

# ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ КОМПОЗИТОВ С ДИСПЕРГИРОВАННЫМИ ИОНАМИ В ИЗОЛИРУЮЩЕЙ МАТРИЦЕ

*В. В. Рыльков*<sup>a,f\*</sup>, *А. В. Емельянов*<sup>a,b</sup>, *С. Н. Николаев*<sup>a</sup>, *К. Э. Никируй*<sup>a</sup>,  
*А. В. Ситников*<sup>a,c</sup>, *Е. А. Фадеев*<sup>d</sup>, *В. А. Демин*<sup>a</sup>, *А. Б. Грановский*<sup>e,\*\*</sup>

<sup>a</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
123182 Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Воронежский государственный технический университет  
394026, Воронеж, Россия*

<sup>d</sup> *Lappeenranta University of Technology  
53851, Lappeenranta, Finland*

<sup>e</sup> *Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия*

<sup>f</sup> *Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова  
Российской академии наук  
141190, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 31 января 2020 г.,  
после переработки 31 января 2020 г.  
Принята к публикации 6 февраля 2020 г.

Обзор посвящен анализу особенностей электрического сопротивления, магнитосопротивления, аномального эффекта Холла в магнитных нанокompозитах «ферромагнитный металл — диэлектрик» при содержании металла вблизи порога перколяции, а также мемристивных свойств конденсаторных структур на базе данных нанокompозитов. Наличие большого содержания (до  $10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) диспергированных атомов в межгранульных зазорах приводит к логарифмической зависимости сопротивления от температуры, положительному вкладу в магнитосопротивление, возникновению туннельного аномального эффекта Холла и многофиламентному механизму резистивного переключения, обуславливающему адаптивный характер нанокompозитов мемристоров с диспергированными атомами.

*Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. С. Боровика-Романова*

DOI: 10.31857/S0044451020070159

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Наногранулированные композиты металл–диэлектрик  $M_xD_{100-x}$  представляют собой массив наногранул, хаотически расположенных в ди-

электрической матрице. В случае магнитных нанокompозитов (НК) гранулы в зависимости от материала, энергии анизотропии, размера и формы находятся в однодоменном, суперпарамагнитном или неоднородно-магнитном состояниях. Эти системы привлекают повышенное внимание многие десятилетия, что связано с применением магнитных НК в магнитной записи информации и с огромным разнообразием практически важных магнитных,

\* E-mail: vvrylkov@mail.ru

\*\* E-mail: granov@magn.ru

транспортных, оптических и магнитооптических свойств. В качестве примеров можно привести гигантское магнитосопротивление [1, 2], аномальный эффект Холла с гигантским коэффициентом [3–5], магниторефрактивный эффект [6], усиленный магнитооптический эффект Керра [7] и др. Нельзя не отметить также перспективы применения НК для радиопоглощающих покрытий в силу их одновременно высокого сопротивления и магнитной мягкости при определенных составах вблизи порога перколяции [8, 9].

Недавно в магнитных НК обнаружен мемристинный эффект [10–14], что делает эти системы конкурентными с многочисленными вариантами мемристоров, предназначенными для создания многоуровневой памяти и эмулирования синапсов в нейроморфных сетях [15–18], и стимулирует новый этап в изучении линейных и нелинейных электрофизических свойств данных НК-систем. Кроме того, магнитные НК являются идеальной платформой для изучения явления перколяции, квантовых размерных эффектов, спин-стекольных и мезоскопических свойств, а также влияния различных взаимодействий на поведение неупорядоченных систем [19–21].

Ранее в большинстве работ считалось, что в данных системах существует одна критическая концентрация — порог перколяции  $x_p$ , — при которой возникает бесконечная металлическая цепочка из гранул (перколяционный кластер), по которой протекает ток по образцу. Эта критическая концентрация определяла и переход металл–изолятор (ПМИ) при изменении концентрации и переход от ферромагнитного (ФМ) упорядочения к суперпарамагнитному, суперферромагнитному или однодоменному поведению. Однако возможность туннелирования между гранулами и присутствие в межгранульных зазорах ионов металла, которые при осаждении НК могут быть диспергированы в изолирующей матрице, приводит к тому, что критическая концентрация  $x_c$  ПМИ и концентрация исчезновения дальнего магнитного порядка  $x_f$  отнюдь не совпадают с  $x_p$  [9, 21]. При этом возникает проблема экспериментального определения этих важных параметров и выявления, каким образом наличие диспергированных ионов металла влияет на все свойства НК вдали и вблизи порога перколяции.

В данном обзоре обсуждается ряд примеров, когда наличие этих ионов критически сказывается на поведении сопротивления, магнитосопротивления, аномального эффекта Холла вблизи порога перколяции и на недавно обнаруженный мемристинный эффект [10–14] в конденсаторных структурах

металл/НК/металл на основе магнитных НК. Существует ряд прекрасных обзоров по поведению проводимости  $\sigma$  НК на диэлектрической и металлической сторонах ПМИ в разных НК-системах [21–25], включая подробный теоретический анализ температурных и концентрационных зависимостей  $\sigma$  [21]. Поэтому в данной работе мы ограничимся в основном выяснением роли диспергированных ионов в НК на основе недавно выполненных экспериментальных исследований.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

Пленочные НК  $M_xD_{100-x}$  получены методом ионно-лучевого распыления с использованием составных мишеней. Мишени изготавливались из литых пластин сплавов  $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$  и  $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$  (далее для краткости  $CoFeB$ ,  $CoNbTa$ ) размером  $280 \times 80$  мм<sup>2</sup>, на которые крепились прямоугольные навески (14–15 шт.) из оксидов  $Al_2O_3$ ,  $LiNbO_3$  или  $SiO_2$ . Расположение оксидных навесок на поверхности металлических пластин было неравномерным, что позволяло получить в одном технологическом цикле композиты с контролируемым изменением состава в диапазоне  $x = 6$ –60 ат.%. НК осаждался в атмосфере аргона ( $P_{Ar} \approx 8 \cdot 10^{-4}$  Торр) на ситалловые подложки при комнатной температуре (детали см. в [10, 11]). Часть образцов была приготовлена при повышенных температурах осаждения (80–90 °С) с целью уменьшения содержания диспергированных атомов металла в матрице НК.

Элементный состав НК определялся методом энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (ЭРМ) с использованием приставки Oxford INCA Energy 250 на сканирующем электронном микроскопе JEOL JSM-6380 LV.

Детальные исследования структуры пленок  $M_xD_{100-x}$  с нанометровым разрешением были выполнены на примере НК  $(CoFeB)_x(Al_2O_3)_{100-x}$  и  $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$  методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) и ЭРМ на растровом электронном микроскопе (ТЕМ/STEM) TITAN 80–300 (FEI, США) с корректором сферической аберрации зонда в режимах светлого и темного полей с использованием высокоуглового темнопольного кольцевого детектора рассеянных электронов [10, 26, 27]. Эти исследования показали, что НК в обоих случаях представляет собой ансамбль кристаллических наногранул сплава  $CoFe$  с ОЦК-структурой, на-

ходящихся в изолирующей оксидной матрице с меньшим средним атомным номером. В случае НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  гранулы округлые размером  $a = 2-4$  нм, тогда как в НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  гранулы являются вытянутыми в направлении роста НК до  $a_z \approx 10-15$  нм. При этом имеют такие же размеры в плоскости ( $a_x = a = 2-4$  нм), как и в случае  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ .

Кристалличность гранул указывает на то, что значительная часть бора при росте НК оказывается в оксидной матрице, а его содержание в гранулах заметно меньше 20 ат.%, при котором существенно аморфизация сплава CoFeB. Поскольку существующими методами ЭРМ невозможно выявить, какая часть бора при росте НК оказывается в металлических гранулах, а какая в оксидной матрице [26], полученный НК невозможно записать в виде точной формулы, отражающей его состав. Поэтому мы пользуемся теми приближенными формулами НК, которые отражают состав мишени и применялись для нахождения величины  $x$  методом ЭРМ [10, 26, 27].

Другая особенность НК заключалась в наблюдении в намагниченности при низких температурах ( $T \leq 25$  К НК), наряду с ФМ-компонентой, парамагнитной компоненты, вклад которой до трех раз мог превышать ФМ-компоненту [10, 27]. Детальные исследования намагниченности НК в полях до 7 Тл при  $T = 2-10$  К с использованием прецизионной СКВИД-магнитометрии (Quantum Design MPMS-XL7) позволили показать, что парамагнитный вклад определяется диспергированными магнитными ионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Co}^{2+}$  с концентрацией, достигающей значения  $N_d \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  в случае  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ; для  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  величина  $N_d$  оказалась в 2-3 раза меньше:  $N_d \approx 1.2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  [27]. В этих условиях величина  $x$ , найденная методом ЭРМ, включает атомы металла, находящиеся как в гранулах, так и в диспергированном виде в матрице.

При исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) конденсаторных структур металл/накомполит/металл (М/НК/М) в сильных электрических полях (более  $10^4$  В/см) были обнаружены эффекты обратимого резистивного переключения (РП), свидетельствующие о проявлении мемристивных свойств НК. Наиболее сильные и устойчивые РП наблюдались в структурах на основе НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  с повышенным содержанием диспергированных ионов [10, 28]. Для выяснения механизма РП нами были изготовлены структуры М/ $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ /М с разным содер-

жанием металла и толщиной слоя НК  $d = 1-3$  мкм. В том числе были синтезированы структуры М/НК/М с развитой оксидной прослойкой у нижнего электрода, формируемой на начальном этапе роста НК в режиме заданного потока  $\text{O}_2$  при достаточно высоком его парциальном давлении  $P_{\text{O}_2} \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$  Торр [10]. В таких условиях НК осаждался 7-8 мин, после чего поток  $\text{O}_2$  уменьшался. Дальнейшее осаждение осуществлялось от 90 до 300 мин при среднем давлении  $P_{\text{O}_2} \approx 6 \cdot 10^{-6}$  Торр (значения  $P_{\text{O}_2}$  приведены для предельного вакуума в камере  $P \approx 6 \cdot 10^{-6}$  Торр). Использовался также способ формирования оксидной прослойки путем осаждения НК на медленно вращающуюся подложку (0.2 оборота/мин). НК осаждался на подложки ситалла, покрытые пленкой меди (или пленкой Cr/Cu/Cr) толщиной 1-2 мкм, через теньевую маску с периодически расположенными отверстиями диаметром 5 мм. Верхним электродом также служила пленка Cu (или пленка Cr/Cu/Cr) площадью  $S = 0.5 \times 0.2 \text{ мм}^2$ .

Транспортные и магнитные свойства НК изучались с помощью универсальных образцов, выполненных с использованием фотолитографии в форме двойного холловского креста шириной  $w = 1.2$  мм проводящего канала и с расстоянием  $l = 1.4$  мм между потенциальными зондами на боковых гранях.

Исследования проводимости и эффекта Холла выполнялись с помощью автоматизированной установки, снабженной вакуумированной вставкой со сверхпроводящим соленоидом, погружаемой в транспортный гелиевый сосуд Дьюара, в диапазоне температур 10-300 К в магнитном поле величиной до 1.5 Тл.

Магнитосопротивление (МС) измеряли на постоянном токе в импульсном магнитном поле  $B$  до 20 Тл; использовался симметричный («полусинусоидальный») импульс длительностью 11 мс. Для исключения паразитного сигнала, вызванного  $dB/dt$ , использовались специальные аппаратные и программные средства (детали см. в работе [29]).

Исследования мемристивных свойств структур М/НК/М, включая измерения их вольт-амперных характеристик (ВАХ), выполнялись с помощью четырехканального источника-измерителя PXIe-4140 (National Instruments) на аналитической зондовой станции PM5 (Cascade Microtech) [10, 28]. Были выполнены эксперименты по изучению устойчивости РП (endurance), хранения резистивных состояний во времени (retention time) и возможности их задания по биоподобным правилам типа STDP (spi-

ke-timing-dependent plasticity — пластичность, зависящая от времени прихода импульсов) [12–14, 28].

