

05,06,12

## Вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики керамических материалов на основе титаната бария—стронция

© А.И. Дедык,<sup>1</sup> А.Д. Канарейкин,<sup>1</sup> Е.А. Ненашева,<sup>2</sup> Ю.В. Павлова,<sup>1</sup> С.Ф. Карманенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),  
197376 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: Dedyk\_AI@mail.ru

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт «ГИРИКОНД»,  
194223 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: Liza@ceramics.sp.ru

(Поступило в Редакцию 29 июля 2005 г. В окончательной редакции 9 февраля 2006 г.)

Приведены экспериментальные результаты исследования свойств сегнетоэлектрической керамики на основе титаната бария—стронция с добавками материалов с низкими значениями диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь для использования в СВЧ-устройствах ускорительной техники. Обнаружено, что хорошими диэлектрическими свойствами обладают керамические образцы, на вольт-амперных характеристиках которых наблюдаются протяженные горизонтальные участки. Обсуждаются различные механизмы электропроводности исследованных видов керамики и их влияние на величину и характер диэлектрического гистерезиса.

PACS: 81.05.Je

### Введение

В последние годы сегнетоэлектрические материалы на основе твердых растворов титаната бария—стронция (BST) привлекают внимание разработчиков ускорительной техники [1–6]. Преимущества использования этих материалов заключаются как в быстродействии проектируемых элементов, так и в возможности использования обоих фронтов управляющего импульса в переключающих устройствах на основе BST по сравнению с известными мощными полупроводниковыми и плазменными переключателями и фазовращателями [2]. Для применения при комнатных температурах наибольший интерес представляют системы на основе  $\text{BaTiO}_3$  или  $\text{BaTiO}_3\text{—SrTiO}_3$  (BST) [7]. Твердый раствор BST может быть синтезирован в виде тонких пленок или в виде объемной керамики [7].

В настоящее время разработан ряд устройств для ускорительной техники с использованием объемной BST-керамики [1–6], которая наряду с высокодобротными материалами для частотного диапазона 10–30 GHz применяется при разработке устройств для новых ускорительных схем и оптимизации традиционных ускорителей. Применяются следующие переключающие и управляющие СВЧ-элементы, в которых используется BST керамика:

- быстрые ключи и фазовращатели на основе сегнетоэлектрических элементов для компрессии мощных СВЧ-импульсов для схемы линейного коллайдера [1–3];
- управляемые ускорительные структуры с диэлектрическим заполнением [4–6].

