

вслед за  $T_k$  в область  $T < 0$ . Этот процесс сопровождается исчезновением температурного интервала, в котором возможен необратимый переход в поле из АФ в ФМ состояние.

Следует заметить, что процесс индуцирования ФМ фазы в обсуждаемом веществе весьма специфичен: после размагничивания переменным полем образец не остается в ФМ состоянии и не возвращается в АФ, а переходит в ПС фазу. Об этом свидетельствует значение поля индуцирования ФМ фазы после размагничивания  $H_{п2}$ , коррелирующее по величине с критическим полем  $H_{к2}$ , экстраполированным к температуре индуцирования (рис. 1; штрихи на кривой  $H_{к2}(T)$  в области низких температур), тогда как  $H_{п1}$  фактически соответствует  $H_{к1}$ . Петля гистерезиса, наблюдавшаяся после этого, повторяет предыдущую, полученную при первом цикле, — переход в ФМ фазу вновь происходит необратимым образом. Как видно, в  $Fe_{2-x}P$  в случае  $T_k < 0$  при  $T < T_k^*$  возможна стабилизация любой из указанных фаз при соблюдении определенных условий.

#### Список литературы

- [1] Zavadskii E. A., Medvedeva L. I., Filippov A. E. // JMMM. 1984. V. 43. N 1. P. 53—58.
- [2] Завадский Э. А., Медведева Л. И., Филиппов А. Э., Харцев С. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3462—3463.
- [3] Fujii H., Okamoto T., Eguchi K., Fujiwara K., Okamoto T. J. // Phys. Soc. Jap. 1982. V. 51. N 2. P. 414—419.
- [4] Fujiwara H., Kadomatsu H., Tohma K., Fujii H., Okamoto T. // JMMM. 1980. V. 21. N 1. P. 262—268.
- [5] Fujii H., Hokabe T., Fujiwara H., Okamoto T. // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 44. N 1. P. 96—100.
- [6] Звада С. С., Медведева Л. И., Сиваченко А. П., Харцев С. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2496—2498.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
6 июня 1988 г.

## ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ $Ta_2O_5$ : ПОЛУЧЕНИЕ, УПРУГИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В. И. Анисимкин, И. М. Котелянский, В. А. Лузанов, П. Н. Мавленков

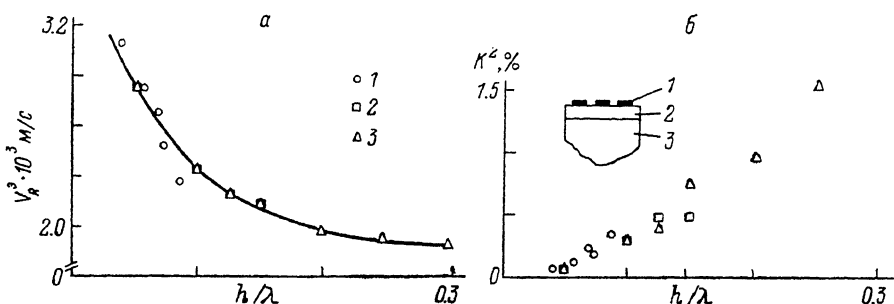
Большая диэлектрическая постоянная, малые оптические потери и высокая химическая стойкость обусловили широкое применение диэлектрических пленок  $Ta_2O_5$  в СВЧ устройствах, конденсаторах, солнечных батареях, устройствах оптоэлектроники и химических датчиках [1]. В работах [2, 3] сообщалось о получении пленок  $Ta_2O_5$  моноклинной сингонии, обладающих пьезоэлектрическими свойствами. Наличие пьезосвойств совместно с другими вышечисленными достоинствами делают пленки  $Ta_2O_5$  перспективными для акустоэлектроники и акустооптики.

