

## Температурные характеристики магнитоэлектрического взаимодействия в композитных дисковых резонаторах цирконат-титанат свинца — никель

© Д.А. Бурдин, Ю.К. Фетисов, Д.В. Чашин, Н.А. Экономов

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики,  
119454 Москва, Россия  
e-mail: fetisov@mirea.ru

(Поступило в Редакцию 13 марта 2012 г.)

Исследованы температурные зависимости характеристик магнитоэлектрического взаимодействия в композитных дисковых резонаторах, содержащих слои никеля (Ni) и цирконата-титаната свинца (PZT). В измерениях использовались монолитные резонаторы, изготовленные методом электролитического осаждения Ni на PZT, и составные резонаторы, изготовленные путем склеивания слоев Ni и PZT. В интервале температур 220–380 К обнаружена перестройка частоты монолитных резонаторов — до 16% и составных резонаторов — до 4.5%, обусловленная температурным изменением модулей Юнга и различием коэффициентов линейного расширения слоев. Показано, что уменьшение эффективности магнитоэлектрического взаимодействия с ростом температуры обусловлено изменением пьезомодуля и пьезомагнитного коэффициента слоев, увеличением диэлектрической проницаемости PZT и ослаблением связи между слоями из-за размягчения клея. Результаты могут быть использованы для разработки методов термостабилизации характеристик магнитоэлектрических взаимодействий в композитных структурах.

### Введение

Магнитоэлектрические (МЭ) взаимодействия в планарных структурах, содержащих ферромагнитные и сегнетоэлектрические слои, интенсивно изучают в последнее время в связи с перспективами их использования для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей, генераторов электрической энергии и управляемых электрическим полем устройств обработки сигналов [1,2]. Взаимодействие проявляется в изменении поляризации  $\mathbf{P}$  образца при его намагничивании полем  $\mathbf{H}$  (прямой эффект) или в изменении намагниченности образца  $\mathbf{M}$  при его помещении в электрическое поле  $\mathbf{E}$  (обратный эффект). Как прямой, так и обратный МЭ-эффекты возникают в результате комбинации магнетострикции ферромагнетика и пьезоэффекта сегнетоэлектрика посредством механической связи между слоями.

Исследованы особенности МЭ-взаимодействий в образцах, содержащих слои из различных ферромагнетиков (металлы Ni, Fe, Co, сплавы пермендюр, терфенол, галфенол, аморфные магнетики, ферриты) и сегнетоэлектриков (цирконат-титанат свинца, ниобат лития, магниониобат-титанат свинца и т.д.) различной формы. При этом основное внимание уделялось изучению зависимостей эффективности МЭ-взаимодействия от частоты, амплитуды и ориентации магнитного и электрического полей (см. обзоры [1–4]).

Исследованию температурных зависимостей характеристик МЭ-взаимодействий в планарных композитных структурах посвящено всего несколько работ [5–8]. В то же время такие исследования представляют несомненный интерес для понимания физики МЭ-взаимодействий, поскольку параметры ферромагнитного

и сегнетоэлектрического слоев структур существенно зависят от температуры. Кроме того, знание температурных характеристик МЭ-взаимодействий необходимо для термостабилизации различных устройств, использующих композитные структуры.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению температурных зависимостей характеристик резонансного МЭ-взаимодействия в планарных дисковых резонаторах, содержащих слои керамики цирконата-титаната свинца (PZT) и слой никеля (Ni). В первой части работы описаны изготовленные дисковые структуры, экспериментальная установка и методика проведения температурных измерений. Во второй части приведены результаты экспериментальных исследований. Третья часть содержит теоретические оценки и обсуждение полученных результатов. В заключении сформулированы основные выводы по работе.

