

УДК 539.3 + 538.95

АНОМАЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ ТОНКИХ ПЛЕНОК ТИТАНАТА БАРИЯ

В. Б. Широков^{*,**}, В. В. Калинин^{*,**},
Р. А. Шаховой^{**,***}, Ю. И. Юзюк^{**}

* Южный научный центр РАН, 344006 Ростов-на-Дону, Россия

** Южный федеральный университет, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

*** Национальный центр научных исследований, Университет Орлеана,
F-45071 Орлеан, Франция

E-mails: shirokov-vb@rambler.ru, kalin@ssc-ras.ru,
r.a.shakhovoy@gmail.com, yuzuyk@rambler.ru

Предложен один из способов определения модулей тонких сегнетоэлектрических пленок, находящихся в условиях вынужденной деформации, обусловленной несоответствием размеров кристаллических решеток материалов пленки и подложки, а также различием коэффициентов их теплового расширения. С использованием термодинамического потенциала Ландау восьмой степени исследованы модели монокристаллических пленок титаната бария. Показано, что в рассматриваемом диапазоне значений вынужденной деформации пленки титаната бария существует три основных состояния: тетрагональная фаза (*c*-фаза) симметрии $4mm$ со спонтанной поляризацией, направленной по нормали к плоскости пленки; ромбическая фаза (*aa*-фаза) симметрии $2mm$ с поляризацией, ориентированной вдоль диагонали в плоскости пленки; моноклинная фаза (*r*-фаза) симметрии C_m с промежуточным направлением поляризации. Все фазы разделены линиями переходов второго рода. Построены зависимости упругих, электрических и пьезоэлектрических модулей от величины вынужденной деформации. Показано, что на границах фаз имеет место аномальное изменение констант сегнетоэлектрической пленки, в области существования *r*-фазы некоторые модули достигают экстремального значения.

Ключевые слова: сегнетоэлектрики, тонкие пленки, вынужденная деформация, материальные константы, пьезоэлектрические модули, упругие модули.

DOI: 10.15372/PMTF20150621

Введение. Аномальное сегнетоэлектрическое состояние в тонких пленках вызвано большими механическими напряжениями, возникающими на границе пленка — подложка вследствие несоответствия параметров кристаллических решеток материалов пленки и подложки, различием коэффициентов их теплового расширения, а также появлением спонтанной деформации при фазовом переходе, если пленка осаждается при температуре, превышающей температуру фазового перехода. Возникновение термоупругих напряжений может приводить как к сдвигу температуры сегнетоэлектрического фазового перехода в пленке, так и к изменению структуры низкосимметричных фаз, что следует учитывать при проектировании акустоэлектронных устройств различного назначения. Обычно опти-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-19-01676).

© Широков В. Б., Калинин В. В., Шаховой Р. А., Юзюк Ю. И., 2015

мизация рабочих параметров сегнетоэлектрических структур проводится с использованием линейных уравнений пьезоэффекта [1, 2], представляющих собой линейную связь между переменными состояниями и внешними параметрами. Большие деформации, возникающие в тонких пленках, приводят к изменению значений материальных постоянных, что обуславливает необходимость использования нелинейных термодинамических моделей [3]. В настоящей работе в рамках феноменологической теории фазовых переходов разработан метод последовательной линеаризации и определения постоянных линейных уравнений пьезоэффекта для тонких сегнетоэлектрических пленок. На примере монокристаллических пленок титаната бария изучено поведение постоянных в зависимости от величины вынужденной деформации. Исследование материальных уравнений с использованием потенциала Ландау восьмой степени выявило аномальное изменение постоянных на границах областей существования фаз и экстремальное — в области существования r -фазы.

1. Вычисление материальных констант сегнетоэлектрических тонких пленок. В качестве исходного соотношения используем термодинамический потенциал феноменологической теории фазовых переходов

$$\Phi = F_1(p_1, p_2, p_3) + F_2(\sigma_k, p_n) + F_3(\sigma_k), \quad (1)$$

где

$$F_2(\sigma_k, p_n) = -q_{11} \sum_{k=1}^3 \sigma_k p_k^2 - q_{44}(\sigma_4 p_2 p_3 + \sigma_5 p_1 p_3 + \sigma_6 p_1 p_2) - \\ - q_{12}(\sigma_1(p_2^2 + p_3^2) + \sigma_2(p_1^2 + p_3^2) + \sigma_3(p_1^2 + p_2^2)), \\ F_3(\sigma_k) = -\frac{1}{2} s_{11} \sum_{k=1}^3 \sigma_k^2 - \frac{1}{2} s_{44}(\sigma_{23}^2 + \sigma_{13}^2 + \sigma_{12}^2) - s_{12}(\sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{11}\sigma_{33} + \sigma_{22}\sigma_{33}).$$

