

06

Материальные константы тонких пленок титаната бария

© В.Б. Широков^{1,2}, В.В. Калинин^{1,2}, Р.А. Шаховой^{2,3}, Ю.И. Юзюк²

¹ Южный научный центр РАН,
Ростов-на-Дону, Россия

² Южный федеральный университет,
Ростов-на-Дону, Россия

³ CNRS, SEMHTI UPR 3079, University of Orléans,
Orléans, France

E-mail: shirokov-vb@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 3 февраля 2015 г.)

Нелинейные свойства титаната бария приводят к изменению материальных постоянных линейных уравнений пьезоэффекта для тонких пленок. На основе потенциала Ландау феноменологической теории исследовано поведение материальных постоянных монокристаллических тонких пленок титаната бария при комнатной температуре в зависимости от величины вынужденной деформации. Большинство материальных постоянных при изменении деформации испытывают аномалии на границах фаз. Внутри r -фазы некоторые упругие и электроупругие постоянные достигают экстремума. Полученные результаты позволяют определить направление поиска для получения пленок с необходимыми свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 14-19-01676.

1. Введение

Разработка и миниатюризация практических устройств на основе сегнетоэлектриков [1–3] приводит к необходимости выполнения численных расчетов по оптимизации их рабочих параметров. С уменьшением размеров и усложнением геометрии конструкции это становится все более актуально. Одним из ключевых моментов проектирования является подбор материалов, обладающих необходимыми свойствами. Материальные постоянные многих сегнетоэлектриков определены из экспериментов на объемных образцах. В тонких пленках из-за разной величины теплового расширения пленки и подложки возникают большие деформации. Для нелинейных материалов, какими являются сегнетоэлектрики, большие деформации приводят к значительному изменению свойств вплоть до появления новых фазовых состояний. Моделирование электромеханических свойств сегнетоэлектрических тонких пленок на основе нелинейных термодинамических моделей [4] позволяет исследовать изменения материальных постоянных.

Оптимизация рабочих параметров в большинстве случаев основана на численных расчетах в рамках линейных уравнениях пьезоэффекта [5,6]. Уравнения пьезоэффекта представляют собой линейную связь между переменными состояниями и внешними параметрами. Фиксирование внешних параметров определяет состояние, вблизи которого можно переписать уравнения пьезоэффекта. Материальные постоянные, в силу линейности уравнений, при этом не изменяются. Для нелинейной системы переходят к линеаризованным уравнениям. Количественно линейные уравнения будут иметь ограниченную область описания по величине внешнего воздействия, определяемую степенью нелинейности системы.

2. Материальные постоянные титаната бария

Описание нелинейных свойств сегнетоэлектриков основано на термодинамическом потенциале феноменологической теории фазовых переходов

$$\begin{aligned} \Phi = & G(p_1, p_2, p_3) - Q_{11}(t_1 p_1^2 + t_2 p_2^2 + t_3 p_3^2) \\ & - Q_{44}(t_4 p_2 p_3 + t_5 p_1 p_3 + t_5 p_1 p_2) \\ & - Q_{12}(t_1(p_2^2 + p_3^2) + t_2(p_1^2 + p_3^2) + t_3(p_1^2 + p_2^2)) \\ & - \frac{1}{2} s_{11}(t_1^2 + t_2^2 + t_3^2) - \frac{1}{2} s_{44}(t_4^2 + t_5^2 + t_6^2) \\ & - s_{12}(t_1 t_2 + t_1 t_3 + t_2 t_3), \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $G(p_1, p_2, p_3)$ — потенциал Ландау, p_i — компоненты вектора поляризации, t_k — тензоры напряжений в обозначениях Фойгта. Для титаната бария $G(p_1, p_2, p_3)$ является потенциалом восьмой [7,8] или шестой [9] степени по компонентам поляризации, инвариантный относительно кубической группы симметрии высокосимметричной фазы

Решением уравнений состояния

$$\begin{cases} E_i = \frac{\partial \Phi}{\partial p_i}, \\ u_k = -\frac{\partial \Phi}{\partial t_k} \end{cases} \quad (2)$$