### 3. ПРОВОДИМОСТЬ

Обнаружение логарифмической зависимости проводимости от температуры вида

$$\sigma = \sigma^* + \beta \ln T \quad (1)$$

в наногранулированных пленках при концентрациях металла, соответствующих «металлическому» режиму переноса [30], вызвало значительный интерес, так как пленки были достаточно толстыми, а температуры высокими, чтобы рассматривать эту зависимость как следствие эффектов слабой локализации в двумерных структурах. В теоретических работах Ефетова и др. (см. [30] и обзор [21]) показано, что в гранулированных системах такая зависимость может быть следствием перенормировки кулоновского взаимодействия. Согласно [21, 30], ниже порога перколяции в условиях, когда  $g \geq 1$ , проводимость НК с упорядоченным расположением гранул следует закону

$$\begin{aligned} \sigma(T) &= \sigma_0 \left( 1 - \frac{1}{2\pi Dg} \ln \frac{gE_c}{k_B T} \right) = \\ &= \sigma_0 \left( 1 - \frac{1}{\pi k g} \ln \frac{gE_c}{k_B T} \right) \propto \beta \ln T, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $g = G_t/(2e^2/\hbar)$  — средний туннельный кондактанс между соседними гранулами в единицах кванта проводимости,  $D$  — размерность системы,  $k$  — координационное число периодической решетки (число контактов гранулы с ближайшими соседями),  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $E_c$  — энергия кулоновской блокады, параметр  $\beta = \sigma_0/\pi k g$ , а  $\sigma_0$  представляет собой металлическую проводимость (по Друде) при достаточно высоких температурах, когда несущественны эффекты кулоновской блокады ([21], с. 474).

Выражение (2) справедливо при условии  $g\delta \ll \ll k_B T \ll E_c$ , где  $\delta$  — средний энергетический зазор между уровнями квантования в изолированной грануле. При содержании металлических гранул ниже некоторой критической величины  $x_c$  безразмерный кондактанс  $g$  оказывается меньше единицы и происходит ПМИ, ниже которого наблюдается прыжковая проводимость, описываемая известным законом «1/2», т. е.  $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ . При  $x > x_c$  проводимость НК является металлической с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления  $\alpha = d\rho/dT$ , как в грязном металле. Однако выше порога перколяции  $x_p$  знак  $\alpha$  может измениться на положительный, например, как в случае НК

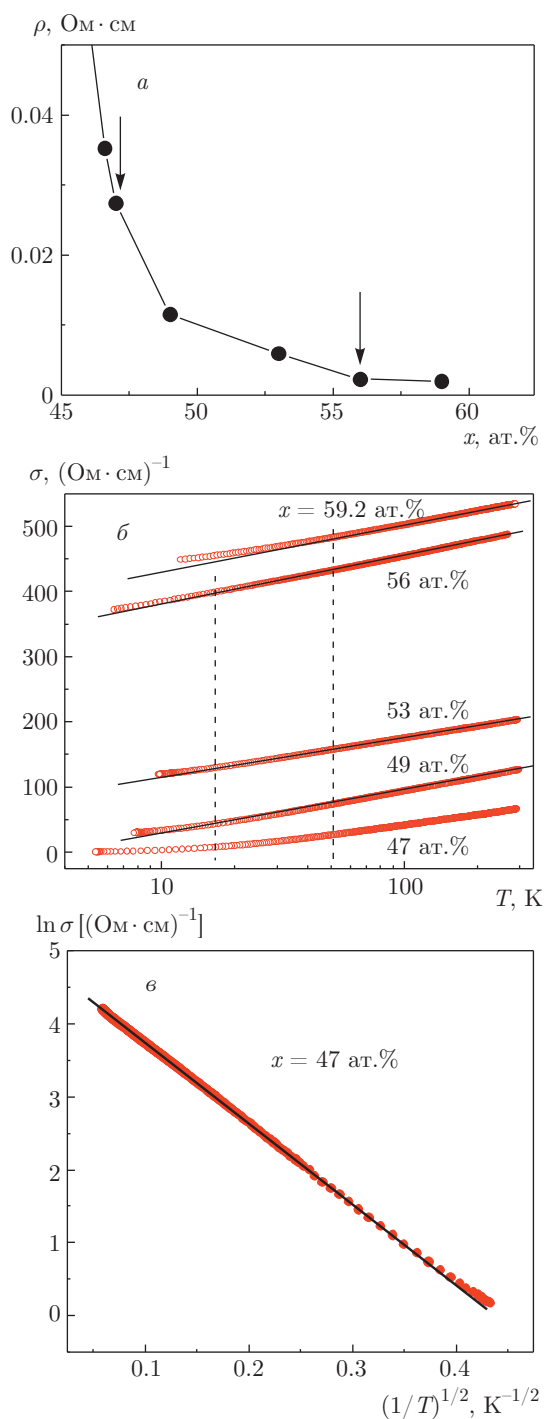
на основе чистых металлов типа Ni–SiO<sub>2</sub> [31], что позволяет оценить порог перколяции  $x_p$ . Заметные отклонения от логарифмического закона в температурном поведении  $\sigma$  также должны наблюдаться вблизи  $x_p$ , что дает дополнительную возможность оценки этой величины.

Развитая в [21, 30] теория имеет довольно общий характер, так как ее основным параметром является туннельный кондактанс, и потому она должна быть применима для неупорядоченного расположения гранул [21], а также при наличии металлических ионов в межгранульных зазорах. Более того, наши исследования показывают, что наличие металлических ионов способствует сильному увеличению межгранульного взаимодействия ФМ-типа [10, 27, 32, 33], усиливая тем самым туннельную связь между гранулами и сдвигая ПМИ в область более низких критических значений  $x_c$  [32]. В этой ситуации следует ожидать расширения диапазона концентраций  $\delta x_p = x_p - x_c$ , где наблюдается зависимость (2).

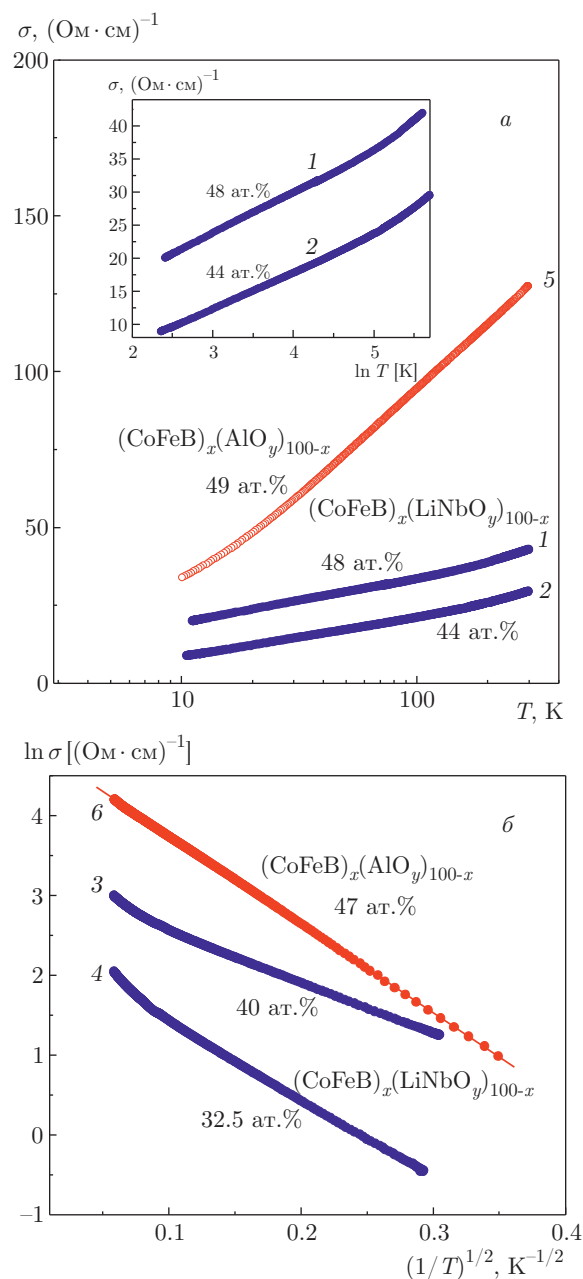
Данный вывод в условиях проявления зависимости (2) хорошо подтвердился вначале для НК (CoFeB)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> в работах [26, 27, 34], а затем и для систем (CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> [10, 27], (CoNbTa)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> и (CoFeB)<sub>x</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>100-x</sub> [35, 36].

Типичные температурные зависимости проводимости для нанокompозитов (CoFeB)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> и (CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> показаны на рис. 1 и 2. Видно, что в случае (CoFeB)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> зависимость (2) хорошо наблюдается от 15 до 300 К в диапазоне  $x \approx 49$ –56 ат. %. Оценки значений критических концентраций  $x_c$  и  $x_p$  получены по зависимостям  $\sigma(x)$  и  $\sigma(T)$  (рис. 1а и 1б) и приведены в подписях к рисункам. Заметим, что в системе Ni–SiO<sub>2</sub>, полученной методом электронно-лучевого распыления, где таких ионов не обнаружено,  $\delta x_p = x_p - x_c \approx 1$  ат. % [31]. В случае (CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> температурный диапазон наблюдения зависимости (2) также широкий,  $\delta x_p \approx 8$  ат. %, однако сдвинут в область более низких температур  $T = 10$ –220 К. Вероятно, это связано с более крупными гранулами для данного НК (из-за их вытянутости), а также с большой величиной диэлектрической проницаемости аморфного LiNbO<sub>3</sub>  $\epsilon_d \sim 10^2$ – $10^4$  [37] и, как следствие, с подавлением эффектов кулоновской блокады, сдвигающим диапазон наблюдения зависимости (2) в область низких температур [21].

Согласно данным на рис. 1 и 2 наклон  $\beta \approx \approx 6$  (Ом·см)<sup>-1</sup> для НК (CoFeB)<sub>x</sub>(LiNbO<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> заметно меньше, чем в случае (CoFeB)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub>, где  $\beta \approx 30$  (Ом·см)<sup>-1</sup>. Такое различие можно понять



**Рис. 1.** *a*) Зависимость сопротивления образцов  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  от содержания ФМ-сплава вблизи ПМИ ( $x = 46.5-59.2 \text{ ат.}\%$ ) при  $T = 77 \text{ К}$ . Стрелками показаны области ПМИ ( $x_c \approx 47 \text{ ат.}\%$ ) и порога перколяции ( $x_p \approx 56-59 \text{ ат.}\%$ ). *б*) Температурные зависимости проводимости образцов с различным содержанием ФМ-сплава  $x = 47-59 \text{ ат.}\%$ . *в*) Зависимость  $\sigma(T)$  для образца  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  с  $x \approx 47 \text{ ат.}\%$ . Взяты из работы [26]



**Рис. 2.** Температурные зависимости проводимости НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  в координатах  $\sigma-\ln T$  (*a*) и  $\ln \sigma-(1/T)^{1/2}$  (*б*). Зависимости получены для образцов  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  (кривые 1-4) и  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  (кривые 5, 6) с различным содержанием ФМ-сплава: 1 — 48; 2 — 44; 3 — 40; 4 — 32.5; 5 — 49; 6 — 47 ат.%. Взяты из работы [10]

с использованием перколяционного подхода, в рамках которого кондуктанс  $G_t \approx i\sigma(0)L$ , где  $L$  — характерный радиус корреляции перколяционной сетки,  $i \sim L/a$  — число туннельных зазоров на этой длине [10, 26],  $a$  — среднее расстояние между гранулами. Тогда нетрудно показать, что

$$\beta = \frac{\sigma_0}{\pi k g} \approx \frac{2e^2}{\hbar \pi k i L} \sim \frac{2e^2 a}{\hbar \pi k L^2}. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что наклон достаточно сильно зависит от корреляционной длины  $L$ . С учетом формулы (3) получим, что корреляционная длина  $L \approx 20\text{--}30$  нм в случае НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  должна быть в несколько раз выше, чем в случае НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ , где  $L \approx 9\text{--}13$  нм [10, 26]).

Другое проявление роли диспергированных ионов выявляется при анализе величины энергии кулоновской блокады  $E_c$  в  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  [34]. Эта энергия при переходе электрона с одной гранулы на близлежащую при учете только этих двух гранул, описывается выражением [24]

$$E_c = \frac{e^2 b}{\varepsilon_d a^2 (1/2 + b/a)}, \quad (4)$$

где  $b$  — ширина туннельного зазора. Подставляя  $\varepsilon_d \approx 10$  для матрицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в НК,  $a \approx 3$  нм и  $b \approx 1$  нм, найдем  $E_c \approx 19$  мэВ. С другой стороны, используя выражения (1), (2) и найденные из эксперимента значения  $\sigma^* = 328$  (Ом·см) $^{-1}$ ,  $\beta = 33$  (Ом·см) $^{-1}$ , получим нижнюю оценку  $gE_c \approx 16$  мэВ при  $\sigma_0 \approx 500$  (Ом·см) $^{-1}$  (мы взяли  $\sigma_0 = \sigma$  при 300 К; см. рис. 1). Поскольку теория справедлива при  $g \geq 1$ , это означает, что диспергированные ионы могут заметно увеличивать электрическую поляризуемость туннельного зазора и всей системы в целом. Отметим, что отличие диэлектрической проницаемости в формуле (4) от диэлектрической проницаемости стехиометрической матрицы отмечалось и ранее (см. обзор [23]). Кроме того, учитывая, что туннелирование происходит за ультракороткое время, необходимо принимать во внимание, что динамическая диэлектрическая проницаемость может существенно отличаться от статической. Эти факторы и объясняют отличия теории от эксперимента при использовании выражения (4).

