

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»

Кафедра физики твердого тела

Р.Б. МОРГУНОВ, А.И. ДМИТРИЕВ, М.А. БАШИРОВ

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К КУРСУ
«ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ»

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом
государственного образовательного учреждения
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»

Оренбург 2007

УДК 537.6 (076.5)

ББК 22.334 я73

М 79

Рецензент

доктор физико-математических наук, профессор С.Н. Летута

М 79

Моргунов, Р.Б.

Магнитные свойства наноструктур: методические указания к курсу «Физика конденсированного состояния»/Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, М.А. Баширов. - Оренбург: ГОУ ОГУ, 2007. - 35 с.

В методических указаниях рассмотрены проблемы магнетизма нанообъектов. Кратко обсуждаются теоретические аспекты магнетизма в наноструктурах, проведен анализ современных экспериментальных данных о магнетизме наночастиц и нанопроволок. Рассмотрены возможные пути практического применения в технике.

Методические указания будут полезны студентам физических специальностей при изучении спецкурсов.

ББК 22.334 я73

М 1604060000

© Моргунов Р.Б.,
Дмитриев А.И.,
Баширов М.А., 2007
© ГОУ ОГУ, 2007

Содержание

Введение.....	4
1 Теоретические аспекты магнетизма нанобъектов, понятие нанобъекта в магнетизме, магнитные свойства наночастиц.....	7
2 Экспериментальные данные магнитных свойств нанопро-волокон и тонких плёнок, перспективы исследования магнитных нанобъектов.....	25
Заключение.....	31
Список использованных источников.....	33

Введение

В последние два десятилетия в научную лексику стремительно ворвался ряд новых терминов с префиксом «нано»: наночастица, наноструктура, нанотехнология, наноматериал, нанокластер, нанопроволока, нанохимия, нанокolloиды, нанореактор и т.д (рисунок 1).

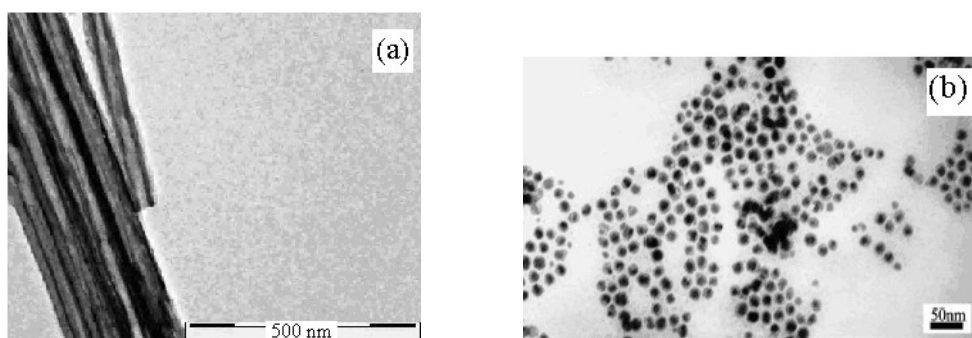


Рисунок 1 – ТЕМ-изображение: а - пучка нанопроволок ,
в - наночастиц кобальта

Издается ряд новых журналов, посвященных исключительно этой тематике, появились монографии с соответствующими названиями, а также «нано» - профилированные институты, кафедры и отдельные лаборатории; проводятся многочисленные конференции. В большинстве случаев новые названия даны давно известным объектам или явлениям, однако появились и новые объекты, которые были недоступны исследователям ещё 20 лет назад. К ним относятся фуллерены, квантовые точки, нанотрубки, наноплётки и нанопроволоки, т.е. такие объекты, размеры которых хотя бы в одном измерении принадлежат нанометровому диапазону (10^{-7} - 10^{-9} м).

Повышенный интерес исследователей к нанообъектам вызван обнаружением у них необычных физических и химических свойств, что связано с проявлением так называемых «квантовых размерных эффектов». Последние возникают в том случае, когда размеры исследуемых систем сравнимы с длинами де-бройлевских волн распространяющихся в них электронов, фононов, магнонов, экситонов и других возбуждений.

Одной из главных причин изменения физических и химических свойств малых частиц по мере уменьшения их размеров является возрастание в них относительной доли «поверхностных» атомов, находящихся в иных условиях (координационное число, симметрия локального окружения и т.п.), чем атомы объёмной фазы. С энергетической точки зрения уменьшение размеров частицы приводит к возрастанию доли поверхностной энергии в её химическом потенциале.

В настоящее время уникальные физические свойства наночастиц интенсивно изучаются [1]. Особое место среди них занимают магнитные свойства, в которых наиболее отчетливо проявляются различия между массивным (объёмным) материалом и наноматериалом. В частности, показано, что намагниченность (в расчёте на один атом) и магнитная анизотропия нанообъектов могут быть заметно больше, чем у массивного образца, а отличия в температурах Кюри T_C или Неёля T_N , т.е. в температурах самопроизвольного установления параллельной или антипараллельной ориентации спинов, нанообъектов и соответствующих макроскопических фаз достигать сотен градусов. Кроме того у магнитных наноматериалов обнаружен ряд необычных свойств - гигантское магнитосопротивление, аномально большой магнитокалорический эффект и др.

Магнитные свойства нанообъектов определяются многими факторами, среди которых следует выделить химический состав, тип кристаллической решётки и степень её дефектности, размер и форму частиц, морфологию (для структурно неоднородных частиц), взаимодействие частиц с окружающей их матрицей (мембраной) и соседними частицами. Изменяя размеры, форму, состав и строение нанообъектов, можно в определённых пределах управлять магнитными характеристиками материалов на их основе. Однако контролировать все эти факторы при синтезе примерно одинаковых по размерам и химическому составу нанообъектов удаётся далеко не всегда, поэтому свойства однотипных наноматериалов могут сильно различаться.

За последние годы в области разработки магнитных наноматериалов произошли изменения, которые, без преувеличения, можно назвать революци-

онными. Это связано как с разработкой эффективных методов получения и стабилизации магнитных объектов нанометровых размеров, так и с развитием физических методов исследования. Например, стало возможным получение нанометровых металлических или оксидных частиц не только в виде феррожидкостей (технология приготовления которых была разработана ещё в 1960-е годы), но и в виде частиц, внедрённых в различные «жесткие» матрицы (полимеры, цеолиты и др.), а так же разработаны методы и приёмы изготовления ориентированных нанопроволок.

Впервые магнитные характеристики материала, состоящего из немагнитной твёрдой диэлектрической матрицы и распределённых в ней магнитных наночастиц (3 - 10 нм), были описаны в 1980г. Наличие в таком материале наночастиц и их состав были установлены методами рентгеновского малоуглового рассеяния и мёссбауэровской спектроскопии. В дальнейшем эти образцы были повторно исследованы современными методами, и полученные ранее результаты в основном подтвердились.

Магнитные наночастицы широко распространены в природе и встречаются во многих биологических объектах [2]. Магнитные наноматериалы используются в системах записи и хранения информации, в новых постоянных магнитах, в системах магнитного охлаждения, в качестве магнитных сенсоров и т.д. Всё это объясняет большой интерес специалистов различного профиля к таким системам.

Прикладным аспектам современного состояния технологии магнитной записи и её перспективам посвящена обширная литература. В магнитных лентах и дисках в качестве носителя магнитной информации чаще всего используют порошки с зёрнами $\gamma\text{-Fe}_3\text{O}_3$, $\text{Co-}\gamma\text{-Fe}_3\text{O}_3$, Fe или Fe-Co микронных размеров. В этом случае для записи одного бита информации требуется примерно 10^9 атомов [3], а при использовании наноматериалов (объектов диаметром 10 нм) — не более 105 атомов. Следовательно, переход к магнитным наноматериалам позволяет повысить плотность записи информации в 10^3 - 10^4 раз.