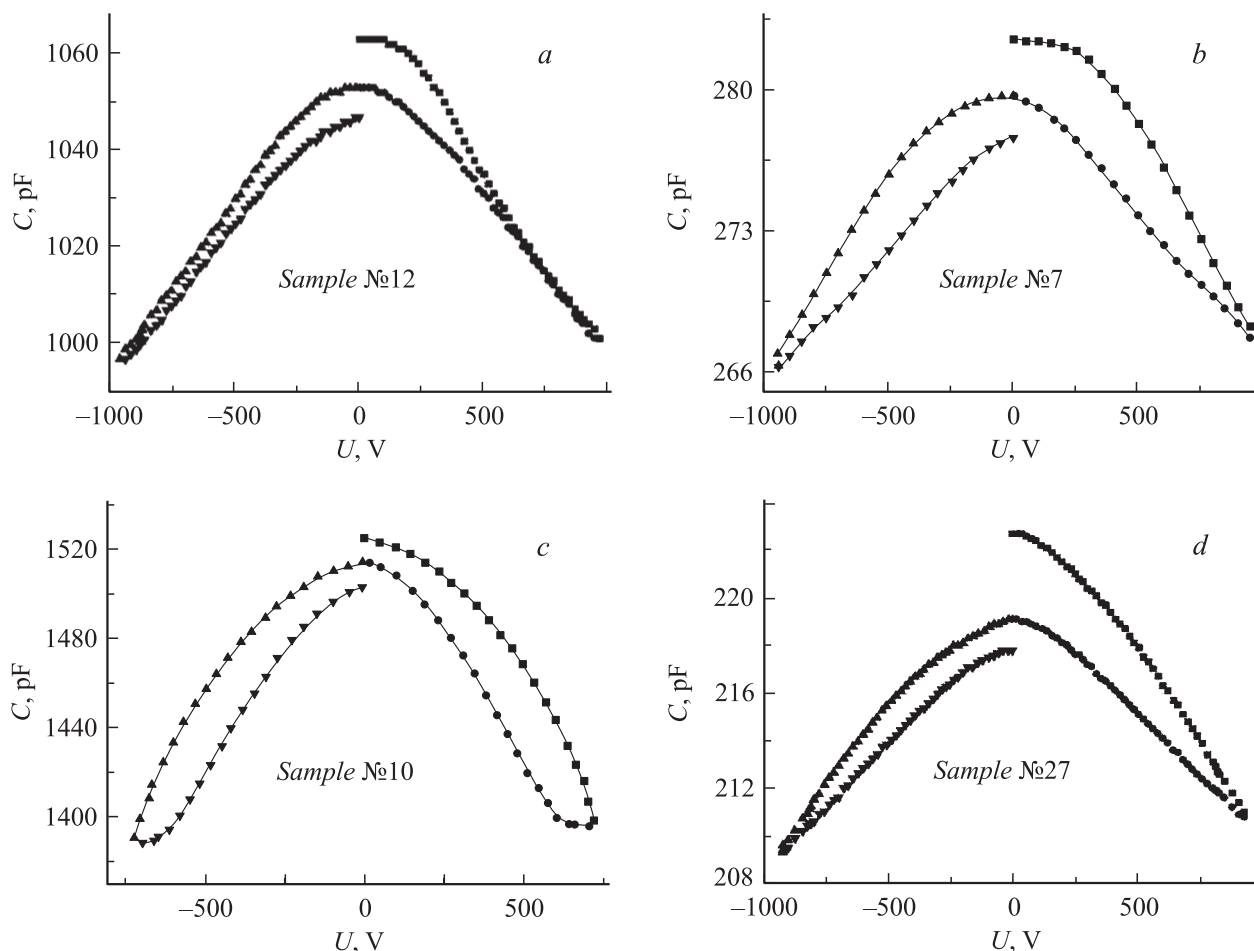
В работах [1,3] приведены схемы активного ключа и фазовращателя с включенным сегнетоэлектрическим элементом на основе объемной керамики. В активных

переключающих СВЧ-устройствах используется цилиндрический резонатор с частичным сегнетоэлектрическим заполнением в виде кольца с толщиной и диаметром, определяемым частотой конкретного устройства.

В дополнение к переключающим элементам BST-соединения были использованы в качестве управляющих слоев в кильватерной ускорительной структуре с диэлектрическим (керамическим) заполнением [4–6]. Принцип действия подобных структур рассмотрен, в частности, в [8]. Применение в качестве ускоряющего элемента цилиндрической слоистой структуры, состоящей из тонкого управляемого слоя сегнетоэлектрика и сравнительно толстого слоя керамики с линейными диэлектрическими свойствами, позволяет эффективно управлять ускорительным процессом [4].

Отметим, что высокий уровень мощности в управляющих элементах для ускорительной техники не позволяет использовать тонкие сегнетоэлектрические пленки в подобных устройствах [2]. В настоящее время среди сегнетоэлектрических материалов только объемная керамика на основе твердого раствора BST обладает параметрами, которые могут приблизиться к требованиям, предъявляемым к управляющим СВЧ-элементам ускорительной техники [1–6].

Несмотря на высокий коэффициент управляемости твердого раствора BST керамика на его основе имеет повышенную, желательную для применения в ускорительной технике диэлектрическую проницаемость, сравнительно высокие диэлектрические потери и диэлектрический гистерезис [9]. Однако синтез гетерофазных систем, включающих сегнетоэлектрик BST и материалы с низкими значениями диэлектрической проницаемости и  $\text{tg } \delta$ , таких как оксид магния или оксиды редкоземельных элементов, может снизить диэлектрическую проницаемость, интегральные потери и диэлектрический



**Рис. 1.** ВФХ образцов керамики: *a* — (№ 12), BSM1 — 20 wt.% магнийсодержащей добавки; *b* — (№ 7), BSM2 — 25 wt.% магнийсодержащей добавки; *c* — (№ 10), BSL — без дополнительных добавок; *d* — (№ 27), BSL — с дополнительной добавкой на основе MgO.