### 1. Образцы и методика измерений

Исследовались композитные двухслойные структуры в форме дисков, параметры которых приведены в таблице. Пьезоэлектрические слои структур были изготовлены методами керамической технологии из порошка цирконата-титаната свинца (PZT), имели диаметр  $D = 23–25$  mm и толщину  $a_p = 0.2–0.4$  mm. На обе поверхности PZT-дисков методом вжигания были нанесены электроды из Ag толщиной  $\sim 4\mu\text{m}$ . Затем PZT-диски поляризовали путем нагрева до  $\sim 100^\circ\text{C}$  при постоянном напряжении между электродами 200 В. Монолитные образцы № 1 и № 3 были изготовлены методом электролитического осаждения на одну из поверхностей PZT-

Параметры дисковых резонаторов

№ резонатора	Размеры слоя PZT, $D \times a_p$	Размеры слоя Ni, $D \times a_m$	Технология изготовления
1	25 mm $\times$ 0.2 mm	25 mm $\times$ 30 $\mu$ m	Электролитическое осаждение
2	25 mm $\times$ 0.4 mm	25 mm $\times$ 0.2 mm	Соединение клеем „Loctite“
3	23 mm $\times$ 0.22 mm	23 mm $\times$ 40 $\mu$ m	Электрическое осаждение

диска слоя Ni толщиной  $a_m = 30\text{--}40\ \mu\text{m}$ , как описано в работе [9]. Составной образец № 2 был изготовлен путем соединения PZT-диска с диском из электролитически чистого Ni с помощью клея „Loctite 499“. Пьезомодули PZT-дисков равнялись  $d_{31} = (150\text{--}170) \cdot 10^{-12}$  К/Н. Магнитострикция слоя Ni, измеренная с помощью тензодатчика при намагничивании параллельно плоскости, достигала насыщения  $\lambda_s = -30 \cdot 10^{-6}$  в полях  $H_s \approx 0.5$  кОе. Для регистрации МЭ-напряжения использовали проводники диаметром 50  $\mu\text{m}$  и длиной 20  $\mu\text{m}$ , припаянные к электродам PZT-дисков.

Характеристики МЭ-взаимодействий в описанных композитных структурах измеряли методом низкочастотной модуляции магнитного поля. Для этого образец подвешивали на двух проводниках внутри термоизолированной ячейки из тефлона, которую помещали между полюсами электромагнита внутри катушек Гельмгольца. Таким образом, к образцу одновременно прикладывали постоянное магнитное поле  $H = 0\text{--}2$  кОе и переменное магнитное поле  $h\cos(2\pi ft)$  с амплитудой  $h = 0\text{--}2$  Ое и частотой в диапазоне  $f = 10\text{ Hz}\text{--}200\text{ kHz}$ , оба направленные параллельно друг другу и плоскости структуры. Генерируемое образцом переменное напряжение  $u\cos(2\pi ft)$  с амплитудой  $u$  и той же частотой  $f$  регистрировали с помощью цифрового осциллографа с входным сопротивлением 1 М $\Omega$ . Нагрев и охлаждение образца в интервале температур 200–360 К проводили в потоке газообразного азота, который пропускали через тефлоновую ячейку. Температуру образца контролировали с помощью термодатчика AD590 с точностью 1 К. В автоматическом режиме с помощью программы Labview получали зависимости амплитуды генерируемого структурой напряжения  $u$  от частоты  $f$  переменного магнитного поля при различных температурах  $T$  образца. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  и параметра потерь  $\text{tg } \delta$  образцов регистрировали с помощью RLC-измерителя AM-3026.

## 2. Монолитный резонатор PZT/Ni

На рис. 1 для монолитного резонатора PZT/Ni (образец № 1) представлены типичные зависимости генерируемого напряжения  $u$  от частоты модулирующего поля  $f$  при разных температурах  $T$ . Измерения проведены при поле намагничивания  $H = 57$  Ое, соответствующем максимуму пьезомагнитного коэффициента слоя Ni.

Резонансный вид зависимостей обусловлен, как будет показано ниже, возбуждением в структуре основной моды изгибных акустических колебаний, вызывающей резонансное увеличение амплитуды деформаций в пьезоэлектрическом слое. На рис. 2 показаны соответствующие зависимости резонансной частоты  $f_1$  и амплитуды сигнала на этой частоте  $u_1(f_1)$  от температуры образца. Видно, что с увеличением  $T$  от 220 до 360 К частота резонанса от значения 2.55 kHz сначала смещается вниз, достигает минимального значения  $f_{1m} = 2.4$  kHz при 263 К, а затем снова монотонно возрастает до 2.78 kHz при температуре 356 К. Изменение частоты резонато-