1 Теоретические аспекты магнетизма нанобъектов, понятие нанобъекта в магнетизме, магнитные свойства наночастиц

Интенсивное изучение наноструктур, как особого класса объектов началось с обнаружения у них необычных магнитных свойств. В 1930г. Френкель и Дорфман, используя энергетические соображения, показали, что частицы достаточно малого размера должны быть однодоменными. В середине XX века теория однодоменных частиц стала активно разрабатываться [4], а связанные с ней явления изучаться экспериментально [5]. Эти исследования выявили значительное увеличение коэрцитивной силы ферромагнетика при переходе от многодоменной к однодоменной структуре, что важно для создания постоянных магнитов. Для сферических частиц с аксиальной магнитной анизотропией критический диаметр варьируется от нескольких десятков до сотен нанометров в зависимости от состава. Для других видов анизотропии (кубической, гексагональной и т.д.) и других форм частиц численные оценки критического диаметра однодоменности изменяются. В частности, не уменьшая объема частицы, можно перевести её в однодоменное состояние, придавая ей форму, отличную от шара, например форму вытянутого эллипсоида. Экспериментальное определение критического диаметра, выше которого однодоменная частица становится многодоменной, является непростой задачей, хотя в настоящее время появилась возможность наблюдать такой переход непосредственно, используя магнитный силовой микроскоп или сканирующий СКВИД-магнетометр. Для плоской дискообразной частицы кобальта толщиной 20 нм с помощью магнитного силового микроскопа было получено значение критического диаметра однодоменности 200 нм. Эллиптические же частицы той же толщины становились однодоменными при размерах менее (150 нм на 450 нм). Эти значения заметно выше расчётных.

Следует уточнить, что термин «однодоменность» не требует обязательной однородной намагниченности по всему объёму частицы, а всего лишь предполагает отсутствие доменных стенок. Кроме того, однодоменная частица ещё не

является «малой» (в противоположность «массивной») в смысле проявления специфических магнитных характеристик. Данные работы и их анализ показывают, что достаточно крупная частица может быть однодоменной, но все ещё обладать физическими свойствами массивного материала. Таким образом, специфические свойства наночастиц начинают проявляться при размерах, значительно меньших «предела однодоменности».

Считается, что значимые изменения основных физических характеристик компактного материала наступают при уменьшении размеров его частиц до такого состояния, когда отношение числа поверхностных N_S атомов к общему числу в частице N приближается к 0,5. Предложена интересная переформулировка этого критерия в применении к магнитным нанообъектам. Полагая, что в поверхностном слое толщиной Δr («параметр дефектности») число обменных связей вдвое меньше, чем в объеме частицы, и что температура Кюри прямо пропорциональна объёмной плотности обменных связей, авторы работы [6] проанализировали полученную в работе зависимость T_c от размера частиц магнетита. Оказалось, что «параметр дефектности» Δr зависит от радиуса частицы r . В частности, для магнетита $\Delta r \rightarrow 0$ при $r > 20$ нм (радиус однодоменности для магнетита составляет ~ 70 нм). При уменьшении радиуса частицы параметр Δr заметно возрастает, и для $r = 2,5$ нм он равен 0,5 нм. Отсюда следует, что чем меньше размеры магнитных частиц, тем на большую эффективную глубину простираются нарушения их регулярной структуры.

Еще одним замечательным свойством наночастиц, позволившим экспериментально обнаружить их в середине XX века, является суперпарамагнетизм. Чем больше магнитный момент частицы, тем меньшее магнитное поле H_S требуется для наблюдения явления насыщения намагниченности. В грубом приближении величину H_S (поле насыщения) можно оценить по формуле:

$$\mu_{eff} H_S \approx k_B T, \quad (1)$$

где: μ_{eff} - эффективный магнитный момент частицы.

Для парамагнетика $\text{Cd}(\text{SO}_4)_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$ эффективный магнитный момент иона Cd^{3+} равен $7\mu_{eff}$. Следовательно, значение H_S для этого парамагнетика при ком-

натной температуре составит 10^6 Э. Явление насыщения кривой намагниченности в небольших полях ~ 1 кЭ получило название «суперпарамагнетизма», а материал, проявляющий такие свойства - «суперпарамагнетиком». Характерными признаками суперпарамагнетика являются отсутствие магнитного гистерезиса и наличие тепловых флуктуаций магнитного момента наночастицы (аналогичных тепловым флуктуациям в обычном парамагнетике).

Модель идеального суперпарамагнетика была в основных чертах разработана к началу 1960-х годов [7], но продолжает развиваться и в настоящее время [8]. В простейшем варианте по этой модели рассматривается система из N не взаимодействующих идентичных частиц с магнитным моментом μ_{eff} . Поскольку предполагается, что магнитный момент частицы значителен, его взаимодействие с магнитным полем H рассчитывается без учёта квантовых эффектов. В случае изотропных частиц равновесную намагниченность $\langle M \rangle$ для системы описывают формулой Ланжевена:

$$\langle M \rangle = N\mu_{eff} \left[\operatorname{cth} \left(\frac{\mu_{eff} H}{k_B T} \right) - \frac{k_B T}{\mu_{eff} H} \right] \quad (2)$$

При выводе уравнения (2) предполагалось, что одиночные частицы магнитно изотропны, т.е. все направления их магнитных моментов энергетически эквивалентны, но это условие почти никогда не выполняется. Если частицы магнитно анизотропны, расчёт равновесной намагниченности усложняется. По природе факторов, порождающих неэквивалентность направлений магнитных моментов, различают:

- магнитокристаллическую анизотропию,
- анизотропию формы,
- анизотропию, связанную с внутренними напряжениями и внешними воздействиями,
- обменную анизотропию и др. [9].

Для нанообъектов особую роль играет поверхностная магнитная анизотропия. В отличие от других видов магнитной анизотропии поверхностная анизотропия пропорциональна площади S поверхности частицы, а не её объёму V .

Причиной появления поверхностной анизотропии является нарушение симметрии локального окружения и изменение кристаллического поля, которое действует на магнитные ионы, расположенные на поверхности.

Простейшим видом магнитной анизотропии по свойствам симметрии является одноосная анизотропия. В общем случае уравнение для энергии одноосной магнитной анизотропии записывается в виде суммы двух вкладов:

$$E(\theta) = (K_V V + K_S S) \sin^2 \theta, \quad (3)$$

где: K_V - константа объемной анизотропии,

V - объем частицы,

K_S - константа поверхностной анизотропии,

θ - угол между направлением вектора магнитного момента m частицы и осью анизотропии.

При отсутствии вклада поверхностной анизотропии угловая зависимость энергии частицы примет вид:

$$E(\theta) = K_V V \sin^2 \theta \quad (4)$$

Если внешнее магнитное поле и поверхностная анизотропия отсутствуют, то минимуму энергии частицы отвечает ориентация магнитного момента m вдоль оси анизотропии. В этом случае два соседних минимума разделены энергетическим барьером высотой $K_V V$. Во внешнем магнитном поле H , приложенном под углом ψ к оси анизотропии, энергия частицы равна:

$$E(\theta) = K_V V \sin^2 \theta - M_S V H \cos(\theta - \psi) \quad (5)$$

(Предполагается, что частица однородно намагничена до насыщения, и её магнитный момент равен $m = M_S V$). Зависимость энергии частицы при разных значениях угла ψ показана на рисунке 2.

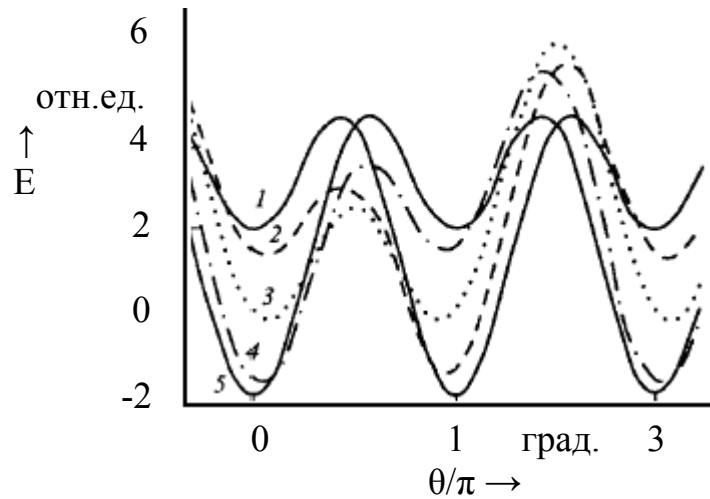


Рисунок 2 – Зависимость энергии одноосной магнитной частицы от различной ориентации внешнего магнитного поля:
 $\Psi=180^{\circ}$ - (1), 135° - (2), 90° - (3), 35° - (4), 0° - (5)

Видно, что в окрестностях $\theta = 0, \pi$ и 2π существуют три минимума энергии, разделенные неэквивалентными барьерами.