гистерезис композитного материала при сохранении управляемости диэлектрической проницаемостью.

Поэтому целью настоящей работы явилось исследование электрофизических свойств сегнетоэлектрической керамики BST с магнийсодержащими (BSM), а также добавками, содержащими оксиды редкоземельных элементов (BSL).

## Результаты эксперимента

В работе исследовались образцы ряда составов, содержащих 45 и 50 wt.% титаната бария ( $\text{BaTiO}_3$ ) в твердом растворе BST (обозначенных соответственно BSM2 и BSM1) с магнийсодержащей добавкой, которая вводилась в количестве 15–25 wt.% по отношению к содержанию твердого раствора, а также составы типа BSL.

Исследуемые образцы представляли собой плоскопараллельные конденсаторные структуры толщиной  $\sim 0.5$  mm с медными электродами, нанесенными методом термического испарения в вакууме.

Измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и зависимостей  $\text{tg } \delta$  от управляющего напряжения ке-

рамических образцов различного состава проводились на частоте 1 MHz в интервале напряжений  $\pm 1000$  V. Температурные зависимости емкости и  $\text{tg } \delta$  измерялись в диапазоне от 340 K до 78 K. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) производилось на постоянном токе при 300 K в интервале напряжений от 0 до 1000 V. Погрешность измерения емкости не превышала  $\pm 0.02\%$ . Точность измерения тангенса угла диэлектрических потерь составляла  $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ . Пределы допускаемых значений основной погрешности измерения тока равны значениям  $\xi$  в амперах, определяемым формулой  $\xi = \pm(A + 0.005I_x)$ , где  $A$  — погрешность дискретности электрометра, равная двум единицам младшего разряда в амперах,  $I_x$  — действительное значение измеряемого тока в амперах.

На рис. 1 приведены экспериментальные ВФХ исследованных групп образцов. Для образцов BSM (рис. 1, *a, b*) диэлектрическая проницаемость составляла  $\epsilon \sim 400$ –500, коэффициент управляемости  $K = 1.06$ –1.1 (в полях  $\sim 2$  kV/mm),  $\text{tg } \delta \sim 10^{-4}$ . ВФХ имели вид кривой Гаусса. Отличие заключалось в том, что для образцов BSM1 (рис. 1, *a*) диэлектрический

гистерезис составлял доли процента ( $\Delta C/C_0 = 0.003-0.007$ ), а при больших напряжениях характеристика была однозначной. Для образцов BSM2 (рис. 1, b) диэлектрический гистерезис составлял единицы процентов, а неоднозначность емкости наблюдалась при всех значениях управляющего напряжения. Для BSL (рис. 1, c, d) диэлектрическая проницаемость была несколько выше —  $\epsilon \sim 500-700$ , управляемость сохранялась примерно на том же уровне, однако наблюдалась большая неоднозначность емкости при всех напряжениях, и кривая зависимости емкости от напряжения имела нехарактерную для сегнетоэлектриков форму параболы  $C \sim (-U^2)$  (рис. 1, c). Кривая на рис. 1, d относится к керамике BSL с магниесодержащими добавками.

Тангенс угла диэлектрических потерь для лучших образцов обеих групп составлял  $\text{tg} \delta \sim 10^{-4}$  и для большинства образцов наблюдалось возрастание  $\text{tg} \delta$  с ростом напряжения смещения, как показано на рис. 2.

