

Поглощение водорода палладием приводит, как уже отмечалось ранее [9, 10], с одной стороны, к снижению работы выхода Pd, а с другой — к возможному увеличению плотности промежуточных состояний на границе с полупроводником.

Согласно [11], эдс разомкнутой цепи МДП структуры можно представить

$$v_{xx} = \frac{nkT}{q} \left[\ln(I_{k.s}/kT) + \frac{\Phi_B}{kT} + C_1 \chi^{1/2\delta} \right]. \quad (3)$$

Из этого выражения видно, что диапазон изменения фотоэдс в присутствии водорода расширяется, поскольку он определяется не только высотой барьера Φ_B , но и коэффициентами неидеальности « n » и прозрачности структуры $C_1 \chi^{1/2\delta}$. Это означает, что наличие водорода более резко изменяет фотоэлектрические параметры, чем электрические.

При воздействии водяных паров фосфорный ангидрид P_2O_5 , составляющий основную компоненту промежуточного слоя, поглощая эти пары, создает дополнительные центры перезарядки, увеличивая высоту барьера, и, возможно, уменьшает плотность поверхностных состояний на границе P_2O_5 — n -InP, что приводит к возрастанию фотоответа. Отметим, что измерения «сухих» и «мокрых» ВАХ показало их лишь незначительные отличия. Это означает, что увеличение v_{xx} по (3) за счет увеличения коэффициента неидеальности n или за счет уменьшения вероятности туннелирования не происходит.

Список литературы

- [1] Yamamoto N., Tonomura S., Matsunaka T., Tsubamura H. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 10. P. 6227—6230.
- [2] Yousuf M., Kuliev B., Lalevic B., Poteat T. L. // Sol. St. Electr. 1982. Vol. 25. N 8. P. 753—758.
- [3] Fogelberg J., Lundström K. I., Petersson L.-G. // Phys. Scripta. 1987. Vol. 35. P. 702—705.
- [4] Lundström K. I., Shivaraman M. S., Svensson C. M. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 9. P. 3876—3881.
- [5] Laughlin D. H., Wilmsen C. M. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 37. N 10. P. 915—916.
- [6] Geib K. M., Wilmsen C. M. // J. of Vac. and Techn. 1980. Vol. 17. N 5. P. 952—957.
- [7] Wager J. F., Ellsworth D. L., Goodnick S. M., Wilmsen C. M. // J. of Vac. and Techn. 1981. Vol. 19. N 3. P. 513—518.
- [8] Chow C. K. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 9. P. 2599—2602.
- [9] Shivaraman M. S., Lundström K. I., Svensson C., Hammarsten H. // Electr. Lett. 1976. Vol. 12. P. 483.
- [10] Keramati B., Zemel J. N. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 1091.
- [11] Srivastava A. K., Guha S., Arora B. M. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 40. N 1. P. 43—45.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
20 октября 1988 г.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ В ОКСИДНОЦИНКОВОЙ КЕРАМИКЕ ДЛЯ ВАРИСТОРОВ

Л. А. Киселева, Ф. К. Медведев, Е. Л. Сейсян

Оксидноцинковая керамика (ОЦК) является основным материалом для изготовления варисторов — полупроводниковых приборов, имеющих высоконелинейную ВАХ и широко применяемых для подавления перенапряжений в цепях радиоэлектронной аппаратуры. К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных по анализу физико-химических свойств ОЦК (см. [1] и цитируемую литературу) и значительно меньший по изучению электрофизических свойств варисторов. Между тем электрофизические исследования необходимы не только для уяснения природы неомических явлений, но и для контроля электрических свойств керамик, изготовленных по разной технологии, и оценки стабильности электропараметров варисторов на их основе при эксплуатации в различных ре-

жимах. Так как варисторный эффект в ОЦК определяется свойствами моноатомных слоев на поверхности кристаллитов ZnO, то физико-химические методы для решения указанных задач могут дать лишь качественную информацию либо вообще непригодны.

Цель работы — выявление возможностей метода термостимулированных токов деполяризации (ТСТД) для контроля электрических свойств ОЦК на основе исследования природы наблюдаемых в спектрах ТСТД максимумов. Ранее этот метод использовался исключительно для оценки энергии электронных или полных центров захвата (ЦЗ) в ОЦК [2, 3] без учета взаимосвязей процессов деполяризации, протекающих в различных температурных диапазонах.

