

Академик АН УССР С. И. ПЕКАР, А. А. ДЕМИДЕНКО, А. П. ЗДЕБСКИЙ,
В. Н. ПИСКОВОЙ, Н. С. ЧЕРНАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ С УЧЕТОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Исследование электромеханических свойств сегнетоэлектриков в параэлектрической фазе вблизи точки Кюри указывает на необходимость учета диэлектрической нелинейности при расчете электрострикционного ^(1, 2) коэффициента электромеханической связи k ^(3, 4). Выражение для k может быть представлено в виде

$$\frac{k^2}{1-k^2} = \frac{\alpha^2 \epsilon_{ст}^2 \epsilon_p E_0^2}{4\pi \Lambda^D}. \quad (1)$$

Формула (1) соответствует продольным колебаниям изотропного стержня, возбуждаемых продольным полем вида $E_0 + E_1(t)$, где E_0 — статическое, а $E_1(t)$ — колеблющееся поле. Здесь $\epsilon_{ст}$ и $\epsilon_p = \partial(\epsilon_{ст}E)/\partial E$ — статическая и реверсивная (дифференциальная) диэлектрические проницаемости соответственно, Λ^D — модуль Юнга при постоянной индукции D_0 . Электрострикционная постоянная α является коэффициентом при линейном члене разложения обратной диэлектрической проницаемости по продольной деформации. Введенные в ⁽¹⁾ стрикционные постоянные g_1 и g_2 связаны с α соотношением

$$\alpha = \frac{1}{\epsilon_{ст}} [g_1(1-2\nu) + g_2], \quad (2)$$

где ν — коэффициент Пуассона.

Согласно экспериментальным данным, электрострикционная постоянная α мало отличается для различных веществ, когда ϵ изменяется в широких пределах. Это согласуется с приближенной оценкой параметров g_1 и g_2 по формуле Лорентц — Лоренца, согласно которой $g_1 \sim \epsilon_{ст}/3$, а g_2 не может превысить эту величину ^(1, 2).

В случае, когда можно пренебречь полевой зависимостью коэффициентов в правой части (1) (при этом $\epsilon_{ст} = \epsilon_p = \epsilon_0$), $k^2/(1-k^2) \sim \epsilon_0^3 E_0^2$. Эта зависимость, первоначально полученная в ⁽¹⁾ и подтвержденная нашими экспериментальными данными, показывает, что для реализации больших коэффициентов электромеханической связи следует выбирать вещества с большим ϵ и прикладывать большие поля E_0 . К веществам с большой диэлектрической проницаемостью относятся прежде всего сегнетоэлектрики вблизи температуры фазового перехода. Однако, как известно, именно в этой области температур особенно существенна диэлектрическая нелинейность, которую необходимо учитывать при определении зависимости $k(E_0)$. Полагая, что

$$\epsilon_{ст} = \epsilon_0(1 + \xi E_0^2), \quad (3)$$

и ограничиваясь полями E_0 , при которых $\xi E_0^2 \ll 1$, из (1) получим

$$\frac{k^2}{1-k^2} \simeq \frac{\alpha^2 \epsilon_0^3 (1 + 5\xi E_0^2)}{4\pi \Lambda^D} E_0^2. \quad (4)$$

Для экспериментальной проверки соотношения (4) мы исследовали полевые зависимости k , Λ^D , ϵ_p на поликристаллических твердых растворах $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ в парафазе, где в отсутствие поля E_0 пьезоэффект не обнаруживался. Величины k и Λ^D измеряли на образцах в виде стержней по частотам резонанса и антирезонанса и величинам полного комплексного со-

противления на этих частотах ⁽⁴⁾. Одновременно на вырезанных из тех же материалов пластинах определяли электрострикционные константы α по зависимости ϵ_0 от одноосного механического давления по методике, предложенной в ⁽⁵⁾. Из экспериментально измеренной полевой зависимости $\epsilon_p \approx \epsilon_0(1 + 3\xi E_0^2)$ определяли постоянную ξ . Зависимость α и Λ^D от электрического поля для выбранных образцов оказалась значительно менее существенной, чем зависимость ϵ_p от E_0 , что подтверждает общие заключе-

