

ПРИРОДА

№ 9, 2001 г.

Звездин А.К., Звездин К.А.

Суперпарамагнетизм сегодня: магниты–карлики на пути в мир квантов

© “Природа”

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



**Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”
(грант РФФИ 00-07-90172)**

*vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
www.ibmh.msk.su/vivovoco*

Суперпарамагнетизм сегодня: магниты- карлики на пути в мир квантов



Анатолий Константинович Звездин, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Института общей физики РАН. Область научных интересов — физика магнитных явлений, магнитооптика, нанофизика, наноэлектроника. Лауреат Государственной премии СССР (1984).

А.К.Звездин, К.А.Звездин



Константин Анатольевич Звездин, научный сотрудник того же института. Занимается моделированием физических процессов в магнитных наноструктурах.

* О взглядах древнегреческого философа Демокрита на мир, об его учении о невидимых частицах, из которых состоит наша Вселенная, рассказал римский поэт Лукреций Кар в поэме «О природе вещей». Именно Демокрит назвал эти частицы атомами, что по-гречески значит «неделимые».

© А.К.Звездин, К.А.Звездин

В научном фольклоре наших дней есть крылатые слова: если из всех накопленных знаний потребовалось бы сохранить одну фразу, концентрирующую самые важные из них, то это было бы утверждение: «Весь наблюдаемый мир состоит из атомов». Им открываются знаменитые Фейнмановские лекции [1].

Уместно напомнить, что впервые идея об атомном строении нашего мира была высказана древнегреческими философами Левкиппом и Анаксагором в начале V в. до н.э. Демокрит, ученик Левкиппа, развил эту идею до такого уровня, что она сохранила свои главные черты до наших дней*.

Наверно, столь же древней является мечта использовать атомы как строительный материал для создания искусственных конструкций и веществ, не существующих в природе. Во всяком случае французский ученый XVII в. П.Гассенди в книге, развивающей учение Демокрита, утверждал, что атомы — это все равно что строительный материал для домов. Подобно тому как из кирпичей, досок и бревен можно построить различные здания, точно так же природа может создавать из небольшого числа различных атомов огромное разнообразие веществ и тел.

Похоже, что в наши дни эта мечта становится реальностью. В последние 10—15 лет в физике, химии и технологии разработаны методы, позволяющие манипулировать с отдельными атомами и молекулами, совершать операции, которые естественно описывать в терминах конструирования на молекулярном уровне. Возникающие новые научные направления снабжают приставкой «нано» (от греч. νανος — карлик): нанофизи-

ка, наноэлектроника, нанотехнология и т.д., подчеркивая тот факт, что характерный размер объектов в этой области порядка 1 нм = 10^{-9} м — на уровне размеров атомов и молекул.

* Сверхрешетки представляют собой искусственные нанофазные материалы — многослойные структуры с чередующимися ультратонкими слоями (порядка одного или нескольких нанометров), состоящими из атомов определенного сорта. Примером могут быть сверхрешетки Ge/Si, Fe/Cr, Co/Cu и др.

* Образование доменной границы сопровождается затратой энергии, которая в разных материалах варьирует в пределах 0.01—1 эрг/см².