В общем случае, при включении внешнего магнитного поля для поворота магнитного момента частицы в ориентацию, отвечающую минимуму энергии, требуется преодолеть энергетический барьер $\Delta E \approx K_V V$. Формула для характерного времени тепловых флуктуаций магнитного момента однодоменной частицы с одноосной анизотропией при условии $\Delta E / K_B T \geq 1$ была получена Неёлем [10]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (6)$$

Позже формула (6) была обобщена Брауном [24] на случай кубической анизотропии (в случае кубической анизотропии имеется три взаимно перпендикулярных оси лёгкого намагничивания).

Предэкспоненциальный множитель τ_0 зависит от многих параметров - температуры, гиромагнитного отношения, намагниченности насыщения, констант анизотропии, величины энергетического барьера и др. Однако, для простоты считают τ_0 постоянной величиной в диапазоне $10^{-9} - 10^{-13}$ с [12].

Формула (6) определяет характерное время установления теплового равновесия в системе невзаимодействующих однодомённых магнитных частиц. При

высоких температурах $\Delta E/K_B T \ll 1$, время перехода системы в состояние с минимальной энергией становится малым по сравнению с характерным временем измерений $\tau_{\text{изм}}$, и система не должна проявлять магнитного гистерезиса. При $\Delta E/K_B T \gg 1$, для перевода системы в равновесное состояние может понадобиться очень большое время, сильно зависящее от размера частиц.

Если $\tau_{\text{изм}} > \tau$, система находится в суперпарамагнитном состоянии и быстро достигает равновесной намагниченности при изменении температуры или внешнего поля. В противном случае, при изменении внешнего магнитного поля система не успевает отрелаксировать к новому равновесному состоянию за время $\tau_{\text{изм}}$, и её намагниченность не изменяется. Случаю $\tau_{\text{изм}} = \tau$ в формуле (6) отвечает температура блокировки T_b . Если $\tau_{\text{изм}} = 100$ с (характерное время для статических магнитных измерений) и $\tau_0 = 10^{-9}$ с, условие $\tau_{\text{изм}} = \tau$ в уравнении (4) дает температуру блокировки:

$$T_b = \frac{K_V V}{25k_B} \quad (7)$$

Следует отметить, что формула (7) задает температуру блокировки для случая нулевого магнитного поля. С увеличением внешнего магнитного поля температура блокировки уменьшается по степенному закону:

$$T_b(H) = T_b(0) \cdot \left(1 - \frac{H}{H_c}\right)^k, \quad (8)$$

где: $k = 2$ для малых полей [13] и $k = 2/3$ для больших полей [14],

$$H_c = \frac{2k}{M_s}.$$

Экспериментальные данные, полученные для наночастиц магнетита, показывают, что увеличение поля от нуля до 700 Э уменьшает температуру блокировки со 140 К до 75 К, причём в полях ниже 50 Э соотношение (8) достаточно хорошо выполняется с показателем $k = 2$, а в полях 50 - 700 Э с $k = 2/3$ [15].

При исследовании магнитных свойств образцов, содержащих нанообъекты, как правило, измеряют кривую намагниченности вплоть до достижения намагниченности насыщения. Для определения температурной зависимости маг-

нитного момента m проводят два типа измерений - охлаждение в нулевом магнитном поле (Zero-Field-Cooling, ZFC) и охлаждение в ненулевом поле (Field-Cooling, FC). В методике ZFC образец охлаждают (обычно до температуры жидкого гелия) в отсутствие магнитного поля, а затем включают небольшое измерительное поле (1 - 100 Э) и начинают медленно увеличивать температуру, регистрируя значения магнитного момента m_{ZFC} . Методика FC отличается от ZFC только тем, что образец охлаждают в ненулевом магнитном поле. Для магнитных нанобъектов кривые $m_{ZFC}(T)$ и $m_{FC}(T)$ обычно совпадают при достаточно высоких температурах, но начинают различаться ниже некоторой температуры T_H (температура необратимости). При этом кривая $m_{ZFC}(T)$ имеет максимум при некоторой температуре T_{max} , а кривая $m_{ZFC}(T)$, как правило, монотонно возрастает вплоть до самых низких температур (рисунок 3).

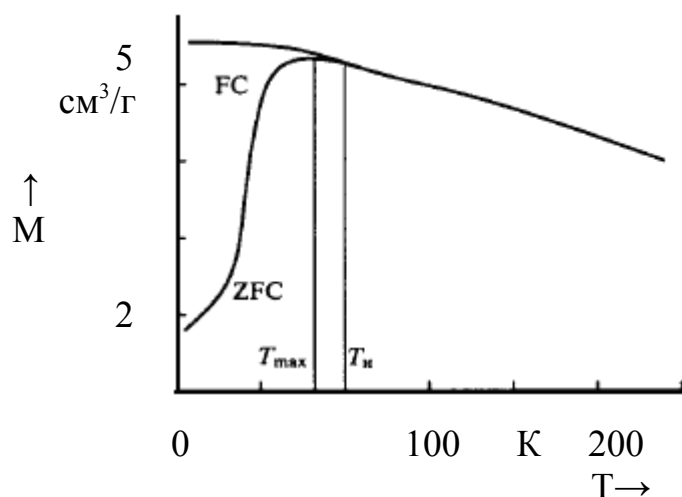


Рисунок 3 – Кривые температурной зависимости магнитного момента ZFC- и FC-измерения для образца, содержащего наночастицы Fe_2O_3 в полиэтиленовой матрице

Часто дополнительно измеряют зависимость намагниченности от приложенного поля при разных температурах (рисунок 4).

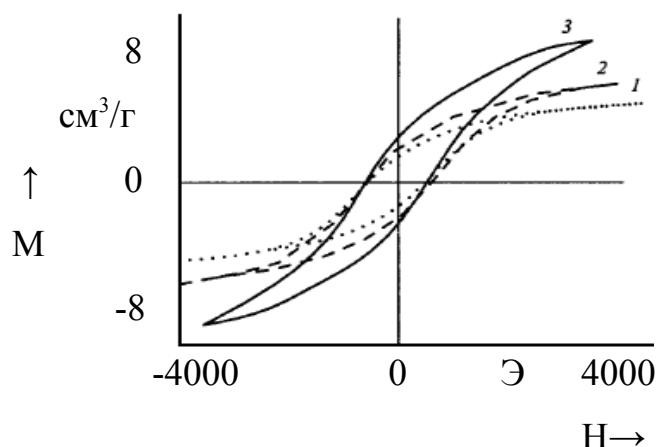


Рисунок 4 – Зависимость намагниченности от величины магнитного поля при: 295К - (1), 77К - (2) и 4,2К - (3) для образца содержащего наночастицы кобальта в полиэтиленовой матрице

Для анализа магнитных свойств используют также данные электронного магнитного резонанса и мёссбауэровской спектроскопии.

Для идеализированной системы, содержащей одинаковые наночастицы с одноосной анизотропией и случайной ориентацией осей лёгкого намагничивания, различие температурных зависимостей $m_{ZFC}(T)$ и $m_{FC}(T)$ на качественном уровне следует из уравнения (5). В случае нулевого поля при охлаждении ниже температуры блокировки магнитные моменты частиц ориентируются вдоль их осей лёгкого намагничивания ($\theta = \psi = 0$ в уравнении (5)), при этом общий магнитный момент системы равен нулю, как в начале, так и в конце процесса охлаждения. При включении внешнего поля H , магнитным моментам, для которых $\theta - \psi < 90^\circ$ (см. уравнение (5)), не нужно преодолевать энергетический барьер, и они поворачиваются в положение с минимальной энергией, создавая ненулевую намагниченность системы. Напротив, магнитные моменты, для которых при включении внешнего поля $\theta - \psi > 90^\circ$, оказываются отделёнными от минимума энергии потенциальным барьером, преодолеть который они могут лишь за очень большое время (см. уравнение (6)). Поэтому в случае ZFC-измерений при $T < T_b$ система оказывается в метастабильном состоянии с небольшим сум-

марным магнитным моментом $\frac{M_s^2 H}{3k_V}$, не зависящим от температуры. При $T =$

T_b система скачком переходит в стабильное суперпарамагнитное состояние с магнитным моментом:

$$m_{ZFC} \approx \frac{M_S^2 V H}{3k_B T} \quad (9)$$

При $M_S V H \ll k_B T$ и случайной ориентации осей лёгкого намагничивания частиц формула (9) справедлива и для $T > T_b$ [34].