находятся все возможные равновесные (основные) состояния. Для объемного материала при отсутствии внешних сил задача сводится к решению первого уравнения (2). Второе уравнение в этом случае является определением спонтанных деформаций. Материальные постоянные находятся линеаризацией уравнений

Материальные постоянные монокристалла титаната бария. Вычисления на основе потенциалов [7–9] выполнены для комнатной температуры при значениях $Q_{11} = 0.1106$, $Q_{12} = -0.0442$, $Q_{44} = 0.0585$, m^4/C^2 , $s_{11} = 8.33$, $s_{12} = -2.68$, $s_{44} = 9.24$, $10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$

Постоянная	Эксперимент				Расчет		
	[10]	[11]	[12]	[13]	[7]	[8]	[9]
ϵ_{11}^S	1977	1404	1980	1985	2002	1834	1873
ϵ_{33}^S	112	85	48	116	112	90	112
e_{15} , C/m^2	21.3	35.5	32.6	26.4	29.2	26.7	27.8
e_{31}	-2.69	-3.99	-3.88	0.24	-1.13	-0.91	-1.15
e_{33}	3.65	1.94	5.48	6.96	6.12	4.89	6.23
c_{11}^E , 10^{12} N/m^2	0.275	0.242	0.211	0.327	0.171	0.172	0.171
c_{12}^E	0.179	0.128	0.107	0.233	0.081	0.081	0.081
c_{13}^E	0.152	0.123	0.114	0.196	0.089	0.087	0.089
c_{33}^E	0.165	0.148	0.160	0.199	0.135	0.143	0.134
c_{44}^E	0.054	0.055	0.0562	0.065	0.061	0.064	0.061
c_{66}^E	0.113	0.120	0.127	0.107	0.108	0.108	0.108

состояния (2) при фиксированных внешних условиях. В уравнениях пьезоэффекта после введения поляризации (замены индукции $D = \epsilon_0 E + p$) относительная диэлектрическая проницаемость меняется на единицу. Для сегнетоэлектриков с большим значением диэлектрической проницаемости мы будем пренебрегать этим различием. Поэтому уравнения пьезоэффекта запишем в виде

$$\begin{cases} p_i = e_{i,k} u_k + \epsilon_0 \epsilon_{i,j}^S E_j, \\ t_m = c_{m,k}^E u_k - e_{i,m} E_i. \end{cases} \quad (3)$$

Отсюда для тетрагональной фазы титаната бария, $p_1 = 0$, $p_2 = 0$, $p_3 = P_s$, будем иметь следующий набор постоянных

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{11}^S} &= \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{22}^S} = \frac{\partial^2 G}{\partial p_1^2} + \frac{Q_{44}^2}{s_{44}} P_s^2, \\ \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{33}^S} &= \frac{\partial^2 G}{\partial p_3^2} + \left(\frac{4}{3} \frac{(Q_{11} + 2Q_{12})^2}{s_{11} + 2s_{12}} + \frac{8}{3} \frac{(Q_{11} - Q_{12})^2}{s_{11} - s_{12}} \right) P_s^2. \\ e_{15} &= e_{24} = \epsilon_0 \epsilon_{11}^S \frac{Q_{44}}{s_{44}} P_s, \\ e_{31} &= e_{32} = 2\epsilon_0 \epsilon_{11}^S (Q_{11} c_{12} + Q_{12} (c_{11} + c_{12})) P_s, \\ e_{33} &= 2\epsilon_0 \epsilon_{11}^S (Q_{11} c_{11} + 2Q_{12} c_{12}) P_s. \\ c_{11}^E &= c_{22}^E = c_{11} - 4\epsilon_0 \epsilon_{33}^S (Q_{11} c_{12} + Q_{12} (c_{11} + c_{12}))^2 P_s^2, \\ c_{11}^E &= c_{22}^E = c_{11} - 4\epsilon_0 \epsilon_{33}^S (Q_{11} c_{12} + Q_{12} (c_{11} + c_{12}))^2 P_s^2, \\ c_{12}^E &= c_{12} - 4\epsilon_0 \epsilon_{33}^S (Q_{11} c_{12} + Q_{12} (c_{11} + c_{12}))^2 P_s^2, \\ c_{13}^E &= c_{23}^E = c_{12} - 4\epsilon_0 \epsilon_{33}^S (Q_{11} c_{12} + 2Q_{12} c_{12}) \\ &\quad \times (Q_{11} c_{12} + Q_{12} (c_{11} + c_{12})) P_s^2, \\ c_{33}^E &= c_{11} - 4\epsilon_0 \epsilon_{33}^S (Q_{11} c_{12} + 2Q_{12} c_{12})^2 P_s^2, \\ c_{44}^E &= c_{55}^E = c_{44} - \epsilon_0 \epsilon_{11}^S \frac{Q_{44}^2}{s_{44}^2} P_s^2, \\ c_{66}^E &= \frac{1}{s_{44}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введено обозначение для высокотемпературных упругих модулей:

$$c_{11} = 1/3/(s_{11} + 2s_{12}) + 2/3/(s_{11} - s_{12}),$$

$$c_{12} = 1/3/(s_{11} + 2s_{12}) - 1/3/(s_{11} - s_{12}).$$

Спонтанная поляризация титаната бария при комнатной температуре $P_s = 0.26 \text{ C/m}^2$. С учетом экспериментальных значений g -констант из [10] для электроупругих коэффициентов потенциала Ландау получим $Q_{11} = 0.1106$, $Q_{12} = -0.0442$, $Q_{44} = 0.0585$ в единицах m^4/C^2 . Эти значения будут использованы ниже. Для дальнейших вычислений значения высокотемпературных податливостей возьмем из [10]: $s_{11} = 8.33$, $s_{12} = -2.68$, $s_{44} = 9.24$ в единицах $10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$. Материальные постоянные уравнений (3) для тетрагональной фазы, вычисленные на основе потенциалов $G(p_1, p_2, p_3)$ из [7–9], приведены в таблице, где для сравнения приведены экспериментальные значения из различных источников. Для дальнейших вычислений в качестве $G(p_1, p_2, p_3)$ будем использовать потенциал из [7].

3. Материальные постоянные тонких пленок титаната бария

Для тонких пленок задача реализуется в два этапа. Сначала решается механическая задача при условиях зажатия [14], пленка на (001) срезе кубической подложки: $u_1 = u_m$, $u_2 = u_m$, $t_3 = 0$, $t_4 = 0$, $t_5 = 0$. Затем исследуются возможные основные состояния — строится фазовая диаграмма вынужденная деформация (u_m) — температура (T). Фазовая ($u_m - T$)-диаграмма пленки титаната бария зависит от значений упругих [15] и электроупругих [16] постоянных. Для принятых значений этих постоянных и коэффициентов из [7] для потенциала $G(p_1, p_2, p_3)$ при комнатной температуре возможны три основных состояния — три низкосимметричные фазы: c -фаза, с симметрией $P4mm$ и направлением спонтанной

поляризации по нормали к плоскости пленки $p_x = 0$, $p_y = 0$, $p_z \neq 0$; aa -фаза симметрии $Amm2$ с поляризацией, расположенной вдоль диагонали в плоскости пленки $p_x = p_y \neq 0$, $p_z = 0$; и r -фаза симметрии C_m с направлением поляризации, промежуточным между этими двумя состояниями $p_x = p_y \neq 0$, $p_z \neq 0$. Все фазы граничат между собой по линиям переходов второго рода.

Линеаризация уравнений состояния для потенциала (1) определяет следующий набор уравнений линейного пьезоэффекта

$$\begin{cases} E_i = -g_{i,k}t_k + \beta_{i,j}^T p_j, \\ u_m = s_{m,k}^D t_k + g_{i,m} p_i. \end{cases} \quad (7)$$