Температурные зависимости емкости исследованных образцов приведены на рис. 3. Температуры максимум

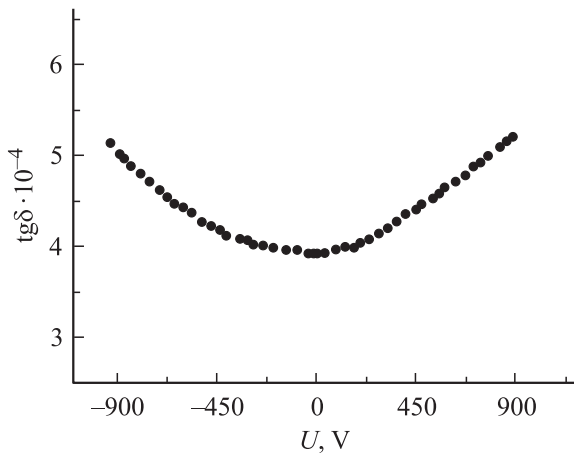


Рис. 2. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от напряжения смещения для обеих групп образцов.

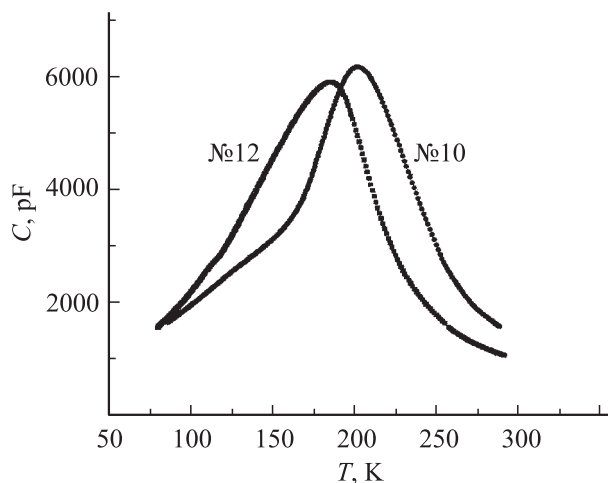


Рис. 3. Температурные зависимости емкости образцов керамики BSM (№ 12) и BSL (№ 10).

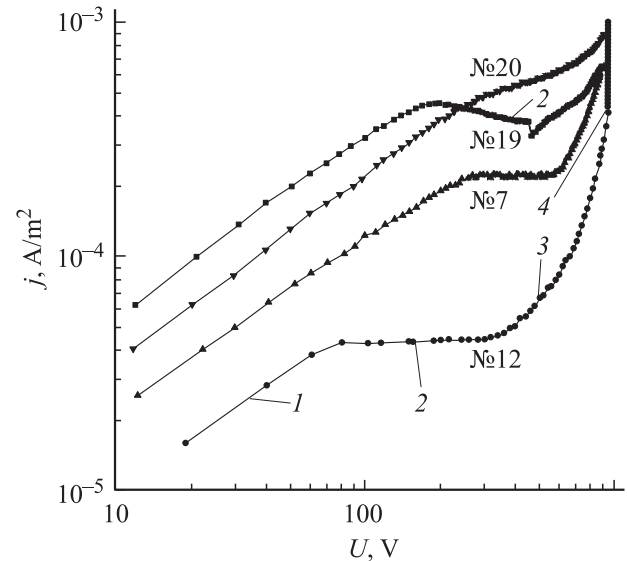


Рис. 4. ВАХ образцов керамики BSM: № 12, 19 (BSM1) — 20; № 7 (BSM2) — 25; № 20 (BSM1) — 15 wt.% магниесодержащей добавки.

мов зависимостей  $C(T)$  образцов обеих групп близки по значениям. Обе зависимости соответствуют закону Кюри–Вейсса. Для образцов BSM отличие между температурой Кюри  $T_c$  и температурой максимума  $T_m$  не превышает 1–2 градусов, а постоянная Кюри–Вейсса по нашим оценкам составляет  $C \sim 40\,000$  К. Для образцов BSL температура максимума  $T_m < T_c$  на 5–10 К, а постоянная Кюри–Вейсса  $C \sim 50\,000$  К.