При FC-измерениях охлаждение образца происходит в ненулевом магнитном поле, и намагниченность при температурах выше T_b определяется формулой (9). При $T < T_b$ система уже не может изменить свою намагниченность за время измерений. Поэтому магнитный момент в FC-методике при $T < T_b$ равен:

$$m_{ZFC} \approx \frac{M_S^2 V H}{3k_B T} = const \quad (10)$$

Для системы, состоящей из однодоменных наночастиц с дисперсией по размерам, форме и т.д., кривые $m_{ZFC}(T)$ и $m_{FC}(T)$ разделяются не при $T = T_b$, а при более высокой температуре $T_H > T_b$, называемой точкой необратимости [17]. Другой характерной точкой на кривой $m_{ZFC}(T)$ является температура T_{max} , которую часто отождествляют со средней температурой блокировки системы $\langle T_b \rangle$. При температуре ниже $\langle T_b \rangle$ наблюдается увеличение $m_{FC}(T)$, которое обычно сменяется участком «насыщения», а иногда максимумом [16]. Величину T_H можно отождествить с температурой блокировки для частиц максимального размера, а T_{max} - с температурой блокировки для частиц минимального размера. Однако следует иметь в виду, что все эти характерные температуры (а также их связь с распределением частиц по объёму) могут зависеть от скорости охлаждения и последующего нагревания образца [18], а также от интенсивности взаимодействия между частицами. Если скорость нагрева образца много меньше скорости его охлаждения, на кривой $m_{FC}(T)$ при $T < \langle T_b \rangle$ может возникнуть максимум [34]. При сильных межчастичных взаимодействиях распределение частиц по энергии ΔE (см. уравнение (4)) может сузиться по сравнению с их распределением по объёму [16]. В этом случае требуется более точный расчёт

локального магнитного поля, действующего на каждую индивидуальную частицу.

Отметим, что различие между кривыми $m_{ZFC}(T)$ и $m_{FC}(T)$ наблюдается не только в системах магнитных нанообъектов, но и в макроскопических магнетиках с элементами неупорядоченности (фрустрацией обменных связей, топологическим беспорядком, дефектами структуры), и даже в упорядоченных ферромагнетиках со значительной магнитной анизотропией.

Трудности теоретического исследования магнитного гистерезиса в нанообъектах состоят в том, что это нелинейное, неравновесное и нелокальное явление, вызванное существованием энергетических минимумов (из-за магнитной анизотропии) и разделённых барьерами, сложным образом зависит от внешнего магнитного поля. Результаты теоретических исследований на простых моделях редко дают приемлемое описание для реальных магнитных наноматериалов, так как не учитывают их микроструктуру, в частности, влияние границ и дефектов на локальную намагниченность [19].

О важной роли микроструктуры в формировании магнитных характеристик свидетельствуют исследования нанокompозитных материалов (например, систем Nd-Fe-B/ α /Fe и FePt-Fe₃Pt), представляющих собой магнитомягкую среду с распределёнными в ней наноразмерными гранулами (< 100 нм). В таких материалах магнитотвёрдая фаза обеспечивает большую коэрцитивную силу, а магнитомягкая фаза - большую намагниченность насыщения. Кроме того, существует заметное обменное взаимодействие между гранулами, которое обеспечивает относительную остаточную намагниченность, превышающую 0,7. Поэтому материалы такого рода называются «обменно-связанными» (exchange-coupled) магнитами.

В последнее время предпринимаются попытки исследовать влияние внутреннего строения (микроструктуры) нанообъектов на магнитные характеристики реальных наноматериалов. Наибольший успех достигнут при использовании численных расчётов в рамках теории микромагнетизма [20]. Даже если нанообъект имеет бездефектную кристаллическую структуру, разное локальное

окружение атомов на границе частицы и внутри неё приводит к неоднородной намагниченности в частице и к искажению идеальной коллинеарной магнитной структуры. Расчёты показывают, что при конечной температуре намагниченность уменьшается по направлению из центра частицы к её границе, при этом магнитный момент каждого отдельного поверхностного атома может быть больше, чем у атомов в объёме. Уменьшение намагниченности на поверхности частицы по сравнению с объёмом обусловлено пониженной энергией поверхностных спин-волновых возбуждений [8], иными словами, более выраженным действием тепловых флуктуаций на поверхности. Увеличение магнитного момента поверхностных атомов можно объяснить в рамках зонной теории уменьшением координационного числа, и, как следствие, сужением соответствующей энергетической зоны и увеличением плотности состояний. Этим же, по-видимому, объясняются редкие примеры появления магнитного порядка в нанобъектах металлов, объёмные аналоги которых немагнитны [21].

Рост коэрцитивной силы H_C при уменьшении размера частиц следует из модели Стонера-Вольфарта, согласно которой спины атомов, образующих наночастицу, вращаются когерентно, т.е. согласованно. Из эксперимента известно, что коэрцитивная сила в реальных магнитных материалах (включая наноматериалы) даже при очень низких температурах заметно меньше предельных значений, предсказываемых теорией. Одна из причин состоит в том, что под действием внешнего магнитного поля спины атомов, образующих наночастицу, могут поворачиваться не только когерентно, но и более сложно, образуя спиновые моды (рисунок 5): «завихрения», «вееры» и др.

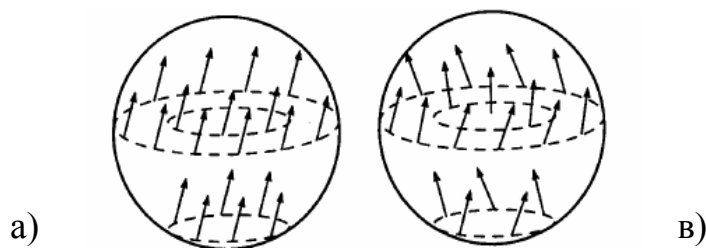


Рисунок 5 – Простейшие спиновые моды при перемагничивании одномерной частицы: а – когерентное вращение, в – вихревая мода

Возникновение некогерентных спиновых мод облегчается, если наночастицы образуют агломераты (например, цепочки). Когерентное вращение, по-видимому, может реализоваться только в полностью бездефектных однородных частицах с нулевой поверхностной анизотропией.

Интуитивно понятно, что коэрцитивная сила должна быть тем меньше, чем больше возможностей (механизмов) поворота спинов в направлении, противоположном исходному. В многодоменных частицах такой поворот может быть дополнительно связан со смещением границ доменов [22]. При уменьшении размера частиц количество доменов уменьшается, и роль междоменных границ в процессах перемагничивания становится менее заметной. Поэтому вплоть до критического размера частиц $d_{кр}$ коэрцитивная сила растет с уменьшением d . Однако при дальнейшем уменьшении размеров частицы при переходе к однодоменным частицам возрастает роль тепловых флуктуаций. Этим объясняется уменьшение H_C при $d \ll d_{кр}$.

Важную информацию о магнитных свойствах наночастиц и материалов на их основе могут дать измерения медленных релаксационных процессов [8, 16]. В самом простом случае для системы одинаковых магнитных наночастиц при изменении магнитного поля (например, при его быстром выключении) равновесная намагниченность описывается уравнением:

$$M(t) = M_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (11)$$

где: τ - время релаксации, определяется формулой (6).

Первые экспериментальные данные о свойствах магнитных наночастиц были получены в опытах с кластерными пучками. Несмотря на трудности интерпретации, эти эксперименты дали уникальную возможность определить зависимость магнитных параметров от количества атомов в нанобъекте. Так, изотермические зависимости среднего атомного магнитного момента $\langle \mu_{eff} \rangle$ от числа атомов n в наночастицах Fe, Co, Ni впервые позволили установить, что с уменьшением размера наночастицы её удельный магнитный момент растёт. Эта

тенденция сильнее всего была выражена для Ni, что, возможно, обусловлено более высокой плотностью валентных электронов в нём. Наночастицы Co с числом атомов n от 56 до 215 при 97 К суперпарамагнитны с $\langle \mu_{eff} \rangle = 2,24 \mu_B$. Это значение больше значения μ для макроскопических образцов кобальта.