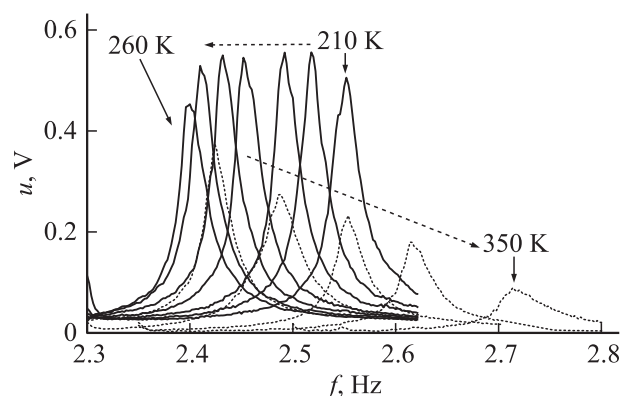


Рис. 1. Зависимости генерируемого напряжения  $u$  от частоты модулирующего поля  $f$  для монолитного PZT/Ni резонатора при различных температурах  $T$ .

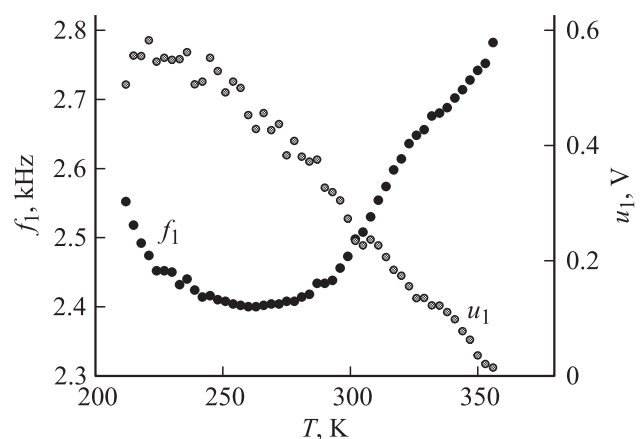
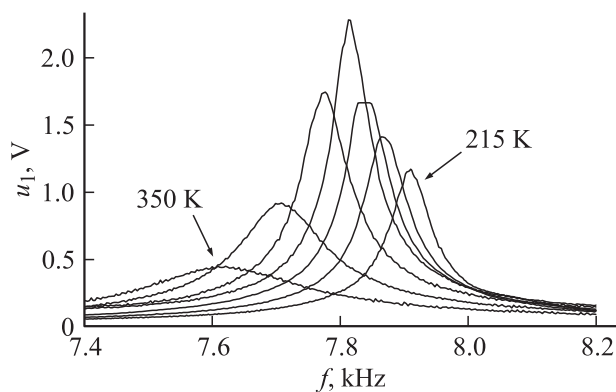


Рис. 2. Зависимости резонансной частоты  $f_1$  и амплитуды сигнала в резонансе  $u_1$  от температуры  $T$  для монолитного резонатора PZT/Ni.

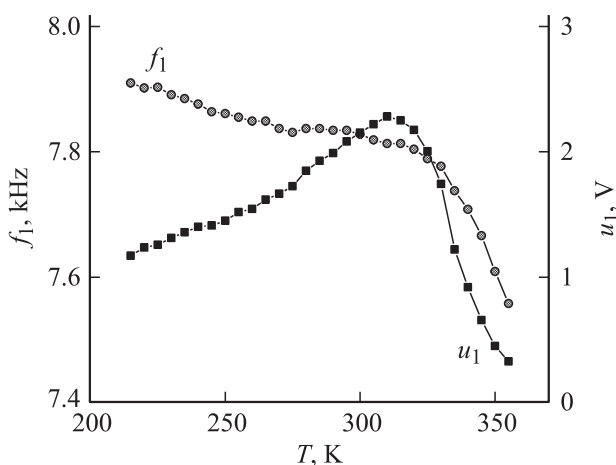
ра в исследованном диапазоне температур составило  $\delta f/f_{1m} \approx 16\%$ , что значительно превышает возможное изменение частоты, обусловленное термическим изменением размеров структуры. При этом с увеличением температуры образца амплитуда сигнала на резонансной частоте монотонно спадала от  $u_1 \approx 0.6$  В практически до нуля при  $T = 360$  К. Максимальная эффективность МЭ-взаимодействия в монокристаллическом резонаторе PZT/Ni достигала значения  $\alpha_E = u_1/(a_p h) \approx 26$  В/Ое · см, что согласуется с данными [10]. С увеличением температуры добротность резонанса, измеренная на половине высоты по данным рис. 1, монотонно уменьшалась от  $Q \approx 130$  до  $Q \approx 95$ . Обсуждение полученных зависимостей дано ниже.