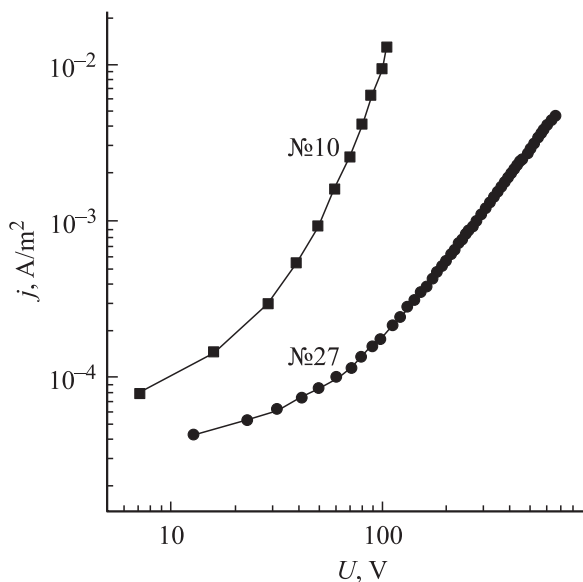
Несмотря на достаточно низкие значения тангенса угла диэлектрических потерь для керамик BSM и BSL возможности управления их диэлектрической проницаемостью часто ограничиваются напряжениями  $\sim 600-900$  V, выше которых появляется существенная электропроводность образцов. Современная ускорительная техника заряженных частиц требует применения более высоких напряжений. Поэтому возникает необходимость исследования электропроводности образцов из керамик BSM и BSL.

Результаты исследования электропроводности образцов керамики BSM с различным количеством магниесодержащей добавки представлены в двойном логарифмическом масштабе на рис. 4. На графике хорошо видны участки ВАХ, соответствующие закону Ома, по которым производилась оценка сопротивлений образцов. Наименьшим сопротивлением обладал образец № 20, имевший 15 wt.% магниесодержащей добавки и модифицированные добавки на основе MgO —  $R = 4 \cdot 10^{10} \Omega$ , наибольшим сопротивлением  $R = 10^{11} \Omega$  характеризовался образец № 7, в котором количество магниесодержащей добавки было максимальным и составляло 25 wt.%. Особенного внимания заслуживают нелинейные участки ВАХ, они имеют разную функциональную зависимость тока от напряжения, а также протяженность. Так, для образца № 12 горизонтальный участок достаточно протяженный — от 80 до 400 V, экспоненциальный участок

роста тока наблюдается в интервале 800–900 В, затем наблюдается вертикальное возрастание силы тока при напряжении 1000 В. Для образца № 7 горизонтальный участок меньше по протяженности, затем наблюдается экспоненциальный рост тока. У образца № 20 горизонтальный участок отсутствует, а у образца № 19 отчетливо наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления.

Следует отметить, что ВАХ с протяженным горизонтальным участком наблюдаются для образцов, у которых ВФХ имеет вид кривой Гаусса, а диэлектрический гистерезис мал и наблюдается только при напряжениях смещения вблизи  $U = 0$  (рис. 1, а, образец № 12). При небольшом по протяженности горизонтальном участке ВАХ диэлектрический гистерезис на ВФХ возрастает и наблюдается при всех значениях напряжения смещения (рис. 1, б, образец № 7). Если горизонтальный участок ВАХ отсутствует (рис. 4, образец № 20), или наблюдается ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 4, образец № 19), то гистерезис возрастает, и ВФХ становится еще более неоднозначной, чем на рис. 1, б.

На рис. 5 приведены ВАХ образцов керамики BSL. Для BSL-керамики характерно наличие двух участков на зависимостях тока от напряжения: первый — омический, второй — с квадратичной зависимостью тока от напряжения. Значения сопротивлений образцов BSL, рассчитанные по участку ВАХ, соответствующему закону Ома, составляли  $R = 4 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{10} \Omega$  для образцов № 10 и № 27 соответственно, т.е. сопротивление керамики BSL меньше, чем керамики BSM. Квадратичный участок ВАХ соответствует току, ограниченному пространственным зарядом. На графике в двойном логарифмическом масштабе хорошо виден переход от линейной зависимости тока от напряжения к квадратичной при  $U_x \sim 10$  В для



**Рис. 5.** ВАХ образцов керамики BSL с добавками оксидов редкоземельных элементов: № 10 — без дополнительных добавок; № 27 — с дополнительной добавкой на основе MgO.

