реализовать эти значения K не только в монокристаллических, но и поликристаллических текстурированных пленках. В работах, посвященных методам приготовления высокоэффективных тонкопленочных пьезоэлектрических преобразователей, например [1-4], обычно устанавливалось соответствие величин \bar{K}_l — для продольной поляризации и \bar{K}_s — для поперечной поляризации углам ($2\delta_0$) рассеяния текстуры, т. е. углам разориентации оси [001] кристаллитов пленки вокруг заданного направления, которое принято задавать углом θ относительно нормали к плоскости пленки. Было показано, что при $2\delta_0 < 10^\circ$ значения \bar{K}_l достигают 90% от значений K_l монокристаллов. Однако, как исключение из указанного выше соответствия, в отдельных преобразователях, описанных в работе [2], при $2\delta_0 \approx 20^\circ$ значения \bar{K}_l также достигали 90% от значений K_l монокристаллов при отсутствии различия в других контролируемых параметрах, таких как размер кристаллитов, величина микронапряжений, параметр кристаллической решетки и удельное электросопротивление. Этот факт заставил автора данной работы провести расчет значений \bar{K}_l и \bar{K}_s в зависимости от степени совершенства текстуры.

В данной работе приведены результаты расчета значений \bar{K}_l и \bar{K}_s при заданном распределении кристаллитов по направлениям осей [001], т. е. при заданной степени совершенства текстуры. Данные о степени совершенства текстуры в пленках окиси цинка, описанных в работе [2], были получены путем регистрации на рентгеновском дифрактометре интенсивности I дифракционной линии при повороте образцов относительно брэгговской нормали на угол $\pm\delta$ [5]. Обработка этих дифрактограмм показала, что профиль кривой $I(\delta)$ описывается функцией $I = I_0 \exp(-\text{tg}^2 \delta / 2\Delta^2)$, где $\Delta = \text{tg} \delta_0$, а δ_0 — полуширина кривой $I(\delta)$ на уровне I_0/\sqrt{e} . При расчете коэффициентов электромеханической связи текстурированных пленок были использованы результаты работ [6, 7], в которых были получены значения K_l и K_s в зависимости от угла θ наклона оси [001] в монокристаллической пластине.

Для текстурированных пленок среднее значение \bar{K}_l при заданном значении θ рассчитывалось по формуле

