

ПРИРОДА

№ 1, 2006 г.

И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников

Нанокompозитные структуры на пути в наноэлектронику

© “Природа”

Использование и распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции



Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”
(грант РФФИ 03-07-90415)

vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
vivovoco.ibmh.msk.su

Нанокompозитные структуры на пути в наноэлектронику

И.В.Золотухин, Ю.Е.Калинин, А.В.Ситников

Уменьшение размеров функциональных устройств современной электроники привело к ряду проблем, которые связаны не только с технологическими ограничениями, но и с тем, что при этом «включаются» новые физические явления, характерные для наномира. При работе электронных приборов малых размеров определяющими становятся квантовые размерные эффекты. Это дает и свои преимущества — открываются огромные возможности при разработке сверхминиатюрных транзисторов, ячеек памяти, датчиков магнитных и электрических полей.

Существует два подхода к изготовлению малоразмерных структур конденсированной твердотельной среды, размеры которых не превышают нескольких нанометров ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$). Во-первых, можно за счет улучшения технологических приемов добиваться сверхвысокого разрешения при обработке поверхности, т.е. все уменьшать и уменьшать размеры объектов, из которых формируются микроскопические структуры. В основном вся технология микроэлектроники 20-го века развивалась по этому пути. Во-вторых, можно использовать физические закономер-



Иван Васильевич Золотухин, доктор технических наук, профессор кафедры физики твердого тела Воронежского государственного технического университета, заслуженный деятель науки РФ. Занимается изучением фуллеренов, углеродных нанотрубок, фракталов и нанокompозитов.



Юрий Егорович Калинин, доктор физико-математических наук, заведующий той же кафедрой. Область научных интересов — физико-химические основы создания новых материалов, физика твердотельных наноструктур.



Александр Викторович Ситников, кандидат физико-математических наук, докторант той же кафедры. Тематика работы — синтез и исследование физических свойств аморфных металлических сплавов, нанокompозитов металл—диэлектрик, металл—полупроводник.

© Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., 2006

ФИЗИКА

ности роста наноструктур из отдельных атомов, когда нужные структуры вырастают сами (эффект самоорганизации). Наука только приблизилась к разработке такого, несомненно, более перспективного подхода и к исследованию физических свойств подобных наноструктур, к числу которых относятся и наноконпозиты. На них уже удалось получить ряд замечательных в практическом отношении результатов: прежде всего, это гигантский магниторезистивный эффект (заметное влияние внешнего магнитного поля на величину электрического сопротивления). На основе данного эффекта ряд фирм уже разрабатывает магниторезистивные запоминающие устройства, проектирует спиновые процессоры, матричные сенсорные системы и другие элементы электронной техники.

Как всегда, вторгаясь в новую область физических явлений, мы сталкиваемся с огромным количеством вопросов, ответы на которые отсутствуют или получены на качественном уровне. При каких размерах начинают проявляться эффекты, связанные с наномасштабом? Какова стабильность таких структур, как они взаимодействуют между собой и с окружающей средой? Какие механизмы обеспечивают их транспортные свойства (проводимость, термоэдс, теплопроводность), как формируются ферромагнитные или суперпарамагнитные свойства?

Когда размер имеет значение

К объектам нанометрового диапазона принято относить структуры, имеющие размер от 1 до 100 нм хотя бы в одном измерении. В частности, многослойные структуры с чередующимися слоями (так называемые мультислойки) имеют нанометровый масштаб в одном измерении, углеродные нанотрубки — в двух, а фуллерены и частицы наполнителя в наноконпозитах — в трех измерениях. При этом частицы в наноконпозитах могут иметь различную форму: шарика, многогранника или звездообразную. Стабильность таких структур в основном определяется свойствами матрицы, в которую помещены наночастицы. Если матрица обладает высокой термической устойчивостью, то морфология частиц может не изменяться до сравнительно высоких температур; если же матрица имеет низкую температуру плавления, то и структура частиц наполнителя будет меняться при незначительном нагреве композита.

Естественный масштаб в квантовой теории — длина волны де Бройля, связанная с частицей. Принципиально новых эффектов можно ожидать, когда размер объекта становится сравнимым с длиной волны. Для свободного электронного ферми-газа она уменьшается с увеличением плотности зарядов. Поэтому в полупроводниках в нужную область мы попадаем при размерах меньших,

чем 200 нм, тогда как в металлах — при размерах ~1 нм (на самом деле длина волны электронов на уровне Ферми для типичных металлов имеет атомные размеры, но вследствие тепловых колебаний атомов в решетке соответствующий масштаб увеличивается на порядок). В подобных областях пространства размещается весьма ограниченное число атомов (от сотен до нескольких тысяч). Такие объекты и называют наночастицами, на шкале размеров (рис.1 [1]) они следуют сразу за кластерами, представляющими собой еще меньшие образования из нескольких атомов. Обычно к кластерам относят объемные многогранники с атомами при вершинах, которые окружают центральный атом, непосредственно связанный с остальными, и образуют своеобразную ячейку.

Наноразмерные частицы имеют почти идеальную прочность, активную поверхность, которая ускоряет многие физико-химические процессы, обладают уникальными электронными свойствами, обусловленными дискретизацией энергетических уровней. Необычные свойства возникают в результате перехода от массивного материала к малым по размерам частицам. В объемном твердом теле, 1 см³ которого содержит порядка 10²² атомов, энергетические состояния зоны проводимости и валентной зоны можно считать распределенными непрерывно, поскольку там содержится