В общем случае для фазы тривиальной симметрии пленки потенциал (1) определяет следующие постоянные из (7):

$$\beta_{11}^T = q_1 P_1^2 + q_2 P_2^2 + \frac{Q_{12}(q_1 + q_2)}{Q_{11} + Q_{12}} P_3^2 - \frac{q_1 + q_2}{Q_{11} + Q_{12}} u_m + \frac{\partial^2 G}{\partial p_1^2},$$

$$\beta_{12}^T = \frac{Q_{44}^2}{s_{44}} P_1 P_2 + \frac{\partial^2 G}{\partial p_1 \partial p_2},$$

$$\beta_{13}^T = \frac{\partial^2 G}{\partial p_1 \partial p_3},$$

$$\beta_{22}^T = q_2 P_1^2 + q_1 P_2^2 + \frac{Q_{12}(q_1 + q_2)}{Q_{11} + Q_{12}} P_3^2 - \frac{q_1 + q_2}{Q_{11} + Q_{12}} u_m + \frac{\partial^2 G}{\partial p_2^2},$$

$$\beta_{23}^T = \frac{\partial^2 G}{\partial p_2 \partial p_3},$$

$$\begin{aligned} \beta_{33}^T &= \frac{2Q_{12}(Q_{11} + Q_{12})}{s_{11} + s_{12}} (P_1^2 + P_2^2) + \frac{4Q_{12}^2}{s_{11} + s_{12}} P_3^2 \\ &\quad - \frac{4Q_{12}}{s_{11} + s_{12}} u_m + \frac{\partial^2 G}{\partial p_3^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

$$g_{11} = 2Q_{11}P_1, \quad g_{22} = 2Q_{11}P_2, \quad g_{33} = 2Q_{11}P_3,$$

$$g_{12} = g_{13} = 2Q_{12}P_1, \quad g_{21} = g_{23} = 2Q_{12}P_2,$$

$$g_{31} = g_{32} = 2Q_{12}P_3, \quad g_{26} = g_{35} = Q_{44}P_1,$$

$$g_{16} = g_{34} = Q_{44}P_2, \quad g_{15} = g_{24} = Q_{44}P_3. \quad (9)$$

$$s_{11}^D = s_{22}^D = s_{33}^D = s_{11},$$

$$s_{12}^D = s_{13}^D = s_{23}^D = s_{12},$$

$$s_{44}^D = s_{55}^D = s_{66}^D = s_{11}. \quad (10)$$

Отсюда видно, что как упругие (10), так и электроупругие (9) постоянные не отвечают симметрии тривиальной фазы. Это означает, что для более точного описания необходимо включать в (1) дополнительные слагаемые. Решение уравнений (7) относительно других выбранных переменных определит материальные постоянные, принятые для соответствующих переменных. Так

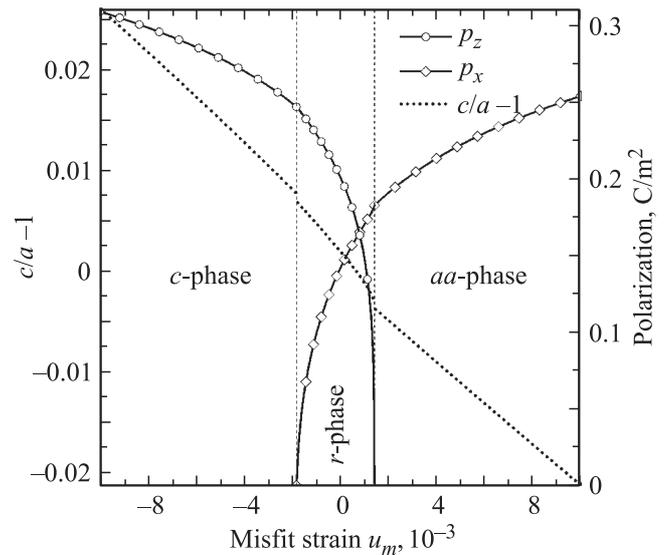


Рис. 1. Зависимость значений компонент спонтанной поляризации (p_x , p_z) и величины тетрагонального искажения ($c/a - 1$ линия) от вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К. Вертикальные линии при $u_m = -1.8 \cdot 10^{-3}$ и $u_m = 1.45 \cdot 10^{-3}$ обозначают границы фаз.

как диэлектрический тензор (8) имеет низкую симметрию, то в результате решения (7) найденные постоянные будут правильно соответствовать симметрии.

Для пленок деформация не может быть вычисляемым параметром, поэтому мы будем рассматривать в качестве исходных уравнений пьезоэффекта — уравнения (3). Константы в (3) определяются решением уравнений (7) относительно переменных (p , t).