В настоящей работе впервые методом магнетронного реактивного распыления в вакууме получены пьезоэлектрические текстурированные пленки  $Ta_2O_5$ . Разработана методика определения упругих и акустических параметров материала пленки из дисперсионной зависимости скорости поверхностных акустических волн (ПАВ) в слоистой структуре. Для слоистой структуры пленка  $Ta_2O_5$ / подложка плавленного  $SiO_2$  измерены дисперсионные зависимости скорости  $V_R^a$  и коэффициента электромеханической

связи  $K^2$  ПАВ Рэлея от нормированной на длину волны толщины пленки  $h/\lambda$ . По зависимостям  $V_R^2$  определены плотность  $\rho$  и упругие модули пленки  $Ta_2O_5$ , а также скорости поперечной  $V_T$  и рэлеевской  $V_R$  волн в этой пленке. Измерены коэффициенты поглощения ПАВ  $\alpha_R$  в слоистой структуре и пленке.

Текстурированные пьезоэлектрические пленки  $Ta_2O_5$  изготавливались распылением танталовой мишени в планарной магнетронной системе на постоянном токе в газовой реактивной смеси  $Ag : O_2$  в соотношении 3 : 1. Рабочее давление 0.3—0.5 Па, напряжение на мишени 400 В, ток разряда 0.2—0.5 А, скорость осаждения пленки 0.8—1.2 мкм/ч. Процесс осаждения пьезоэлектрических пленок  $Ta_2O_5$  особенно критичен к температуре подложки и парциальному давлению в газовой смеси.

Дифрактограмма полученной пленки имела максимум, соответствующий межплоскостному расстоянию  $d=0.3168$  нм. Сравнение с данными [4] по межплоскостным расстояниям для различных кристаллографических фаз  $Ta_2O_5$  показывает, что наиболее близким к этому значению является



Зависимости скорости  $V_R^2$  и коэффициента электромеханической связи  $K^2$  для ПАВ Рэлея в слоистой структуре  $Ta_2O_5$  / плавленный  $SiO_2$ .

a: точки — эксперимент; 1 — наст. раб., 2 — [2], 3 — [3]; сплошная линия — расчет с параметрами для подложки плавленного  $SiO_2$  из [9] и пленки  $Ta_2O_5$  из таблицы; б: 1 — встречно-штыревой преобразователь, 2 — пленка  $Ta_2O_5$ , 3 — подложка плавленного  $SiO_2$ .

межплоскостное расстояние  $d=0.3150$  нм, соответствующее аксиальной текстуре типа [110] орторомбической сингонии с параметрами решетки  $a=0.618$  нм,  $b=0.366$  нм,  $c=0.388$  нм.

Фазовая скорость  $V_R^2$  определялась по частоте синхронизма, величина  $K^2$  — из сопоставления излучения встречно-штыревых преобразователей в последовательной эквивалентной схеме [5], коэффициент поглощения ПАВ в слоистой структуре — из вносимых потерь четырех последовательно расположенных преобразователей [6]. Точности измерений составили (%):  $V_R^2$  — 1,  $K^2$  — 10,  $\alpha_R$  — 15, толщины пленки  $h$  — 5. Зависимости скорости  $V_R^2(h/\lambda)$  и коэффициента электромеханической связи  $K^2(h/\lambda)$  представлены на рисунке.

Для определения плотности, упругих модулей и акустических параметров пленок  $Ta_2O_5$  из дисперсионной зависимости  $V_R^2(h/\lambda)$  в слоистой структуре  $Ta_2O_5$ /плавленный  $SiO_2$  нами аналогично [7] использовался метод наименьших квадратов. Целевой функцией служила сумма квадратов отклонений расчетных значений скорости  $V_R^2$  от экспериментальных  $V_R^2$  при одних и тех же значениях  $h/\lambda$ . Расчет  $V_R^2$  проводился, согласно [8], в предположении изотропности материалов пленки и подложки. Параметры подложки брались из [9], тогда как параметры пленки принимались независимыми от  $h$  и варьировались с целью минимизации целевой функции. За варьируемые параметры пленки выбирались  $\rho$ ,  $V_T$  и  $V_R$ , так как эти параметры однозначно определяют дисперсионную зависимость  $V_R^2$ , наиболее чувствительны к изменению  $V_R^2$  и, следовательно, допускают наиболее точное определение. Минимизация целевой функции осуществлялась методом спуска по образцу [10] с шагом по  $\rho$  — 0.1 кг/м<sup>3</sup>, по  $V_T$  и  $V_R$  — 0.1 м/с.