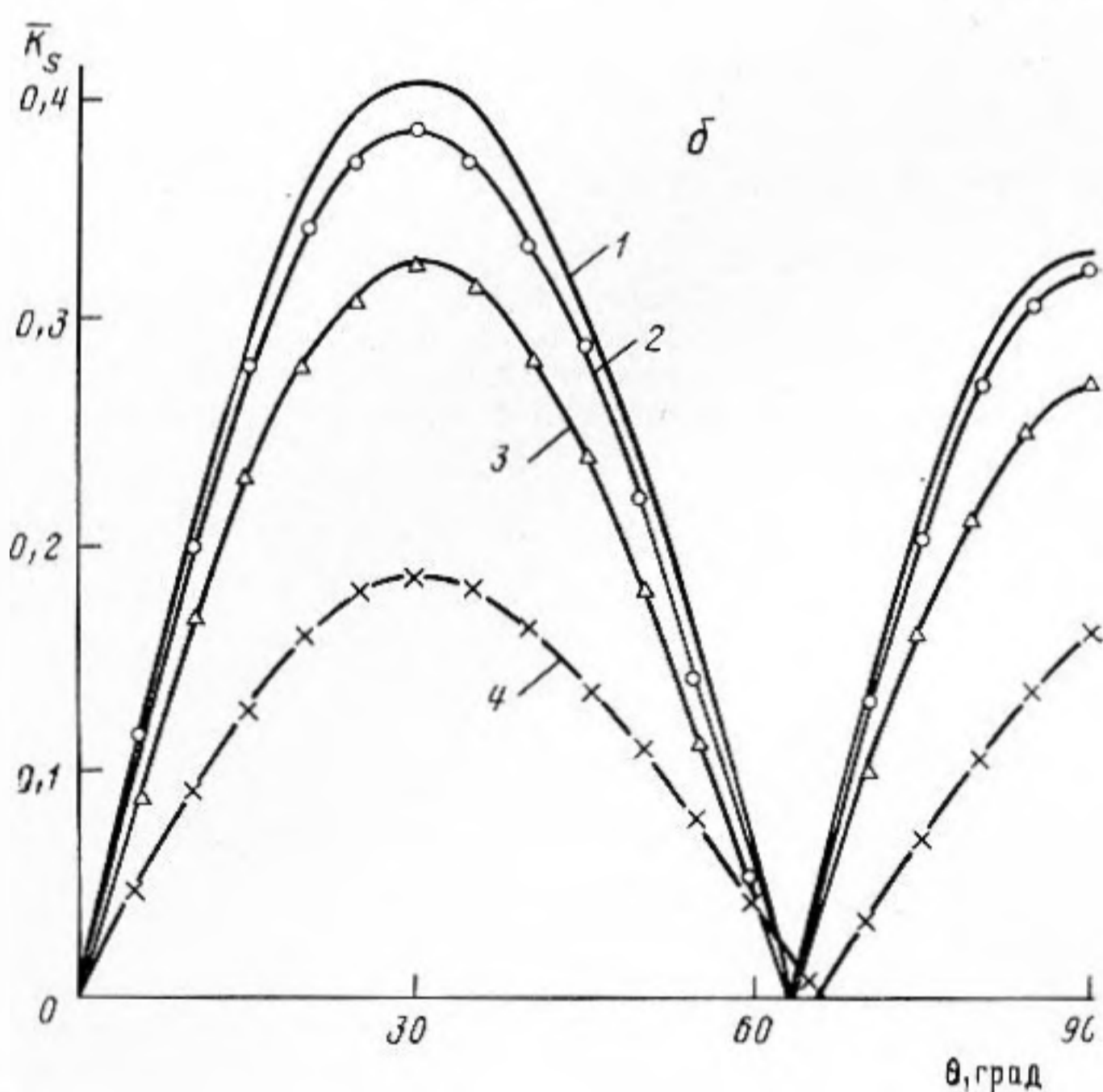
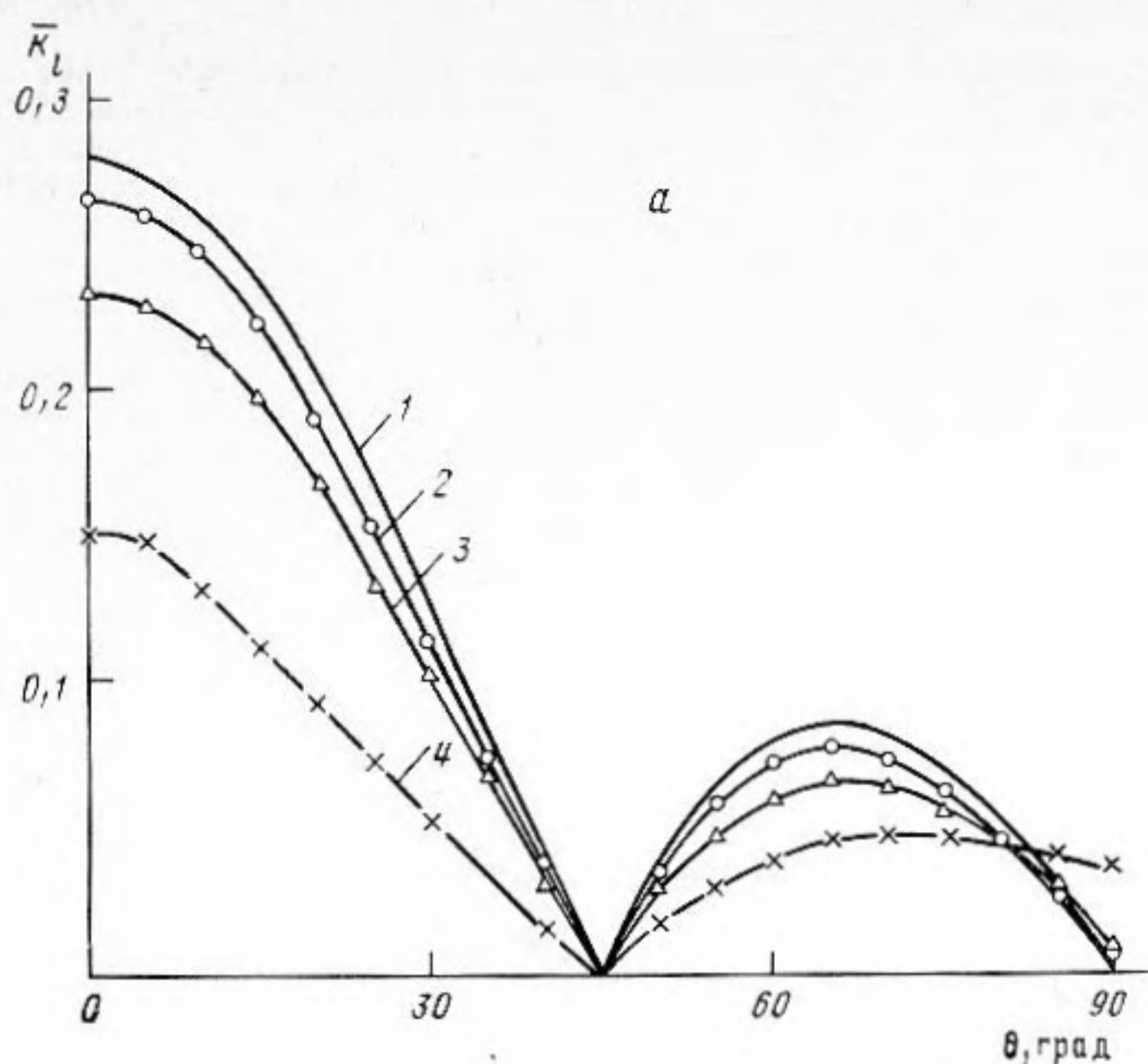
$$\bar{K}_l(\theta) = \frac{1}{N(\theta)} \int_0^{\frac{\pi}{2}} K_l(\theta') \sin \theta' d\theta' \int_0^{\pi} \frac{d\Phi}{\cos^3 \delta} e^{-\frac{1}{2\Delta^2 \cos^2 \delta}}.$$