Здесь $F_1(p_1, p_2, p_3)$ — потенциал Ландау; p_k — компоненты вектора поляризации; q_{kn} — электрострикционные константы; σ_k, s_k — соответственно компоненты тензоров напряжений и податливости в матричной системе обозначений Фойгта. Для многих материалов, в частности для титаната бария BaTiO_3 , функция F_1 представляет собой потенциал восьмой степени относительно компонент вектора поляризации [4]. Равновесное состояние материала определяется системой уравнений

$$E_n = \frac{\partial \Phi}{\partial p_n}, \quad n = 1, 2, 3, \quad u_k = -\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_k}, \quad k = 1, 2, \dots, 6. \quad (2)$$

Здесь E_n — компоненты вектора напряженности электрического поля; u_k — компоненты тензора деформации. Для материала трехмерного объекта при отсутствии внешних сил задача сводится к решению первых трех уравнений системы (2). В этом случае остальные шесть уравнений определяют спонтанные деформации. Материальные постоянные уравнений пьезоэффекта находятся путем линеаризации уравнений состояния (2) при фиксированных внешних условиях.

Для тонкой пленки задача решается в два этапа. Сначала решается механическая задача при условиях начальной деформации [5] (пленка на (001)-срезе кубической подложки): $u_1 = u_m, u_2 = u_m, \sigma_3 = 0, \sigma_4 = 0, \sigma_5 = 0$ (u_m — вынужденная деформация). Затем на основе построенной фазовой диаграммы u_m — температура T , зависящей от значений упругих [6] и электроупругих [7] постоянных, исследуются возможные основные состояния.

Форме потенциала (1) соответствует система уравнений линейного пьезоэффекта в виде

$$u_k = s_{km}^D \sigma_m + g_{mk} p_m, \quad E_i = -g_{ik} \sigma_k + \beta_{ij}^T p_j, \quad (3)$$

где в качестве независимых переменных выбраны механические напряжения и поляризация. В общем случае из системы (3) и потенциала (1) для фазы тривиальной симметрии пленки получаем константы

$$s_{kk}^D = s_{11}, \quad k = 1, 2, \dots, 6, \quad s_{12}^D = s_{13}^D = s_{23}^D = s_{12}; \quad (4)$$

$$g_{kk} = 2q_{11}P_k, \quad k = 1, 2, 3, \quad g_{12} = g_{13} = 2q_{12}P_1, \\ g_{21} = g_{23} = 2q_{12}P_2, \quad g_{31} = g_{32} = 2q_{12}P_3, \quad (5)$$

$$g_{26} = g_{35} = q_{44}P_1, \quad g_{16} = g_{34} = q_{44}P_2, \quad g_{15} = g_{24} = q_{44}P_3; \\ \beta_{11}^T = q_1P_1^2 + q_2P_2^2 + D_{11}, \quad \beta_{22}^T = q_2P_1^2 + q_1P_2^2 + D_{22}, \\ \beta_{33}^T = q_{12}B(P_1^2 + P_2^2) + 4Aq_{12}^2P_3^2 - 4Aq_{12}u_m + F_{1,33}, \quad (6) \\ \beta_{12}^T = q_{44}^2s_{44}^{-1}P_1P_2 + F_{1,12}, \quad \beta_{m3}^T = F_{1,m3}, \quad m = 1, 2.$$

Здесь

$$D_{kk} = q_{12}BP_3^2 - Bu_m + F_{1,kk}, \quad k = 1, 2, \quad A = (s_{11} + s_{12})^{-1}, \quad B = 2A(q_{11} + q_{12}),$$

нижним индексом после запятой отмечены производные потенциала Ландау по соответствующим компонентам поляризации.

ЗАМЕЧАНИЕ 1. В уравнениях (3) содержатся компоненты вектора индукции D [8]. Однако для сегнетоэлектриков величина диэлектрической проницаемости практически не отличается от восприимчивости, что позволяет пренебречь различием между поляризацией и индукцией.