Путем линеаризации целевой функции в точке минимума была выполнена оценка точности определения параметров пленки в зависимости от погрешности измерения  $V_R^a$ . Было получено, что точность определения искомых параметров примерно в 10 раз хуже точности измерения  $V_R^a$ . Так, при ошибке эксперимента 1 % точность определения  $\rho$ ,  $V_T$  и  $V_R$  составляет  $\sim 10$  %. Необходимо отметить, что точность методики увеличивается при использовании значений  $V_R^a$  из области слабой дисперсии (больших  $h/\lambda$ ), где ошибка измерения толщины пленки меньше сказывается на точности измерения  $V_R^a$  и, следовательно, на определении параметров пленки.

Проверка разработанной методики заключалась в определении параметров пленки с известными свойствами. В качестве таковой выбиралась пленка ZnO, широко применяемая в акустоэлектронике. Значения  $\rho$ ,  $V_T$ ,  $V_R$  для этой пленки определялись из дисперсионной зависимости  $V_R^a(h/\lambda)$  в структуре ZnO/плавленный SiO<sub>2</sub> [11]. Полученные параметры пленки ZnO:  $\rho = (4.9 \pm 0.3) \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $V_T = (2.8 \pm 0.2) \cdot 10^3$  м/с,  $V_R = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^3$  м/с. Модуль сдвига рассчитывался из значений  $\rho$  и  $V_T$ :  $\mu = \rho V_T^2 = (3.9 \pm 0.2) \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>. По сравнению с монокристаллом ( $\rho = 5.665 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $V_T = 2.8 \cdot 10^3$  м/с,  $V_R = 2.68 \cdot 10^3$  м/с,  $\mu = 4.23 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup> [9]) значения  $\rho$ ,  $V_T$  и  $\mu$  для пленки оказались примерно на 10 % меньше. Это, по нашему мнению, правильно отражает кристаллографические отличия текстурированной пленки от монокристалла — наличие пор и границ между кристаллитами пленки, разориентацию и деформацию кристаллитов [11, 12]. Результаты проверки позволили применить ту же методику к определению параметров пленки Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>.

Хорошее совпадение (см. рисунок) полученных нами экспериментальных и данных [3] для той же слоистой структуры позволило использовать эти данные как более полные для определения плотности  $\rho$  и скоростей  $V_T$ ,  $V_R$  пленки Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. По найденным  $\rho$ ,  $V_T$ ,  $V_R$  рассчитывались модуль сдвига  $\mu$ , скорость продольной волны  $V_L$ , коэффициент Пуассона  $\sigma$  и параметр  $A$ , связывающий характеристики продольной, поперечной и рэлеевской волн в одном материале [8, 13, 14]. Коэффициент поглощения ПАВ в слоистой структуре Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/плавленный SiO<sub>2</sub> измерялся на частоте 80 МГц и составил 13 дБ/см ( $h/\lambda = 0.068$ ). Коэффициент поглощения ПАВ в материале пленки  $\alpha_R$  на той же частоте определялся из коэффициента поглощения ПАВ в слоистой структуре и относительной доли энергии ПАВ, локализованной в пленке [15]. Полученные данные сведены в таблицу.

Упругие и акустические параметры пленок Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>

$10^3 \rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$10^{10} \mu$ , Н/м <sup>2</sup>	$\sigma$	$V_T$ , 10 <sup>3</sup> м/с	$V_R$ , 10 <sup>3</sup> м/с	$V_L$ , 10 <sup>3</sup> м/с	$A$	$\alpha_R$ , дБ/см
$8.6 \pm 0.4$	$5.8 \pm 0.3$	$0.29 \pm 0.09$	$2.6 \pm 0.1$	$2.4 \pm 0.1$	$4.8 \pm 0.8$	$0.12 \pm 0.06$	35

В заключение отметим, что пленки Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> по своим акустическим характеристикам близки к пленкам ZnO, но пока уступают им по величине поглощения ПАВ, которое, возможно, удастся уменьшить за счет улучшения технологии изготовления этих пленок.