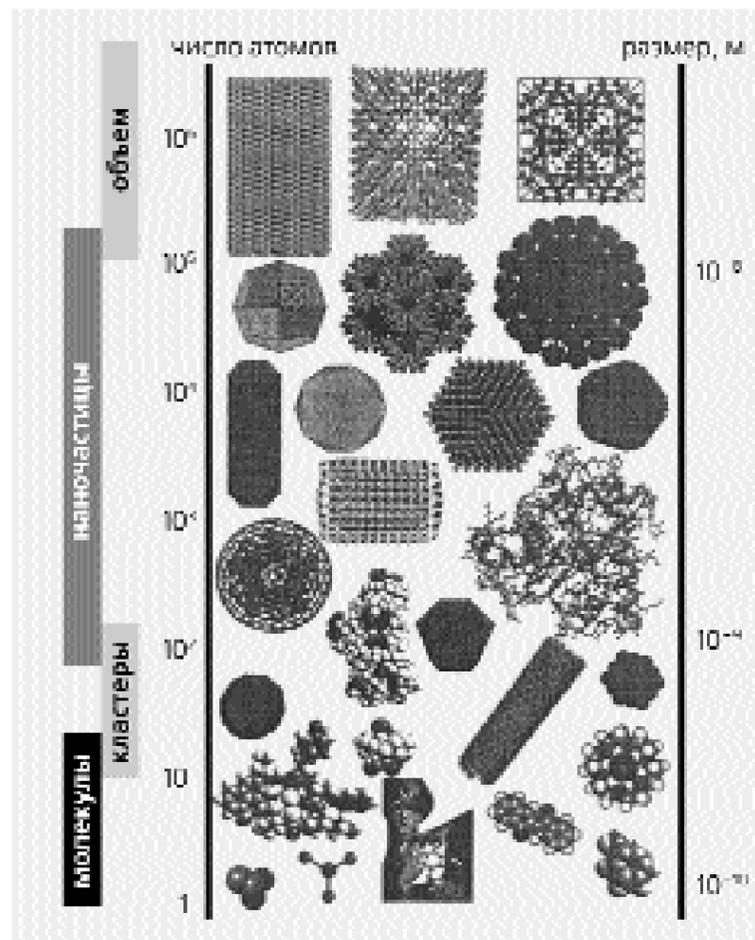


Рис. 1. Место наночастиц среди разных объединений атомов. На диаграмме показано число атомов в частице и масштаб размеров.

соответственно 10^{22} уровней. Для наночастиц подобное приближение не работает — у них всего 10^2 – 10^4 уровней, энергетическое расстояние между которыми увеличивается при уменьшении размера частиц, что должно привести к изменению электронных свойств таких объектов.

Однако наночастица, состоящая из малого числа атомов одного сорта, при обычных температурах не является стабильным образованием. С этой точки зрения создание прибора или устройства на основе просто наночастиц оказывается проблематичным. Поэтому в настоящее время ведутся активные поиски таких конфигураций и структурного состояния, которые делали бы наночастицы более стабильными, но сохраняли те достоинства, которые возникают при переходе в наномир.

Одно из таких перспективных направлений — создание композиционных наноструктур, состоящих из наночастиц металла, размещенных в матрице из иного, не взаимодействующего с наночастицами материала: металла, полупроводника или диэлектрика. При этом удается добиться стабильности наночастиц при умеренных температурах. Подобные гранулированные структуры демонстрируют ряд физических свойств, которые резко отличают их от обычных материалов. Так, гранулированные композиты, содержащие ферромагнитные металлические частицы, случайно распределенные в диэлектрической или металлической матрице, обладают гигантским магнитосопротивлением. Кроме того, в композициях металл—диэлектрик открывается широкая возможность изменять величину удельного электрического сопротивления (на шесть и более порядков).

Наноструктура, которая растет сама

Получение нанокомпозитных структур — задача совсем не тривиальная. Вспомним, что частицы металла должны иметь размер на уровне нескольких (трех—шести) нанометров, а матрица должна разделять их мостиками размером 0.5—2 нм. Для этих целей в Воронежском государственном техническом университете была спроектирована и изготовлена установка, позволяющая получать наногранулированные структуры в виде тонких пленок с практически любой концентрацией металла в диэлектрической, полупроводниковой или металлической матрице [2].

Чтобы получить композицию металл—диэлектрик, необходимо распылить до уровня атомов мишень соответствующего состава и атомы направить на подложку, где формируется необходимая наноструктура. Распыление материала мишени осуществляется в вакууме с помощью источника ионов, который ионизирует атомы аргона, ускоряет их и направляет поток высокоэнергети-

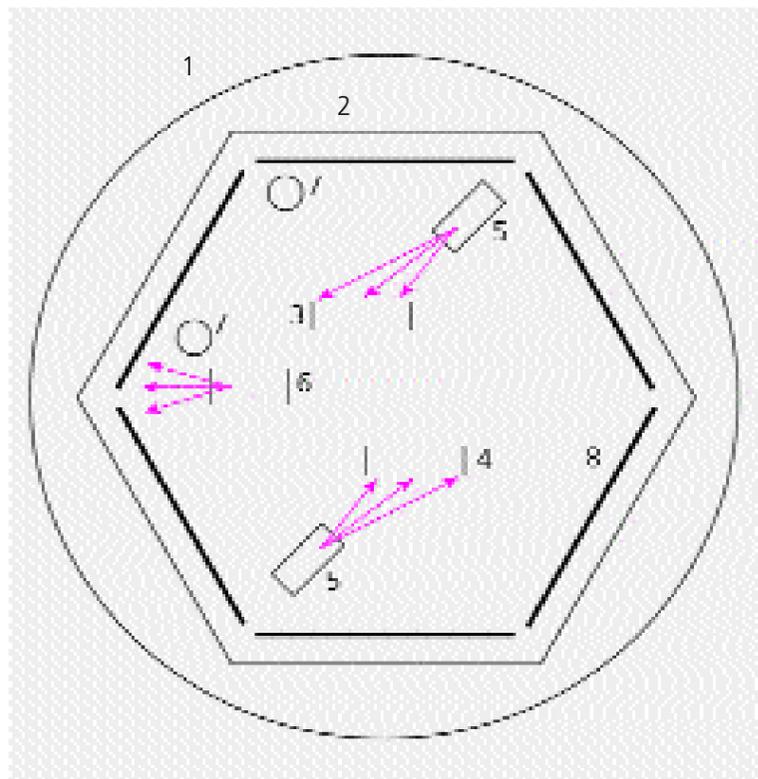


Рис.2. Схема установки ионно-плазменного распыления: 1 — вакуумная камера, 2 — вращающийся подложкодержатель, 3, 4 — водоохлаждаемая мишень, 5 — источник ионно-лучевого распыления, 6 — источник ионного травления, 7 — компенсатор, 8 — подложка.