Из представлений (4)–(6) следует, что упругие (4) и электроупругие (5) константы не обеспечивают симметрию тривиальной фазы. Это означает, что если уравнения (3) использовать в качестве определяющих соотношений, то в представление потенциала (1) необходимо включать дополнительные слагаемые. В то же время диэлектрический тензор (6) является низкосимметричным, что позволяет выбрать в качестве основных констант другие, в большей степени соответствующие задачам механики постоянные и перейти от уравнений линейного пьезоэффекта в форме (3) к уравнениям в форме [8]

$$\sigma_m = c_{mk}^E u_k - e_{im} E_i, \quad p_i = e_{ik} u_k + \varepsilon_{ij}^S E_j, \quad (7)$$

в которых исходным параметром наряду с напряженностью электрического поля является деформация. Переход к этим константам от констант (4), (6) осуществляется на основе соотношений [8]

$$g_{mi} = \beta_{nm}^T d_{ni} = h_{mj} s_{ji}^D, \quad d_{mi} = \varepsilon_{nm}^T g_{ni} = e_{mj} s_{ji}^E, \quad e_{mi} = \varepsilon_{nm}^S h_{ni} = d_{mj} c_{ji}^E. \quad (8)$$

Далее система уравнений (7) используется для определения полного набора материальных констант тонкой сегнетоэлектрической пленки.

2. Материальные константы тонких пленок титаната бария. В качестве примера рассмотрим монокристалл BaTiO_3 , для которого значение спонтанной поляризации при температуре $T = 300$ К равно $0,26$ К/м². При использовании экспериментальных значений констант g из [9] коэффициенты в представлении потенциала Ландау равны соответственно $q_{11} = 0,1106$ м⁴/К², $q_{12} = -0,0442$ м⁴/К² и $q_{44} = 0,0585$ м⁴/К². Для последующих расчетов используются значения высокотемпературных податливостей $s_{11} = 8,33 \cdot 10^{-12}$ м²/Н, $s_{12} = -2,68 \cdot 10^{-12}$ м²/Н, $s_{44} = 9,24 \cdot 10^{-12}$ м²/Н [9]. В данной работе используется потенциал восьмой степени $F_1(p_1, p_2, p_3)$ из [4]. Анализ задачи показал, что для тонкой пленки BaTiO_3 при комнатной температуре и принятых значениях параметров потенциала (1) возможны три основных состояния:

1) тетрагональная c -фаза симметрии $4mm$ со спонтанной поляризацией, направленной по нормали к плоскости пленки ($p_x = 0, p_y = 0, p_z \neq 0$);

2) ромбическая aa -фаза симметрии $2mm$ с поляризацией, ориентированной по диагонали в плоскости пленки ($p_x = p_y \neq 0, p_z = 0$);

3) моноклинная r -фаза симметрии C_m с поляризацией, направленной по диагонали кристаллической решетки материала пленки ($p_x = p_y \neq 0, p_z \neq 0$).

Все фазы разделены линиями переходов второго рода. Вычисление материальных констант на основе решения системы (7) для пленки $BaTiO_3$ выполняется для состояния, близкого к основному состоянию, которое зависит от величины u_m . В [10] установлено, что при $T = 300$ К фазы пленки $BaTiO_3$ существуют в следующих диапазонах:

- c -фаза при $u_m < -1,80 \cdot 10^{-3}$;
- r -фаза при $-1,80 \cdot 10^{-3} < u_m < 1,45 \cdot 10^{-3}$;
- aa -фаза при $u_m > 1,45 \cdot 10^{-3}$.

В уравнениях (7) для разных фаз используются различные материальные постоянные [11]. При вычислении этих постоянных будем использовать единую систему координат с осями, расположенными вдоль кубических направлений высокосимметричной фазы. В c -фазе набор постоянных пленки из уравнений (7) тот же, что и для объемного образца титаната бария, и включает две диэлектрические, три пьезоэлектрические и шесть упругих констант. В этом случае связь между упругими и электрическими характеристиками представляется в виде

$$\boldsymbol{\sigma} = A\mathbf{u}, \quad \boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_5, \sigma_6, p_1, p_2, p_3)^T,$$

$$A = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{31} \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{31} \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{33} \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 & 0 & -e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & -e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 & 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

$$\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3, u_4, u_5, u_6, E_1, E_2, E_3)^T.$$