#### Список литературы

- [1] Teravaninthorn U., Miyahara Y., Morizumi T. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 3. P. 347—351.
- [2] Nakagawa Y., Gomi Y. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 2. P. 139—140.
- [3] Nakagawa Y., Gomi Y., Okada T. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 11. P. 5012—5015.
- [4] Terao N. // Jap. J. Appl. Phys. 1967. V. 6. N 1. P. 21—34.
- [5] Melngailis J., Vetelino J. F., Jhunjhunwala A., Reed T. B., Fahey R., Stern E. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. N 4. P. 203—205.
- [6] Hickernell F. S. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 3. P. 1061—1071.

- [7] Hillebrands B., Baumgar S., Mock R., Guntherodt G. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 8. P. 3166—3169.
- [8] Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.
- [9] Slobodnik A. J., Jr., Conway E. D., Delmonico R. T. Microwave Acoustic Handbook, 1973. V. 1A. 728 p.
- [10] Банди Б. Д. Методы оптимизации. Вводный курс. М.: Радио и связь, 1988. 128 с.
- [11] Hickernell F. S. // Proc. Intern. Symp. «Surface Waves in Solids and Layered Structures». Novosibirsk, 1986. V. 3. P. 126—140.
- [12] Qian E., Zhang X., Zhao M., Wu X., Lin Y. // IEEE Trans. 1985. V. SU-32. N 5. P. 630—633.
- [13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [14] Анисимкин В. И. // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 6. С. 817—820.
- [15] Анисимкин В. И., Котелянский И. М. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 12. С. 2420—2421.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 июня 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 4, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 4, 1989

## НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ КЕРАМИК $Y-Ba-Cu-O$ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ НА НИЗКИХ ЧАСТОТАХ

А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, И. С. Левченко,  
Г. П. Мотулевич, В. В. Славкин

В настоящей работе исследована нелинейность магнитной восприимчивости керамик  $Y-Ba-Cu-O$  в сверхпроводящем состоянии на частотах  $\leq 100$  кГц.

Образцы в виде таблеток  $\varnothing 20$  мм и толщиной 2—4 мм изготавливались по технологии [1]. Температура сверхпроводящего перехода, измеренная по середине скачка,  $T_c = 94$  К. Измерения магнитной восприимчивости проводились компенсационным методом [2]. Амплитуда переменного

Рис. 1. Зависимость  $H \sim(t)$ .

$H \sim$  — переменное магнитное поле,  $t$  — время. Амплитуда модуляции  $H = 12$  Э, частота 1 кГц. Отношение амплитуд гармоник  $A_1 : A_3 : A_5 : A_7 : A_9 : A_{11} = 1 : 0.45 : 0.17 : 0.11 : 0.08 : 0.02$ . Здесь за  $A_1$  взята амплитуда кривой 1.



поля  $H$  менялась от 0.6 до 15 Э. Измерения проводились при температуре жидкого азота.

На рис. 1 приведены модулирующий сигнал  $H \sim$ , имеющий форму синусоиды (1), и сигнал, полученный с измерительной катушки, в которую вставлен сверхпроводящий образец керамики (2). Ниже этот сигнал будем называть выходным сигналом. Большая разница в форме обоих сигналов указывает на сильную нелинейность магнитной восприимчивости образца. При уменьшении  $H \sim$  нелинейность уменьшалась, и при  $H \sim = 0.6$  Э она практически исчезала. Нелинейность уменьшалась также и при увеличении частоты  $H \sim$  и при частотах 70—100 кГц практически исчезала. Спектральный анализ выходного сигнала показал, что для большинства образцов спектр содержит в основном нечетные гармоники 1, 3, 5, 7, 9. Амплитуды более высоких гармоник резко спадают.