ческих ионов тонким пучком на распыляемую мишень (рис.2). Два источника (5) служат для напыления металлических и диэлектрических компонентов структуры, еще один (6) — для очистки подложки. По периметру вакуумной камеры располагается держатель подложек (2), который может вращаться со скоростью до 2 об/мин. При напылении диэлектрических материалов с целью нейтрализации положительного потенциала, возникающего на диэлектрической поверхности, используется источник интенсивного электронного излучения, называемый компенсатором (7). При получении нанокомпозитов чаще всего используется составная мишень. Она представляет собой сплавную металлическую мишень заданного состава с закрепленными на ее поверхности несколькими пластинами кварца (SiO_2) или алюминоксида (Al_2O_3) толщиной ~2 мм и шириной ~9 мм, расстояние между которыми может меняться от 3 мм на одном краю мишени до 24 мм на другом (рис.3).

Варьируя число пластин диэлектрика и расстояние между ними, можно изменять соотношение объемов напыляемых металлического и диэлектрического компонента, добиваясь таким образом изменения состава композита в нужном направлении. Важнейший критерий для выбора компонентов нанокомпозитов — их взаимная не-

ФИЗИКА

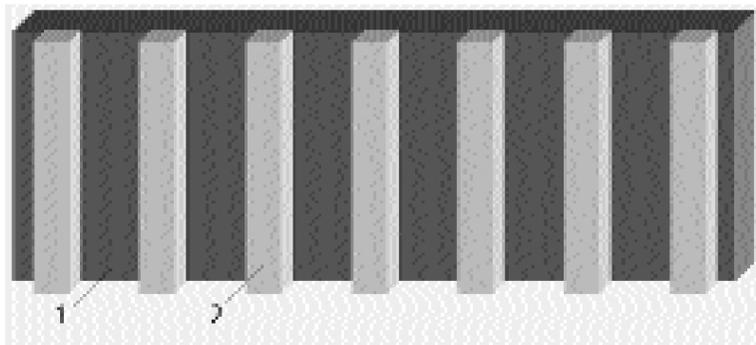


Рис.3. Макет составной мишени из сплавного основания металлического сплава (1) с пластинами из монокристаллического кварца (2).

растворимость друг в друге. Если компоненты будут растворяться друг в друге, возможность получения наногранул одного материала в матрице другого компонента близка к нулю. Следующий очень важный параметр, который нужно учитывать при создании наногранул одного состава в матрице другого материала, — это поверхностная энергия. Если вещества — кандидаты в наноконкомпозиты — имеют примерно одинаковую поверхностную энергию, то при конденсации атомов на подложке появляются плоские образования, напоминающие большие плоские льдины на водной поверхности реки. Наилучшие результаты в смысле формирования наноструктурных композитов возникают тогда, когда поверхностная энергия одного вещества значительно превышает поверхностную энергию другого. Так, например, легко формируются наногранулы металлических элементов или их сплавов в диэлектрической матрице — потому что поверхностная энергия подавляющего большинства металлов весьма высока и лежит в пределах 1500–2000 мДж/м², тогда как в оксидах SiO₂ и Al₂O₃ она находится на уровне 500–600 мДж/м². При совместном распылении ионами аргона составной мишени на подложку

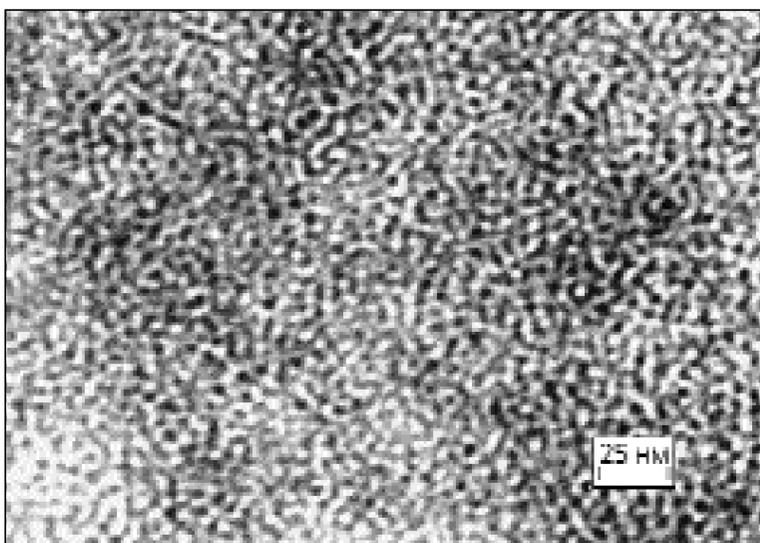


Рис.4. Микроструктура композита $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_{38}(SiO_2)_{62}$.

одновременно будут попадать атомы обоих компонентов и, поскольку они не взаимодействуют друг с другом, станут «самоорганизованно» группироваться вблизи атомов своего сорта. При этом компонент с большей величиной поверхностной энергии будет стремиться формировать образования, близкие к сферической форме, в матрице другого компонента.

Итак, создание структуры, состоящей из нанопространственных объектов, вполне разрешимая задача, хотя при этом необходимо использовать сложный комплекс физико-химических явлений, которые будут способствовать получению нужного структурного состояния.

На рис.4 представлена микроструктура композитов $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_{38}(SiO_2)_{62}$, полученных ионно-лучевым напылением на охлаждаемую подложку. Темные области на электрономикроскопическом изображении соответствуют металлическим гранулам, поскольку они содержат более тяжелые элементы, менее проницаемые для электронов. Размеры гранул изменяются в пределах 2–8 нм, причем с увеличением содержания металлической фазы средний размер гранул возрастает. На микрофотографии видно, что гранулы окружены светлыми областями, которые соответствуют изолирующим барьерам из SiO₂. Металлические гранулы не абсолютно изолированы в диэлектрической матрице (даже в случае высокой концентрации SiO₂), а образуют небольшие конгломераты и цепочки, которые в свою очередь формируют лабиринтоподобную структуру [3].

