

этой неустойчивости значительно меньше, чем аperiodической, а стабилизирующее ее восстановление больше. При $kH \ll 1$ возмущения течения расплава быстро убывают (K растет как $(kH)^{-2}$) и решение полной задачи (7) непрерывно переходит в решение сублимационной задачи (9).

В заключение выражаю глубокую благодарность С. И. Анисимову за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Анисимов С. И., Трибельский М. И., Эпельбаум Я. Г. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 4, с. 1597—1605.
- [2] Самолин А. А. Препринт ФИАН СССР, № 77. М., 1981. 23 с.
- [3] Анисимов С. И. ЖЭТФ, 1968, т. 54, № 4, с. 339—342.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию
26 мая 1987 г.

В окончательной редакции
2 декабря 1987 г.

УДК 537.226.33

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3/(001)\text{MgO}$

*В. М. Мужортов, Я. С. Никитин, И. Н. Захарченко, М. Г. Радченко,
Ю. И. Головкин, В. П. Дудкевич*

Интенсивные исследования гетероэпитаксиальных сегнетоэлектрических пленок, принятые в последние годы, были обусловлены в первую очередь потенциальными возможностями их широкого практического применения. Сегодня можно говорить не только о потенциальных, но и о реальных возможностях. Появились сообщения об акустооптических дефлекторах света [1], об электрооптических модуляторах света и переключателях [2], изготовленных на основе гетероэпитаксиальных пленок (Pb, La) (Zr, Ti) $\text{O}_3/(001)$ $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (сапфир), которые были получены ВЧ катодным распылением. В работе [3] описаны фазовращатели, параметрические усилители и линии задержки СВЧ диапазона, созданные на основе поликристаллических пленок $(\text{Ba}, \text{Sr}) \text{TiO}_3$, и высказаны убедительные доводы в пользу того, что характеристики качества этих устройств могут быть существенно улучшены за счет использования гетероэпитаксиальных пленок $(\text{Ba}, \text{Sr}) \text{TiO}_3/\text{MgO}$ (при выборе кристаллоподложки учитывались диэлектрические свойства на СВЧ и почти металлическая теплопроводность). В связи с этим появились работы, авторы которых развили метод получения таких пленок ВЧ катодным распылением поликристаллических мишеней в атмосфере кислорода повышенного давления [4], изучили механизмы роста [5, 6], состав и структуру [6, 7], доменное строение [8, 9] и диэлектрические свойства [10]. Однако полученные при этом данные о сегнетоэлектрических фазовых переходах (СФП) оказались противоречивыми. Все пленки, изученные авторами этих работ, имели полную параллельную ориентацию: [100], [010], [001], $(\text{Ba}, \text{Sr}) \text{TiO}_3 \parallel [100], [010], [001] \text{MgO}$. Согласно данным рентгенографии [5-7] и электронной микроскопии [8, 9], в пленках отсутствовали a -домены и наблюдались лишь 180° -ные c -домены (P_s перпендикулярен плоскости подложки). По результатам рентгенографического исследования [5, 7] и исследования изменений фигур травления доменов при повышении температуры [9] установлен факт существенного увеличения температуры точки Кюри T_k (на $40-90^\circ \text{C}$) из заметного размытия СФП в пленках толщиной $1-2$ мкм.

Высказано предположение [7, 9], что отсутствие a -доменов и повышение T_k в пленках обусловлены механическими напряжениями двумерного сжатия. Показано [7], что эти напряжения нельзя считать чисто термоупругими (хотя коэффициент линейного теплового расширения MgO заметно больше, чем у $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$).

Противоположный результат в отношении T_k получен авторами работы [8], изучавшими зависимость емкости C планарных конденсаторов с пленками толщиной $1-2$ мкм от темпе-

ратуры T . Положение единственного максимума на кривой $C(T)$, по мнению авторов этой работы, свидетельствовало о снижении T_k почти на 130°C .

Настоящая работа выполнена с целью установления причин противоречивости данных о СФП в гетерозипитаксиальных пленках $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$, полученных по слоевому механизму роста [5, 6].

Гетерозипитаксиальные пленки $\text{Ba}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{TiO}_3$ и BaTiO_3 толщиной от 0.2 до 2.5 мкм получены на полированных срезах (001) монокристаллов MgO в режиме слоевого роста катодным распылением [5, 6].