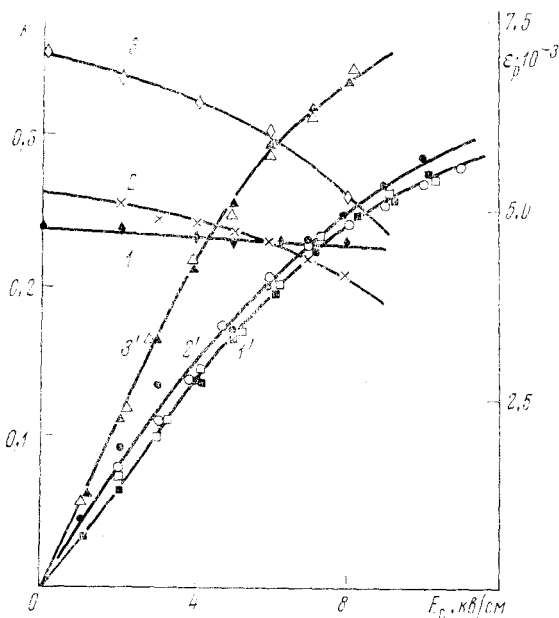


Рис. 1. Полевые зависимости ϵ_p (1—3) и k (1'—3'); 1, 1' — вещество $\text{Ba}_{0.81}\text{Sr}_{0.19}\text{TiO}_3$, $t - t_c = 33^\circ$, $\epsilon_0 = 4.75 \cdot 10^3$, $\Lambda^D = 1.74 \cdot 10^{12}$ дн·см⁻², $\xi = 0.44 \cdot 10^{-3}$ см²·кВ⁻²; 2, 2' — $\text{Ba}_{0.81}\text{Sr}_{0.19}\text{TiO}_3$, $t - t_c = 23^\circ$, $\epsilon_0 = 5.15 \cdot 10^3$, $\Lambda^D = 1.34 \cdot 10^{12}$ дн·см⁻², $\xi = 0.66 \cdot 10^{-3}$ см²·кВ⁻²; 3, 3' — $\text{Ba}_{0.74}\text{Sr}_{0.26}\text{TiO}_3$, $t - t_c = 17^\circ$, $\epsilon_0 = 7.11 \cdot 10^3$, $\Lambda^D = 1.67 \cdot 10^{12}$ дн·см⁻², $\xi = 1.37 \cdot 10^{-3}$ см²·кВ⁻². Для всех образцов $\alpha = 0.13$

ния, сделанные выше на основе закона Лорентц — Лоренца для α , и аналогичные соображения для Λ^D , приведенные в ⁽⁶⁾. Поправка к Λ^D от E_0 (упругодиэлектрическая нелинейность) для исследуемых веществ не превышала нескольких процентов.

Полевые зависимости ϵ_p и k , соответствующие различным образцам и температурам, представлены на рис. 1. Данные измерений $\epsilon_p(E_0)$ изображены кривыми 1—3 в порядке возрастания диэлектрической нелинейности. Точки на кривых 1'—3' соответствуют измерениям $k(E_0)$ по методу резонанса — антирезонанса, кривые соответствуют расчетным значениям $k(E_0)$ по формуле (4) с использованием стрикционных констант α , измеренных по зависимости ϵ_0 от давления, и величин ϵ_0 , Λ^D , ξ , приведенных в подписи к рис. 1.

Хорошее согласие результатов, полученных двумя независимыми методами, свидетельствует о справедливости предложенного для расчета $k(E_0)$ соотношения (4), описывающего коэффициент электромеханической связи при наличии диэлектрической нелинейности. Анализ экспериментальных данных показывает, что расчет k по формуле (4) без учета диэлектрической нелинейности ($\xi = 0$) приводит к погрешности, достигающей 50% при поле $E_0 = 1 \cdot 10^4$ в/см.

Институт полупроводников
Академии наук УССР
Киев

Поступило
23 I 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. И. Пекар, ЖЭТФ, т. 49, 621 (1965). ² А. А. Демиденко, С. И. Пекар и др., Там же, т. 52, 715 (1967). ³ В. А. Иваненко, С. И. Пекар и др., Проблемы диэлектрической электроники под ред. акад. С. А. Азимова, «ФАН», Ташкент, 1974. ⁴ А. А. Демиденко, В. Н. Писковой, УФЖ, т. 29, 1975. ⁵ А. А. Демиденко, П. К. Жабитанко и др., Укр. физ. журн., т. 18, 154 (1973). ⁶ Ю. А. Кукибин, В. Н. Писковой, ФТТ, т. 9, 2215 (1967).