Блуждание в лабиринте

Научный интерес к изучению электрического сопротивления в таких твердых телах связан с возможностью изменения его величины в широких пределах и выяснением различных механизмов электрической проводимости в наноконкомпозитах с одними и теми же компонентами, но в различных пропорциях. Так, при малой концентрации металлической фазы наногранулы электрически изолированы друг от друга в объеме матрицы, и поэтому электрическая проводимость в таких композитах в основном определяется диэлектрической компонентой, имеющей большое электрическое сопротивление. По мере роста числа наночастиц последние начинают образовывать между собой отдельные проводящие каналы, а при определенном соотношении фаз (называемом порогом протекания, или перколяции) металлические наночастицы (гранулы) образуют своеобразную «сетку», по которой осуществляется металлическая проводимость, величину которой задает ветвистая неупорядоченная структура проводящих каналов металлической фазы. В соответствии с теорией протекания, описывающей поведение подобных систем, вблизи

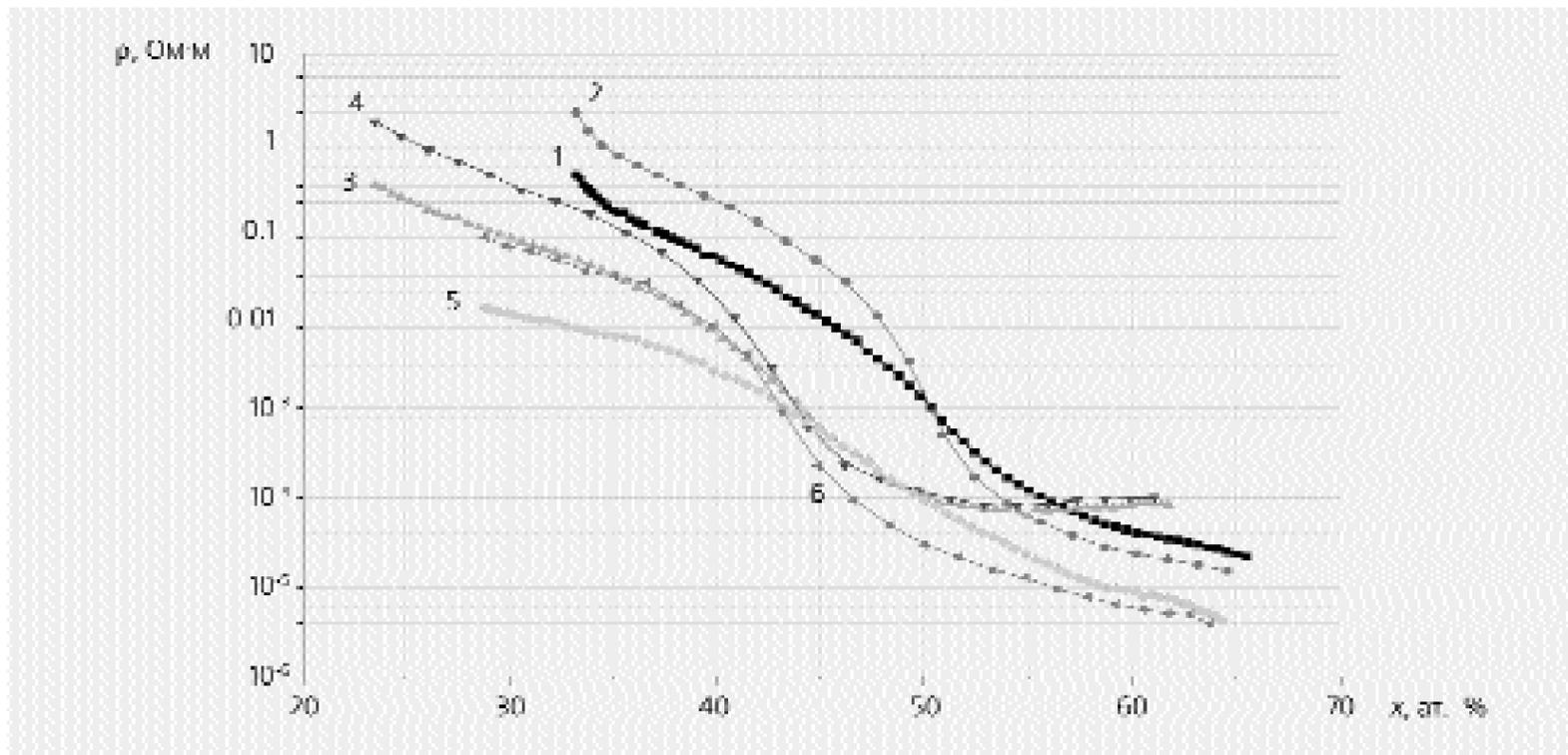


Рис.5. Зависимости удельного электрического сопротивления от атомной доли металла при комнатной температуре для композитов: $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (кривая 1), $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (кривая 3), $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (кривая 5) в исходном состоянии и после отжига в течение 30 мин при $T = 400^\circ\text{C}$ (кривые 2,4,6) соответственно.

порога перколяции зависимость электросопротивления от концентрации должна иметь S-образный вид.