Состав пленок определялся на рентгеновском микроанализаторе САМЕВАХ и не отличался от состава мишеней в пределах относительной погрешности определения ($\pm 3\%$).

Рентгенографические исследования выполнялись на дифрактометре ДРОН-3 по методике, детально описанной в [7]. Результаты этих исследований подтвердили данные работ [5, 7, 8], упоминавшиеся во вводной части. Кроме того, установлена связь между температурой точки Кюри T_k , степенью размытия СФП и толщиной пленок. Для иллюстрации этой связи на

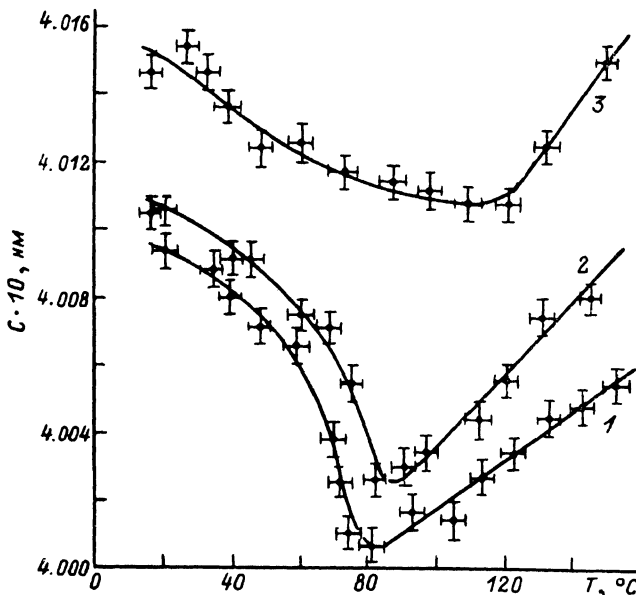


Рис. 1.

рис. 1 показаны зависимости параметра C элементарной ячейки (тетрагональной при $T < T_k$ и кубической при $T > T_k$) от температуры пленок $\text{Ba}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{TiO}_3/(001)\text{MgO}$ разных толщин. О СФП можно судить по характерному минимуму в ходе кривых $C(T)$. Видно, что температура T_k повышалась, а СФП размывался по мере роста толщины пленок. Скачка параметра C , свойственного СФП 1-го рода, не было. Поэтому температуру точки Кюри удавалось оценить лишь грубо: $\sim 80^\circ\text{C}$ у пленки толщиной 0.26 мкм (1), $\sim 90^\circ\text{C}$ у пленки толщиной 0.52 мкм (2), $\sim 110^\circ\text{C}$ у пленки толщиной 2.10 мкм (3). Заметим, что у объемных образцов того же состава $T_k = 80^\circ\text{C}$ [11]. Как видно из рис. 1, параметр элементарной ячейки C при любой температуре увеличивался с ростом толщины пленок.

Данные об увеличении T_k и C при увеличении толщины пленок согласуются с предположением о росте напряжений двумерного сжатия (в плоскости подложки).

Для электрических измерений на те же пленки наносились планарные алюминиевые электроды толщиной 0.2 мкм (испарение в вакууме) с шириной диэлектрического зазора между ними 7.5 мкм при длине электродов 1.0 и ширине 2.0 мм. Емкость конденсаторов измерялась мостовым методом (мост Е8-2) с внешним генератором и индикатором на частотах 1 и 100 кГц при напряженности поля не более $4 \cdot 10^3$ В/м.

На рис. 2 приведены зависимости емкости C от температуры T конденсаторов с пленками разных толщин: 0.26 (1), 0.52 (2), 2.10 мкм (3). На зависимости $C(T)$ конденсатора с самой тонкой пленкой (кривая 1) довольно четко выделялись два максимума при температурах $T_k = 90^\circ\text{C}$ и $T_p = -20^\circ\text{C}$. Положения этих максимумов на шкале температур почти совпадали с положениями диэлектрических аномалий соответствующих объемных образцов [11]: пере-