В качестве объекта исследования были выбраны низковольтные варисторы с напряжением «варисторного пробоя» $\sim 40 \text{ В} \cdot \text{мм}^{-1}$, ТСТД в которых ранее не изучались.

Измерения проводили по стандартной методике с учетом при регистрации спектров в отличие от [4] температурной зависимости сопротивления экспериментальных образцов.

Номер кривой на рис. 1, а	U, В	Q × 10 ⁻⁶ , Кл
1	7	3.14
2	10	5.46
3	13	6.38
4	13	6.62
5	17	9.43
6	20	9.51
7	25	10.90

ТСТД исследовали после поляризации ОЦК напряжением 7—25 В, при котором, согласно анализу температурных зависимостей ВАХ, реализуется термополевой механизм электропроводности ОЦК.

В диапазоне температур $T=140\text{—}500 \text{ К}$ в спектрах ТСТД обнаружено три пика при 170, 230, 300 К и один пик при $T=402\text{—}419 \text{ К}$, положение которого зависело от условий поляризации. На рис. 1, а представлены спектры ТСТД в диапазоне $T=355\text{—}500 \text{ К}$ после поляризации ОЦК напряжением $U=7\text{—}25 \text{ В}$ при температуре 373 К в течение 0.5 ч, а в таблице приведены значения величин заряда Q , освобождающегося при высокотемпературной релаксации. Несмотря на невоспроизводимость характера спектров, зарегистрированных в разное время при одинаковых условиях поляризации (кривые 3, 4), величина Q , как видно из таблицы, остается постоянной. В первом приближении зависимость Q от напряжения поляризации возможно описать соотношением $Q=Q_0 \sin h(D \times U) \approx Q_0 D U$ (рис. 1, б), где Q_0 , D — постоянные, характерные для ионной релаксации [3]. Предположение об освобождении ионных центров захвата в процессе высокотемпературной релаксации заряда в ОЦК подтверждается результатами работ [5, 6], в которых методами физико-химического анализа доказано, что электроперенос в ОЦК в постоянном поле сопровождается миграцией кислорода в пределах межкристаллитных контактов. Авторы этих работ указывают на связь стабильности электропараметров ОЦК в режиме постоянной токовой нагрузки с количеством переносимого кислорода. Таким образом, в спектрах ТСТД ОЦК следует ожидать возрастания амплитуды высокотемпературного пика и величин заряда Q для образцов с нестабильными электрическими свойствами, что и подтвердилось экспериментально. На рис. 2 представлены кривые ТСТД для образцов с различающейся стабильностью после поляризации их полем одной напряженности $E \sim 14 \text{ В} \cdot \text{мм}^{-1}$. Указаны характеристики стабильности — относительные изменения классификационного напряжения δU для обратной ветви ВАХ после испытаний в режиме статической нагрузки в течение 100 ч —

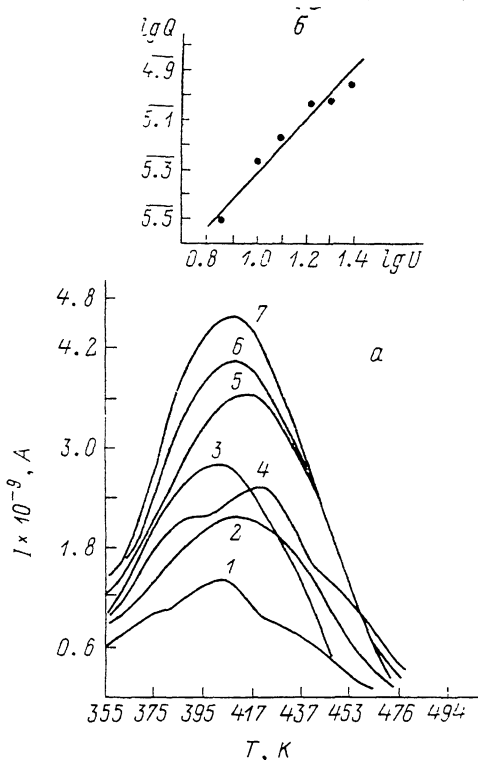


Рис. 1. Спектры ТСТД ОЦК, зарегистрированные после поляризации напряжением (а), и зависимость Q от напряжения поляризации ОЦК (б).

а: 1 — 7; 2 — 10; 3, 4 — 13; 5 — 17; 6 — 20; 7 — 25 В.

и величины заряда Q на единицу объема образцов. Видно, что снижение δU от ~ 20 до $\sim 1\%$ сопровождается уменьшением Q на порядок.