И действительно, концентрационные кривые удельного электрического сопротивления нанокompозитов, измеренные при комнатной температуре, имеют S-образную форму, типичную для перколяционных систем. На рис.5 представлены характерные зависимости удельного электрического сопротивления от концентрации металлического компонента композитов $\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10}$ и $\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2$ в матрице SiO_2 в исходном состоянии после напыления на водоохлаждаемую подложку (кривые 1, 3, 5) и после отжига в вакууме при температуре $T = 400^\circ\text{C}$ в течение 30 мин (кривые 2, 4, 6) [3]. При изменении концентрации x от 25 до 64% проводимость системы немонотонно меняется на несколько порядков, причем отклонение от монотонного поведения наблюдается для составов вблизи порога протекания, что особенно заметно после термической обработки в вакууме. При этом термообработка нанокompозитов приводит к увеличению электрического сопротивления сплавов, находящихся до порога протекания, и к его уменьшению — за порогом протекания. По точке пересечения концентрационных зависимостей электрического сопротивления композитов в исходном состоянии и термообработанных можно уверенно определить порог перколяции. На рис.5 видно, что для разных композитов точка пересечения кривых, соответствующая порогу перколяции, находится при разных

концентрациях металлической фазы. Результаты последующих исследований показали, что значение порога протекания не является константой, а изменяется в зависимости от состава композита и условий напыления: температуры подложки, давления остаточных газов, скорости вращения подложки и др. Величина удельного электрического сопротивления нанокompозитов в области порога протекания определяется фрактальной структурой проводящих каналов из металлических гранул и составляет $\rho \sim 9 \cdot 10^{-4}$ Ом·м. Обратную величину этого электрического сопротивления $\sigma_{\min} \sim 11.1$ Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ можно рассматривать как минимальную металлическую проводимость при переходе металл-диэлектрик (переход Андерсена) для этих систем.

Чтобы выяснить механизм электрической проводимости нанокompозитов, необходимо изучить ее зависимость от температуры. Соответствующие зависимости для композитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в области низких температур, представленные на рис.6 в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ [4], демонстрируют, что до порога протекания, при $T = 80-180$ К выполняется закон «1/4» (закон Мотта). Справедливость закона Мотта свидетельствует: в такого рода композитах доминирует перенос заряда от гранулы к грануле путем прыжковой проводимости электронов по диэлектрической матрице от одной «оборванной» химической связи к другой (прыжковый механизм с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в уз-

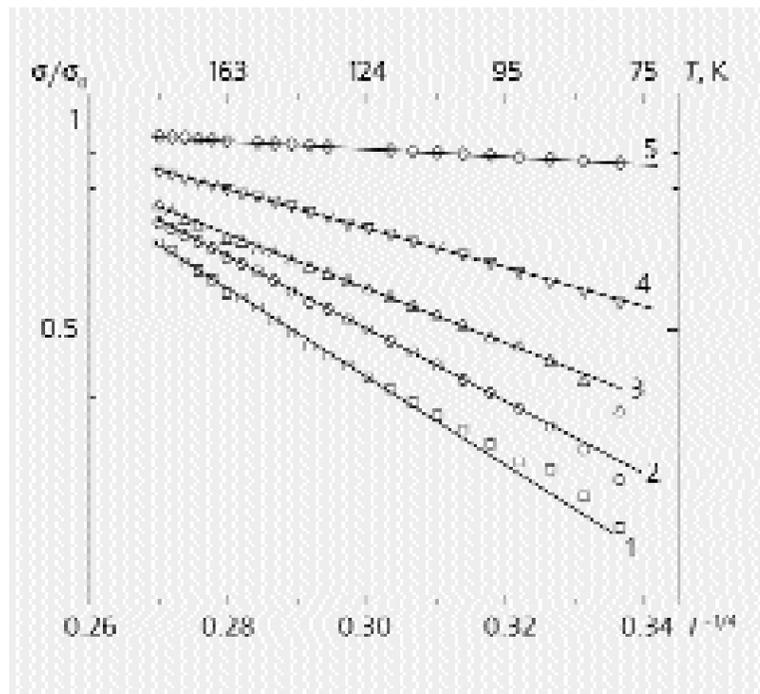


Рис.6. Температурные зависимости электрической проводимости в координатах $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ для композитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в интервале 80–180 К при разных концентрациях металлической фазы x ат. %: 1–31.7, 2–34, 3–36.3, 4–37.3, 5–38.7.

кой полосе энергий вблизи уровня Ферми). В этом случае выражение для проводимости имеет следующий вид [5]:

$$\sigma = K \cdot \exp\left(-\frac{B}{T}\right)^{1/4}, \quad (1)$$

где

$$B \sim \frac{1.66}{g(E_F)}, \quad (2)$$

K — постоянный коэффициент, T — абсолютная температура, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Зависимости $\ln(\sigma/\sigma_0) \propto (1/T)^{1/4}$ позволяют определить значения величин B для изучаемых составов композитов. Зная B для разных составов, можно определить значения плотности состояний на уровне Ферми, которые представлены на рис.7 и экстраполированы до значений, соответствующих порогу протекания [6]. Оценки плотности состояний дают очень высокие значения вследствие того, что источниками локализованных состояний могут быть не только оборванные химические связи матрицы (дефекты структуры диэлектрической матрицы), но и границы раздела матрица—гранула. Причем с увеличением концентрации металлической фазы и приближением к порогу протекания плотность состояний стремится к большим величинам, характерным для аморфных металлических сплавов. Снижение плотности состояний на уровне Ферми при увеличении концентрации диэлектрической фазы

происходит до значений, которые типичны для аморфных полупроводников, полученных распылением из газовой фазы. Интересно, что плотность локализованных состояний зависит от материала гранул: величина $g(E_F)$ растет в ряду нанокompозитов с гранулами $\text{CoNbTa} \rightarrow \text{CoFeB} \rightarrow \text{CoFeZr}$.

Наличие локализованных состояний в диэлектрической матрице сказывается на механизме проводимости и в более высокотемпературном интервале, когда на перенос заряда начинают влиять фононы. В этом температурном интервале электроны по отдельным проводящим каналам могут туннелировать от гранулы к грануле, не задерживаясь на оборванных связях, а изменяя свою энергию за счет взаимодействия с фононами (т.е. доминирует механизм неупругого резонансного туннелирования) [7, 8]. Согласно этой модели температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n локализованных состояний, имеет степенной вид

$$\sigma_n \sim T^\gamma, \quad (3)$$

где γ — показатель степени, зависящий от среднего числа локализованных состояний в каналах между соседними гранулами.