Таким образом, из эксперимента следует, что эффективный магнитный момент атома в наночастицах 3d-металлов может быть больше его магнитного момента в объёмном металле. Возможное объяснение такого различия состоит в том, что магнитный момент атома на поверхности кластера нужно рассматривать как локализованный, а в объёмном металле, где имеет место зонный магнетизм – как делокализованный (такая делокализация приводит к уменьшению среднего магнитного момента атома в объёмном металле). Следует отметить, что для самых маленьких наночастиц Ni магнитный момент практически не изменяется с увеличением температуры во всем интервале исследованных температур, что связано с большим числом поверхностных атомов. Для кластеров большего размера даже при температурах выше 631 К (температура Кюри объёмной фазы) сохраняется ненулевой вклад поверхностных атомов в магнитный момент. Так, для наночастиц Ni₅₅₀₋₆₀₀ магнитный момент при 631 К составляет 25% от низкотемпературного значения $0,6 \mu_B$.

Таким образом, из экспериментов с молекулярными пучками следует, что магнитный порядок в нанообъектах сохраняется при более высоких температурах, чем в макроскопических образцах, что выражается в увеличении их температуры Кюри по сравнению с объёмными фазами. Для Co ($T_C \ll 1400$ К) магнитный момент атомов в наночастицах с числом атомов $n = 50 - 600$ мало изменяется при росте температуры до ~ 1000 К, все время оставаясь больше «объёмного» значения. Более сложный вид имеют температурные зависимости среднего магнитного момента для наночастиц железа. Возможная причина состоит в особенностях фазовой диаграммы железа и структурных переходах, усложняющих картину магнитного поведения. Переходы в обычное парамагнитное состояние не были зафиксированы вплоть до самых высоких температур

(~ 1000 K).

Интерес к магнитным наночастицам, внедрённым в различные матрицы и нанопроволокам, выращенным в немагнитных мембранах обусловлен, прежде всего, перспективами их практического применения. Кроме традиционного катализа магнитные нанобъекты могут использоваться для записи информации со сверхвысокой плотностью для решения некоторых медицинских задач (например, в качестве переносчиков лекарств или изображения тканей), для создания сверхмощных магнитов [23], элементов спинтроники и различных сенсоров [24], включая биомолекулярные.

Последние 10 лет ознаменовались впечатляющими успехами в создании материалов для сверхплотной магнитной записи. В 1992г. рекордное значение плотности магнитной записи в коммерческих жёстких дисках составляло примерно 10 Мбит/дюйм. При такой плотности записи размер бита в плоскости магнитного носителя круглой формы составляет $800 \times 64 \text{ нм}^2$. Это соответствует 40000 бит/дюйм в направлении дорожки и 25000 треков/дюйм в радиальном направлении. В 2001г. уже была достигнута плотность магнитной записи в 100 Гбит/дюйм, что соответствует размеру бита $300 \times 15 \text{ нм}^2$. Учитывая, что в настоящее время один бит памяти формируют до 1000 отдельных наночастиц (это обусловлено необходимостью поддерживать отношение «сигнал-шум» на приемлемом уровне), для достижения плотности записи 100 Гбит/дюйм размер одной частицы в радиальном направлении должен составлять около 0,3 нм, т.е. 2 - 4 атома. Дальнейшее повышение плотности предполагает как уменьшение размеров частиц, так и модификацию формата записи. Благодаря магнитным наноматериалам за последние 20 лет удалось увеличить объём хранимой информации на 4 порядка. Так, размер жёстких дисков бытовых персональных компьютеров вырос с 10 Мбайт (в середине 80-х годов) до 300 - 500 Гбайт (в настоящее время). Такие достижения в области магнитной записи стали возможными, прежде всего, за счёт уменьшения размера переходной области (ширина переходной области для непрерывной магнитной среды равна минимальному расстоянию между областями с противоположными направлениями на-

магнитности, для дискретной среды, содержащей магнитные частицы в немагнитной матрице, ширина переходного слоя равна среднему расстоянию между частицами).

Коэрцитивную силу ферромагнитного материала в общем случае описывают формулой [25]:

$$H_C = \frac{2\alpha K_V}{M_S} - N_{ef} M_S \quad (12)$$

где: α и N_{ef} — параметры «дефектности микроструктуры» материала.

Под дефектностью микроструктуры понимается любое отклонение от идеальной кристаллической структуры, присущей монокристаллам. Первый член в уравнении (12) отвечает вкладу от магнитокристаллической анизотропии, второй обусловлен анизотропией формы. Для изолированной частицы под N_{ef} следует понимать размагничивающий фактор (в этом случае $\alpha = 1$). Теоретический предел для коэрцитивной силы часто оценивают по формуле:

$$(H_C)_{max} = \frac{2K_V}{M_S}, \quad (13)$$

что соответствует однодоменной сферической частице с однородным вращением намагнитности. Для наночастиц железа, никеля и кобальта расчётные значения $(H_C)_{max}$ составляют ~ 600 , ~ 200 и ~ 7500 Э соответственно. Заметим, что за счёт анизотропии формы (второй член в формуле (12)) для однодоменных частиц железа, кобальта и никеля можно получить величину коэрцитивной силы в ~ 14 , ~ 11 и ~ 4 кЭ, что заметно превышает $(H_C)_{max}$. К сожалению, экспериментальные значения H_C магнитных материалов (в том числе содержащих нанокристаллиты, наночастицы или наногранулы, нанопроволоки) редко превышают 25 - 30% от $(H_C)_{max}$ (так называемый парадокс Брауна).

Современные постоянные магниты можно отнести к нанокристаллическим материалам, так как они состоят из отдельных магнитных гранул, компактированных, как правило, одним из двух методов - спеканием или из расплава. С использованием первого метода получают многодоменные гранулы с характерными размерами 1 - 20 мкм, с использованием второго — однодоменные с разме-

рами 10 - 200 нм [25]. Материалы для магнитной записи также имеют гранулированную структуру. Использование отдельной гранулы (или нанопроволоки) в качестве бита информации можно рассматривать как естественный предел для увеличения плотности магнитной записи.

Для надёжного хранения информации необходимо, чтобы магнитный момент частицы не изменялся под действием тепловых флуктуаций в течение длительного времени. Для этого размер частицы должен удовлетворять условию «суперпарамагнитного предела», согласно которому при комнатной температуре частица должна находиться в заблокированном состоянии.

Выше уже отмечалось, что магнитная анизотропия наночастиц включает различные составляющие: магнитокристаллическую анизотропию, анизотропию формы, поверхностную анизотропию и др. [16]. Магнитокристаллическая анизотропия, которая вносит основной вклад в магнитную анизотропию, зависит от химического состава и кристаллической структуры соединения. Отметим, что поверхностная анизотропия может служить ресурсом для увеличения коэрцитивной силы нанообъектов.

Изучена температурная зависимость намагниченности насыщения наночастиц α -Fe, покрытых оболочкой Mg. Частицы размером 3 - 18 нм получали методом конденсации в пентане при 77 К в вакуумированных кварцевых ампулах. Магнитный момент измеряли до напряжённости поля в 55 кЭ. Было найдено, что величина намагниченности насыщения для наночастиц железа с размерами менее 7 нм была заметно ниже, чем для массивного образца. Уменьшение намагниченности насыщения нанообъектов ферро-, ферри- и антиферромагнетиков по сравнению с «массивными» образцами, практически всегда наблюдаемое в эксперименте, обычно объясняют разориентацией магнитных моментов атомов в нанообъекте. Температурная зависимость намагниченности нанообъекта приближенно соответствует закону:

$$M_s(T) = M_0(1 - BT^b), \quad (14)$$

где: B и b — постоянная и показатель Блоха соответственно.

Для массивных ферромагнетиков $b = 1,5$, однако, это правило справедливо только для частиц с характерным размером $d > 1$ нм, тогда как для меньших по размеру частиц параметр b заметно ниже. Таким образом, магнитные свойства нанобъектов (намагниченность и её температурный ход) в большей степени зависят от состояния поверхности частицы, чем от её размера. Чем меньше нанобъект, тем сильнее влияние поверхностного слоя на магнитные свойства. На рисунке 6 приведены температурные зависимости коэрцитивной силы наночастиц железа в аморфной матрице оксида алюминия, полученных методом лазерного испарения в высоком вакууме.