### 3. Составной резонатор PZT/Ni

На рис. 3 для составного резонатора PZT/Ni (образец № 2) приведены аналогичные зависимости  $u(f)$ , измеренные при поле смещения  $H = 57$  Ое и разных



**Рис. 3.** Зависимости напряжения  $u$  от частоты модулирующего поля  $f$  для составного резонатора PZT/Ni при различных температурах  $T$ .

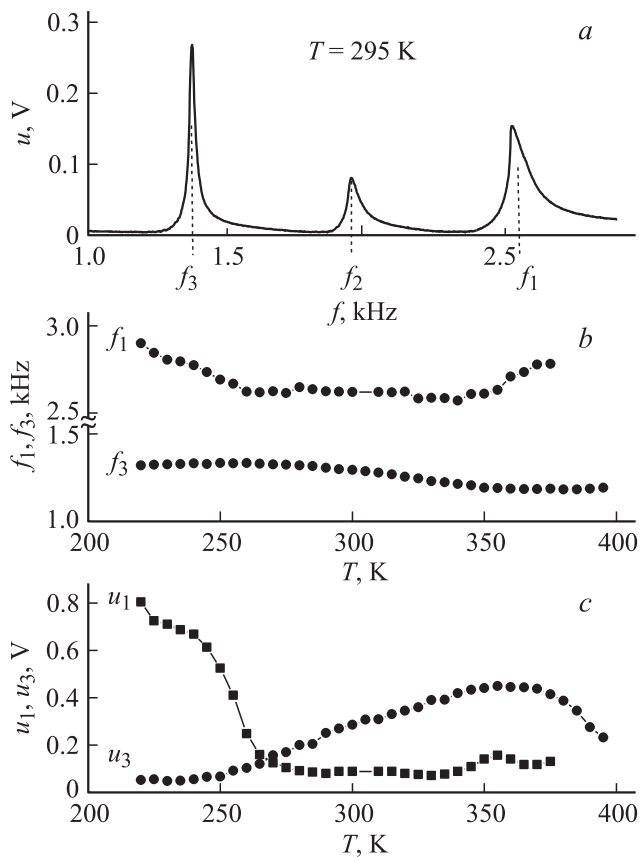


**Рис. 4.** Зависимости резонансной частоты  $f_1$  и амплитуды сигнала в резонансе  $u_1$  от температуры  $T$  для составного резонатора PZT/Ni.

температурах  $T$ . На рис. 4 показаны соответствующие зависимости частоты  $f_1$  и амплитуды генерируемого сигнала  $u_1(f_1)$  от температуры образца. В этом случае с увеличением  $T$  от 215 до 320 К частота резонанса сначала монотонно уменьшалась от 7.9 до 7.8 kHz, а при дальнейшем повышении  $T$  до 355 К еще быстрее падала до 6.56 kHz. Обусловленное температурой относительное изменение частоты составного резонатора было меньше, чем для монокристаллического резонатора, и достигало 4.5%. С увеличением температуры образца амплитуда сигнала на резонансной частоте вначале увеличивалась, достигала максимума  $u_1 \approx 2.28$  В при  $T \approx 310$  К, а затем резко спадала практически до нуля при 360 К. Максимальная эффективность МЭ-взаимодействия в составном резонаторе PZT/Ni достигала  $\alpha_E = u_1/(a_p h) \approx 41$  Ое · см. Добротность составного резонатора, измеренная по данным, аналогичным представленным на рис. 4, оставалась с увеличением температуры примерно постоянной и равной  $Q \approx 130-150$  вплоть до 310 К, а затем резко уменьшалась до  $Q \approx 30$  при 360 К.