Анализ полученных экспериментальных зависимостей показал, что в довольно широком интервале температур они удовлетворяют степенному закону (рис.8). Это позволило определить показатель степени γ и рассчитать среднее число локализованных состояний $\langle n \rangle$ в туннельных каналах между изолированными проводящими кластерами гранул. Результаты расчета показали,

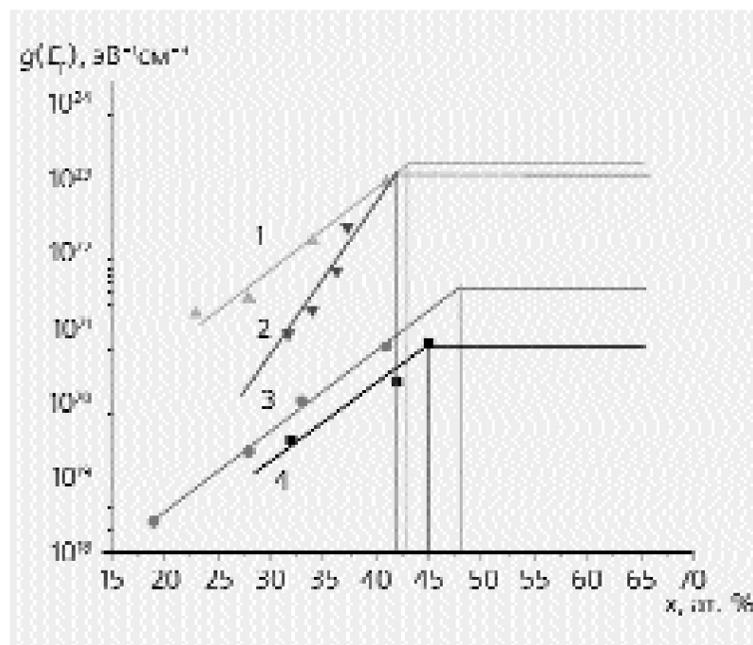


Рис.7. Концентрационные зависимости плотности состояний на уровне Ферми нанокompозитов $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (1), $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ (2), $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (3) и $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ (4).

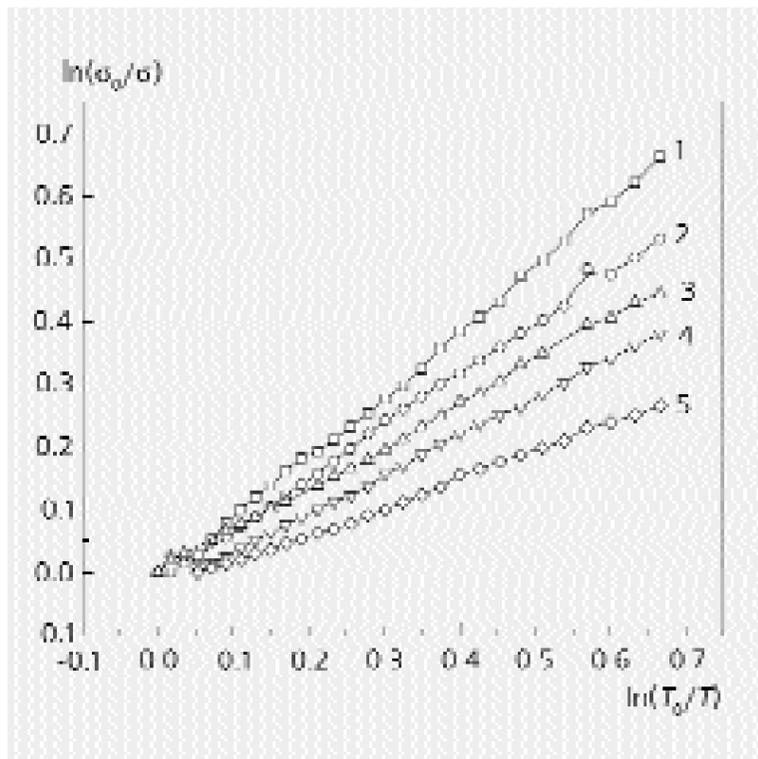


Рис.8. Относительные температурные зависимости проводимости образцов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ в исходном состоянии при разных концентрациях металлической фазы x ат. %: 1 — 31.7, 2 — 34, 3 — 36.3, 4 — 37.3, 5 — 38.7.

что с увеличением доли металла в составе композита число $\langle n \rangle$, которое меняется в пределах нескольких единиц, уменьшается. При этом в области высоких концентраций диэлектрического компонента для композитов с матрицей из Al_2O_3 значения $\langle n \rangle$ почти не отличаются от таковых для композитов с матрицей из SiO_2 . Полученные оценки свидетельствуют о том, что хотя с ростом концентрации металлической фазы происходит общее увеличение плотности локализованных состояний, их среднее число между гранулами в канале, по которому осуществляется перенос заряда, снижается вследствие уменьшения расстояния между гранулами.

Для композитов за порогом протекания, когда образуются сплошные проводящие металлические каналы, температурная зависимость электрического сопротивления, естественно, полностью определяется механизмами проводимости металлической фазы. При этом сопротивление может как возрастать с ростом температуры (в случае кристаллической структуры наногранул), так и уменьшаться (для композитов с аморфной структурой наночастиц). Можно подобрать такой состав аморфного металлического сплава, у которого в широком интервале температур температурный коэффициент электрического сопротивления близок к нулю. Подобные нанокompозиты представляют собой прекрасный материал для тонкопленочных прецизионных резисторов больших номиналов.

Под действием магнита

Явление магнитосопротивления, как известно, заключается в изменении электрического сопротивления твердых тел под действием внешнего магнитного поля. В обычных материалах (металлы, металлические сплавы, гомогенные полупроводники) причина магниторезистивного эффекта кроется в искривлении траекторий при движении носителей заряда (электронов) в магнитном поле. Для гомогенных проводников магнитосопротивление приобретает вполне измеримую величину, когда носители заряда движутся перпендикулярно магнитному полю. Обычно оперируют понятием «относительное магнитосопротивление»:

$$\Delta R/R = \{[R(H) - R(0)]/R(0)\} \cdot 100\%. \quad (4)$$

Здесь $R(H)$ — электрическое сопротивление в каком-либо фиксированном магнитном поле; $R(0)$ — электрическое сопротивление в нулевом магнитном поле. У металлов и сплавов относительное электросопротивление при комнатной температуре весьма невелико и составляет 0.01—0.1% в полях величиной порядка 10 кЭ. Как правило, такое магнитосопротивление положительное, т.е. увеличение магнитного поля приводит к возрастанию электросопротивления. Все это справедливо для гомогенных проводников.