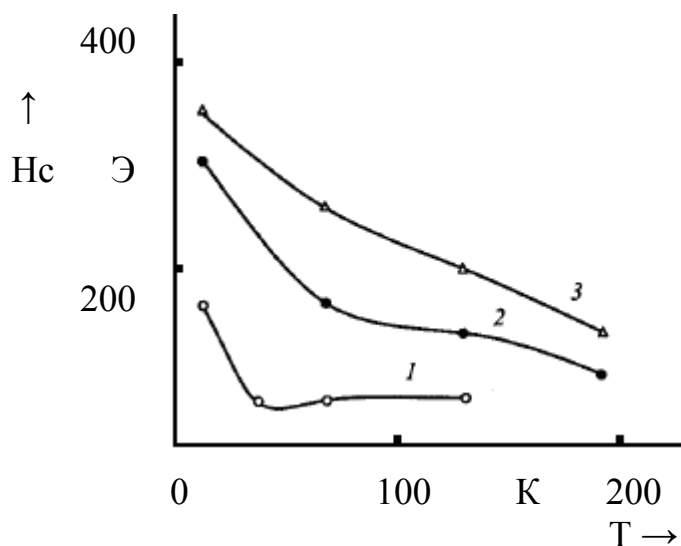


Рисунок 6 – Зависимость коэрцитивной силы от температуры для наночастиц железа в матрице оксида алюминия;
диаметр наночастиц: 1 – 4,5 нм, 2 – 7 нм, 3 – 9 нм

Зависимость коэрцитивной силы от температуры дает ещё один способ определения температуры блокировки (рисунок 7).

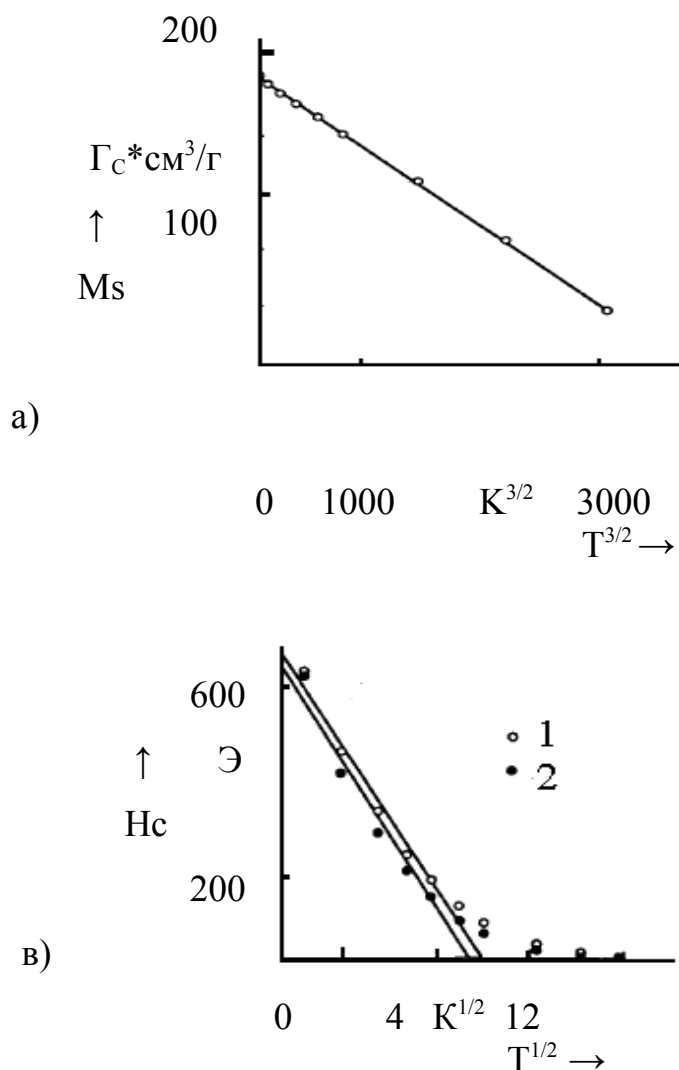


Рисунок 7 – Температурные зависимости (а) - намагниченности насыщения и (в) - коэрцитивной силы для наночастиц железа

При низких температурах коэрцитивная сила хорошо описывается форму-

лой:

$$H_c(T) = H_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_b}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

При более высоких температурах может наблюдаться значительное отклонение от расчетного значения, выполненного по формуле (15). Это может быть связано с разбросом частиц по размерам или с сильным межчастичным взаимодействием. Указанный метод определения температуры блокировки по зависимо-

сти $H_c(T)$ особенно удобен в случае, когда T_b заметно превышает комнатную температуру. Это было продемонстрировано на примере наночастиц кобальта в полиэтиленовой матрице.

2 Экспериментальные данные магнитных свойств нано-про-волокон и тонких плёнок, перспективы исследования магнитных нанобъектов

Рассмотренные выше области не исчерпывают всех возможных аспектов применения магнитных наноматериалов. В частности, дальнейшее развитие электроники во многом будет связано с использованием магнитных нанополупроводников. Об этом свидетельствуют многочисленные работы по спинтронике - новой области электроники, которая имеет дело с зарядами и спинами. В последнее время, повышенное внимание уделяется наноструктурам на основе магнитных полупроводников. Это связано с перспективами, которые открывает использование в электронных полупроводниковых материалах не только заряда носителей тока (электронов и дырок), но и их магнитных моментов, непосредственно связанных со спином. Важным инструментом управления магнитными характеристиками в наноструктурах может стать спин-орбитальное взаимодействие. Ожидается, что использование магнитного момента носителя заряда существенно расширит возможности для проектирования новых электронных устройств в частности позволит решить проблему энергонезависимой сверхплотной магнитной памяти, не подверженной «износу» при операциях записи и чтения.

Можно выделить несколько активно изучаемых в последнее время групп физических явлений, которые могут найти применение в спинтронике:

- зависимость электрического сопротивления однородных материалов от внешнего магнитного поля: анизотропное магнитосопротивление (AMR) в тонких ферромагнитных плёнках (например, в пермаллое), колоссальное магнитосопротивление (CMR) в манганитах;

- гигантское магнитосопротивление (GMR) в структурах с чередующимися слоями ферромагнитных и парамагнитных (или антиферромагнитных) металлов, а также в гранулированных структурах;

- туннельное магнитосопротивление в слоистых структурах, содержащих парамагнитный (или антиферромагнитный) диэлектрик между слоями ферромагнитного металла;

- инжекция поляризованных по спину носителей тока из ферромагнитного материала в немагнитный;

- взаимное влияние магнетизма и плотности различных носителей заряда в ферромагнитных полупроводниках.

Для объяснения многих магнитоэлектронных эффектов используют модель Мота – Кэмпбела – Ферта, согласно которой в ферромагнетике электроны с противоположными спинами не смешиваются в процессах рассеяния. Поскольку плотность электронных состояний сильно зависит от спина, вероятность перехода электрона проводимости между различными областями ферромагнетика можно варьировать, изменяя их намагниченность. Так, вероятность перехода между областями с параллельной ориентацией векторов намагниченности больше (электрическое сопротивление, соответственно, меньше), чем с антипараллельной ориентацией.

Более сложную задачу представляет изучение взаимного влияния магнетизма и электропроводности в ферромагнитных полупроводниках (например, ZnO - Mn). В таких системах носители заряда являются одновременно и медиаторами магнитного взаимодействия между локализованными магнитными моментами ионов переходных элементов. Изменяя концентрацию носителей заряда (например, путем инжекции), можно контролировать силу магнитных взаимодействий и, следовательно, магнитные свойства материала, например его намагниченность, которая может влиять на сопротивление полупроводника. Были исследованы тонкие плёнки Mn_xGe_{1-x} и было показано, что ширина петли гистерезиса уменьшается по мере роста концентрации ионов Mn исчезая совсем

при достижении критического значения концентрации, что связано с возможной сегрегацией ионов Mn (рисунок 8).