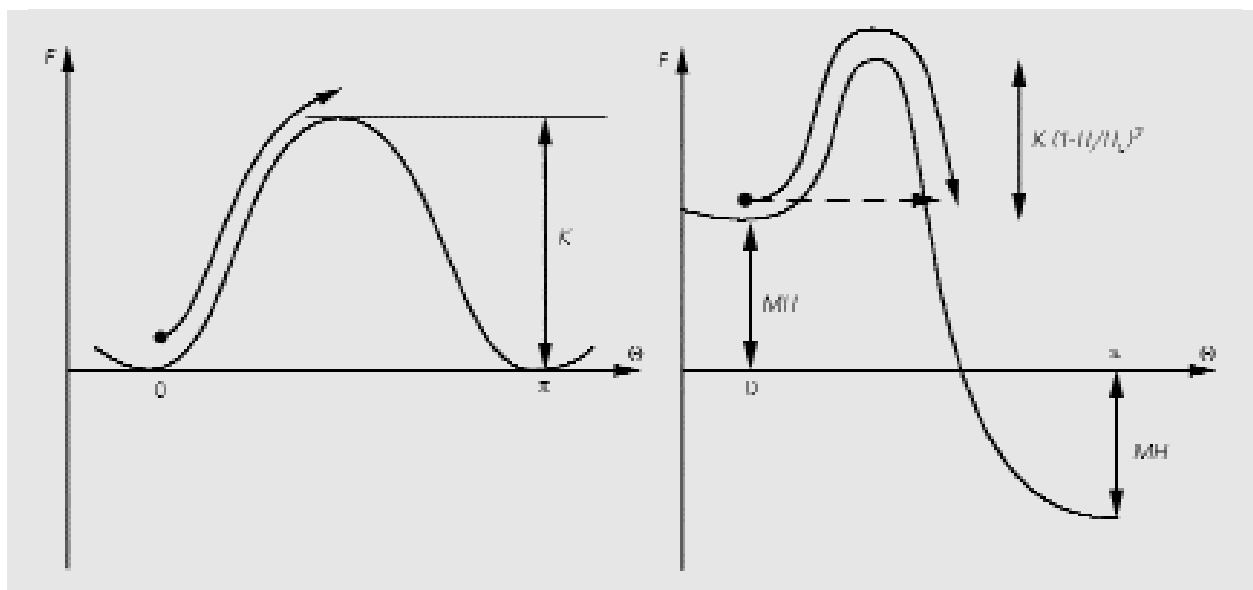


Рис.1. Зависимость энергии E частицы от угла Θ между вектором намагниченности и легкой осью в отсутствие магнитного поля (слева) и при его включении. Поле направлено против оси z и невелико: $H < H_c$. Переход магнитной частицы из метастабильного состояния ($\Theta = 0$) требует преодоления энергетического барьера высотой ΔU , которая уменьшается с ростом поля до нуля при критическом значении $H_c = 2K/M$. В этот момент частица перемагничивается — вектор намагниченности выстраивается вдоль внешнего поля ($\Theta = \pi$).

Современные возможности блестяще продемонстрировали физики из исследовательского центра корпорации IBM: им удалось уложить 35 атомов ксенона в буквы «I», «B», «M» высотой около 9 нм. Это было сделано в начале 1990 г. К настоящему времени получены разнообразные наноструктуры, из которых наиболее популярны квантовые и магнитные точки, квантовые ямы, квантовые нити, нанопроволоки, сверхрешетки*ы.

Термины «точки», «ямы», «нити», «проволоки» характеризуют главным образом очевидные геометрические свойства этих объектов, прилагательное «квантовый» отражает тот факт, что их поведение и свойства в значительной степени определяются не классической, а квантовой механикой. С точки зрения приложений эти объекты интересны, если их состоянием удастся воспроизводимым образом управлять. Для магнитных материалов этого можно добиться при помощи внешнего магнитного поля. В статье одного

из авторов [2] речь шла о необычных магнитных молекулах, а сейчас мы остановимся на свойствах магнитных ультрамалых частиц и нанокластеров самого разного состава.

От доменов к однодоменным частицам

Продвижение в мир миниатюрных магнитов началось сравнительно давно, более 50 лет тому назад. В ходе изучения доменной структуры ферромагнетиков был поставлен вопрос: нельзя ли создать образцы магнитоупорядоченные, но без доменной структуры? Ведь наличие доменной структуры сильно осложняет поведение магнитных тел, поскольку многие важные свойства, связанные с ней, зависят от таких факторов, как дефекты материала, форма образца, механические напряжения, состояние поверхности и т.п. Поэтому эти трудно контролируемые факторы влияют на

процесс намагничивания, магнитоупругие, кинетические, высокочастотные, оптические характеристики. Предполагалось, что в образцах без доменной структуры подобное влияние будет исключено.

На макроскопические домены объем магнитного материала разбивается из-за стремления системы к состоянию с минимумом полной энергии, складывающейся из нескольких составляющих — магнитостатической, магнитоупругой, обменного взаимодействия и магнитной анизотропии. Последняя порождена тем, что внутрикристаллическое поле не одинаково вдоль разных кристаллографических осей, и поэтому магнитный момент атома стремится выстроиться вдоль какого-либо выгодного направления, снижающего энергию. Обменное взаимодействие заставляет все элементарные магнитные моменты ориентироваться параллельно друг другу, но такое однородно намагниченное состояние характеризуется большой магнитостатической