Заметим, что наличие значительной концентрации локализованных состояний на уровне Ферми в туннельных межгранульных зазорах (порядка  $10^{22}$  эВ $^{-1}$  · см $^{-3}$ ) является причиной отклонений от закона «1/2» и проявления моттовского закона «1/4» в температурной зависимости сопротивления НК ниже ПМИ ( $x < x_c$ ) [25, 38]. В нашем случае таких отклонений не наблюдается (см. рис. 1 и 2, а также работы [10, 26, 27, 34–36]), несмотря на большое количество диспергированных ионов. Поэтому такие центры следует рассматривать в первую очередь как центры рассеяния [39].

#### 4. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Как правило, магнитосопротивление (МС) однородных ФМ-металлов отрицательно, так как приложение магнитного поля уменьшает степень магнитного беспорядка в системе. Исключением является продольное МС в силу анизотропного МС, обусловленного действием спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Но анизотропное МС подавлено в наносистемах за счет размерного эффекта и не наблюдается в НК вблизи порога перколяции. Отсутствие анизотропного МС может служить критерием для определения порога  $x_f$  разрушения дальнего магнитного порядка. Спин-зависящее туннелирование приводит также к отрицательному МС, которое наблюдается во многих НК и достигает величины порядка 10% в сильных полях. В силу этого обнаружение положительного, линейного по полю и без признаков насыщения в полях до 60 Тл МС в НК Ni-SiO $_2$  вплоть до 200 К связывалось авторами работы [40] с влиянием магнитного поля не на магнитную подсистему или туннелирование, а на подавление квантовых поправок к проводимости, возникающих за счет электрон-электронного взаимодействия при наличии обменного расщепления спиновых подзон. Однако ни величина эффекта  $10^{-1}$  % Тл $^{-1}$  (расхождение на 2 порядка величины с оценкой), ни наличие квантовых поправок при относительно высоких температурах не соответствовали этой концепции. Надо сказать, что положительное линейное МС в сильных полях наблюдалось не только в НК, но и в ультратонких, высокорезистивных пленках Ni, Fe, Co, NiPb [40], и насколько это явление универсально и имеет ли одну и ту же природу в разных системах остается неясным.

В НК вблизи порога перколяции основным механизмом проводимости является спин-зависящее туннелирование, поэтому возникает вопрос, может ли спин-зависящее туннелирование приводить не только к отрицательному МС, но и обеспечивать положительный вклад в сильных полях. Простой расчет в рамках модели туннельного МС гранулированных сплавов Инуе – Маекавы [41] с учетом влияния сильного магнитного поля на величину туннельного барьера приводит к следующему дополнительному вкладу в МС в полях, больших поля насыщения [36]:

$$\frac{\Delta\rho(H)}{\rho(0)} = \xi \frac{\mu_B H}{U - E_F(0)} \left[ \lambda b + \sqrt{\frac{\lambda C}{k_B T}} \right]. \quad (5)$$

Здесь параметр  $\xi$  характеризует сдвиг уровня Ферми в магнитном поле обменно-расщепленных подзон

со спином вдоль и против намагниченности за счет эффекта Зеемана:

$$E_F(H) = E_F(0) - \xi\mu_B H. \quad (6)$$

Для подзоны со спином вдоль намагниченности параметр  $\xi > 0$  и, если подзона со спином против намагниченности заполнена, то  $\xi = 1$ . В общем случае  $\xi$  по величине порядка спиновой поляризации, так как в отсутствие обменного расщепления  $\xi \approx 0$ . Параметр  $\lambda$  характеризует затухание волновой функции электрона в туннельном барьере высотой  $U$ :

$$\lambda = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E_F)},$$

а  $C$  — константа теории и, согласно работе [42],  $\lambda C \approx \approx 0.015$  эВ.

Как следует из выражения (5), положительный вклад линеен по полю, существует вплоть до комнатной температуры и выше, а его величина определяется высотой туннельного барьера. При низких температурах доминирует второй член в квадратных скобках, т.е. положительное МС возрастает по закону  $T^{-1/2}$  при понижении температуры. На рис. 3 показано поведение МС в двух НК-системах,  $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  и  $(\text{CoNbTa})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ , подтверждающее соотношение (5), а именно, что МС отрицательно вплоть до полей насыщения, а затем в более сильных полях возникает линейный положительный вклад с наклоном порядка  $10^{-2}\%$  Тл $^{-1}$ , который возрастает при понижении температуры. Эффект выражен более сильно в системе  $(\text{CoNbTa})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ , обладающей меньшей высотой потенциального барьера. Поэтому он должен уверенно наблюдаться в сплавах ниже порога перколяции при наличии большой концентрации диспергированных ионов в межгранульных зазорах. Для проверки этой гипотезы нами были приготовлены образцы  $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  и  $(\text{CoNbTa})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  при повышенных температурах подложки (около 80 °С) с относительно невысоким содержанием диспергированных ионов (порядка  $10^{21}$  см $^{-3}$ ). В этом случае положительный вклад не был выявлен при температурах до 4 К и в полях вплоть до 20 Тл.

Однако рассмотренный положительный вклад заведомо мал, так как связан с влиянием магнитного поля на положение уровня Ферми, поэтому он не может обеспечить величину порядка  $10^{-1}\%$  Тл $^{-1}$ , о которой сообщалось в работе [40] для тонких (около 10 нм) металлических пленок Ni, Fe, NiSiO $_2$ . Кроме этого, рассмотренный вклад заведомо не является

универсальным и даже не всегда положительным, так как знак параметра  $\xi$  зависит от заполнения подзон. Поэтому вопрос о линейном положительном МС в тонких металлических системах остается открытым.

## 5. ТУННЕЛЬНЫЙ АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Аномальный эффект Холла (АЭХ) представляет собой сложное квантовое явление, обнаруженное в 1880 г. и впервые объясненное в работах Карплуса и Латтинжера (1954 г.), Латтинжера (1956 г.), а затем Смита и Берже (см. обзор [43] и ссылки в нем). Данный эффект связан с действием СОВ на спин-поляризованные носители тока и включает три основных механизма: собственный (intrinsic, впоследствии интерпретируемый через фазу Бери), асимметричное рассеяние (skew scattering) и боковое смещение (side jump). До сих пор продолжаются споры о том, какой механизм является доминирующим в тех или иных случаях. Следует отметить, что АЭХ как первый обнаруженный эффект, связанный со спин-зависимым рассеянием, является предтечей спинтроники. Он является и прародителем целого семейства эффектов Холла (прямого и инверсного спинового эффектов Холла, квантового аномального, топологического, туннельного, магнитооптического эффекта Холла и др.). Это и обуславливает повышенный интерес к изучению поведения АЭХ в разных системах.

АЭХ наиболее сильно проявляется в пленочных магнитных материалах (ФМ-металлах и полупроводниках, гранулированных металл-диэлектрических системах и пр.) с сильным СОВ, удельное холловское сопротивление которых описывается суммой двух членов:

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_s M, \quad (7)$$

где первый член описывает нормальный эффект Холла (НЭХ), обусловленный действием силы Лоренца, а второй характеризует АЭХ, связанный с действием СОВ,  $M$  — компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости пленки,  $B$  — компонента магнитной индукции в этом же направлении,  $R_0$  и  $R_s$  — соответственно так называемые коэффициенты НЭХ и АЭХ. Последний коэффициент выражается через аномальную компоненту холловской проводимости  $\sigma_{ANE}$ :

$$R_s \approx (\sigma_{ANE}/4\pi M)\rho^2, \quad (8)$$

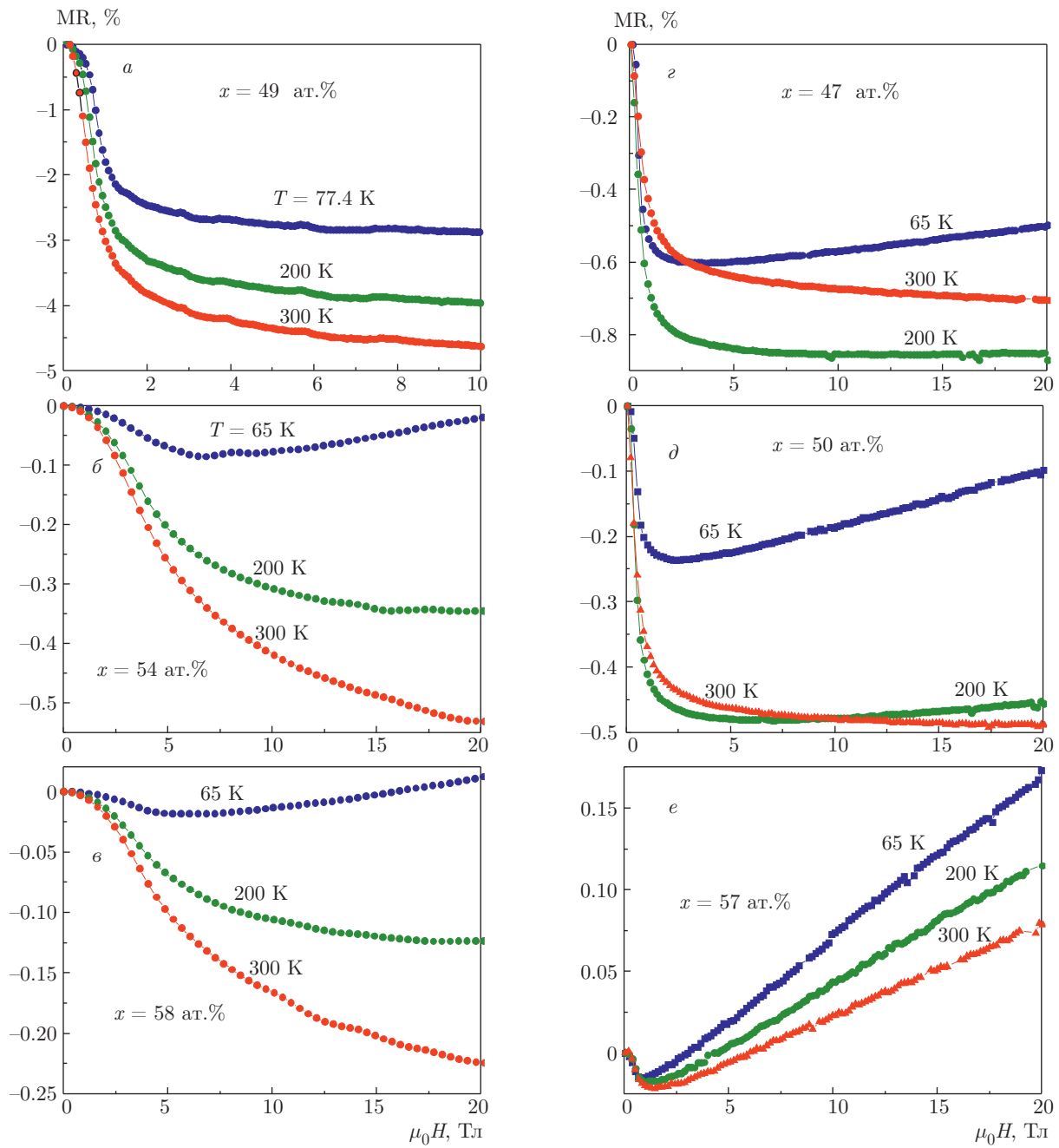


Рис. 3. Магнитосопротивление для образцов  $(\text{CoFeB})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$  (левый столбец) и  $(\text{CoNbTa})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  (правый столбец) в диапазоне температур 65–300 К. Взяты из работы [36]

где  $\rho = \rho_{xx}$  — удельное продольное сопротивление, которое, как правило, много больше удельного аномального холловского сопротивления  $\rho_{ANE} = 4\pi R_s M$ . В большинстве случаев, когда МС мало,  $\sigma_{ANE}$  есть линейная функция намагниченности, а коэффициент  $R_s$  не зависит ни от внешнего поля, ни от спонтанной намагниченности.