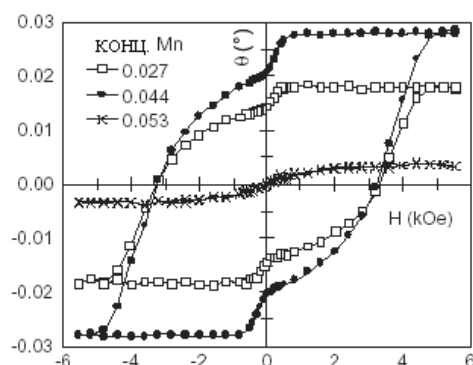
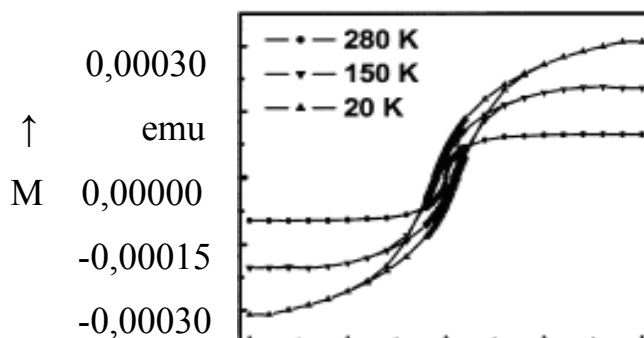


Рисунок 8 – Петли гистерезиса тонких плёнок Ge:Mn при разных концентрациях ионов Mn

Концентрация примесных ионов сильно влияет на значение температуры Кюри, так в обнаружено, что рост концентрации ионов Mn в $\text{Cd}_{0.65}\text{Mn}_{0.35}\text{Te}$ ведёт к уменьшению этого параметра, как и при уменьшении межслойного расстояние в тонких мультислоях Ge:Mn. Следует отметить, что значения температуры Кюри для «массивных» полупроводников до сих пор не удалось повысить до комнатных, обычно этот параметр имеет значения порядка десятков кельвин. Переход к нанометровому диапазону существенно увеличивает температуру перехода в парамагнитное состояние. Расчеты показывают, что магнитные полупроводники p-типа на основе ZnO, Ge или GaN с 5% Mn и плотностью носителей заряда $3,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ могут служить основой для создания материала с $T_c > 300 \text{ K}$, как и нанопроволоки различного состава.

Экспериментально ферромагнетизм при температурах выше комнатной был обнаружен в плёнках Co-ZnO, Cu-ZnO и Ge:Mn наноструктурах (рисунок 9).



-10 -5 0 КОе 10
H→

Рисунок 9 – Петли гистерезиса Ge:Mn гранулированных систем

Ещё одной проблемой спинтроники является возникновение барьеров на границах слоёв с различными магнитными или электрическими свойствами, препятствующих реализации спин-поляризационных эффектов.

Авторами настоящего учебного руководства в 2006 году были исследованы методом магнитного резонанса свойства $\text{Ge}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}$ нанопроволок, выращенных в порах анодированного оксида алюминия (рисунок 10) методом сверхкритической жидкости.

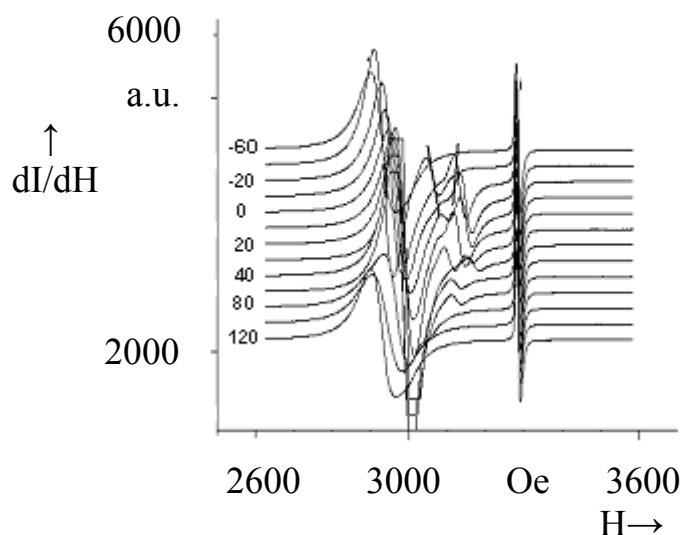


Рисунок 10 – Спектры ЭПР в нанопроволоках германия, легированных марганцем (Ge:Mn) при различных углах между вектором постоянного магнитного поля и плоскостью мембраны

Остановимся подробнее на их свойствах. Измерения намагниченности нанопроволок показали, что они ферромагнитны, с коэрцитивной силой 600Э вплоть до 320 К. Это рекордно высокая температура для магниторазбавленных полупроводников. Ферромагнитное упорядочение в нанопроволоках обусловлено взаимодействием РККУ из-за наличия в образце носителей заряда - дырок, обуславливающих перенос спина между локализованными примесными центрами и устанавливающими косвенный обмен. Наблюдение и анализ спектров магнит-

ного резонанса позволили разделить три подсистемы, дающие вклад в магнитные свойства нанопроволок: это носители заряды, магнитоупорядоченные подсистемы локализованных спинов марганца Mn^{2+} и Mn^{3+} . Радиальные спиновые волны в нанопроволоках подавлены (рисунок 11), поскольку обратный волновой вектор оказывается больше диаметра нанопроволок.

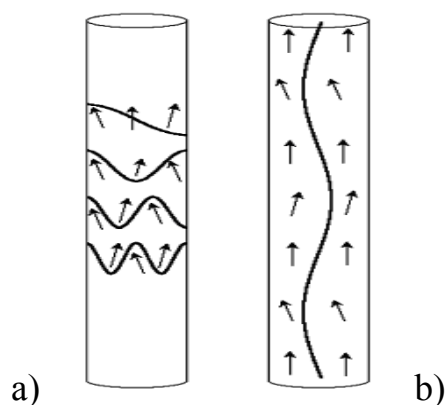


Рисунок 11 – Спиновые волны в нанопроволоках:
а – радиальные, в – продольные.

Две моды продольных спиновых волн дают два соответствующих максимума в спектре. Наличие этих максимумов связано с диполь-дипольным взаимодействием между спинами. Температурные зависимости ширины линий указывают на наличие эффекта Яна-Теллера, который при 70 К приводит к нарушению локальной симметрии центров. Важно, что эти изменения окружения локализованных центров влияют на характеристики спектров дырок. Это указывает на взаимодействие магнитной и проводящей подсистем. Исходя из ориентационной зависимости спектров установлено, что лёгкая ось намагниченности направлена вдоль оси нанопроволок, как и в никелевых нанопроволоках, исследованных в работе, определено поле анизотропии. Фактор заполнения и значение намагниченности в насыщении позволили установить, что создан магнитный объект наиболее интересной промежуточной размерности. Анализ линии Дайсона позволил определить толщину скин-слоя, который оказался порядка диаметра нанопроволок $d = 60$ нм при сопротивлении образца $100 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Совокупный результат нашей работы позволяет сделать вывод о возможности

применения нанопроволок в приборах спинтроники, а также в устройствах магнитной записи высокой плотности при комнатной температуре.

Магнитные свойства нанобъектов могут быть весьма полезными и при создании квантовых компьютеров.

Изменяя морфологию нанобъекта (размер, форму, состав, соотношение ядро-оболочка, расположение частиц в матрице), можно в определённых пределах влиять на его магнитные характеристики. Были получены тонкие плёнки $\text{Ge}_{1-x}\text{Cr}_x$ с парамагнитными свойствами, (рисунок 12).

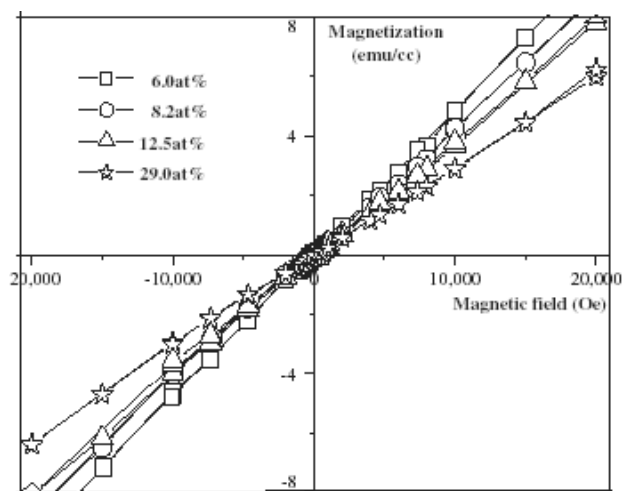


Рисунок 12 – Намагниченность тонких плёнок Ge:Mn

Для изменения кристаллической структуры ядра и оболочки частицы можно использовать температурную обработку (отжиг), как это делали в или другие методы направленного изменения свойств нанобъектов. Удалось получить сложные частицы у которых чётко выражены пространственно разделённые области, отвечающие за различные свойства (например, магнитное ядро и биологически активная оболочка), и частицы с экстремальными пространственными характеристиками (сверхплоские и сверхтонкие частицы - нанопроволоки). В ряде случаев полезные характеристики возникают за счёт удачного сочетания свойств самих частиц и матрицы, в которой они расположены (упруго-обменные магнетики).