### 4. Многочастотный монокристаллический резонатор PZT/Ni

На рис. 5 приведены температурные зависимости характеристик монокристаллического резонатора PZT/Ni с толстым слоем Ni (образец 3). Зависимость напряжения на резонаторе от частоты модуляции поля  $u(f)$  при касательном поле намагничивания  $H = 57$  Ое и комнатной температуре содержала три пика с частотами  $f_1 = 2.6$  kHz,  $f_2 = 1.95$  kHz и  $f_3 = 1.45$  kHz (рис. 5, a). Возбуждение нескольких мод изгибных колебаний в данном резонаторе в отличие от образца 1 обусловлено, по-видимому, неоднородностью толщины слоя осажденного никеля. Амплитуда пика с частотой  $f_2$  в спектре резонатора при изменении температуры резко уменьшалась, поэтому далее этот пик рассматривать не будем. На рис. 5, b показана измеренная зависимость резонансных частот  $f_1$  и  $f_3$  двух основных пиков от температуры. В диапазоне  $T = 220-380$  К частота высокочастотного резонанса  $f_1$  изменялась на  $\sim 14\%$ , достигая минимума при температуре  $T \approx 300$  К, а частота низкочастотного резонанса  $f_3$  монотонно уменьшалась с ростом температуры на  $\sim 10\%$ . На рис. 5, c приведены зависимости амплитуд пиков  $u_1(f_1)$  и  $u_3(f_3)$  от температуры. При увеличении  $T$  амплитуда высокочастотного пика  $u_1$  спадала в несколько раз, а амплитуда низкочастотного пика  $u_3$  монотонно возрастала, достигая максимума при  $T = 360$  К, а затем также резко спадала. Поведение резонансных частот и амплитуд пиков свидетельствует о качественно различном влиянии температуры на характеристики МЭ-взаимодействий при возбуждении различных мод резонатора. При температурах образца, соответствующих уменьшению амплитуд пиков, наблю-



**Рис. 5.** Характеристики монолитного резонатора PZT/Ni: *a* — зависимость генерируемого напряжения от частоты при 295 K; *b* и *c* — зависимости частот и амплитуд резонансов от температуры.

далось также монотонное падение добротности соответствующих резонансов.

## 5. Расчеты и обсуждение результатов

Рассмотрим основные факторы, которые влияют на зависимости характеристик МЭ-взаимодействий в композитных дисковых резонаторах от температуры.

Прежде всего оценим частоты акустических колебаний дисковых резонаторов. Частота изгибных колебаний однородного свободного диска дается формулой [11]

$$f = \alpha_{ns} \frac{b}{2\pi R^2} \sqrt{\frac{Y}{12\rho(1-\nu^2)}}, \quad (1)$$

где  $\alpha_{ns}$  — коэффициент, отвечающий моде с  $n$  узловыми диаметрами и  $s$  узловыми окружностями,  $b$  — толщина диска,  $R$  — радиус диска,  $\rho$  — плотность материала диска,  $Y$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Для двухслойного диска, содержащего механически соединенные слои магнетика и пьезоэлектрика, эффективные плотность и модуль Юнга находятся по форму-

лам

$$\rho = \frac{\rho_m b_m + \rho_p b_p}{b_m + b_p} \quad \text{и} \quad Y = \frac{Y_m b_m + Y_p b_p}{b_m + b_p}, \quad (2)$$

где  $Y_m, \rho_m, b_m$  и  $Y_p, \rho_p, b_p$  — модули Юнга, плотности и толщины магнитного и пьезоэлектрического слоев соответственно.

Используя формулы (1)–(2), приведенные в таблице, размеры резонаторов и параметры материалов структур (для Ni  $Y_m = 21.5 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$  и  $\rho_m = 8.9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , для PZT  $Y_p = 7.0 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$  и  $\rho_p = 7.7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ , для обоих материалов  $\nu \approx 0.35$ ), находим частоту основной моды, имеющей одну узловую окружность ( $\alpha_{01} = 9.076$ ): для монолитного резонатора (образец 1)  $f_{01}^1 \approx 2.2 \text{ kHz}$ , для составного резонатора (образец 2)  $f_{01}^2 \approx 6.6 \text{ kHz}$  и для многочастотного резонатора (образец 3)  $f_{01}^3 \approx 3.0 \text{ kHz}$ . Полученные значения близки к частотам, приведенным на рис. 1, 3 и 5, *a*.