Одно из наиболее интересных направлений в исследованиях АЭХ связано с изучением зависимости  $\rho_{ANE}$  от  $\rho$ , или так называемого скейлингового поведения АЭХ:  $\rho_{ANE} \propto \rho^n$ , где  $n$  — показатель степени, определяемый механизмом АЭХ [31, 43–51]. Скейлинговое соотношение в этой форме (или в эквивалентной в терминах проводимостей:  $\sigma_{ANE} =$



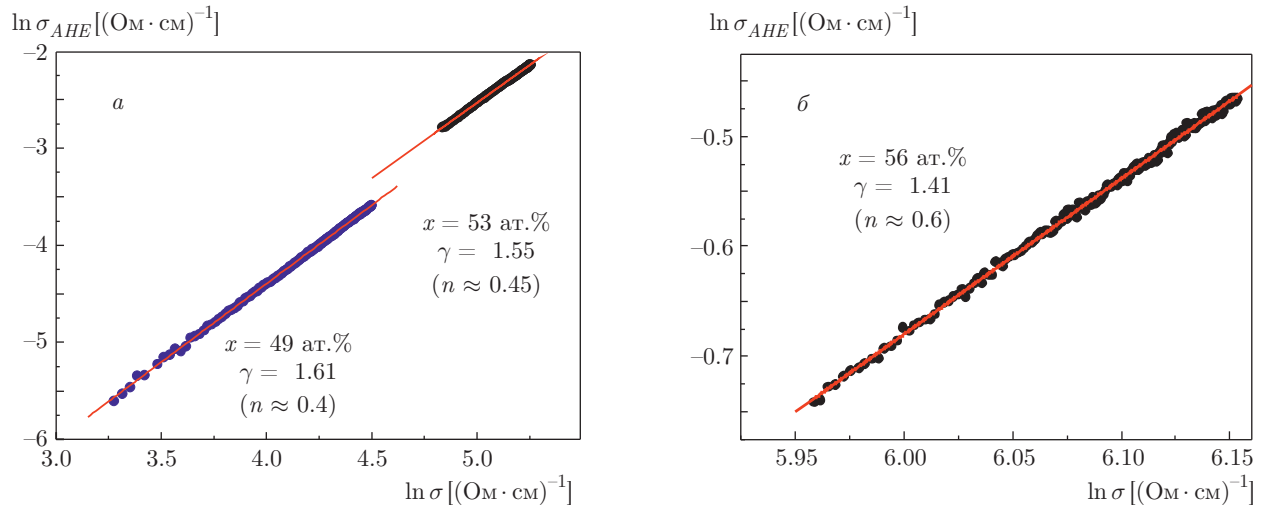


Рис. 4. Логарифмические зависимости проводимости АЭХ  $\sigma_{AHE}$  от  $\sigma$  ( $\ln \sigma_{AHE} = \gamma \ln \sigma$ ) для образцов  $(CoFeB)_x(Al_2O_3)_{100-x}$  с  $x = 49, 53$  ат. % (а) и  $x = 56$  ат. % (б). Взяты из работы [26]

$= \rho_{AHE}/\rho^2 = \rho_{AHE}\sigma^2 \propto \sigma^\gamma$ ;  $\gamma \approx 2 - n$ ) широко используется в литературе для изучения механизма АЭХ, когда сопротивление изменяется за счет изменения концентрации примесей (дефектов, состава материала и пр.) или температуры [43]. В последнем случае существенную роль может играть неупругое рассеяние электронов на фононах и/или магнонах, обуславливая кардинальную модификацию скейлинга [44, 46, 47, 51, 52].

В однородных металлических системах при упругом рассеянии носителей заряда (низкие температуры)  $n = 1$  для механизма асимметричного рассеяния и  $n = 2$  для механизма бокового смещения, а также собственного механизма АЭХ [43]. С увеличением потенциала примесного рассеяния в высокоомных ( $\rho > 10^{-4}$  Ом·см) магнитных металлических материалах (так называемых «грязных») показатель  $n$  уменьшается до  $n \approx 0.4$  [43, 53]. Однако имеются многочисленные случаи, когда перечисленные выше соотношения масштабирования не выполняются, причем для некоторых гетерогенных систем были зарегистрированы значительные отклонения (см., например, работы [44, 51, 54, 55] и ссылки там). Например, в магнитных гранулированных НК с металлической проводимостью (выше порога перколяции), где наблюдается АЭХ с гигантским коэффициентом, при варьировании  $x$  получены значения  $n \approx 0.6$  при 300 К и  $n \approx 0.7$  при 77 К [3, 31].

Экспериментальных исследований АЭХ в НК в диэлектрической области составов, особенно в области активационной прыжковой проводимости типа

$\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ , очень мало из-за трудностей измерения слабого сигнала АЭХ. Первые экспериментальные исследования параметрической зависимости  $\rho_{AHE}(\rho)$  в окрестности ПМИ были выполнены на примере НК Fe-SiO<sub>2</sub> [4, 5]. Оказалось, что при изменении температуры зависимость  $\rho_{AHE}(\rho)$  следует степенному закону  $\rho_{AHE} \propto \rho(T)^n$ ,  $n = 0.44-0.59$  [4]. Между тем при изменении содержания Fe функция  $\rho_{AHE}(\rho)$  демонстрировала сильное немономотонное поведение: в окрестности ПМИ сопротивление АЭХ испытывало насыщение с тенденцией выхода на новое плато при увеличении  $T_0$  [5].

Первая теория АЭХ для прыжкового режима в разбавленных системах с магнитными примесями была построена в работе [56], где был получен скейлинговый закон с  $n = 0.5$  при изменении концентрации примесей. Основной вывод этой теории состоял в том, что АЭХ возникает из-за влияния СОВ на коррелированные прыжки между триадами примесей в перколяционной сетке (подобно НЭХ в прыжковом режиме, возникающему в триадах примесей при воздействии магнитного поля на интерференцию амплитуды для прямого и косвенного (второго порядка) переходов [57]). Дальнейшее развитие этого подхода для разбавленных магнитных систем, связанное с процедурой усреднения коррелированных прыжков на тройках примесных центрах с применением теории перколяции, привело к скейлингу между аномальной ( $\sigma_{AHE}$ ) и продольной ( $\sigma$ ) проводимостями вида  $\sigma_{AHE} \propto \sigma^\gamma$ , где  $1.33 < \gamma < 1.76$  (т. е.  $0.67 > n > 0.24$ ) [58].

Авторы работы [59] создали микроскопическую теорию АЭХ в туннельном режиме для случая массива плотноупакованных ФМ-гранул, связанных между собой контактами с туннельным кондактансом  $G_t \geq 2e^2/h$ . Напомним, что данное условие соответствует металлическому режиму проводимости НК, реализуемому при  $x_c < x < x_p$  в условиях проявления логарифмического закона для проводимости:  $\sigma \propto \ln T$  (см. разд. 3). В рамках модели работы [59] АЭХ возникает только внутри гранул, при этом скейлинг в зависимости  $\rho_{AHE}(\rho)$  отсутствует ( $n \approx 0$ ). Столь необычный скейлинг с  $n \approx 0$  в условиях, когда  $\sigma \propto \ln T$ , был продемонстрирован в НК Ni-SiO<sub>2</sub> путем варьирования содержания никеля [31]. В частности, было показано, что  $\rho_{AHE}(\rho) \approx \text{const}$  при изменении  $\rho$  ниже порога перколяции в довольно широком диапазоне примерно от  $2 \cdot 10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-1}$  Ом·см. Следует отметить, что результаты наших исследований АЭХ в Fe-SiO<sub>2</sub> в диэлектрической области составов также указывают на проявление скейлинга с  $n \approx 0$  при изменении содержания Fe [5].

Однако позднее в работе [39] было показано, что АХЭ может возникать внутри туннельных барьеров вследствие рассеяния спин-поляризованных электронов на примесях с большой константой СОВ (3d-элементах или атомах тяжелых металлов типа Pt, Ta), расположенных в туннельных зазорах между гранулами. Туннельный АЭХ может также возникать внутри туннельного барьерного слоя за счет СОВ Рашбы, обусловленного градиентом потенциала, созданного приложенным напряжением [60].

Недавно также были рассмотрены другие механизмы туннельного АЭХ [61,62], вызванные приграничным СОВ, которое приводит к «косому» туннелированию электронов даже в отсутствие примесей. Что касается последних двух механизмов, то они требуют особой кристаллической структуры туннельных переходов, которая вряд ли может быть реализована в сильно неупорядоченных системах, к которым относятся НК. Механизм, описанный в работе [60], предпочтительно изучать в отдельных туннельных переходах, в которых легко реализовать сильные электрические поля, необходимые для наведенного СОВ Рашбы (более  $10^5$  В/см). В планарных НК-образцах типичные поля в транспортных измерениях не превышают  $10^2$  В/см.

Теоретические предсказания туннельного АЭХ [39] и обнаружение логарифмического типа зависимости  $\sigma(T)$  в НК с большой концентрацией  $N_d$  диспергированных ионов [34] инициировали наши исследования этого эффекта, проявления которого

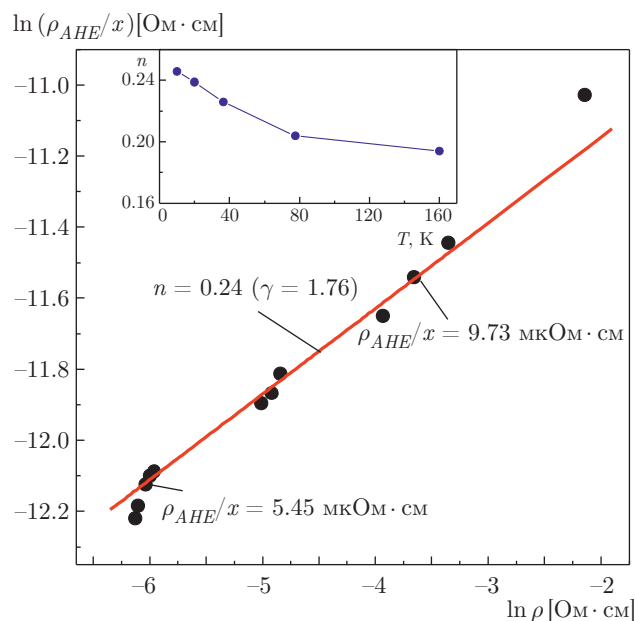
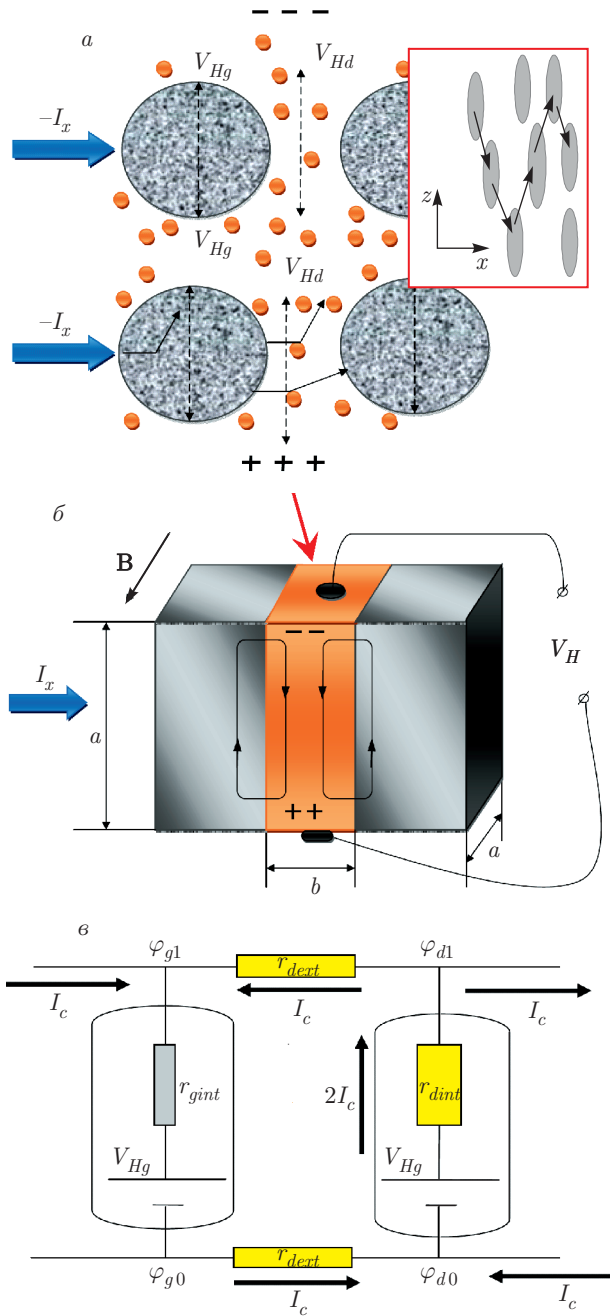


Рис. 5. Логарифмическая зависимость нормированного сопротивления АЭХ ( $\rho_{AHE}/x$ ) от продольного сопротивления  $\rho$ , полученная из измерений при фиксированной низкой температуре в диапазоне 10–36 К для образцов с различным содержанием  $x$  металла. На вставке показана температурная зависимость показателя степени  $n$  в скейлинговом соотношении  $\rho_{AHE}(x)/x \propto \rho^n(x)$ . Взят из работы [26]

действительно были обнаружены на примере НК (CoFeB)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> [26]. Отличительной особенностью этого туннельного АЭХ является то, что он уверенно наблюдается в области, где имеется логарифмическая зависимость сопротивления от температуры. Коэффициент  $n$  в корреляции между сопротивлением АЭХ и обычным сопротивлением отличается от значения этого коэффициента в металлической области выше порога перколяции ( $n = 0.6-0.7$  при изменении  $x$  [3,31]) и сильно зависит от того, какой из параметров, температура или концентрация, играет роль варьируемой величины. Так, для образцов НК с  $x = 49-56$  ат. % при вариации температуры имеем  $\sigma_{AHE}(T) \propto \sigma^\gamma(T)$  при  $\gamma = 1.41-1.61$ , что эквивалентно уменьшению  $n$  от 0.6 до 0.4 (рис. 4). Между тем при вариации состава и с учетом того, что намагниченность пропорциональна  $x$ , имеем  $\rho_{AHE}(x)/x \propto \rho^n(x)$ , где  $n \approx 0.24$  при  $T = 10$  К и монотонно уменьшается до  $n \approx 0.2$  при повышении температуры до 160 К (рис. 5). Заметим, что подобная тенденция в уменьшении  $n$  от 0.7 до 0.6 наблюдается в НК с  $x > x_p$  в диапазоне  $T = 77-300$  К [3,31].