ходам из тетрагональной фазы в кубическую ($T_k=80^\circ\text{C}$), т. е. СФП, и из ромбической фазы в тетрагональную ($T_p=-10^\circ\text{C}$). На кривой $C(T)$ конденсатора с более толстой пленкой (кривая 2) максимум, соответствующий СФП, был сильно подавлен, но еще заметен и смещен в область более высоких температур, тогда как на кривой $C(T)$ конденсатора с самой толстой пленкой (кривая 3) такого максимума не было вовсе. Одновременно, как это видно из рис. 2, при увеличении толщины пленок максимум на кривых $C(T)$, соответствующий переходу из ромбической фазы в тетрагональную, смещался в область отрицательных температур и все более подчеркивался. Неудивительно, что, располагая данными о зависимостях $C(T)$ планарных конденсаторов с пленками толщиной более 1 мкм, т. е. кривыми типа кривой 3 на рис. 2, авторы работы [10] могли сделать ошибочный вывод о резком снижении температур T_k . В действительности же, как это видно из рис. 2, с ростом толщины пленок T_k повышается, что согласуется с данными, полученными другими методами, но диэлектрическая аномалия, соответствующая СФП, постепенно сглаживается и исчезает.

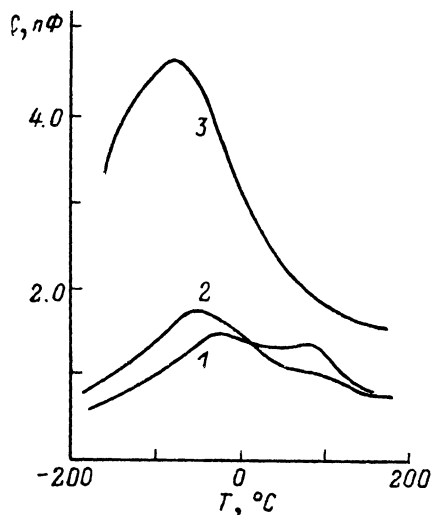


Рис. 2.

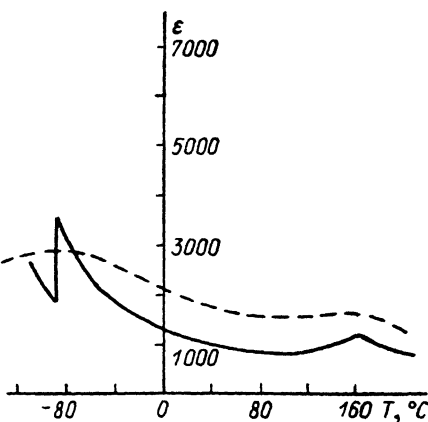


Рис. 3.

Мы не намерены здесь обсуждать природу напряжений двумерного сжатия, действующих на пленки, и причину роста этих напряжений при увеличении толщины пленок. Для серьезного обсуждения, очевидно, необходимы результаты исследования пленок меньших и больших толщин, чем изученные (меняются ли напряжения сжатия напряжениями растяжения при дальнейшем уменьшении толщины пленок? при какой максимальной толщине пленок напряжения сжатия перестают увеличиваться? и т. д.), и, кроме того, желательны данные непосредственного измерения величины напряжения. Отметим лишь, что результаты термодинамического анализа влияния двумерных напряжений сжатия на температуры фазовых переходов и зависимости $\epsilon_{ij}(T)$, где ϵ_{ij} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости (ось ox_3 перпендикулярна плоскости сжатия; $\epsilon_{11}=\epsilon_{22}=\epsilon$), кристаллов типа BaTiO_3 , выполненного авторами работы [12], вполне согласуются с полученными экспериментальными данными и с предложением о росте напряжений двумерного сжатия при увеличении толщины пленок. В работе [12] показано, что под действием двумерного сжатия расширяется область устойчивости тетрагональной фазы за счет повышения T_k и особенно за счет снижения T_p . При этом величина $(\epsilon_{11})_{\text{max}}^{T_k}$ в точке тетрагонально-кубического фазового перехода резко уменьшается, а величина $(\epsilon_{11})_{\text{max}}^{T_p}$ в точке тетрагонально-ромбического фазового перехода практически не изменяется при росте сжатия (независимо от того, определялись ли T_k и T_p по нарушениям условий устойчивости или по равенству термодинамических потенциалов соседних фаз).

На рис. 3 показаны зависимости $\epsilon_{11}(T)$ гетероэпитаксиальной пленки $\text{BaTiO}_3/(001)\text{MgO}$ толщиной 0.6 мкм (штриховая кривая), полученная путем обработки экспериментальных данных о емкости (формулы [3, 13]), и расчетная зависимость $\epsilon_{11}(T)$ [13] кристалла BaTiO_3 , находящегося в условиях двумерного сжатия $\sigma=3\cdot 10^8$ Па (сплошная кривая). Соответствие экспериментальной и расчетной кривых можно считать вполне удовлетворительным, если учесть размытие СФП, характерное для пленок и связанное с протяженными дефектами структуры [14].