Вычисление материальных постоянных (3) выполняется вблизи основного состояния пленки, которое зависит от величины u_m — вынужденной деформации. При комнатной температуре, как это следует из фазовой диаграммы [16], имеется три разные фазы — три различные основные состояния: c — фаза при $u_m \leq -1.8 \cdot 10^{-3}$, r — фаза при $-1.8 \cdot 10^{-3} < u_m < 1.45 \cdot 10^{-3}$ и aa — фаза при $u_m > 1.45 \cdot 10^{-3}$. Поведение компонент поляризации в разных фазах при изменении вынужденной деформации показано на рис. 1. Для практического определения величины вынужденной деформации удобно пользоваться графиком зависимости тетрагонального искажения от деформации, приведенного также на этом рисунке.

Набор материальных постоянных в уравнениях (3) различен в разных фазах. Он определяется симметрией основного состояния. Для удобства при вычислении материальных постоянных будем использовать единую — исходную систему координат с осями, расположенными вдоль кубических направлений высокосимметричной фазы.

В c -фаза набор материальных постоянных из (3) тот же, что и у объемного титаната бария: ϵ_{11}^S , ϵ_{33}^S , e_{31} , e_{33} , e_{15} , c_{11}^E , c_{33}^E , c_{12}^E , c_{13}^E , c_{44}^E , c_{66}^E . В aa -фаза материальные

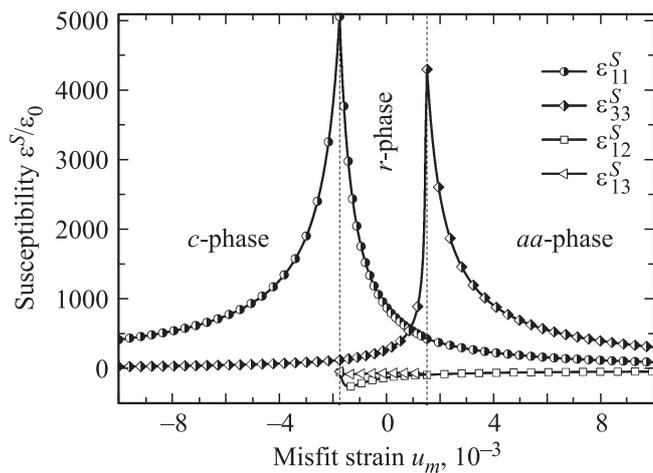


Рис. 2. Зависимость значений компонент диэлектрической проницаемости ϵ^S от вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К. Вертикальные линии при $u_m = -1.8 \cdot 10^{-3}$ и $u_m = 1.45 \cdot 10^{-3}$ обозначают границы фаз.

постоянные следующие: $\epsilon_{11}^S, \epsilon_{12}^S, \epsilon_{33}^S, e_{11}, e_{12}, e_{13}, e_{16}, e_{34}$, упругие постоянные c_{km}^E с набором индексов 11, 12, 13, 16, 33, 36, 44, 45, 55. В r -фазе материальные постоянные: ϵ_{ij}^S с набором индексов 11, 12, 13, 33; e_{im} с индексами 11, 12, 13, 14, 15, 16, 31, 33, 34, 46; c_{km}^E одинаковы при одновременной перестановке индексов 1–2, 4–5. Приведенные индексы соответствуют ненулевым постоянным (3), которые имеют различную величину и определяются симметрией фазы в выбранной системе координат.

Поведение значений компонент диэлектрической проницаемости ϵ_{ij}^S в зависимости от величины вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К показано на рис. 2. Фазовый переход $c-r$ сопровождается увеличением $\epsilon_{11}^S = \epsilon_{22}^S$, что соответствует появлению планарных компонент поляризации. Аномалия ϵ_{33}^S при переходе $r-aa$ связана с исчезновением нормальной компоненты поляризации. На границах фаз экстремальные компоненты диэлектрической проницаемости имеют конечные значения: $\epsilon_{11}^S = 5059$ на границе фаз $c-r$ при $u_m = -1.8 \cdot 10^{-3}$ и $\epsilon_{33}^S = 4303$ при $u_m = 1.45 \cdot 10^{-3}$ на фазовой границе $r-aa$.