Аналогичный расчет показывает, что пик с частотой  $f_3$  в спектре многочастотного резонатора на рис. 5, *a* соответствует возбуждению моды с двумя узловыми диаметрами ( $\alpha_{20} = 5.251$ )  $f_{20}^3 \approx 1.73 \text{ kHz}$ . Структура деформаций в этой моде существенно отличается от структуры деформаций в основной моде с одной узловой окружностью.

Частоту радиальных акустических колебаний резонаторов оценим по формуле для свободного диска, толщины которого значительно меньше диаметра ( $b \ll R$ ) [11]:

$$f = \frac{\beta}{2\pi R} \sqrt{\frac{Y}{\rho(1-\nu^2)}}. \quad (3)$$

Используя уравнения (2) и (3) и параметры резонаторов, находим частоту основной моды ( $\beta = 2.088$ ) радиальных колебаний для всех трех резонаторов  $f_r \approx 100 \text{ kHz}$ . Таким образом, оценки частот свидетельствуют, что в дисковых структурах возбуждались именно изгибные акустические колебания.

Обращает на себя внимание аномально большое относительное изменение частот резонаторов с температурой: до 16% для монолитных резонаторов PZT/Ni (рис. 2 и рис. 5, *b*) и  $\sim 4.5\%$  для составного резонатора (рис. 4). Как следует из формул (1) и (2), сдвиг резонансной частоты может быть связан с изменением либо размеров ( $b$  и  $R$ ) резонатора, либо модуля Юнга  $Y$  материала. Коэффициент линейного теплового расширения для PZT равен  $\tau_p \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  и для Ni —  $\tau_m \approx 13 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ . Поэтому вызванное тепловым расширением относительное изменение частот дисковых резонаторов в интервале температур  $\Delta T = 160 \text{ K}$  будет  $\delta f/f < (\tau_m - \tau_p)\Delta T \approx 2 \cdot 10^{-6}$ , т.е. менее 0.2%.

Чтобы выяснить влияние температурных изменений эффективного модуля Юнга  $Y$  на частоту композитных резонаторов, были дополнительно измерены температурные изменения модулей Юнга образца из PZT и образца из Ni по отдельности. В диске PZT диаметром 25 mm и толщиной 0.2 mm радиальные акустические

колебания возбуждали с помощью переменного электрического поля. При увеличении  $T$  от 220 до 380 К частота радиальных колебаний монотонно уменьшалась от 97.4 до 91.2 кГц, т.е. на  $\sim 6.4\%$ , что соответствует уменьшению модуля Юнга PZT на  $\sim 13\%$ . В пластинах из Ni размерами  $44 \times 5 \times 0.34$  мм планарные акустические колебания возбуждали с помощью переменного магнитного поля. При увеличении  $T$  от 185 до 340 К частота планарных колебаний монотонно уменьшалась от 108.7 до 105.1 кГц, т.е. на  $\sim 3.4\%$ , что соответствует уменьшению модуля Юнга Ni на  $\sim 7\%$ . Отсюда следует, что уменьшение частот изгибных колебаний композитных резонаторов с ростом  $T$  происходит, главным образом, из-за уменьшения модулей Юнга пьезоэлектрического и магнестрикционного слоев образцов.

Объяснить аномальное увеличение частот монолитных резонаторов PZT/Ni в области температур  $T > 300$  К (рис. 2 и рис. 5, б) можно, если учесть особенности колебаний двухслойной структуры. В работе [12] показано, что частота основной моды изгибных колебаний круглой мембраны  $f_{01}$  возрастает, если на мембрану действует равномерно распределенная сила, приводящая к растяжению мембраны и ее прогибу в одну сторону от начальной плоскости. Двухслойный монолитный диск PZT/Ni из-за разности температурных коэффициентов расширения Ni и PZT и жесткой механической связи на границе раздела также растягивается и прогибается при изменении температуры. При нагревании диск выгибается в сторону Ni, а при охлаждении — в сторону PZT. Из-за этого частота изгибных колебаний диска должна возрастать как при его охлаждении, так и при нагревании от комнатной температуры, что и наблюдали в экспериментах (рис. 2 и 5, б).