В aa -фазе пленка имеет три диэлектрические, пять пьезоэлектрических и девять упругих констант. В этом случае связь между ее упругими и электрическими характеристиками представляется в виде

$$\boldsymbol{\sigma} = A\mathbf{u}, \quad \boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_5, \sigma_6, p_1, p_2, p_3)^T,$$

$$A = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & c_{16} & -e_{11} & -e_{12} & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & c_{16} & -e_{12} & -e_{11} & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & c_{36} & -e_{13} & -e_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & c_{45} & 0 & 0 & 0 & -e_{34} \\ 0 & 0 & 0 & c_{45} & c_{44} & 0 & 0 & 0 & -e_{34} \\ c_{16} & c_{16} & c_{36} & 0 & 0 & c_{66} & -e_{16} & -e_{16} & 0 \\ e_{11} & e_{12} & e_{13} & 0 & 0 & e_{16} & \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ e_{12} & e_{11} & e_{13} & 0 & 0 & e_{16} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{34} & e_{34} & 0 & 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

$$\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3, u_4, u_5, u_6, E_1, E_2, E_3)^T.$$

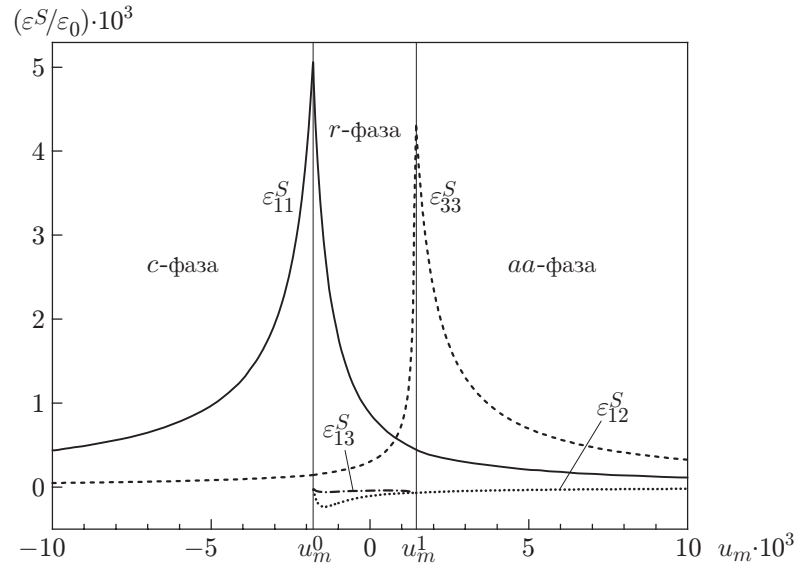


Рис. 1. Зависимости компонент диэлектрической проницаемости пленки BaTiO₃ от величины вынужденной деформации

В *r*-фазе сегнетоэлектрик имеет четыре диэлектрических, десять пьезоэлектрических и тринадцать упругих констант. В этом случае связь между его упругими и электрическими характеристиками представляется в виде

$$\sigma = A\mathbf{u}, \quad \sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_5, \sigma_6, p_1, p_2, p_3)^T,$$

$$A = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} & -e_{11} & -e_{12} & -e_{31} \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & c_{15} & c_{14} & c_{16} & -e_{12} & -e_{11} & -e_{31} \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & c_{34} & c_{34} & c_{36} & -e_{13} & -e_{13} & -e_{33} \\ c_{14} & c_{15} & c_{34} & c_{44} & c_{45} & c_{46} & -e_{14} & -e_{15} & -e_{34} \\ c_{15} & c_{14} & c_{34} & c_{45} & c_{46} & c_{46} & -e_{15} & -e_{14} & -e_{34} \\ c_{16} & c_{16} & c_{36} & c_{46} & c_{46} & c_{66} & -e_{16} & -e_{16} & -e_{36} \\ e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} & \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ e_{12} & e_{11} & e_{13} & e_{15} & e_{14} & e_{16} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{11} & \varepsilon_{13} \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & e_{34} & e_{34} & e_{36} & \varepsilon_{13} & \varepsilon_{13} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3, u_4, u_5, u_6, E_1, E_2, E_3)^T.$$

ЗАМЕЧАНИЕ 2. Матрицы (9)–(11) записаны в системе координат, связанной с кубической подложкой: оси координат направлены вдоль осей четвертого порядка. Матрица (9) имеет стандартный вид [8], вид матриц (10), (11) отличается от него. Для приведения матриц (10), (11) к стандартной форме необходимо выполнить преобразование, соответствующее повороту матриц вокруг оси [001] на угол, равный 45°.