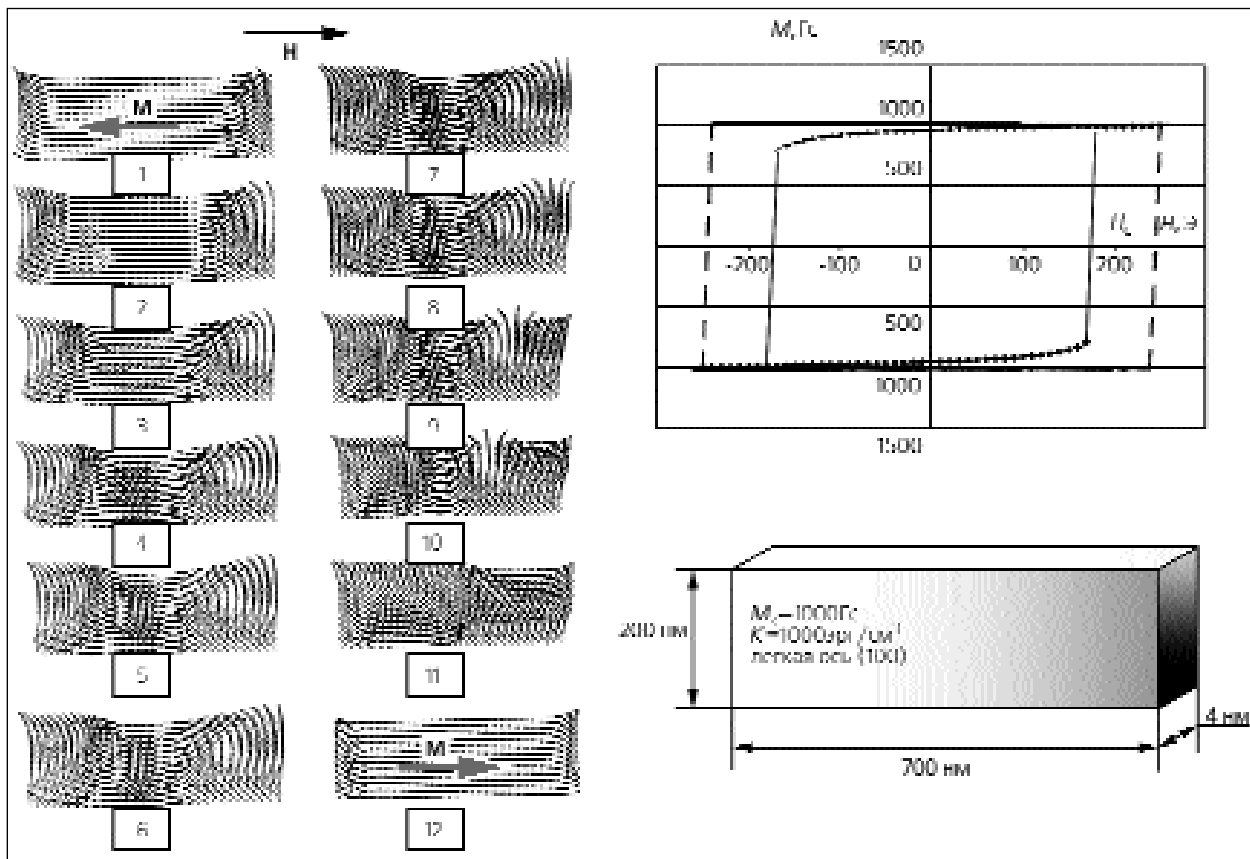


Рис.2. «Покадровая» демонстрация процесса перемангничивания наночастицы в поле $H = H_c$ (по результатам компьютерного моделирования). Распределение спиновой плотности (слева) в объеме наночастицы с заданными размерами и параметрами (справа внизу) эволюционирует некогерентно. При некотором критическом размере перемангниченной области, окружающей центральную область частицы (фрагменты 10, 11) намагниченность последней переворачивается скачком, демонстрируя явление «спиновой пробы». Петля гистерезиса (M — намагниченность наночастицы, H — напряженность внешнего поля), полученная в компьютерном эксперименте (ромбики на рисунке справа вверху), заметно у́же, чем рассчитанная по модели Стонера—Вольфарта когерентного перемангничивания (штриховая линия). Поле направлено вдоль длинной оси наночастицы; H_c — коэрцитивная сила.

энергией. Образование доменов с различающимися направлениями вектора намагниченности (в образце достаточно больших размеров) эту энергию снижает. Однако между доменами появляются переходные области — доменные стенки, и их вклад в энергию становится все весомее по мере снижения линейных размеров системы.

Критический размер образца, ниже которого существование доменов в нем энергетически невыгодно*, рассчитал известный магнитолог профессор МГУ Е.И.Кон-

дорский еще в 1952 г. Эта величина оказалась равной примерно 10 нм для классических ферромагнетиков типа Fe, Ni, Co.

Тогда же английские физики Э.Стонер и Э.Вольфарт предложили простую и элегантную модель перемангничивания однодоменных частиц. Согласно модели процесс перемангничивания частицы происходит когерентно: все спины образца поворачиваются так, что все время остаются ориентированными параллельно друг другу. Это означает, что энергия образца фактически зависит от

одной коллективной переменной, например единичного вектора, направленного вдоль вектора намагниченности.