Поведение пьезомодулей в зависимости от величины вынужденной деформации приведено на рис. 3, 4. Здесь основные особенности связаны с фазовыми переходами. По мере увеличения вынужденной деформации на границе c - и r -фаз аномально увеличивается пьезомодуль e_{15} до значения 69.6 C/m^2 . На границе между r - и aa -фазами максимум имеет пьезомодуль $e_{34} = 46.9 \text{ C/m}^2$. Пьезомодули $e_{11}, e_{16}, e_{14}, e_{13}, e_{12}$ в области r -фазы, по мере приближения к границе с c -фазой, монотонно увеличиваются по абсолютной величине, а затем резко уменьшаются до нуля. Эти модули внутри r -фазы достигают экстремальных значений: $e_{11} = 41.8, e_{16} = 9.9,$

$e_{14} = -3.4, e_{13} = -9.8, e_{12} = -10.7$ в единицах C/m^2 при значениях $u_m = -1.40, -1.46, -1.43, -1.46, -1.25$ в единицах 10^{-3} соответственно. Аналогично поведение пьезомодулей e_{33} и e_{31} при приближении к границе между r - и aa -фазами: модули достигают максимума $e_{33} = 38.7, e_{31} = -8.9 \text{ C/m}^2$ при значении $u_m = 1.37 \cdot 10^{-3}$, затем резко устремляются к нулю.

Поведение упругих модулей c_{km}^E в зависимости от величины вынужденной деформации приведено на рис. 5, 6. На рис. 6 показаны упругие модули, которые тождественно равны нулю в c -фазе. Все упругие модули имеют особенности на границах фаз. Внутри области существования r -фазы большинство упругих модулей ведет себя аномально: вблизи границ происходит резкое изменение абсолютной величины, затем модуль дости-

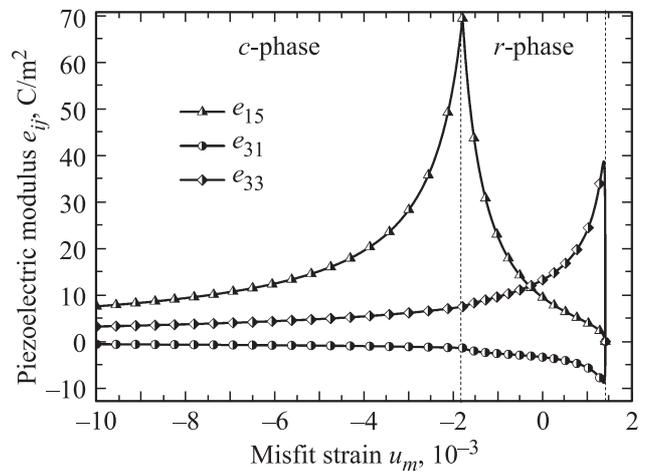


Рис. 3. Поведение пьезомодулей e_{15}, e_{31}, e_{33} в зависимости от вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К. Вертикальные штриховые линии при $u_m = -1.8 \cdot 10^{-3}$ и $u_m = 1.4 \cdot 10^{-3}$ обозначают границы фаз.

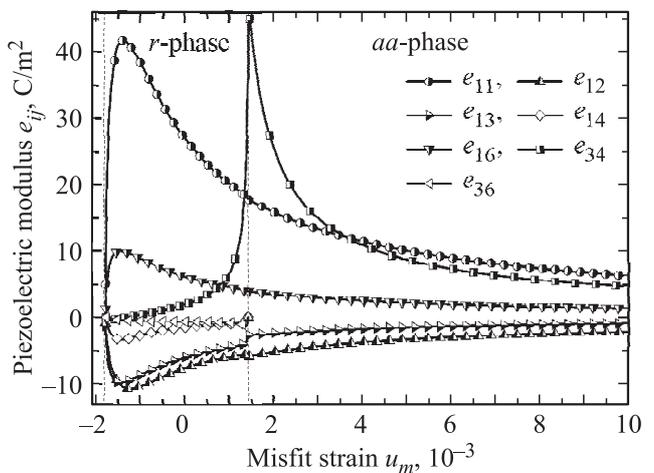


Рис. 4. Поведение пьезомодулей $e_{11}, e_{12}, e_{13}, e_{14}, e_{16}, e_{34}$ и e_{36} в зависимости от вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К. Вертикальными штриховыми линиями обозначены границы фаз.