образца № 10, для образца № 27 это напряжение несколько выше и составляет  $U_x \sim 60$  В. Если вернуться к ВФХ этих образцов, то видно, что, чем меньше напряжение  $U_x$  перехода к квадратичному участку ВАХ, тем хуже диэлектрические свойства образца (рис. 1, с, образец № 10), что приводит даже к изменению вида ВФХ. Для образца BSL № 27 (рис. 1, д) с модифицированной добавкой на основе MgO ВФХ приобретает обычный вид, однако гистерезис остается еще существенным.

## Обсуждение результатов

Экспериментальные результаты по измерению диэлектрических свойств керамики BSM и BSL показывают, что основные диэлектрические характеристики образцов имеют близкие значения:  $\epsilon = 400 - 500$  для BSM и 500–700 для BSL;  $\text{tg } \delta = 10^{-4}$ ;  $K = 1.05 - 1.1$  (в полях  $E = 2 \text{ kV/mm}$ ). Существенным отличием между этими группами образцов является вид ВФХ: а) гауссиана и значение диэлектрического гистерезиса  $\Delta C/C \approx 3 \cdot 10^{-3}$  для образцов BSM; б) зависимость  $C \sim (-U^2)$  и значения диэлектрического гистерезиса  $\Delta C/C \approx 5 \cdot 10^{-2}$  для образцов BSL. Сравнение ВФХ и ВАХ исследованных образцов позволяет сделать вывод о том, что различные механизмы электропроводности в образцах BSM и BSL обуславливают разный вид их ВФХ. Отсутствие горизонтального участка на ВАХ всегда связано с появлением диэлектрического гистерезиса при всех значениях напряжения смещения (рис. 1, с, д) для образцов BSL. Для образцов BSM непродолжительный — в пределах 100–150 В — горизонтальный участок ВФХ также приводит к появлению неоднозначности емкости при всех значениях напряжений (рис. 1, б). При этом ВФХ еще сохраняет форму кривой Гаусса. Протяженный горизонтальный участок ВАХ свидетельствует о минимальном значении диэлектрического гистерезиса и типичной для сегнетоэлектриков ВФХ.

По характеру зависимостей  $\text{tg } \delta(U)$  можно судить о механизмах потерь в сегнетоэлектрических материалах в параэлектрической фазе [10,11]. Зависимости, характеризующиеся уменьшением  $\text{tg } \delta$  с ростом напряжения смещения, связывают с наличием в сегнетоэлектрических материалах заряженных дефектов. Такие зависимости наблюдались для некоторых образцов типа BSM. Однако для большинства образцов BSM и BSL наблюдалось возрастание  $\text{tg } \delta$  с ростом напряжения смещения (рис. 2). В соответствии с моделью, предложенной в работе [10], такое поведение  $\text{tg } \delta(U)$  объясняется фундаментальными потерями и остаточной поляризацией образцов в параэлектрической фазе. Так, для монокристаллического титаната стронция при 78 К (в параэлектрической фазе) расчетная зависимость  $\text{tg } \delta(U)$  на частоте 10 GHz является возрастающей. Рабочая температура наших образцов на 100–120 К выше температуры фазового перехода. Поэтому можно предположить, что рост потерь с увеличением напряжения смещения в наших образцах также обусловлен фундаментальными механизмами потерь в сегнетоэлектриках.

Рассмотрим более подробно особенности ВАХ исследованных образцов. На ВАХ образцов керамики BSM в общем случае можно выделить четыре участка (рис. 4): 1) омической проводимости; 2) горизонтальный участок ВАХ либо отрицательного дифференциального сопротивления; 3) экспоненциального возрастания тока; 4) вертикального роста тока. Значения сопротивления, вычисленные по участкам, соответствующим закону Ома, составляли  $R = 4 \cdot 10^{10} - 10^{11} \Omega$ . Большим омическим сопротивлением обладают образцы с большой концентрацией магнийсодержащей добавки ( $\sim 25 \text{ wt.}\%$ ).