Исходя из высказанных представлений о природе высокотемпературной релаксации в ОЦК, можно заключить, что в ходе поляризации в керамике создается пространственно неоднородное распределение заряда, в поле которого при деполяризации может происходить инжекция носителей из приэлектродной области как из кристаллитов ZnO , так и с поверхностных состояний на межзеренных границах.

Исследование ТСТД при $T=140-318$ К показало, что положение пиков, наблюдающихся в этом диапазоне температур, практически не зависит от напряжения поляризации. Температуры максимумов $T_{\text{макс}}$ 1-го и 2-го пиков возрастали от 163 до 173 и от 227 до 231 К соответственно при возрастании температуры поляризации от 323 до 373 К. Такие

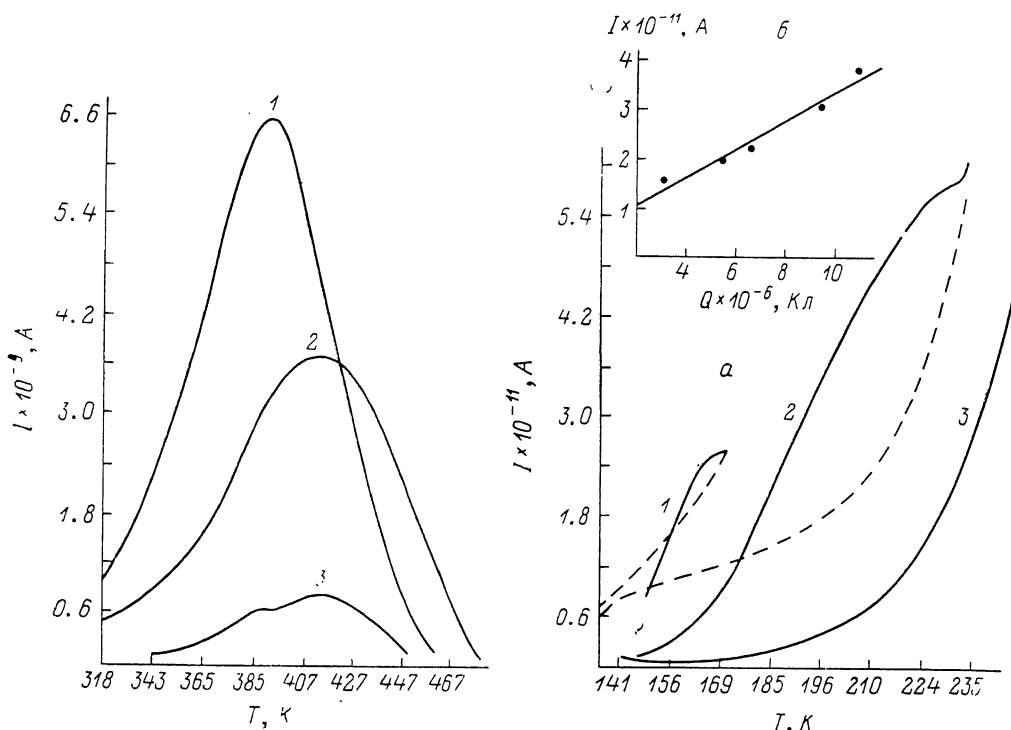


Рис. 2. Спектры ТСТД для образцов с различающейся стабильностью.

$\delta U, \%$: 1 — 21.6, 2 — 18.2, 3 — 1.2; $Q, \text{Кл}\cdot\text{мм}^{-2}$: 1 — 2.27×10^{-7} , 2 — 1.55×10^{-7} , 3 — 2.88×10^{-8} .

Рис. 3.

a — кривые ТСТД, полученные в результате «температурной расчистки» низкотемпературных пиков; цифрами обозначены области начального наклона 1-го, 2-го и 3-го пиков соответственно; *б* — зависимость амплитуды 1-го пика от Q .

изменения $T_{\text{макс}}$ характерны для релаксации заряда, освобождающегося с немоноэнергетических центров захвата [7]. Энергии ионизации ЦЗ определены по методу Гарлика—Гибсона из кривых ТСТД, полученных в результате так называемой «температурной расчистки» (рис. 3, *a*). Расчетные значения 0.33 и 0.18 эВ соответствуют энергиям ионизации собственных донорных уровней в ZnO , что с учетом линейной зависимости (рис. 3, *б*) амплитуды 1-го пика от величины заряда Q , освобождающегося при высокотемпературной релаксации, подтверждает высказанное предположение об инжекционной природе максимумов ТСТД при 170 и 220 К. Оценка концентрации свободных электронов в зернах ZnO по величине заряда, освобождающегося в процессе деполяризации при $T=150-250$ К, дает значение 10^{17} см^{-3} , что очень близко к результатам, полученным иными методами [8, 9].