Здесь

$$N(\theta) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta' d\theta' \int_0^{\pi} \frac{d\Phi}{\cos^3 \delta} e^{-\frac{1}{2\Delta^2 \cos^2 \delta}},$$

$$\cos \delta = \cos \theta' \cos \theta + \sin \theta' \sin \theta \cos \Phi,$$

Φ — угол между проекциями на плоскость пленки оси текстуры и оси [001] отдельного кристаллита.



Зависимость коэффициентов электромеханической связи K_L (а) и K_S (б) в текстурированных пленках окиси цинка от угла θ наклона оси текстуры относительно нормали к плоскости пленки при различных значениях параметра Δ , характеризующего степень несовершенства текстуры: 1 — монокристаллические пленки; 2 — $\Delta=0,1$; 3 — $\Delta=0,2$; 4 — $\Delta=0,4$

При расчете значений K_S учитывалось наличие двух поляризаций:

$$K_S(\theta) = \frac{1}{N(\theta)} \int_0^{\frac{\pi}{2}} K_S(\theta') \sin \theta' d\theta' \int_0^{\pi} \frac{\cos \Phi d\Phi}{\cos^3 \delta} e^{-\frac{1}{2\Delta^2 \cos^2 \delta}}$$

Использованные при расчете численные значения коэффициентов связи $K_L(\theta) = e_{33}/\sqrt{c_{33}e_{33}}$ и $K_S(\theta) = e_{35}/\sqrt{c_{35}e_{33}}$ были взяты из работы [7], e_{33} , e_{35} , c_{33} , c_{35} , e_{33} — соответственно эффективные значения пьезоконстант, констант упругости и диэлектрической проницаемости.

На фигуре приведены результаты расчета в виде графиков зависимости модулей \bar{K}_l (а) и \bar{K}_s (б) от угла θ для пленок с различной степенью совершенства текстуры. Из графиков видно, что для пленок с $\Delta=0,1$ при $\theta=0^\circ$ значения \bar{K}_l должны составлять $\sim 95\%$ от значений K_l монокристаллов, а при $\Delta=0,2$ — значения $\bar{K}_l=0,84K_l$.