Горизонтальные участки на ВАХ керамики BSM можно объяснить либо неоднородностью образцов, либо компенсацией заряда в образцах. Компенсация заряда происходит, по-видимому, по всему образцу, что в свою очередь должно приводить к уменьшению диэлектрического гистерезиса [12]. Большое сопротивление, характерное для этих участков, определяется межфазными границами, существование которых в керамике BSM подтверждается исследованиями, проведенными с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Если второй участок ВАХ имеет отрицательное дифференциальное сопротивление, образец становится электрически неоднородным, в нем начинает формироваться область высокого поля [13]. Через такую область протекает меньший ток. Если в образце есть положительные и отрицательные заряды, то происходит формирование диполей, отделенных друг от друга областями низкого поля. Такой диполь движется по образцу и исчезает на аноде. Затем процесс самопроизвольно повторяется. Оценка размера дипольного слоя в наших образцах дает  $2 \cdot 10^{-4} - 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ . Такой неоднородный заряд, как показывают расчеты [14], должен приводить к возрастанию диэлектрического гистерезиса, что и наблюдалось экспериментально (рис. 1, b). Горизонтальные участки зависимостей тока от напряжения и участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением наблюдались ранее на ВАХ пленок, и авторы [15,16] объясняли наличие таких участков процессами, связанными с существованием барьера Шоттки на границе металл-сегнетоэлектрик. В случае объемных керамических образцов, исследованных в данной работе, кроме барьерных эффектов существенную роль могут играть объемные эффекты образования отрицательного дифференциального сопротивления, рассмотренные выше.

Третий участок зависимостей тока от напряжения  $I(U)$  — экспоненциальный рост тока может наблюдаться как при однородном, так и при экспоненциальном распределении ловушек по энергиям [17]. Данные [18,19] подтверждают, что энергии активации в этих материалах имеют широкий спектр: 0.09; 0.18; 0.2; 0.41; 0.5; 0.70; 0.87; 1.2; 1.4 eV. Это может свидетельствовать в пользу однородного распределения ловушек в запрещенной зоне образцов.

Четвертый участок резкого возрастания силы тока в диэлектриках связывают с режимом предельного заполнения глубоких ловушек (ПЗЛ) [17]. По значению

напряжения, при котором наблюдается ПЗЛ  $U_{\text{тр}}$  можно оценить концентрацию центров прилипания, не заполненных электронами  $p_{t0}$ :

$$U_{\text{тр}} = \frac{e p_{t0} L^2}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (1)$$

где  $\epsilon \epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $e$  — заряд электрона,  $L$  — толщина образца. При  $\epsilon = 500$ ,  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ ,  $L = 0.5 \text{ mm}$ ,  $U_{\text{тр}} = 1000 \text{ V}$  оценка концентрации акцепторных центров прилипания дает  $p_{t0} \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

Почти вертикальный рост тока, сопровождающий заполнение отдельной группы моноэнергетических уровней прилипания, является одним из наиболее ярких проявлений теории инжекционных токов в диэлектриках. Если бы не существовала теория тока, ограниченного объемным зарядом, то подобный экспериментальный факт, несомненно, был бы истолкован как электрический пробой. Участок вертикального роста тока наблюдался не на всех образцах BSM.

На рис. 5 ВАХ образцов BSL построены в двойном логарифмическом масштабе и хорошо виден переход от линейной зависимости тока от напряжения к квадратичной при  $U_x \sim (10-60) \text{ V}$ . В соответствии с теорией токов, ограниченных пространственным зарядом, для диэлектрика с ловушками этот участок ВАХ описывается выражением

$$J = \theta \epsilon \epsilon_0 \mu \frac{U^2}{L^3}, \quad (2)$$

где  $\theta = \frac{n}{n_i}$  — отношение концентрации свободных носителей ( $n$ ) — инжектированных и равновесных — к концентрации захваченных носителей ( $n_i$ ). Если принять значение подвижности в BST при температуре 300 K  $\mu \approx 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ V}^{-1} \text{ с}^{-1}$  [16,20], то плотность тока при  $U_x$  образца BSL № 10 должна быть  $J \approx 10^{-2} \text{ A/m}^2$ . В действительности экспериментальное значение плотности тока в указанном образце при напряжении перехода ВАХ к квадратичному закону составляет  $J \approx 10^{-4} \text{ A/m}^2$ , что на два порядка меньше оценки, полученной в приближении для безловушечного диэлектрика. Тогда в соответствии с (2)  $\theta \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ , а концентрация захваченных носителей составляет  $n_i \approx 10^{20} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , что хорошо согласуется с данными [21] для концентрации ловушек в титанате бария и стронция. Приведенные оценки позволяют сделать вывод о том, что образцы керамики BSL можно рассматривать как диэлектрик с мелкими ловушками донорного типа.