**Рис. 6.** а) Гранулированная система с COB-рассеиванием на дефектах в оксидной матрице при туннелировании электронов между гранулами. Показаны два параллельно включенных источника ЭДС АЭХ: первый, обусловленный COB в гранулах ( $V_{Hg} = R_{Hg} I_x$ ), и второй, возникающий внутри туннельного барьера ( $V_{Hd} = R_{Hd} I_x$ ); ток  $I_x$  течет через соседние гранулы,  $R_{Hg}$  и  $R_{Hd}$  — холловские сопротивления соответственно гранул и межгранульной диэлектрической прослойки. На вставке показана схема электронного туннелирования между гранулами, вытянутыми вдоль направления роста НК [63]. б) Схематичный рисунок туннельного перехода между гранулами, иллюстрирующий возникновение круговых токов при появлении эффекта Холла в диэлектрической прослойке. в) Эквивалентная схема периодической цепи из туннельных переходов (сопротивлений) с двумя локальными источниками ЭДС Холла;  $r_{dint} \gg r_{dext} \gg r_{gint}$ ,  $V_{Heff} = (1/2)[(\varphi_{g1} - \varphi_{g0}) + (\varphi_{d1} - \varphi_{d0})]$ . Рисунок из работы [26]

где  $\rho_{Hd}(x, T)$  и  $\rho_{Hg}(x, T)$  — удельные сопротивления соответственно туннельного АЭХ и АЭХ в гранулах,  $b$  — толщина туннельного зазора. Напомним, что согласно работам [31, 59] последний член в выражении (9) не зависит от  $x$ . Множитель  $0.37(b/a)$ , уменьшающий вклад туннельного АЭХ в (9), отражает упомянутое выше шунтирование локальных источников туннельного АЭХ в нашей перколяционной системе.

Анализ данных эксперимента с использованием выражения (9) подтверждает наличие туннельного АЭХ и позволяет на качественном уровне объяснить наблюдаемые как температурные, так и концентрационные зависимости АЭХ [26].

Согласно формуле (9) в системе типа  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  с сильно вытянутыми гранулами ожидается сильное (приблизительно в 10 раз) ослабление туннельного АЭХ по сравнению с НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  со сферическими гранулами. Кроме того, к ослаблению туннельного АЭХ приводит невозможность «лобового» туннелирования между гранулами (см. вставку к рис. 6а и работу [10]). По этой причине нам не удалось наблюдать скейлинг в зависимости  $\rho_{АНЕ}(\rho)$  при изменении  $x$ , хотя при изменении по температуре скейлинг наблюдался с  $n \approx 0.4$  [10], т. е. был таким же, как в случае образцов  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ , близких к ПМИ [26].

В заключение данного раздела отметим, что для наблюдения туннельного АЭХ при COB-рассеянии туннелирующих электронов безусловно предпочтительнее использовать НК с диспергированными атомами тяжелых металлов (Pt, Ta, Hf) [39], поскольку

Экспериментальное исследование туннельного АЭХ затруднено шунтированием этого эффекта в гранулах, как это проиллюстрировано на рис. 6. В работе [26] предложена модель АЭХ в гранулированных сплавах, учитывающая оба вклада от гранул и туннельного зазора:

$$\rho_{АНЕ}(x, T) \approx 0.37 \frac{b}{a} \rho_{Hd}(x, T) + \rho_{Hg}(T), \quad (9)$$

для этих атомов константа СОВ на порядок больше, чем для  $3d$ -элементов. Поэтому вопрос о возможных величинах туннельного АЭХ в НК-системах остается открытым.

## 6. МЕМРИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Мемристовый эффект связан с изменением резистивного состояния объекта (мемристора) под действием приложенного электрического поля и протекшего через него заряда, а также с сохранением этого состояния после снятия импульса напряжения. Мемристоры (резисторы с памятью) являются перспективными элементами при построении нового типа энергонезависимой памяти типа RRAM и нейроморфных вычислительных сетей (НВС), поскольку могут обладать малым энергопотреблением при записи/считывании информации, многоуровневым характером резистивного переключения (РП) и потому способны эмулировать ключевые элементы НВС — синапсы [15–18].

Эффекты РП обычно наблюдают в мемристовых структурах металл/оксид/металл (МОМ), в которых они обусловлены процессами электромиграции вакансий кислорода (анионов) или катионов металлов [15–18]. В результате в оксидном изолирующем слое образуются (или разрушаются) нитевидные проводящие каналы (филаменты), а структура переключается соответственно в низкоомное (LRS) или высокоомное (HRS) состояние. Характер формирования филаментов в значительной степени случаен, что является одной из основных причин деградации свойств мемристоров при циклических РП [15, 16]. Другой недостаток анионных или катионных мемристовых МОМ-структур связан с тем, что для их устойчивой работы необходима, как правило, формовка, заключающаяся в подаче на структуру относительно высокого напряжения, при котором образуются филаменты (мостики).

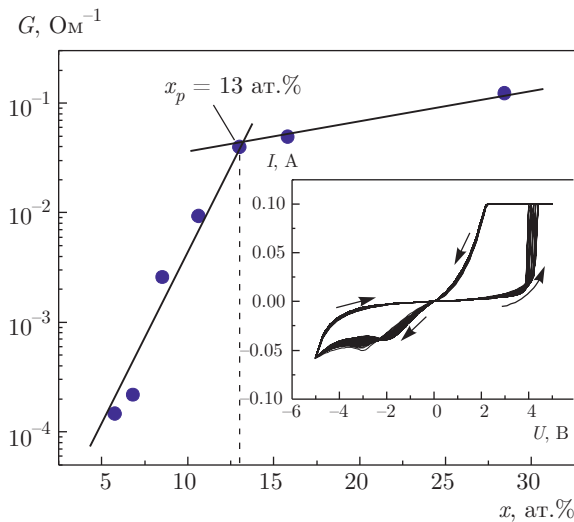
Возможны, однако, и другие механизмы РП, не требующие формовки, и связанные например, с перезарядкой локализованных электронных состояний в области барьера Шоттки и/или в объеме оксида (см. работы [64, 65] и ссылки в них), электрической переполаризацией сегнетоэлектрического оксида [66, 67], окислительно-восстановительными реакциями в органических материалах [68], эффектом электронного увлечения [69] и, наконец, с температурно-инициированным переходом металл-изолятор в моттовских материалах ( $\text{NbO}_2$ ,  $\text{VO}_2$ ,  $\text{V}_2\text{O}_3$ ), который сравнительно давно был обнару-

жен, однако до сих пор является предметом дискуссий и исследований [70]. Тем не менее наибольший интерес проявляется к оксидным мемристовым структурам как к системам, которые могут обладать многоуровневым характером РП при больших временах хранения резистивных состояний, а также довольно технологичны в изготовлении и могут быть легко интегрируемы в современную микроэлектронную технологию [15, 17].

Несмотря на значительный накопленный экспериментальный материал, микроскопическая теория обратимых эффектов РП до сих пор отсутствует. Последнее, в частности, обусловлено как трудностями описания взаимосвязанных неравновесных процессов теплового, электронного и ионного транспорта на нанометровых масштабах, так и с дополнительными эффектами: с участием нескольких каналов РП, связанных, например, с одновременным проявлением катионного и анионного переносов [71], с синергетическими вкладами в РП электрической поляризации сегнетоэлектрика и ионного транспорта [67], с явлениями типа квантования проводимости структуры [72, 73] и др.

В случае структур металл/нанокompозит/металл (М/НК/М) на основе металл-оксидных НК переход в проводящее состояние должен определяться перколяционными цепочками, заданными пространственным положением и концентрацией наногранул металла в НК, и потому устойчивость к РП должна быть высокой [10]. Впервые важность эффектов перколяции в РП структур М/НК/М была показана в наших работах [10, 28]. Отметим, что ощутимых результатов ранее удалось достичь в структурах М/Pt-SiO<sub>2</sub>/М, в которых активный слой создавался магнетронным распылением составной мишени Pt/SiO<sub>2</sub> и состоял из матрицы SiO<sub>2</sub> с диспергированными атомарными нанокластерами Pt [74]. Показано, что в этом случае максимальное число РП  $N_{max}$  превышает  $3 \cdot 10^7$  при времени хранения резистивных состояний (retention time)  $t_r > 6$  мес.

Механизм, ответственный за РП в случае структур М/Pt-SiO<sub>2</sub>/М, не установлен. Предположительно он связан с движением вакансий кислорода и образованием проводящих каналов-филаментов, формируемых при РП, а также с локальным разогревом и укрупнением в них наночастиц Pt (от 2–3 нм до 3–4 нм). Недавно были также изучены структуры М/W-SiO<sub>2</sub>/n-Si с нижним контактом из сильнолегированного  $n$ -Si ( $\rho < 0.05$  Ом·см), в которых активный слой создавался путем имплантации SiO<sub>2</sub> ионами W [75]. Показано, что такие структуры не требуют формовки. Причем даже при наличии ме-

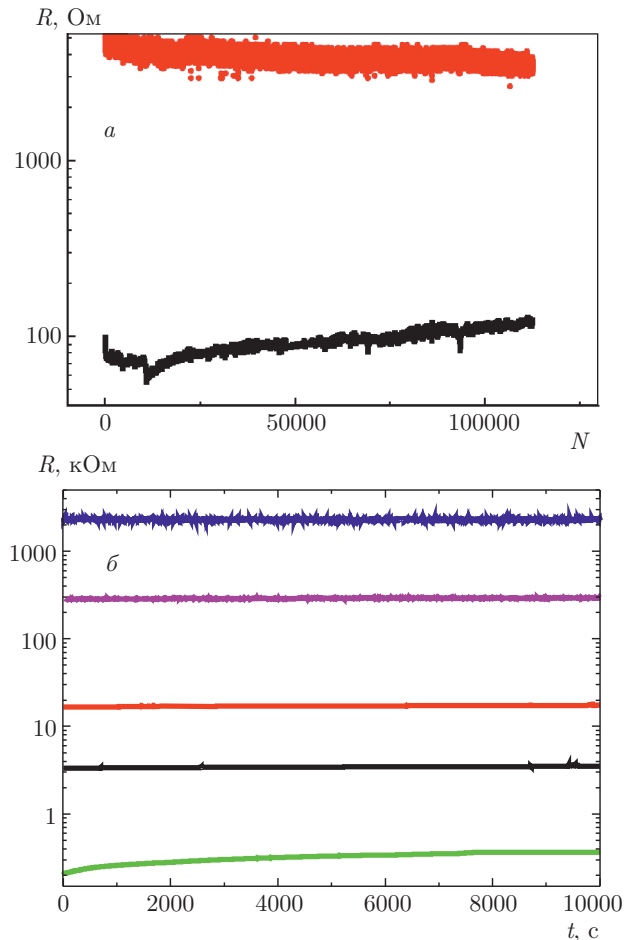


**Рис. 7.** Зависимость кондактанса  $G(x) = I/U$  структуры  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  от содержания  $x$  металла, измеренная при напряжении  $U = 0.2$  В. На вставке представлена ВАХ структуры с оптимальным содержанием  $x_{opt} \approx 8$  ат. %, полученная путем 30 циклических измерений (стрелки показывают направление сканирования по напряжению)

таллических наночастиц  $W$  в активном переключающем слое  $W-SiO_2$  достигается достаточно большое отношение сопротивлений в высокоомном (выключенном) и низкоомном (включенном) состояниях,  $R_{off}/R_{on} > 10^4$  при  $N_{max} \approx 4 \cdot 10^2$  и  $t_r \approx 10^4$  с [75]. Отметим, что пластичность разработанных в работах [74, 75] мемристорных структур не исследовалась; не была изучена также возможная связь РП структур с эффектами их перколяционной проводимости.