Характерные для пленок окиси цинка с $\theta=0^\circ$ значения $2\delta_s < 17^\circ$, определенные из экспериментальных кривых $I(\delta)$ по уровню $I_0 \cdot 10^{-2}$, соответствуют значениям $\Delta < 0,05$, так как $\text{tg } \delta_s \approx 3\Delta$. В пленках с наклонной осью текстуры, когда $\theta \neq 0^\circ$, при увеличении θ до $\theta \approx 50^\circ$ угол рассеяния текстуры возрастал до значения $2\delta_s \approx 40^\circ$ — соответственно, характерными значениями Δ были $0,1 < \Delta < 0,2$. Как уже отмечалось выше, значения $\bar{K}_l \approx 0,9K_l$ при $0,05 < \Delta < 0,1$ были получены как исключение для единичных преобразователей, а при $0,1 < \Delta < 0,2$ значения \bar{K}_l и \bar{K}_s снижались до 60% от расчетных значений коэффициентов монокристалла.

Таким образом, расчетные значения коэффициентов электромеханической связи текстурированных пленок существенно больше, чем измеренные значения коэффициентов связи. Однако необходимо отметить, что использованная в работе модель распределения кристаллитов по направлениям осей [001] не учитывала факта полярности оси [001], т. е. подразумевалось, что в пленке отсутствуют кристаллиты с диаметрально противоположными направлениями полярной оси [001]. Так как наличие кристаллитов с такими направлениями осей существенно влияет на величину \bar{K} , необходимость проверки направления полярной оси совершенно очевидна.

В заключение автор выражает признательность Невелеву А. Я. за помощь в экспериментальной части работы и Булгакову А. А. за помощь в расчетной части работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Larson J. D., Winslow D. K., Zitelli L. T. RF diode sputtered ZnO transducer // IEEE Trans. 1972. V. SU-19. № 1. P. 18–22.
2. Глобин Г. М., Кенигсберг Н. Л., Тараканов В. В., Чернец А. Н. Тонкопленочные преобразователи из окиси цинка для возбуждения продольных и поперечных гиперзвуковых волн // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 2. С. 317–319.
3. Ohya K., Tohda T., Wasa K., Hayakawa S. Highly oriented ZnO films by RF sputtering of hemispherical electrode system // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 4. P. 1726–1728.
4. Гранкин И. М., Кальная Г. И., Прицепя Н. М. Высокоориентированные пленки оксида цинка // Изв. АН СССР. Неорг. мат. 1982. Т. 18. № 5. С. 820–824.
5. Иванова Т. И., Кенигсберг Н. Л., Королюк А. П., Невелев А. Я. Структура пленок окиси цинка // МРС ВИМИ. Техника, технология, экономика. Сер. ЭР. 1983. № 21.
6. Gibson R. W. Cadmium sulphide ultrasonic transducers // Electronics letters. 1966. V. 2. № 6. P. 213–214.
7. Foster N. F., Coquin G. A., Rozgonyi J. A., Vannatta F. A. CdS and ZnO thin-film transducers // IEEE Trans. 1968. V. SU-15. № 1. P. 28–41.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук УССР

Поступило в редакцию
29.XII.1987

УДК 534

АКУСТИЧЕСКИЕ АВТОВОЛНЫ В СВЕТОПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Боломенский Ал. А.

В среде, поглощающей проникающее излучение (для определенности положим оптическое излучение), возможны усиление и генерация звука за счет механизма, не связанного с внешней модуляцией объемных тепловых источников, необходимой при термооптической генерации звука [1] или интерференцией световых волн, имеющей место при эффектах ВРМБ [2, 3] или оптическом смешении [4]. Рассматриваемый автоволновой механизм обусловлен обратной связью, возникающей за счет модуляции коэффициента поглощения света (и тем самым тепловыделения в среде) самой звуковой волной [5]. Результирующее нарастание малых звуковых возмущений происходит при превышении порогового значения по интенсивности света, пропорционального затуханию звука. В данной работе показано, что при входе в активную область плоской периодической звуковой волны благодаря акустической нелинейности происходит высокочастотное обогащение ее спектра, амплитуда волны выходит на насыщение, при этом волна переходит в стационарную. Для акустического импульса после образования разрыва амплитуда и длительность в рамках принятого приближения слабых ударных волн неограниченно возрастают, что указывает на возможные разрушения конденсированной среды.

Методом медленно меняющегося профиля для возмущений плотности среды из системы уравнений гидродинамики выведено нелинейное уравнение, которое отличается от рассматривавшихся ранее [6, 7] учетом эффекта усиления. В нормированных безразмерных переменных оно имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} - u \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} \right) = \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial (\psi u)}{\partial \theta}, \quad (1)$$