- [1] Adachi H., Mitsuya T., Yamazaki O. Jap. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, p. 287—289.
 [2] Higashino H., Kawaguchi T., Adachi H. Abstr. Sixth Inter. Meet. on ferroelectricity, 1985, Japan, p. 54.
 [3] Антонов Н. Н., Бунзин И. М., Вендик О. Г. и др. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Сов. радио, 1979. 271 с.
 [4] Мухортов Вас. М., Головки Ю. И., Мухортов Вл. М. и др. Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, № 19, с. 1175—1177.
 [5] Mikhortov Vas. M., Golovko Yu. I., Aleshin V. A. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 1983, v. 78, N 1, p. 253—257.
 [6] Вендик О. Г., Ильинский Л. С., Смирнов А. Д. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 4, с. 772—777.
 [7] Радченко М. Г., Свиридов Е. В., Бондаренко Е. И. и др. Деп. ВИНТИ, 1984, № 6268-84 Деп.
 [8] Алешин В. А., Мухортов Вас. М., Головки Ю. И. и др. ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 612—614.
 [9] Пиралова А. Т., Алешин В. А., Мухортов В. М. и др. Кристаллография, 1986, т. 31, № 6, с. 1175—1179.
 [10] Гублер М. И., Кейс В. Н., Смирнов А. Д. и др. В сб.: Элементарные возбуждения в сегнетоэлектриках. Л., 1983, с. 66—69.
 [11] Бокос Б. А. ЖТФ, 1957, т. 27, № 8, с. 1784—1793.
 [12] Захарченко И. Н., Мухортов В. М., Никитин Я. С. и др. Деп. ВИНТИ, 1986, № 8816-В86 Деп.
 [13] Гительсон А. А., Лерер А. М. Изв. Северо-Кавказского научного центра высшей школы, естественные науки, 1977, № 1, с. 45—48.
 [14] Viryukov S. V., Mikhortov V. M., Margolin A. M. et al. Ferroelectrics, 1984, v. 56, N 1—2, p. 115—119.

Ростовский
государственный университет
Научно-исследовательский
институт физики

Поступило в Редакцию
2 июня 1987 г.

УДК 537.523.74

Журнал технической физики, т. 58, в. 7, 1988

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА ПО СКОРОСТЯМ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ ВЧ РАЗРЯДА

Е. Т. Протасевич, А. Л. Дейнеженко, В. Капичка, А. Браблец

Известно, что для расчета скоростей протекания химических реакций в слабоионизированной плазме необходимо знать функции распределения электронов, атомов и молекул в каждой из колебательных мод по скоростям или энергиям [1]. В настоящее время практически отсутствует информация, в которой эти вычисления выполнены для воздуха, содержащего молекулы H_2O .

Цель данной работы — экспериментальное исследование деформации функции распределения возбужденных атомов водорода по скоростям $F(v)$ в зависимости от состава смеси (воздух + H_2O).

Эксперимент выполнен на установке, подробное описание которой приведено в [2] для случая, когда разряд был стационарным ($f=37$ МГц, $P=200$ Вт), давление в разрядной трубке p составляло сотни—тысячи Па, а средняя концентрация молекул H_2O в потоке водно-капельного аэрозоля, поступающего в зону разряда N , была равна $1.3 \cdot 10^{22}—8 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Непосредственный расчет $F(v)$ производился по доплеровскому уширению линии $H\beta$ ($\lambda=486.16$ нм), так как она присутствовала практически во всех экспериментах при всех значениях параметра N/p . Для определения $F(v)$ использованы уравнения, приведенные в [3]. Истинный контур спектральной линии $\varphi(\lambda)$ связан с экспериментальным контуром $f(\lambda)$ интегральным уравнением Фредгольма I рода

$$\int_{-\infty}^{\infty} K(\lambda - \lambda') \varphi(\lambda') d\lambda' = f(\lambda), \quad (1)$$

где $K(\lambda - \lambda')$ — аппаратная функция интерферометра Фабри—Перо, измеренная по эталонному источнику Cd ($\lambda=479.97$ нм). Для учета априорной информации о положительности