В наших недавних исследованиях структур  $M/НК/М$  на основе НК  $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$  был обнаружен мемристивный эффект с отношением  $R_{off}/R_{on}$ , достигающем величины порядка 100 при некотором оптимальном значении  $x = x_{opt} \approx 8-15$  ат. % ниже порога перколяции НК [10, 28]. Эффект хорошо воспроизводился при числе циклов РП более  $10^5$  и практически не зависел от типа контактов [10, 13, 28]. Кроме того, синтезированные структуры  $M/НК/М$  обладали высокой степенью пластичности (плавным характером изменением резистивного состояния в окне  $R_{off}-R_{on}$ ), что позволило эмулировать важные свойства биологических синапсов [13, 14].

Изложенные выше результаты поясняются данными, представленными на рис. 7 и 8 и полученными для структур  $M/(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}/M$  с



**Рис. 8.** а) Устойчивость структуры  $M/НК/М$  на основе НК  $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ ,  $x \approx 8$  ат. % к циклическим переключениям. б) Временные зависимости пяти резистивных состояний для структуры  $M/НК/М$ , выращенной при повышенном начальном давлении кислорода (см. текст)

толщиной слоя НК  $d \approx 2.5$  мкм и сильно вытянутыми гранулами (до 10 нм) [10, 28]. На рис. 7 показана зависимость кондактанса структуры  $G(x) = I/U$  от содержания металла, измеренная на постоянном токе при напряжении  $U = 0.2$  В, на порядок меньшем, чем напряжение РП структуры в низкоомное состояние ( $U_{LRS} \approx 4$  В; см. вставку к рис. 7). Зависимость  $G(x)$  имеет вид, характерный для перколяционных гранулированных систем [1]: ниже некоторого порогового значения  $x < x_p$  (порога перколяции; в данном случае  $x_p \approx 13$  ат. %) функция  $G(x)$  является экспоненциальной, а при  $x > x_p$  величина  $G$  слабо зависит от  $x$  [76].

Отметим, что ВАХ структуры  $M/НК/М$  хорошо воспроизводится при циклических измерениях в диапазоне от  $-5$  до  $+4$  В (см. вставку к рис. 7). При этом эффект формовки практически не про-

является, т.е. напряжения  $U_{LRS}$  переключения из HRS в LRS при первом и последующих переключениях близки в отличие от структур MOM на основе однородных оксидов [15, 16]. Высокая стабильность структур подтверждается прямыми измерениями устойчивости структур М/НК/М к деградации при циклических переключениях (endurance), т.е. максимального количества  $N_{max}$  записи/стирания, которое заведомо превышает  $10^5$  (см. рис. 8а, а также работу [13]).

Многоуровневый характер РП в сочетании с длительным временем хранения резистивных состояний достигается в структурах с развитой оксидной прослойкой у нижнего электрода, формируемой на начальном росте НК при довольно высоком парциальном давлении кислорода  $P_{O_2} \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$  Торр в режиме заданного его потока (см. разд. 2). В этом случае оптимальное содержание металла для наблюдения РП смещается в область больших значений  $x = x_{opt} \approx 15$  ат. % [76]. Данные по времени хранения резистивных состояний для такой структуры представлены на рис. 8б. Видно, что наблюдаются пять практически не флуктуирующих и хорошо различимых резистивных состояний в течение времени, превышающего  $10^4$  с.

Недавно выяснилось, что существование оксидной прослойки не гарантирует наблюдения устойчивых РП в структурах М/НК/М. Другим важным параметром НК для наблюдения РП является наличие в НК диспергированных магнитных атомов в изолирующей матрице в достаточно больших количествах ( $N_d \sim 10^{22}$  см $^{-3}$ ); при малых значениях  $N_d \sim 10^{21}$  см $^{-3}$  РП становятся неустойчивыми и практически перестают наблюдаться [32]. Данный факт, большие предельные токи при РП (до 0.1 А; см. вставку к рис. 7), а также недавнее обнаружение эффекта сильного увеличения емкости (в 8 раз) при переключении структуры М/НК/М из HRS в LRS привели нас к качественной многофиламентной модели РП [76], которая поясняется на рис. 9.

В первоначальном состоянии после изготовления структуры М/НК/М диспергированные атомы равномерно распределены в изолирующей матрице НК. Однако после подачи напряжения и прохождения тока может происходить нуклеация диспергированных атомов вокруг цепочек гранул, образующих перколяционные пути (рис. 9), и, как следствие, образование проводящих «металлизированных» цепочек (МЦ). Очевидно, что проявление эффектов нуклеации обусловлено в нашем случае сильной перенасыщенностью рассматриваемой системы атомарной фазой и наличием в ней металлических зародышей



Рис. 9. (В цвете онлайн) Структура М/НК/М в HRS после циклических РП и приложения положительного потенциала на верхний электрод. Серые области, окружающие цепочки гранул, представляют металлический конденсат, который возникает в результате процесса нуклеации атомов Со и Fe и кислородных вакансий при протекании тока через перколяционные цепочки, образованные гранулами

(наночастиц). Подобные эффекты наблюдались, например, в мемристивных структурах на основе SiO $_2$  с диспергированными атомами Pt или W [74, 75].

При подаче на верхний электрод достаточно большого положительного напряжения структура стремится перейти в LRS за счет перемещения кислородных вакансий и катионов к нижнему электроду вдоль МЦ и уменьшения эффективного зазора  $l_g$  между МЦ и нижним электродом (рис. 9). С другой стороны, емкость структуры в этой ситуации должна увеличиваться, так как в первом приближении величина емкости  $C \propto 1/l_g$ . Очевидно, что обратная ситуация возникает при подаче на структуру достаточно большого отрицательного напряжения [76].

На наш взгляд, многофиламентный характер РП не только обеспечивает устойчивые РП структур М/НК/М, но и плавный характер изменения их сопротивления в окне  $R_{off}-R_{on}$ , что, в свою очередь, определяет возможности их использования в адаптивной электронике, описанные в следующем разделе.

## 7. АДАПТИВНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР

Адаптивной электроникой принято считать системы с динамическими самоподстраиваемыми в процессе работы параметрами входящих в них элементов [77]. Интерес к развитию такой электро-

ники обусловлен надеждой воспроизведения чрезвычайно низкого энергопотребления при высокой вычислительной эффективности биологических систем при решении так называемых антропоморфных задач (распознавание образов, текста и речи, принятие решений, обобщение, предсказание и т. д.) [78]. Особый интерес представляет разработка адаптивной электроники на базе импульсных нейроморфных вычислительных систем (НВС) [17, 18], в которых слои искусственных нейронов, связанные через синапсы, интегрируют входные сигналы и генерируют выходные импульсы (спайки). К настоящему моменту создано несколько успешных прототипов импульсных НВС на базе элементов стандартной комплементарной (КМОП) технологии, такие как TrueNorth [79], SpiNNaker [80], Loihi [81] и др. [82]. Однако поскольку цифровые КМОП-элементы изначально не оптимизированы под нейроморфные вычисления, они не способны в полной мере эмулировать главное свойство синапсов — их пластичность. В этой связи мемристоры могут эмулировать синапсы и отчасти нейроны более точно, поскольку принцип их работы, основанный на дрейфе и диффузии ионов, фундаментально схож с принципом функционирования этих биологических элементов [17]. Более того, НВС на базе кроссбар-массивов мемристоров позволяют проводить параллельные и энергоэффективные вычисления непосредственно в памяти (computing-in-memory) по правилам Кирхгофа [83].

Можно выделить два основных направления разработки НВС на базе мемристоров: 1) перенос алгоритмов обучения программных нейронных сетей на аппаратную основу (реализация сетей типа перцептрона [84–86], перепрограммируемой мемристорной кроссбар-матрицы в составе полной аппаратной системы на чипе [87] и долго-кратковременной памяти [88]); 2) использование так называемых биоподобных алгоритмов обучения сетей [89].

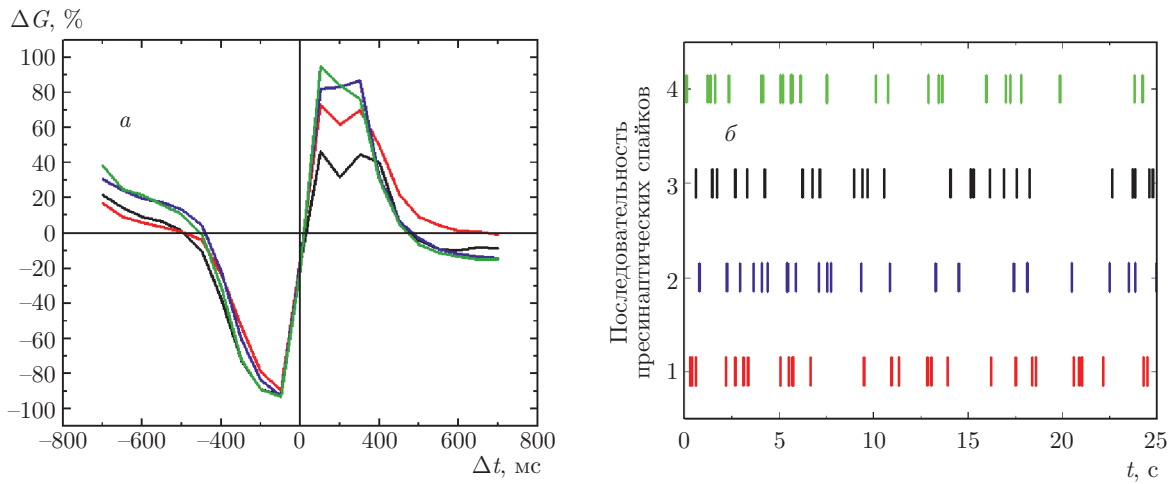
Недостаток первого подхода связан со сложностью его аппаратной реализации, поскольку на каждом шаге обучения необходимо знать текущее состояние каждого синаптического веса мемристора и иметь возможность изменить его на строго определенную величину [85]. Поэтому данный подход обучения НВС скорее всего подходит для решения определенных (протоколированных) задач с использованием внешнего учителя.

Второй подход, основанный на биоподобных принципах обучения, мало изучен с практической точки зрения; считается, однако, что он может иметь хорошие перспективы для построения са-

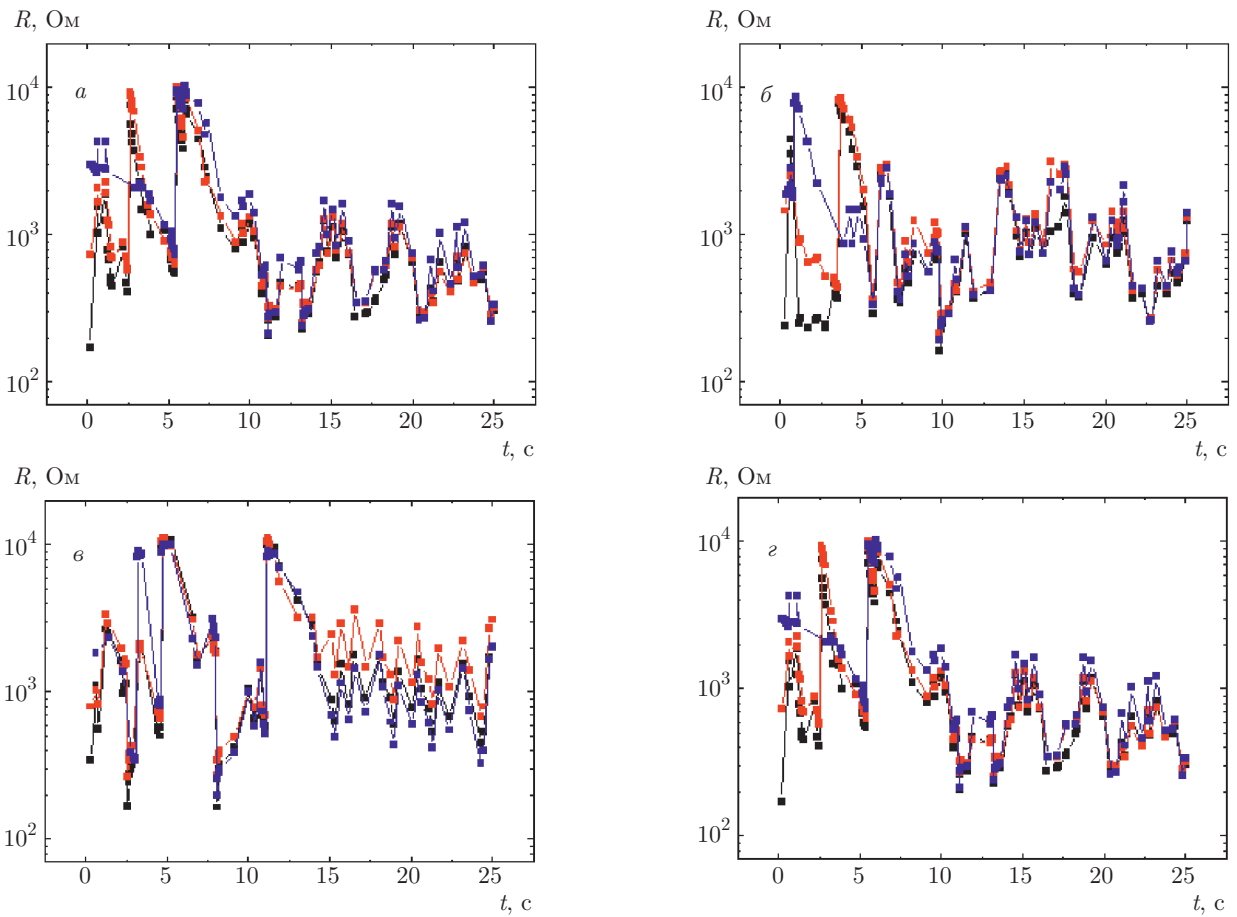
мообучаемых НВС. В биологических нейронных системах обучение происходит благодаря способности синапсов изменять свой вес, которая называется синаптической пластичностью [90].