Вместе с тем в науке о магнитных нанобъектах остаётся широкий спектр нерешённых теоретически и практически задач. Отметим некоторые из них.

Все ещё отсутствует количественная теория внутренней магнитной структуры нанобъектов. Опыт применения простой теории однодоменных частиц, развитой в основных чертах в середине XX в. Неёлем и Брауном, показывает, что модель однородной (коллинеарной) намагниченности нанобъекта, в которой отсутствует разбиение на домены, может не соответствовать реальности. Поскольку решение статической задачи распределения магнитных моментов в нанобъектах достаточно сложно, неудивительно, что далека от своего решения и более сложная динамическая задача о перемагничивании наночастиц.

Из нерешенных практических вопросов, сдерживающих достижение естественного предела плотности магнитной памяти, следует отметить недостаточно большую (заметно меньше теоретического значения) коэрцитивную силу нанобъектов, пригодных по технологическим соображениям для использования в жёстких дисках. Причиной этого, по-видимому, является сложная внутренняя магнитная структура реальных наночастиц.

Для создания новых высокоупорядоченных функциональных наноструктурированных композиционных материалов с улучшенными свойствами требуется разработка эффективных методов организации наночастиц. Задачей будущих исследований станет разработка подходов к синтезу сложных по составу и композитных наночастиц, характеризующихся наличием комплекса практически важных свойств (магнитных, электрических, оптических). Несомненно, магнитные наночастицы найдут применение и в других областях, из которых особенно важной может стать нанобиотехнология. Уже отмечалась возможность их использования в биологии и медицине, например в качестве магнитных биомаркеров, средств лечения рака и т.д.

Заключение

Магнитные нанобъекты играют важную роль в быстро развивающихся отраслях науки, которые специализируются на изучении объектов (существующих в природе, а чаще искусственно созданных) с наноразмерными структурными блоками. Несмотря на то, что широкому использованию магнитных нано-

объектов (особенно для биологических приложений) и содержащих их наноматериалов препятствуют трудности в получении материалов с узким распределением частиц по размерам, заданной ориентации и стабильным воспроизводимым характеристикам, а также дороговизна их массового производства, такие нанобъекты всё чаще применяют в повседневной практике. Некоторые фирмы уже наладили производство первых образцов наноматериалов. В последнее время был достигнут значительный прогресс в изучении нанокластеров и нанокластерных систем.

Уже достигнуты успехи в области создания новых нанокластерных систем:

- разработаны методы получения монодисперсных нанокластеров, (ориентированных нанопроволок), позволяющие получать упорядоченные наносистемы;
- найдены способы регулирования размеров кластеров, межкластерных взаимодействий и напряжений, формирующие свойства наносистем;
- предложены способы стабилизации нанокластерных систем путем пассивации изолированных кластеров;
- предложены методы создания упорядоченных слоёв; сверхрешёток с помощью плёночной и матричной репликации.

Дальнейший прогресс в области нанокластерной науки будет состоять в синтезе новых наноструктур, в создании и развитии теоретических и экспериментальных подходов к изучению механических, тепловых, электронных, оптических и магнитных свойств нанокластеров и наносистем.

Полученные на основе молекулярных кластеров и коллоидных кластеров упорядоченные системы, кластерные нанокристаллы могут быть использованы в нанотехнологии для создания одноэлектронных устройств: оптических выключателей и нелинейных систем, лазерных устройств с перестраиваемой за счёт размера кластера длиной волны, квантовых магнетиков.

Могут быть получены одномерные проволоки, диоды, электролюминесцентные источники света, холодные катоды и плоские дисплеи. Появилась воз-

возможность за счёт варьирования механических свойств получать сверхпластичные материалы.

На наш взгляд уже настал момент для широкого поиска путей практического использования магнитных свойств наноструктур. Однако, Россия на момент написания данного методического руководства (2006г.) оставалась уникальной страной, в которой отсутствовала государственная программа развития нанотехнологий, и доля российских работ в этой области составляла менее 1%.

И только в послании Федеральному Собранию (апрель 2007г.) Президент РФ Владимир Путин уделил большое внимание развитию нанотехнологий в России, сравнивая их по значимости с атомным проектом XX века. На программу по их развитию из бюджета обещано выделить 130 млрд. руб, ещё 50 млрд. руб. планируется привлечь от частных инвесторов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. **Baraton, M. I. Synthesis, Functionalization, and Surface Treatment of Nanoparticles** / M. I. Baraton. - Los-Angeles : Am. Sci. Publ., 2002. – 175 p.
2. **Frankel, R. B.** / R. B. Frankel, R. P. Blakemore, R. S. Wolfe // Science. - 1979. - Vol. 176, N 203. – P. 67-83.
3. **Bucher, J. P.** / J. P. Bucher, L. A. Bloomfield // J. Mod. Phys. B. – 1993. – Vol. 92, N 7. – P. 54-67.
4. **Кондорский, Е. И.** / Е. И. Кондорский // Журн. эксперим. теорет. физики. – 1940. – Т. 60, № 10. – С. 45-65.
5. **Kneller, E. F.** / E. F. Kneller, F. E. Luborsky // J. Appl. Phys. - 1963. - Vol. 47, N34. – P. 56-63.
6. **Николаев, В. И.** / В. И. Николаев, А. М. Шипилин // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, вып. 6. – С. 49-54.
7. **Jacobs, I. S. Magnetism** / I. S. Jacobs, C. P. Bean. - New York : Academic Press, 1963. – 352 p.
8. **BatUe, X.** / X. BatUe, A. Labarta // J. Phys. D. - 2002. - Vol. 78, N 35. – P. 65-73.

9. **Chikazumi, S. Physics of Ferromagnetism, Magnetic Characteristics and Engineering Applications** / S. Chikazumi. - Tokyo : Shokabo Publ. Co., 1984. – 154 p.
10. **Neel, L.** / L. Neel, C. R. Hebd // Seances Acad. Set. - 1949. - Vol. 73, N 5. – P. 73-79.
11. **Суздалев, И. П.** / И. П. Суздалев, П. И. Суздалев // Успехи химии. - 2001. – Т. 70, № 5. - С. 34-46.
12. **Leslie-Pelecky, D.** / D. Leslie-Pelecky, R. D. Rieke // Chem. Mater. - 1996. – Vol. 99, N 8. – P. 78-82.
13. **Wohlfarth, E. P.** / E. P. Wohlfarth // J. Phys. - 1980. - Vol. 72, N 10. – P. 86-92.
14. **Wenger, L. E.** / L. E. Wenger, J. D. Mydosh // Phys. Rev. B. - 1984. - Vol. 83, N29. – P. 167-179.
15. **Chantrell, R. W. Applied Magnetism** / R. W. Chantrell, K.O. Grady. - Boston : Dordrecht, 1992. – 231 p.
16. **Dormann, J. L.** / J. L. Dormann, D. Fiorani, E. Tronc // Adv. Chem. Phys. - 1997. - Vol. 121, N 98. – P. 73-84.
17. **Hansen, M. F.** / M. F. Hansen, S. Merup // J. Magn. Magn. Mater. - 1999. - Vol. 142, N 54. – P. 67-73.
18. **Chantrell, R. W.** / R. W. Chantrell, E. P. Wohlfarth // Phys. Status Solidi A. – 1985. - Vol. 152, N 91. – P. 35-42.
19. **Jakubowicz, J.** / J. Jakubowicz, M. Giersig // J. Alloys Compd. – 2003. - Vol. 117, N 349. – P. 117-131.
20. **Fidler, J.** / J. Fidler, T. Schrefl // J. Magn. Magn. Mater. - 1998. - Vol. 134, N 177. - P. 134-142.
21. **Reddy, B. V.** / B. V. Reddy, S. N. Khanna, B. I. Dunlap // Phys. Rev. Lett. - 1993. - Vol. 127, N 70. - P. 56-74.
22. **Вовсовский, С. В. Магнетизм** / С. В. Вовсовский. – М. : Наука, 1971.–56 с.
23. **Shen, J.** / J. Shen, J. Kirschner // Surf. Sci. - 2002. - Vol. 142, N 3. - P. 154-167.
24. **Speliotis, D. E.** / D. E. Speliotis // J. Magn. Magn. Mater. - 1999. - Vol. 136, N 886. - P. 57-61.
25. **Morrish, A. H. The Physical Principles of Magnetism** / A. H. Morrish. - New

(подпись)

(расшифровка подписи)

(дата)