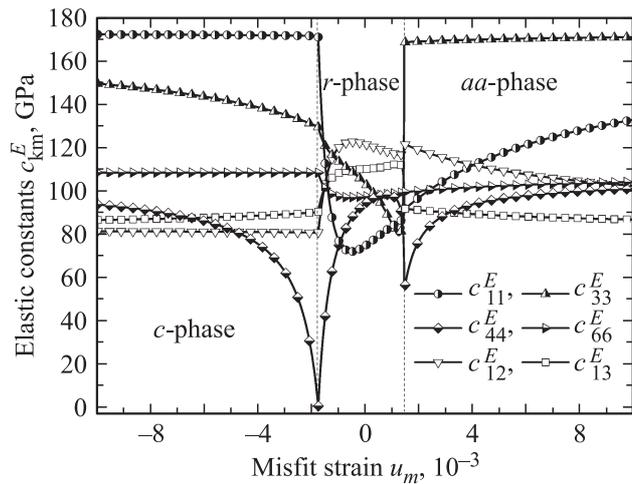


Рис. 5. Поведение упругих модулей $c_{11}^E, c_{33}^E, c_{44}^E, c_{66}^E, c_{12}^E$ и c_{13}^E в зависимости от вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К. Вертикальные штриховые линии обозначают границы фаз.

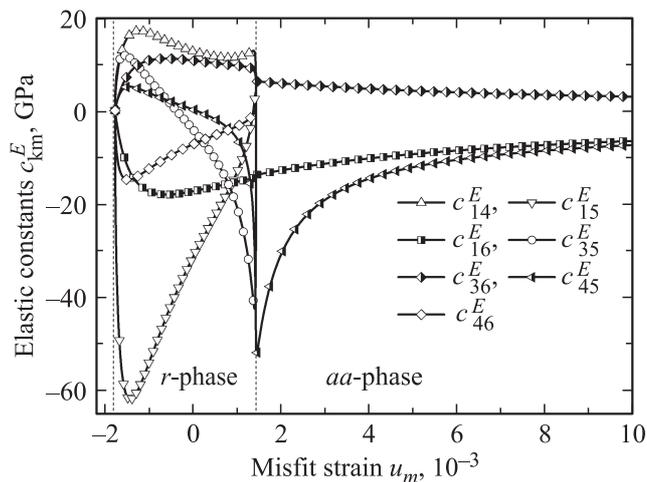


Рис. 6. Поведение упругих модулей $c_{14}^E, c_{15}^E, c_{16}^E, c_{35}^E, c_{36}^E, c_{46}^E$ в зависимости от вынужденной деформации пленки титаната бария при температуре $T = 300$ К. Вертикальные штриховые линии обозначают границы фаз.

гает экстремального значения. Так по мере увеличения вынужденной деформации упругий модуль c_{44}^E на границе c - и r -фаз уменьшается до нуля. Затем, в области r -фазы, он увеличивается, достигая максимального значения 98 ГПа при деформации $u_m = 0.74 \cdot 10^{-3}$, после чего уменьшается. На границе между фазами r – aa , значение его равно 56.2 ГПа. При дальнейшем увеличении деформации u_m , в aa -фазе, упругий модуль c_{44}^E монотонно увеличивается. Необычно ведет себя упругий модуль c_{33}^E внутри r -фазы. После перехода из c - в r -фазу модуль c_{33}^E продолжает уменьшаться, но более резко. При подходе к границе фаз r – aa этот модуль достигает минимального значения 79.4 ГПа при значении деформации $u_m = 1.21 \cdot 10^{-3}$, затем резко

увеличивается до значения 168.5 ГПа на границе фаз при $u_m = 1.41 \cdot 10^{-3}$. В области существования aa -фазы модуль c_{33}^E практически не меняется.