Одним из перспективных механизмов эволюции синаптических весов является пластичность, зависящая от времени прихода импульсов (spike timing dependent plasticity, STDP) [90]. Согласно STDP, синаптический вес увеличивается в случае, если постсинаптический нейрон генерирует импульс (спайк) сразу после пресинаптического, указывая на наличие причинно-следственной связи, и наоборот. Механизм изменения мемристорного веса по правилу STDP был продемонстрирован на примере некоторых мемристоров [90–92] и использован в импульсных НВС [12, 14, 93–95]. При этом отмечается, что одной из наиболее важных характеристик мемристоров является возможность их переключения в как можно большее число различных состояний [96]. В этой связи мемристоры на основе магнитных наногранулированных композитов с диспергированными ионами в изолирующей матрице могут быть идеальными кандидатами на роль синапсов в импульсных НВС.

Для создания импульсной НВС необходима проверка возможности обучения отдельных НК-мемристоров по правилам STDP. Для этого мы использовали одинаковые пре- и постсинаптические спайки пилообразной формы, которые подавались на нижний и верхний электроды структуры. Амплитуда (3 В) и длительность (400 мс) спайка были выбраны таким образом, чтобы одиночный спайк не изменял сопротивление мемристора. Однако если два спайка с малой задержкой  $\Delta t$  между ними по времени будут поданы на мемристор, то падение напряжения на нем может оказаться достаточным для изменения его проводимости. Проводимость  $G$  мемристора можно связать с синаптическим весом; тогда изменение проводимости  $\Delta G$  будет эквивалентно изменению синаптического веса. Измерения проводимости проводились до и после подачи последовательности пре- и постсинаптических спайков. Начальное состояние мемристоров было всегда одинаковым (соответствовало проводимости 1 мСм) и задавалось с помощью алгоритма из работы [97]. Зависимость относительного изменения веса от времени  $\Delta t$  (окно STDP) для четырех различных мемристоров представлено на рис. 10а. Видно, что синаптическая потенциация ( $\Delta G > 0$ ) происходит при  $\Delta t > 0$ , депрессия ( $\Delta G < 0$ ) — при  $\Delta t < 0$ . Подобный вид зависимости был обнаружен и в биологических системах [98].



**Рис. 10.** *а)* Окно STDP для четырех различных М/НК/М-мемристоров на основе  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ . Начальные состояния мемристоров составляют 1 мСм. *б)* Пуассоновские последовательности моментов пресинаптических спайков, использованные для четырех входов НВС



**Рис. 11.** (В цвете онлайн) Зависимость текущих значений сопротивления М/НК/М-мемристоров от времени при начальном сопротивлении 0.1 кОм (черные квадраты), 1 кОм (красные) и 10 кОм (синие) для первой (*а*), второй (*б*), третьей (*в*) и четвертой (*г*) последовательностей пресинаптических спайков



Для изучения особенностей обучения с использованием STDP была разработана НВС, состоящая из четырех пресинаптических нейронов соединенных с постсинаптическим нейроном посредством НК мемристивных синапсов. Все нейроны были программными: пресинаптические нейроны были запрограммированы генерировать различные пуассоновские последовательности спайков с одинаковой средней частотой 1 Гц (рис. 10б). Постсинаптический нейрон был порогового типа (генерировал спайк в случае, когда суммарная величина тока превышала пороговое значение  $I_{th}$ ). Оптимальное значение  $I_{th}$  было подобрано в работе [12] и составляло 1 мА. Изначально все мемристоры НВС приводились к заданному состоянию  $R_0$  по алгоритму из работы [97]. В качестве  $R_0$  были выбраны значения 0.1, 1, 10 кОм. Далее с пресинаптических нейронов подавалась запомненная последовательность спайков, которая всегда была одинаковой для различных  $R_0$ . После каждого постсинаптического спайка измерялись сопротивления мемристоров. На рис. 11 представлена эволюция значений сопротивлений мемристоров. Видно, что после нескольких постсинаптических спайков резистивное состояние элементов системы начинает зависеть только от условий обучения (в нашем случае последовательности подаваемых импульсов) и перестает зависеть от начальных значений  $R_0$ . Таким образом, обучение НВС по правилам STDP демонстрирует адаптивные свойства, что может быть использовано при создании НВС с обучением «без учителя». Заметим также, что если данные последовательности пресинаптических импульсов подать на другие мемристоры, то конечное сопротивление мемристора не изменится [14], что говорит об устойчивости обучения НВС по правилам STDP к разбросу характеристик мемристоров.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучены транспортные свойства гранулированных НК металл–диэлектрик  $M_xD_{100-x}$ , которые помимо наногранул, хаотически расположенных в диэлектрической матрице, содержат в значительных количествах (до  $N_d \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) атомарную фазу атомов металла, играющих роль магнитных ионов. Показано, что наличие большого содержания диспергированных ионов в межгранульных зазорах приводит к логарифмической зависимости сопротивления от температуры, положительному вкладу в магнитосопротивление, возникновению туннельного аномального эффекта

Холла и многофиламентному механизму резистивного переключения (мемристивному эффекту), обусловливающему адаптивный характер мемристоров на базе НК с максимальным содержанием диспергированных ионов (до  $N_d \sim 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ). Для таких мемристоров показана возможность задания резистивных состояний (локального «обучения») по биоподобным правилам типа STDP. Обнаружено, что конечное состояние мемристоров не зависит от их начального состояния, а зависит только от условий «обучения» (последовательности импульсов). Полученные результаты открывают перспективы создания автономных нейроморфных систем, способных к обучению решению сложных когнитивных задач.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-10233) с использованием оборудования ресурсных центров НИЦ «Курчатовский институт».

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Milner, A. Gerber, B. Groisman, M. Karpovsky, and A. Gladkikh, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 475 (1996).
2. N. Kobayashi, S. Ohnuma, T. Masumoto, and H. Fujimori, *J. Appl. Phys.* **90**, 4159 (2001).
3. A. Pakhomov, X. Yan, and B. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3497 (1995).
4. Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, А. Н. Лагарьков, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. В. Седова, N. Negre, M. Goiran, J. Leotin, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 87 (1999).
5. Б. А. Аронзон, А. Б. Грановский, Д. Ю. Ковалев, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. А. Седова, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 687 (2000).
6. А. Б. Грановский, И. В. Быков, Е. А. Ганьшина, В. С. Гуцин, М. Инуе, Ю. Е. Калинин, А. А. Козлов, А. Н. Юрасов, *ЖЭТФ* **123**, 1256 (2003).
7. Е. А. Ганьшина, М. В. Вашук, А. Н. Виноградов, А. Б. Грановский, В. С. Гуцин, П. Н. Щербак, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, Ч. О. Ким, Ч. Г. Ким, *ЖЭТФ* **125**, 1172 (2004).
8. S. Bedanta, T. Eimüller, W. Kleemann, J. Rhensius, F. Stromberg, E. Amaladass, S. Cardoso, and P. P. Freitas, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 176601 (2007).
9. S. Bedanta and W. Kleemann, *J. Phys. D* **42**, 013001 (2009).

10. В. В. Рыльников, С. Н. Николаев, В. А. Демин, А. В. Емельянов, А. В. Ситников, К. Э. Никируй, В. А. Леванов, М. Ю. Пресняков, А. Н. Талденков, А. Л. Васильев, К. Ю. Черноглазов, А. С. Веденеев, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, В. В. Тугушев, А. С. Бугаев, ЖЭТФ **153**, 424 (2018).
11. V. V. Rylkov, V. A. Demin, A. V. Emelyanov, A. V. Sitnikov, Yu. E. Kalinin, V. V. Tugushev, and A. B. Granovsky, *Novel Magnetic Nanostructures: Unique Properties and Applications*, ed. by N. Domracheva, M. Caporali, and E. Rentschler, Elsevier (2018), pp. 427–464, Ch. 13; ISBN 978-0-12-813594-5.
12. К. Э. Никируй, А. В. Емельянов, В. В. Рыльников, А. В. Ситников, В. А. Демин, Письма в ЖТФ **45**, 19 (2019).
13. K. E. Nikiruy, A. V. Emelyanov, V. A. Demin, A. V. Sitnikov, A. A. Minnekhanov, V. V. Rylkov, P. K. Kashkarov, and M. V. Kovalchuk, AIP Adv. **9**, 065116 (2019).
14. A. V. Emelyanov, K. E. Nikiruy, A. V. Serenko, A. V. Sitnikov, M. Yu. Presnyakov, R. B. Rybka, A. G. Sboev, V. V. Rylkov, P. K. Kashkarov, M. V. Kovalchuk, and V. A. Demin, Nanotechnol. **31**, 045201 (2020).
15. D. Ielmini, Semicond. Sci. Technol. **31**, 063002 (2016).
16. J. del Valle, J. G. Ramírez, M. J. Rozenberg, and I. K. Schuller, J. Appl. Phys. **124**, 211101 (2018).
17. Q. Xia and J. J. Yang, Nature Mater. **18**, 309 (2019).
18. *Handbook of Memristor Networks*, ed. by L. Chua, G. Ch. Sirakoulis, and A. Adamatzky, Springer, Cham (2019).
19. B. Raquet, M. Goiran, N. Negre, J. Leotin, B. Aronzon, V. Rylkov, and E. Meilikhov, Phys. Rev. B **62**, 17144 (2000).
20. В. В. Рыльников, Б. А. Аронзон, А. Б. Давыдов, Д. Ю. Ковалев, Е. З. Мейлихов, ЖЭТФ **121**, 908 (2002).
21. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **79**, 469 (2007).
22. C. J. Adkins, in *Metal-Insulator Transitions Revisited*, ed. by P. P. Edwards and C. N. R. Rao, Taylor & Francis (1995), p. 191.
23. J. E. Morris and T. J. Coutts, Thin Sol. Films **47**, 3 (1977).
24. B. Abeles, Ping Sheng, M. D. Coutts, and Y. Arie, Adv. Phys. **24**, 407 (1975).
25. С. А. Гриднев, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, *Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах*, БИНОМ, Москва (2012).
26. V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, K. Yu. Chernoglazov, V. A. Demin, A. V. Sitnikov, M. Yu. Presnyakov, A. L. Vasiliev, N. S. Perov, A. S. Vedeneev, Yu. E. Kalinin, V. V. Tugushev, and A. B. Granovsky, Phys. Rev. B **95**, 144202 (2017).
27. V. V. Rylkov, A. V. Sitnikov, S. N. Nikolaev, V. A. Demin, A. N. Taldenkov, M. Yu. Presnyakov, A. V. Emelyanov, A. L. Vasiliev, Yu. E. Kalinin, A. S. Bugaev, V. V. Tugushev, and A. B. Granovsky, J. Magn. Magn. Mater. **459**, 197 (2018).
28. В. А. Леванов, А. В. Емельянов, В. А. Демин, К. Э. Никируй, А. В. Ситников, С. Н. Николаев, А. С. Веденеев, Ю. Е. Калинин, В. В. Рыльников, Радиотехн. и электрон. **63**, 489 (2018).
29. E. Lähderanta, M. Guc, M. A. Shakhov, E. Arushanov, and K. G. Lisunov, J. Appl. Phys. **120**, 035704 (2016).
30. K. B. Efetov and A. Tschersich, Phys. Rev. B **67**, 174205 (2003).
31. D. Bartov, A. Segal, M. Karpovski, and A. Gerber, Phys. Rev. B **90**, 144423 (2014).
32. V. Rylkov, A. Sitnikov, S. Nikolaev, A. Emelyanov, K. Chernohlazov, K. Nikiruy, A. Drovosekov, M. Blinov, E. Fadeev, A. Taldenkov, V. Demin, A. Vedeneev, A. Bugaev, and A. Granovsky, IEEE Magn. Lett. **10**, 2509504 (2019).
33. В. В. Рыльников, А. Б. Дровосеков, А. Н. Талденков, С. Н. Николаев, О. Г. Удалов, А. В. Емельянов, А. В. Ситников, К. Ю. Черноглазов, В. А. Демин, О. А. Новодворский, А. С. Веденеев, А. С. Бугаев, ЖЭТФ **155**, 127 (2019).
34. Ю. О. Михайловский, В. Н. Прудников, В. В. Рыльников, К. Ю. Черноглазов, А. В. Ситников, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, ФТТ **58**, 433 (2016).
35. С. Н. Николаев, К. Ю. Черноглазов, В. А. Демин, Н. К. Чумаков, В. А. Леванов, А. А. Магомедова, А. В. Ситников, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, В. В. Рыльников, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **5**, 81 (2017).
36. M. I. Blinov, M. A. Shakhov, V. V. Rylkov, E. Lähderanta, V. N. Prudnikov, S. N. Nikolaev, A. V. Sitnikov, and A. B. Granovsky, J. Magn. Magn. Mater. **469**, 155 (2019).
37. T. Mitsuyu and K. Wasa, Jpn. J. Appl. Phys. **20**, L48 (1981).