В гранулированных нанокompозитах ферромагнитный металл — диэлектрик воздействие магнитного поля приводит к совершенно противоположным результатам. При увеличении напряженности магнитного поля происходит уменьшение удельного электрического сопротивления материала (рис.9). Причем в отличие от гомогенных систем, в полях 10 кЭ уменьшение достигает нескольких процентов (до 10—12%). Благодаря таким большим значениям эффект получил назва-

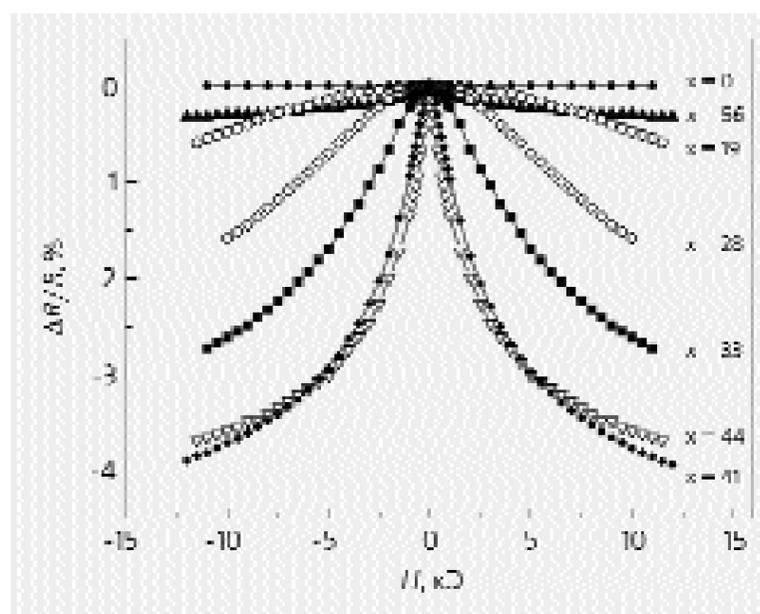


Рис.9. Магнитосопротивление аморфных гранулированных композитов $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ при 300 К.

ФИЗИКА

ние «гигантское магнитосопротивление», однако в последнее время чаще стал применяться термин «туннельное магнитосопротивление», отражающий физический механизм отрицательного магнитосопротивления.

Причиной наблюдаемого магнитосопротивления является спин-зависимое туннелирование поляризованных электронов (т.е. электронов с различным направлением спина) между ферромагнитными наногранулами [9]. Дело в том, что в гранулах, находящихся в ферромагнитном состоянии, плотность электронных состояний с противоположными спинами различна по следующей причине. Наличие ферромагнитного упорядочения спинов приводит к смещению энергетических электронных подзон по шкале энергии. Энергетическая подзона электронов со спинами, параллельными намагниченности гранулы, $n\uparrow$, оказывается практически полностью заполненной, в то время как в соседней подзоне электронные состояния со спинами, противоположными намагниченности, $n\downarrow$, заполнены лишь частично. Поэтому плотность электронных состояний на уровне Ферми в двух подзонах гранулы и становится различной.

В том случае, когда две ферромагнитные гранулы разделены диэлектрическим барьером толщиной несколько нанометров, между ними возможно туннелирование электронов. Однако вероятность туннелирования будет максимальна лишь тогда, когда ориентация магнитных моментов гранул параллельна. В этом случае электроны, находящиеся на плотноселенном уровне Ферми одной гранулы, могут туннелировать в незанятые состояния (с той же ориентацией спина) соседней гранулы. Если магнитные моменты гранул антипараллельны, то для электронов с плотноселенного уровня Ферми одной гранулы практически нет доступных состояний в соседней грануле и вероятность туннелирования минимальна. Таким образом, туннелирование электронов между ферромагнитными наногранулами зависит от спиновой поляризации электронов и от взаимной ориентации магнитных моментов гранул. Следовательно, управляя намагниченностью наногранул, можно влиять на туннельную проводимость наносистемы. Этот принцип положен в основу интенсивно развивающегося в настоящее время нового направления электроники — спинтроники.

Исследования магнитосопротивления в композитах ферромагнетик—диэлектрик показали, что при комнатной температуре характер концентрационной зависимости магнитосопротивления заметно немонотонен, однако он одинаков для такого рода сред независимо от элементного состава фаз: наблюдаются четко выраженный максимум вблизи порога протекания и снижение величины ΔR до нуля за порогом (рис.9) [9]. Концентрационное положение максимума обусловлено геометрическими особенностями композитов,

находящихся вблизи порога протекания — минимальной толщиной диэлектрического барьера, через который осуществляется туннелирование поляризованных электронов между ферромагнитными гранулами. Характерной особенностью, обнаруженной при исследовании наногранулированных композитов, является корреляция между максимальными значениями магнитосопротивления и плотностью состояний на уровне Ферми: максимум магнитосопротивления выше у композитов, имеющих большее значение величины $g(E_F)$ (рис.10). Аналогичная корреляция наблюдается и между максимальными значениями магнитосопротивления и магнитострикции насыщения (величиной деформации ферромагнитного материала в насыщающем магнитном поле) металли-