Таким образом, на зависимость частоты композитного дискового резонатора от температуры оказывают влияние оба эффекта: уменьшение модуля Юнга слоев с ростом  $T$  и статическая деформация резонатора из-за разницы коэффициентов теплового расширения слоев. При охлаждении резонатора от комнатной температуры оба эффекта совместно приводят к росту резонансной частоты, а при нагревании резонатора эффекты конкурируют и могут привести как к увеличению, так и к уменьшению частоты.

Так, для составного резонатора PZT/Ni частота изгибных колебаний  $f_1$  возросла при охлаждении, но, в отличие от монолитных структур, уменьшалась при нагревании в области температур  $T > 300$  К (рис. 4). Такой спад  $f_1$  с ростом  $T$  может быть обусловлен уменьшением влияния разности коэффициентов теплового расширения слоев из-за ослабления механической связи между ними при обратимом размягчении клеявого соединения.

Чтобы объяснить значительное изменение амплитуды генерируемого МЭ-сигнала с температурой (рис. 2 и 4), рассмотрим формулу, качественно описывающую связь напряжения на частоте резонанса с основными параметрами

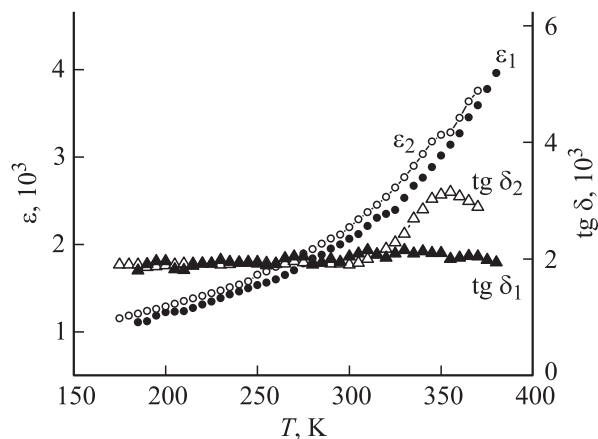
структуры [13]

$$u_1 \approx Q \frac{d_{31} q_1}{\varepsilon A - d_{13}^2}. \quad (4)$$

Здесь коэффициент  $A$  выражается через толщины и модули Юнга слоев и слабо зависит от температуры. Из формулы следует, что вид температурной зависимости напряжения  $u_1(T)$  определяется ходом температурных зависимостей: пьезомодуля  $d_{31}(T)$  и проницаемости  $\varepsilon(T)$  пьезоэлектрического слоя, пьезомагнитного коэффициента  $q_{11}(T)$  магнитного слоя, акустической добротности структуры  $Q(T)$ .

Проведенные нами исследования по возбуждению акустических колебаний в отдельно взятом диске PZT и пластине Ni показали, что в интервале температур 200–380 К амплитуда регистрируемых сигналов изменялась соответственно на 20% и в  $\sim 2$  раза. Это свидетельствует о слабом влиянии температурных изменений  $d_{31}$  и достаточно сильном влиянии температурных изменений  $q_{31}$  на амплитуду результирующего МЭ-напряжения. Такой вывод согласуется с данными работы [14], где показано, что пьезомодуль PZT  $d_{31}$  в интервале температур 200–380 К изменяется не более чем на 15%.

Для выяснения влияния  $\varepsilon$  пьезоэлектрика и добротности  $Q$  структуры на амплитуду МЭ-сигнала были измерены температурные зависимости проницаемостей  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  и диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta_1$  и  $\text{tg } \delta_2$  для монолитного (образец № 1) и составного (образец № 2) резонаторов соответственно. Из рис. 6 видно, что для обоих дисков PZT  $\varepsilon$  монотонно возрастает почти в  $\sim 4$  раза с увеличением  $T$ , что должно приводить к соответствующему уменьшению генерируемого структурами МЭ-сигнала  $u_1$  (рис. 2). Добротность резонаторов падает с увеличением потерь в диэлектрике  $Q \propto 1/\text{tg } \delta$ . Из рис. 5 видно, что потери для обоих дисков практически равны и слабо зависят от  $T$  в исследованном диапазоне температур. Локальное увеличение  $\text{tg } \delta_2$  для диска PZT составного резонатора вблизи  $T \approx 350$  К объясняет



**Рис. 6.** Зависимости диэлектрической постоянной  $\varepsilon$  и параметра потерь  $\text{tg } \delta$  от температуры  $T$  для резонаторов PZT/Ni:  $\varepsilon_1$  и  $\text{tg } \delta_1$  — монолитного,  $\varepsilon_2$  и  $\text{tg } \delta_2$  — составного.