На рис. 1–5 представлены результаты расчетов материальных констант пленки BaTiO₃ при температуре $T = 300$ К. Из анализа приведенных результатов следует, что при $u_m^0 = -1,80 \cdot 10^{-3}$ и $u_m^1 = 1,45 \cdot 10^{-3}$ имеют место фазовые переходы. На рис. 1 представлены зависимости компонент диэлектрической проницаемости от величины вынужденной деформации. (Вертикальными тонкими линиями на рис. 1–5 показаны границы областей существования фаз.) Видно, что при переходе от *c*-фазы к *r*-фазе происходит резкое увеличение значения ε_{11}^S вследствие появления планарных компонент поляризации.

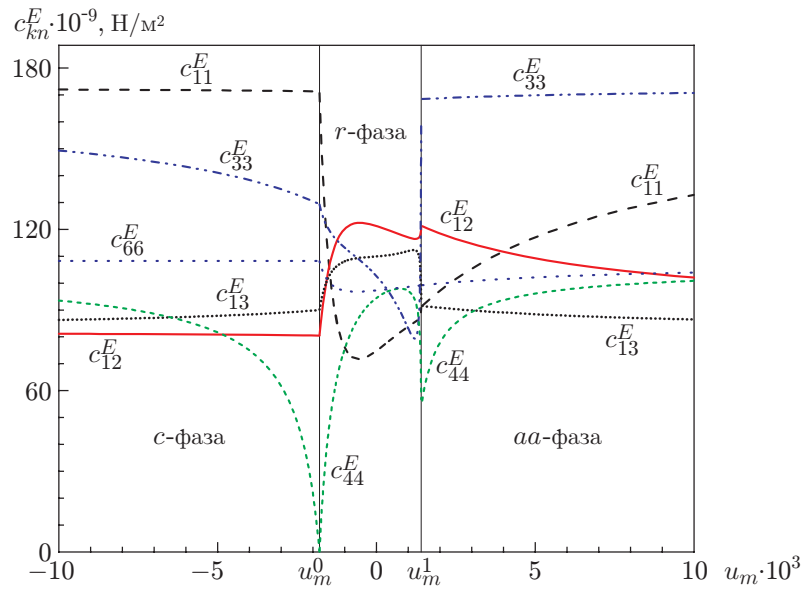


Рис. 2. Зависимости упругих модулей исходной пленки BaTiO₃ от величины вынужденной деформации при $T = 300$ К

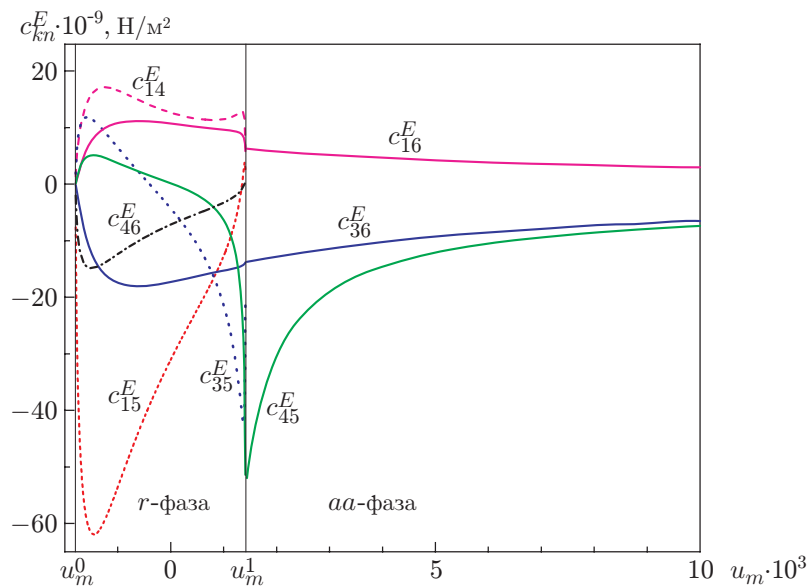


Рис. 3. Зависимости упругих модулей пленки BaTiO₃, появляющихся в ромбической и моноклинной фазах, от величины вынужденной деформации