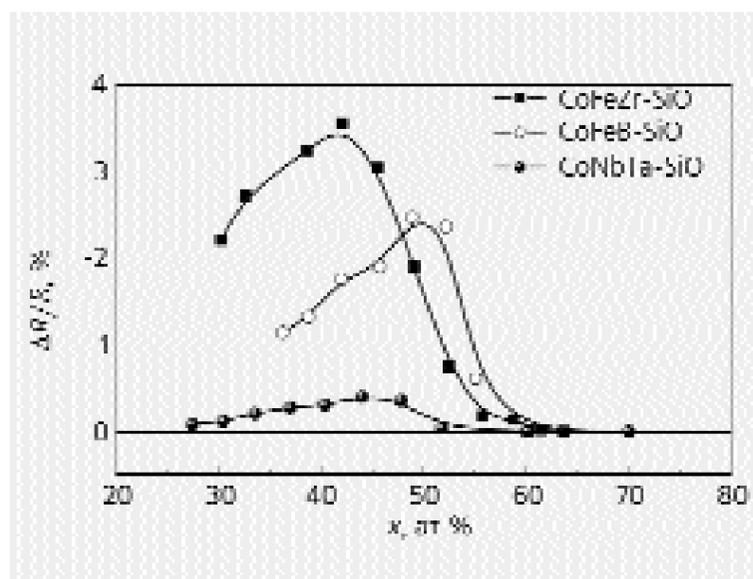


Рис. 10. Концентрационные зависимости магнитосопротивления нанокompозитов $(\text{Fe}_{45}\text{Co}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ и $(\text{Co}_{84}\text{Nb}_{14}\text{Ta}_2)_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$.

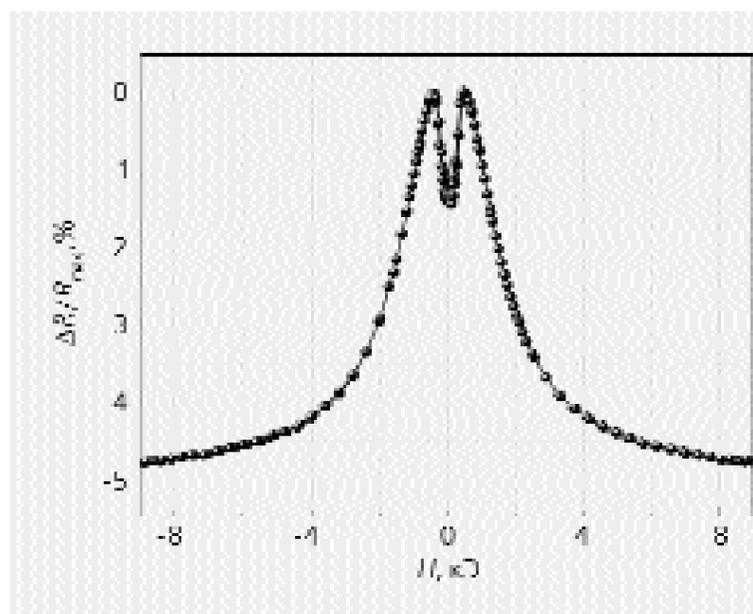


Рис. 11. Полевая зависимость магнитосопротивления нанокompозита $\text{Co}_{58}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{42}$.

ческой фазы, из которой сформированы гранулы [10]. При увеличении значений магнитострикции насыщения ферромагнитных включений, обусловленном изменением элементного состава гранул от CoNbTa к CoFeV и далее к CoFeZr, магнитосопротивление линейно возрастает. Наблюдаемые корреляции между магнитострикцией насыщения ферромагнитной фазы и максимальными значениями магнитосопротивления связываются с возрастанием вклада d -электронов в спин-зависимое туннелирование при последовательном изменении материала гранул: CoNbTa \rightarrow CoFeV \rightarrow CoFeZr.

Наши исследования показали, что если в нанокompозитах существует локальная анизотропность, то помимо обычного, ставшего уже классическим, отрицательного магнитосопротивления, может наблюдаться и положительное магнитосопротивление, причем значительно большее, чем это имеет место в гомогенных материалах (рис.11) [9]. Такое поведение вызывается наличием в структуре композитов, расположенных вблизи порога перколяции, нанообъектов, которые значительно различаются по величине магнит-

ной анизотропии. Сравнительно небольшим значением магнитной анизотропии характеризуются отдельные наногранулы, большим значением — перколяционные кластеры (цепочки физически контактирующих друг с другом гранул). Разные значения магнитной анизотропии обуславливают переориентацию магнитных моментов при различных значениях поля, а наличие диполь-дипольного взаимодействия между кластерами и гранулами приводит к тому, что максимальная степень разупорядоченности магнитных моментов (а значит, и минимальная туннельная проводимость) реализуется не в нулевом поле, а в некотором небольшом поле, соответствующем максимуму на зависимости магнитосопротивления от напряженности магнитного поля. Этот эффект еще слабо изучен, но перспективы его практического применения очевидны.

Итак, управляя поляризацией спинов электронов, можно изменять электрическое сопротивление ферромагнитных гранулированных наносистем. Впереди захватывающие эксперименты в наном мире, новые открытия и привлекательные проекты для практики. ■

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проекты 03-02-96486 и 05-02-17012.

Литература

1. Yasaman M.J., Ascencio J.A., Liu H.B., Gardea-Torresdey J.L. // J. Vac. Sci Technol. 2001. V.B19(4). P.1091—1103.
2. Калинин Ю.Е., Пономаренко А.Т., Ситников А.В., Стогней О.В. // Физика и химия обработки материалов. 2001. №5. С.14—20.
3. Стогней О.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В. и др. // Физика металлов и металловедение. 2001. Т.91. №1. С.24—31.
4. Калинин Ю.Е., Ремизов А.Н., Ситников А.В. // Физика твердого тела. 2004. №11. С.2076—2082.
5. Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1974.
6. Калинин Ю.Е., Ситников А.В. // Новые магнитные материалы микроэлектроники. Сб. трудов XIX международной школы-семинара, 28 июня — 2 июля 2004 г. М., 2004. С.354—356.
7. Глазман Л.И., Матвеев К.А. Неупругое туннелирование через тонкие аморфные пленки // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1988. Т.94. Вып.6. С.332—343.
8. Глазман Л.И., Шехтер Р.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1988. Т.94. Вып.1. С.292—306.
9. Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В. Нанокompозиты металл—диэлектрик с аморфной структурой // Современные проблемы физики твердого тела и материаловедения. Юбилейный сборник памяти В.С.Постникова. Воронеж, 2005. С.44—54.
10. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гуцин В.С. и др. // Известия РАН, серия физическая. 2003. Т.67. №7. С.918—920.