резкое падение сигнала  $u_1$  в этой области температур (рис. 4).

Отметим, что для составного резонатора падение амплитуды МЭ-сигнала при  $T > 320$  К (рис. 4) вызвано, скорее всего, ослаблением механической связи между слоями из-за размягчения клея. С целью расширения области рабочих температур составных МЭ-резонаторов следует использовать при их изготовлении высокотемпературные клеи. Для многочастотного резонатора вид зависимостей амплитуд различных мод от температуры (рис. 5, с) определяется, по-видимому, изменением эффективностей возбуждения этих мод при изменении температуры.

## Заключение

Таким образом, в работе экспериментально изучены температурные характеристики МЭ-взаимодействий в композитных дисковых резонаторах, содержащих слои магнестрикционного Ni и пьезокерамического PZT. Исследованы монолитные резонаторы, изготовленные методом электролитического осаждения Ni на PZT, и составные резонаторы, изготовленные путем склеивания дисков Ni и PZT. Показано, что в интервале температур 220–380 К перестройка резонансной частоты  $\Delta f/f$  основной моды изгибных колебаний двухслойных монолитных дисковых резонаторов может достигать более десяти процентов. Перестройка частоты обусловлена температурным изменением модулей Юнга слоев и различием температурных коэффициентов линейного расширения слоев, приводящим к статической деформации резонаторов. С ростом температуры амплитуда генерируемого структурами напряжения монотонно падает из-за увеличения диэлектрической проницаемости PZT. Для составных резонаторов при нагревании выше  $\sim 330$  К уменьшение амплитуды МЭ-сигнала происходит из-за ослабления механической связи между слоями вследствие обратимого размягчения клеевого соединения. Результаты исследований могут быть использованы для разработки методов термостабилизации характеристик МЭ-взаимодействий в композитных структурах.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России и Российского фонда фундаментальных исследований.

## Список литературы

- [1] Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 131101.
- [2] Srinivasan G., Fetisov Y.K. // Ferroelectrics. 2006. Vol. 342. P. 65–71.
- [3] Ma J., Hu J., Li Z., Nan C.-W. // Advanced Mater. 2011. V. 23. P. 1062–1087.
- [4] Остащенко А., Фетисов Ю., Преображенский В. Магнитоэлектрический эффект в многослойных пленочных структурах. Lambert Academic Publishing GmbH & Co. KG, 2011. 159 с.
- [5] Srinivasan G., Hayes R., Bichurin M.I. // Sol. Stat. Commun. 2003. V. 128. P. 261–266.
- [6] Остащенко А.Ю., Фетисов Ю.К., Каменцев К.Е. // Материалы Межд. научн. конф. „Тонкие пленки и наноструктуры“, 7–14 сент. 2004. М.: МИРЭА, 2004. ч. 1. С. 173–175.
- [7] Vaz C.A., Segal Y., Hoffman J., Grober R.D., Walker R.J., Ahn C.H. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 042506.
- [8] Ortega N., Kumar A., Katiyar R.S., Rinaldi C. // Thin Solid Films. 2010. V. 510. P. 641–649.
- [9] Chashin D.V., Fetisov Y.K., Kamentsev K.E., Srinivasan G. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 102511.
- [10] Pan D.A., Bai J., Chu W.Y., Qiao L.J. // J. Phys. Condens. Matter. 2008. Vol. 20. P. 025203.
- [11] Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. М.: КомКнига, 2007. 440 с. [Timoshenko S.P. Vibration Problems in Solids. D. Van Nostrand, Toronto. 1955. 439 p.]
- [12] Powell J.H., Roberts J.H.T. // Proc. Phys. Soc. (London). 1923. Vol. 35. P. 170.
- [13] Bichurin M.I., Filippov D.A., Petrov V.M. // Phys. Rev. 2003. Vol. B68. P. 132408.
- [14] Бозуш М.В. // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. 2008. № 2. С. 36–39.