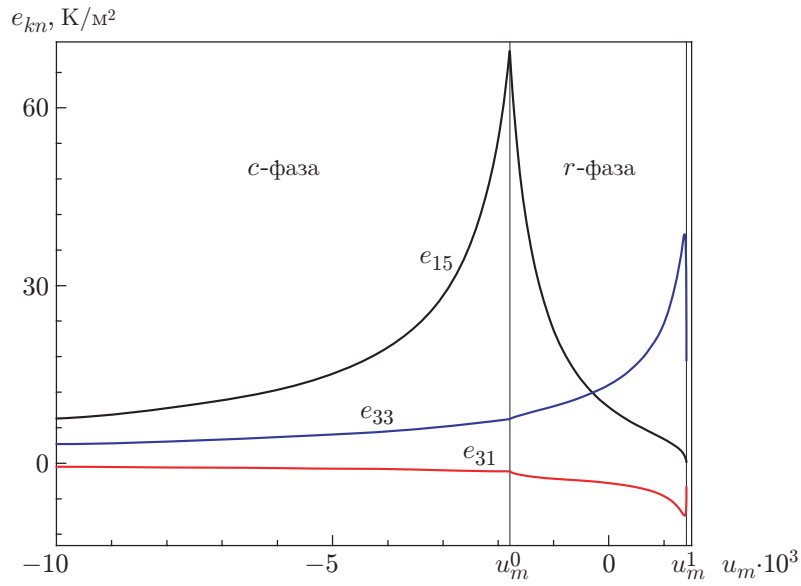


Рис. 4. Зависимости пьезомодулей исходной пленки BaTiO_3 от величины вынужденной деформации

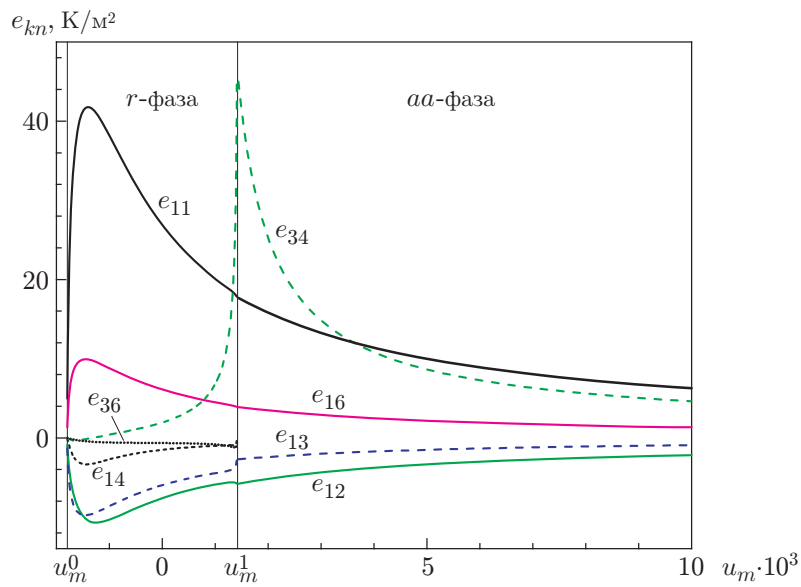


Рис. 5. Зависимости пьезомодулей пленки BaTiO_3 , появляющихся в ромбической и моноклинной фазах, от величины вынужденной деформации

Резкое увеличение ε_{33}^S при переходе от r -фазы к aa -фазе можно объяснить исчезновением нормальной компоненты поляризации. Следует отметить, что экстремальные значения компонент диэлектрической проницаемости на границах фаз являются конечными.

На рис. 2, 3 показано влияние вынужденной деформации на упругие модули. На рис. 2 представлены зависимости модулей исходного материала (констант объемного образца) от величины вынужденной деформации. На рис. 3 показаны зависимости модулей, появляющихся после перехода пленки из тетрагональной фазы в моноклинную и ромбическую, от величины вынужденной деформации. Из рис. 2, 3 следует, что изменение упругих констант в основном обусловлено наличием фазовых переходов. При увеличении вынужденной деформации на границе областей существования c - и r -фаз модуль c_{44}^E уменьшается до нуля, а затем в области существования r -фазы увеличивается, достигая максимума при $u_m = 0,74 \cdot 10^{-3}$. В c -фазе и после перехода из нее в r -фазу модуль c_{33}^E уменьшается, достигая минимального значения при подходе слева к границе областей существования r - и aa -фаз. Однако, достигнув этой границы, он скачкообразно увеличивается. В области существования aa -фазы модуль c_{33}^E практически не меняется.