Что касается 3-го пика, то, напротив, увеличение температуры поляризации приводило к некоторому снижению $T_{\text{макс}}$. Так как разделение заряда в процессе поляризации ОЦК происходит в узкой области межкристаллитной границы, то напряженность возникающего внутреннего поля может достигать больших значений и приводить к проявлению эффекта Пула—Френкеля в самом явлении термостимулированной деполяризации, что, как отме-

чено в [10], и обуславливает наблюдаемое аномальное смещение $T_{\text{макс}}$ в область более низких температур. Расчетное значение энергии, характеризующей релаксацию заряда при $T \sim 300$ К, составляет ~ 0.3 эВ, что близко к приводимой в [11] величине высоты потенциального барьера на межзеренной границе при термополевом опустошении поверхностных состояний в ОЦК.

Таким образом, несмотря на простоту метода ТСТД, его использование применительно к ОЦК для варисторов позволяет не только определить физические характеристики материала (концентрацию свободных электронов в зернах, высоту потенциального барьера), но и оценить устойчивость приборов к длительной нагрузке постоянным током.

Список литературы

- [1] Квасков В. Б., Чернышева М. А. Электрофизические свойства и применение металлоксидных варисторов. М., 1982. 54 с.
- [2] Sato K., Takada Y. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 12. P. 8819—8826.
- [3] Hayashi M., Naba M., Hirano S. et al. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 8. P. 5754—5762.
- [4] Петухов А. П., Тесленко С. П., Румянцева И. А., Федотова О. И. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1985. Т. 21. № 8. С. 1418—1422.
- [5] Binesii D., Bonnet J. P., Onillon M., Salmon R. // Rev. Int. Hautes Temper. Refract. Fr. 1986. Vol. 23. N 1. P. 1—9.
- [6] Stucki F., Brüesch P., Geuter F. // Surf. Sci. 1987. Vol. 189/190. P. 294—299.
- [7] Гороховатский Ю. А. // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1973. № 4. С. 23—28.
- [8] Philipp H. R., Levinson L. M. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 3. P. 1112—1116.
- [9] Levinson L. M., Philipp H. R. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 6. P. 3116—3123.
- [10] Гороховатский Ю. А. Основы термодеполяризационного анализа. М., 1981. 173 с.
- [11] Квасков В. Б. Полупроводниковые приборы с биполярной проводимостью. М., 1988. 127 с.

Поступило в Редакцию
26 октября 1988 г.

О ТРЕБОВАНИЯХ К СВЕРХПРОВОДЯЩИМ РЕЗОНАТОРАМ ДЛЯ ОТРАБОТКИ ТЕХНОЛОГИИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ИХ РАБОЧЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

С. Н. Артеменко, В. Л. Каминский

Известно, что добротность сверхпроводящих резонаторов сильно зависит от качества обработки их рабочей поверхности, которое определяется уровнем технологии ее приготовления [1]. При этом для отработки технологии обычно используются цилиндрические резонаторы, работающие на H_{011} -виде колебаний, который не имеет ВЧ токов через стыки крышек резонатора с корпусом. Это позволяет изготавливать резонаторы из двух или трех деталей путем их простого механического соединения. При этом обычно считается, что форма резонаторов достаточно идеальна и их добротность определяется только качеством обработки рабочей поверхности.

Вместе с тем известно, что незначительные отклонения формы резонаторов от идеальной могут приводить к возникновению межвидовой связи и существенному ухудшению характеристик рабочего вида колебаний [2]. В разборных цилиндрических резонаторах это может произойти при возникновении связи между рабочим H_{011} -видом колебаний и другими колебаниями, добротность которых из-за механического контакта между отдельными деталями резонатора значительно ниже добротности H_{011} -вида колебаний. Особенно сильно это может проявиться в резонаторах из сверхпроводящих керамик, в которых проблема контакта представляется еще более серьезной, чем в резонаторах из традиционных сверхпроводников.

В известной литературе детальный анализ вопроса о влиянии искажений формы сверхпроводящих резонаторов (СПР) на добротность рабочего вида колебаний отсутствует.