38. Ю. А. Калинин, А. Н. Ремизов, А. В. Ситников, ФТТ **46**, 2076 (2004).
39. A. V. Vedyayev, N. Ryzhanova, N. Strelkov, and B. Dieny, Phys. Rev. Lett. **110**, 247204 (2013).
40. A. Gerber, I. Kishon, I. Ya. Korenblit, O. Riss, A. Segal, and M. Karpovski, Phys. Rev. Lett. **99**, 027201 (2007).
41. J. Inoue and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **53**, R11927 (1996).
42. J. S. Helman and B. Abeles, Phys. Rev. Lett. **39**, 1429 (1976).
43. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010).
44. Y. Tian, L. Ye, and X. Jin, Phys. Rev. Lett. **103**, 087206 (2009).
45. D. Chiba, A. Werpachowska, M. Endo, Y. Nishitani, F. Matsukura, T. Dietl, and H. Ohno, Phys. Rev. Lett. **104**, 106601 (2010).
46. X. Liu, S. Shen, Z. Ge, W. L. Lim, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **83**, 144421 (2011).
47. A. Shitade and N. Nagaosa, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 083704 (2012).
48. Ю. А. Михайловский, Д. Е. Меттус, А. П. Казаков, В. Н. Прудников, Ю. Е. Калинин, А. С. Ситников, А. Гербер, Д. Бартов, А. Б. Грановский, Письма в ЖЭТФ **97**, 544 (2013).
49. Л. Н. Овешников, В. А. Кульбачинский, А. Б. Давыдов, Б. А. Аронзон, Письма в ЖЭТФ **100**, 648 (2014).
50. S. A. Meynell, M. N. Wilson, J. C. Loudon, A. Spitzig, F. N. Rybakov, M. B. Johnson, and T. L. Monchesky, Phys. Rev. B **90**, 224419 (2014).
51. D. Hou, G. Su, Y. Tian, X. Jin, S. A. Yang, and Q. Niu, Phys. Rev. Lett. **114**, 217203 (2015).
52. J. G. Checkelsky, M. Lee, E. Morosan, R. J. Cava, and N. P. Ong, Phys. Rev. B **77**, 014433 (2008).
53. S. Onoda, N. Sugimoto, and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **97**, 126602 (2006); S. Onoda, N. Sugimoto, and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **77**, 165103 (2008).
54. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, О. А. Котельникова, *Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах*, Изд-во МГУ, Москва (1992).
55. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, А. В. Калицов, Ф. Бауэрс, ЖЭТФ **112**, 2198 (1997).
56. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, ФТТ **28**, 2310 (1986).
57. T. Holstein, Phys. Rev. **124**, 1329 (1961).
58. X.-J. Liu, X. Liu, and J. Sinova, Phys. Rev. B **84**, 165304 (2011).
59. H. Meier, M. Yu. Kharitonov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **80**, 045122 (2009).
60. A. V. Vedyayev, M. S. Titova, N. V. Ryzhanova, M. Ye. Zhuravlev, and E. Y. Tsymbal, Appl. Phys. Lett. **103**, 032406 (2013).
61. A. Matos-Abiague and J. Fabian, Phys. Rev. Lett. **115**, 056602 (2015).
62. T. Huong Dang, H. Jaffres, T. L. Hoai Nguyen, and H.-J. Drouhin, Phys. Rev. B **92**, 060403(R) (2015).
63. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
64. Z. B. Yan and J.-M. Liu, Sci. Rep. **3**, 2482 (2013).
65. Y. Shuai, Y. Peng, X. Pan, L. Jin, C. Wu, W. Luo, H. Zeng, and W. Zhang, Jpn. J. Appl. Phys. **57**, 121502 (2018).
66. H. Y. Yoong, H. Wu, J. Zhao, H. Wang, R. Guo, J. Xiao, B. Zhang, P. Yang, S. J. Pennycook, N. Deng, X. Yan, and J. Chen, Adv. Funct. Mater. **28**, 1806037 (2018).
67. M. Qian, I. Fina, M. C. Sulzbach, F. Sánchez, and J. Fontcuberta, Adv. Electron. Mater. **5**, 1800646 (2019).
68. D. A. Lapkin, A. V. Emelyanov, V. A. Demin, V. V. Erokhin, P. K. Kashkarov, M. V. Kovalchuk, and L. A. Feigin, Appl. Phys. Lett. **112**, 043302 (2018).
69. А. С. Веденеев, В. В. Рыльников, К. С. Напольский, А. П. Леонтьев, А. А. Клименко, А. М. Козлов, В. А. Лузанов, С. Н. Николаев, М. П. Темиряева, А. С. Бугаев, Письма в ЖЭТФ **106**, 387 (2017).
70. Y. Kalcheim, N. Butakov, N. M. Vargas, M.-H. Lee, J. del Valle, J. Trastoy, P. Salev, J. Schuller, and I. K. Schuller, Phys. Rev. Lett. **122**, 057601 (2019).
71. H. Jiang, L. Han, P. Lin, Zh. Wang, M. J. Jang, Q. Wu, M. Barnell, J. J. Yang, H. L. Xin, and Q. Xia, Sci. Rep. **6**, 28525 (2016).
72. A. A. Minnekhanov, B. S. Shvetsov, M. M. Martyshov, K. E. Nikiruy, E. V. Kukueva, M. Yu. Presnyakov, P. A. Forsh, V. V. Rylkov, V. V. Erokhin, V. A. Demin, and A. V. Emelyanov, Organic Electron. **74**, 89 (2019).

73. W. Xue, S. Gao, J. Shang, X. Yi, G. Liu, and R.-W. Li, *Adv. Electron. Mater.* **5**, 1800854 (2019).
74. B. J. Choi, A. C. Torrezan, K. J. Norris, F. Miao, J. P. Strachan, M.-X. Zhang, D. A. A. Ohlberg, N. P. Kobayashi, J. J. Yang, and R. S. Williams, *Nano Lett.* **13**, 3213 (2013).
75. W. Li, X. Liu, Y. Wang, Z. Dai, W. Wu, L. Cheng, Y. Zhang, Q. Liu, X. Xiao, and C. Jiang, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 153501 (2016).
76. M. N. Martyshev, A. V. Emelyanov, V. A. Demin, A. A. Minnekhanov, S. N. Nikolaev, K. E. Nikiruy, A. V. Ovcharov, M. Yu. Presnyakov, A. V. Sitnikov, A. L. Vasiliev, P. A. Forsh, A. B. Granovskiy, P. K. Kashkarov, M. V. Kovalchuk, and V. V. Rylkov, <https://arxiv.org/abs/1912.03726>.
77. S. D. Ha and S. Ramanathan, *J. Appl. Phys.* **110**, 071101 (2011).
78. W. Gerstner and W. M. Kistler, *Spiking Neuron Models*, Cambridge Univ. Press (2002).
79. P. A. Merolla, J. V. Arthur, R. Alvarez-Icaza, A. S. Cassidy, J. Sawada, and F. Akopyan, *Science* **345**, 668 (2014).
80. S. B. Furber, F. Galluppi, S. Temple, and L. A. Plana, *Proc. IEEE* **102**, 652 (2014).
81. M. Davies, N. Srinivasa, T. H. Lin, G. China, Y. Cao, S. H. Choday, G. Dimou, P. Joshi, N. Imam, S. Jain, Y. Liao, C. Lin, A. Lines, R. D. Mathaikutty, S. McCoy, A. Paul, J. Tse, G. Venkataraman, Y. Weng, A. Wild, and Y. Yang, *IEEE Micro* **38**, 82 (2018).
82. G. K. Chen, R. Kumar, H. E. Sumbul, P. C. Knag, and R. K. Krishnamurthy, *IEEE J. Sol. St. Circuits* **54**, 992 (2019).
83. D. Ielmini and H. P. S. Wong, *Nature Electron.* **1**(6), 333 (2018).
84. M. Prezioso, F. Merrikkh-Bayat, B. D. Hoskins, G. C. Adam, K. K. Likharev, and D. B. Strukov, *Nature* **521**, 61 (2015).
85. A. V. Emelyanov, D. A. Lapkin, V. A. Demin, V. V. Erokhin, S. Battistoni, G. Baldi, A. Dimonte, A. N. Korovin, S. Iannotta, P. K. Kashkarov, and M. V. Kovalchuk, *AIP Adv.* **6**, 111301 (2016).
86. C. Li, M. Hu, Y. Li, H. Jiang, N. Ge, E. Montgomery, J. Zhang, W. Song, N. Dávila, C. E. Graves, Z. Li, J. P. Strachan, P. Lin, Z. Wang, M. Barnell, Q. Wu, R. S. Williams, J. J. Yang, and Q. Xia, *Nature Electron.* **1**, 52 (2018).
87. F. Cai, J. M. Correll, S. H. Lee, Y. Lim, V. Bothra, and Z. Zhang, *Nature Electron.* **2**, 290 (2019).
88. C. Li, Z. Wang, M. Rao, D. Belkin, W. Song, and H. Jiang, *Nature Mach. Intell.* **1**, 49 (2019).
89. G. Pedretti, V. Milo, S. Ambrogio, R. Carboni, S. Bianchi, A. Calderoni, N. Ramaswamy, A. S. Spinelli, and D. Ielmini, *Sci. Rep.* **7**, 5288 (2017).
90. M. Prezioso, F. Merrikkh-Bayat, B. D. Hoskins, K. Likharev, and D. B. Strukov, *Sci. Rep.* **6**, 21331 (2016).
91. D. A. Lapkin, A. V. Emelyanov, V. A. Demin, T. S. Berzina, and V. V. Erokhin, *Microelectron. Eng.* **43**, 185 (2018).
92. A. V. Emelyanov, K. E. Nikiruy, V. A. Demin, V. V. Rylkov, A. I. Belov, D. S. Korolev, E. G. Gryaznov, D. A. Pavlov, O. N. Gorshkov, A. N. Mikhaylov, and P. Dimitrakakis, *Microelectron. Eng.* **215**, 110988 (2019).
93. Z. Wang, S. Joshi, S. Savel'ev, W. Song, R. Midya, Y. Li, M. Rao, P. Yan, S. Asapu, Y. Zhuo, H. Jiang, P. Lin, C. Li, J. H. Yoon, N. K. Upadhyay, J. Zhang, M. Hu, J. P. Strachan, M. Barnell, Q. Wu, H. Wu, R. S. Williams, Q. Xia, and J. J. Yang, *Nature Electron.* **1**, 137 (2018).
94. M. Prezioso, M. R. Mahmoodi, F. Merrikkh-Bayat, H. Nili, H. Kim, A. F. Vincent, and D. B. Strukov, *Nature Comm.* **9**, 5311 (2018).
95. S. Brivio, D. Conti, M. V. Nair, J. Frascaroli, E. Covi, C. Ricciardi, G. Indiveri, and S. Spiga, *Nanotechnology* **30**, 015102 (2019).
96. E. Covi, S. Brivio, A. Serb, T. Prodromakis, M. Fanciulli, and S. Spiga, *Front. Neurosci.* **10**, 482 (2016).
97. К. Э. Никируй, А. В. Емельянов, В. А. Демин, В. В. Рьльков, А. В. Ситников, П. К. Кашкаров, *Письма в ЖТФ* **44**(10), 20 (2018).
98. G. Hennequin, E. J. Agnes, and T. P. Vogels, *Ann. Rev. Neurosci.* **40**(1), 557 (2017).