На рис. 4, 5 представлены зависимости электроупругих констант исходного объемного образца и констант, появляющихся после перехода пленки из тетрагональной фазы в моноклинную и ромбическую, от величины вынужденной деформации. Из рис. 4, 5 следует, что изменение констант также в основном обусловлено наличием фазовых переходов. По мере увеличения вынужденной деформации модуль e_{15} увеличивается, достигая максимума на границе областей существования c - и r -фаз. При дальнейшем увеличении величины вынужденной деформации значение e_{15} резко уменьшается, достигая нуля на границе областей существования r - и aa -фаз, на которой основное влияние на электроупругие свойства пленки оказывает модуль e_{33} .

Пьезоэлектрический модуль e_{34} имеет максимум на границе областей существования r - и aa -фаз. В области существования r -фазы по мере приближения к границе с c -фазой константы e_{11} , e_{16} , e_{14} , e_{13} , e_{12} монотонно увеличиваются по абсолютной величине, а затем резко уменьшаются до нуля. Все эти модули достигают экстремальных значений в области существования r -фазы. Изменение пьезомодулей e_{33} и e_{31} имеет аналогичный характер. При приближении к границе областей существования r - и aa -фаз модули достигают максимума, а затем быстро стремятся к нулю.

Заключение. Предложен один из способов определения модулей тонких сегнетоэлектрических пленок в условиях вынужденной деформации, обусловленной несоответствием размеров кристаллических решеток материалов пленки и подложки, а также различием коэффициентов их теплового расширения. На примере монокристаллических пленок титаната бария показано, что упругие и электрические свойства тонких пленок изменяются более существенно по сравнению со свойствами материала трехмерного объекта, особенно в окрестности границ фазовых переходов, где значение вынужденной деформации пленки близко к критическому значению. Установлено наличие области малых деформаций (область существования r -фазы), в которой происходят наиболее существенные изменения материальных модулей. Таким образом, изменяя величину вынужденной деформации, можно целенаправленно изменять упругие и электрические свойства пленки. Этого можно достичь путем подбора материала подложки, толщины пленки и технологии напыления, поскольку вынужденная деформация является технологическим параметром и в первую очередь зависит от коэффициентов теплового расширения подложки и пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Най Дж.** Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. М.: Мир, 1967.

2. **Метьюз Г.** Фильтры на поверхностных акустических волнах. Расчет, технология, применение. М.: Радио и связь, 1981.
3. **Khassaf H., Khakpash N., Sun F., et al.** Strain engineered barium strontium titanate for tunable thin film resonators // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. 202902.
4. **Li Y. L., Cross L. E., Chen L. Q.** A phenomenological thermodynamic potential for BaTiO₃ single crystals // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. 064101.
5. **Pertsev N. A., Zembilgotov A. G., Tagantsev A. K.** Effect of mechanical boundary conditions on phase diagrams of epitaxial ferroelectric thin films // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 1988–1991.
6. **Shirokov V. B., Yuzyuk Yu. I., Dkhil B., Lemanov V. V.** Phenomenological theory of phase transitions in epitaxial BaTiO₃ thin films // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. 224116.
7. **Широков В. Б., Юзюк Ю. И., Dkhil B., Леманов В. В.** Феноменологическое описание фазовых переходов в тонких пленках BaTiO₃ // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. С. 889–896.
8. **Физическая акустика** / Под ред. У. Мэсона. Т. 1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Ч. А. М.: Мир, 1966.
9. **Berlincourt D., Jaffe H.** Elastic and piezoelectric coefficients of single-crystal barium titanate // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 143–148.
10. **Широков В. Б., Юзюк Ю. И., Калинин В. В., Леманов В. В.** Материальные константы твердых растворов (Ba,Sr)TiO₃ // Физика твердого тела. 2013. Т. 55. С. 709–714.
11. **Широков В. Б., Калинин В. В., Юзюк Ю. И. и др.** К построению феноменологической теории тонких сегнетоэлектрических пленок // Экол. вестн. науч. центров Черномор. экон. сотрудничества. 2010. № 4. С. 68–74.

*Поступила в редакцию 8/VI 2015 г.,
в окончательном варианте — 28/IX 2015 г.*