Таким образом, в образцах исследованных групп наблюдается объемная проводимость. Нелинейные участки ВАХ образцов аппроксимируются различными функциональными зависимостями, что свидетельствует о существенных отличиях в структуре запрещенных зон керамик BSM и BSL. В керамике BSM распределение ловушек по энергиям, скорее всего, непрерывное, и существенную роль в процессах проводимости играют глубокие акцепторные уровни. В керамике BSL электропроводность обусловлена значительной концентрацией

мелких ловушек донорного типа. На распределение ловушек по энергиям, по-видимому, оказывает влияние добавление в основную матрицу BSTO редкоземельных элементов.

## Заключение

В результате проведенных исследований определено, что наиболее перспективными сегнетоэлектрическими материалами для применения в ускорительной технике являются образцы керамики BSM1 с 20–25 wt.% магнийсодержащей добавки, а также образцы керамики BSL с добавкой редкоземельных элементов и с модифицированной добавкой на основе MgO. На вольт-амперных характеристиках образцов керамики BSM обнаружен горизонтальный участок, наличие которого является свидетельством хороших диэлектрических свойств сегнетокерамики

## Список литературы

- [1] *Yakovlev V.P., Nezhevenko O.A., Hirshfield J.L., and Kanareykin A.D.* // 6<sup>th</sup> Workshop on High Energy Density and High Power R.F. // AIP Conf. Proc. 2003. Vol. 691. P. 187–196.
- [2] *Kanareykin A.D., Nenasheva E.A., Karmanenko S.F., and Yakovlev V.* // Proc. Advanced Accelerator Concepts Workshop. AIP Conf. Proc. 2004. Vol. 737. P. 1016.
- [3] *Yakovlev V.P., Nezhevenko O.A., and Hirshfield J.L.* // Particle Accelerator Conf. Proc. Portland, USA. 2003. P. 1150.
- [4] *Kanareykin A.D., Gai W., Power J.G., Sheinman E., and A. Altmark A.* // AIP Conf. Proc. 2002. Vol. 647. P. 565–576.
- [5] *Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л., Альтмарк А.М.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. С. 916–919.
- [6] *Альтмарк А.М., Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 89–97.
- [7] *Антонов Н.Н., Бузин И.М., Вендик О.Г.* и др. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.
- [8] *Gai W., Schoessow P., Cole B., Konecny R., Norm J., Rosenzweig J., and Simpson J.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 2756–2763.
- [9] *Гольцман Б.М., Дедык А.И., Леманов В.В.* и др. // ФТТ. 1996. Т. 38. С. 2493–2498.
- [10] *Vendik O.G., Ter-Martirosyan L.T., Zubko S.P.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. P. 993–1005.
- [11] *Tagantsev A.K.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 1182–1197.
- [12] *Карманенко С.Ф., Дедык А.И., Тер-Мартirosян Л.Т.* и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 136–140.
- [13] *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 2. 455 с.
- [14] *Вендик О.Г., Дедык А.И., Зайончаковский А.Я.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1982. № 3. С. 68–71.
- [15] *Celinska J., Joshi V., Narayan S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82. N 22. P. 3937–3939.
- [16] *Dawber M., Scott J.F.* // J. Phys. Condens. Mater. 2004. Vol. 16. L. 515–521.
- [17] *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 413 с.

- [18] *Chanussot G., Godefray G.* // C.R. Acad. Sci. 1968. Vol. 266 B. N 12. P. 793–795.
- [19] *Гороховатский Ю.А.* Основа термодеполяризационного анализа. М.: 1981. 173 с.
- [20] *Keroack D., Lepine Y., Brebner J.L.* // J. Phys. C. Solid State Phys. 1984. Vol. 17. P. 833–842.
- [21] *Дедык А.И., Прудан А.М., Тер-Мартirosян Л.Т.* // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1615–1619.