4. Основные результаты и выводы

Получен полный набор материальных постоянных уравнений пьезоэффекта для тонких пленок титаната бария, расположенных на (001) срезе кубической подложки. Материальные постоянные зависят от величины вынужденной деформации (misfit strain) пленки. Нелинейное поведение свойств пленки в зависимости от величины вынужденной деформации, проявляющееся в изменении фазового состояния, приводит к нелинейной зависимости материальных постоянных как функции вынужденной деформации. Изменение постоянных особенно велико вблизи фазовых границ, там где вынужденная деформация пленки близка к критическому значению. Для титаната бария имеется область малых деформаций, область r -фазы, где изменения происходят наиболее существенно. Здесь материальные постоянные ведут себя аномально не только на границах фазы, но и при значениях деформаций внутри области существования этого состояния.

Как показывают вышеприведенные результаты расчетов, управляя величиной вынужденной деформации, можно управлять пьезо-упругими свойствами. Вынужденная деформация является технологическим параметром и состоит из двух частей [15,16]. Первая часть зависит от несоответствия величин теплового расширения подложки и пленки. Более точно от величины $(\alpha a - \beta b)(T_0 - T)$, где α, β — коэффициенты теплового расширения пленки и подложки, a, b — параметры решетки пленки и подложки соответственно, T_0 — температура нанесения пленки. Вторая часть определяется несоответствием параметров решетки пленки и подложки при температуре нанесения и технологическими особенностями синтеза, способствующими образованию дефектов в когерентно растянутой решетке пленки.

Список литературы

- [1] J.F. Scott. Science **315**, 954 (2007).
- [2] M. Dawber, K.M. Rabe, J.F. Scott. Rev. Mod. Phys. **77**, 1083 (2005).
- [3] N. Setter, D. Damjanovic, L. Eng, G. Fox, S. Gevorgian, S. Hong, A. Kingon, H. Kohlstedt, N.Y. Park, G.B. Stephenson, I. Stolitchnov, A.K. TagansteV, D.V. Taylor, T. Yamada, S. Streiffer. J. Appl. Phys. **100**, 051 606 (2006).
- [4] H. Khassaf, N. Khakpash, F. Sun, N.M. Sbrockey, G.S. Tompa, T.S. Kalkur, S.P. Alpay. Appl. Phys. Lett. **104**, 202 902 (2014).
- [5] J.F. Nye. Physical properties of crystals. Clarendon press, Oxford (1957). 352 p.
- [6] Matthews H. Surface wave filters. Design, construction, and use. John Wiley & Sons, N.Y. (1977). 521 p.
- [7] Y.L. Li, L.E. Cross, L.Q. Chen. J. Appl. Phys. **98**, 064 101 (2005).

- [8] Y.L. Wang, A.K. Tagantsev, D. Damjanovic, N. Setter, V.K. Yarmarkin, A.I. Sokolov, I.A. Lukyanchuk. *J. Appl. Phys.* **101**, 104 115 (2007).
- [9] A.J. Bell, L.E. Cross. *Ferroelectrics* **59**, 197 (1984). A.J. Bell. *J. Appl. Phys.* **89**, 3907 (2001).
- [10] D. Berlincourt, H. Jaffe. *Phys. Rev.* **111**, 143 (1958).
- [11] A. Schaefer, H. Schmitt, A. Dorr. *Ferroelectrics* **69**, 253 (1986).
- [12] Z. Li, S.-K. Chan, M.H. Grimsditch, E.S. Zouboulisa. *J. Appl. Phys.* **70**, 7327 (1991).
- [13] Е.Г. Фесенко, В.Г. Гавриляченко, А.Ф. Семенчев. Доменная структура многоосных сегнетоэлектрических кристаллов. Изд-во Ростовского ун-та, Ростов н/Д (1990). 186 с.
- [14] N.A. Pertsev, A.G. Zembilgotov, A.K. Tagantsev. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1988 (1998).
- [15] V.B. Shirokov, Yu.I. Yuzyuk, V. Dkhil, V.V. Lemanov. *Phys. Rev. B* **75**, 224 116 (2007).
- [16] В.Б. Широков, Ю.И. Юзюк, В. Dkhil, В.В. Леманов. *ФТТ* **50**, 889 (2008).