В простейшем случае плотность энергии образца E представляется как алгебраическая сумма плотностей энергий магнитной анизотропии и взаимодействия магнитного момента с внешним полем H :

$$E = K \sin^2 \theta + MH \cos \theta. \quad (1)$$

Здесь K — константа одноосной

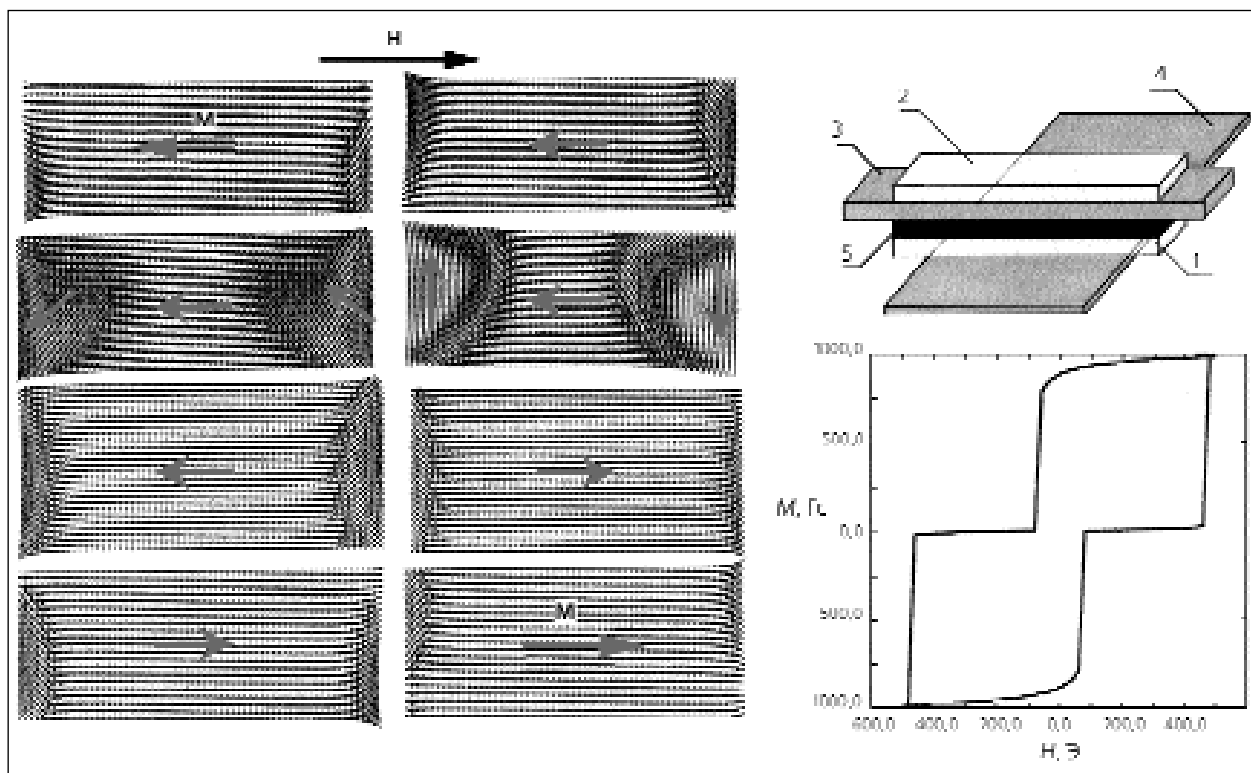


Рис.3. Кинетика перемагничивания в спиновом переключателе, основном элементе MRAM. Справа вверху — схема элемента: антиферромагнитные взаимодействующие магнитомягкая (1) и магнито жесткая (2) пленки толщиной 5 нм, разделенные управляющей токовой шиной (3, немагнитная металлическая пленка толщиной 3—4 нм); вторая токовая шина (4), изолирующая прокладка (5). Справа внизу — зависимость намагниченности сэндвича от напряженности внешнего поля. Слева — картины перераспределения спиновой плотности в процессе переключения, возникающие в магнито жесткой (слева) и магнитомягкой (справа) пленках.

магнитной анизотропии, M — намагниченность, θ — угол между вектором намагниченности частицы и осью z , направленной вдоль оси легкого намагничивания (которую обычно называют просто легкой осью). Знак «плюс» в равенстве (1) подразумевает, что вектор напряженности внешнего поля H ориентирован против оси z , и это направление для него считается положительным. Нетрудно найти возможные устойчивые ориентации магнитного момента, соответствующие минимумам энергии (1) как функции угла θ . В отсутствие

внешнего магнитного поля и при его наличии эта зависимость выглядит по-разному (рис.1). Если напряженность внешнего поля не-

велика ($H < H_c = 2K/M$), то, как и в первом случае, во втором энергия имеет два минимума, которые отвечают двум противоположным ориентациям вектора намагниченности параллельно легкой оси ($\theta = 0$ и $\theta = \pi$), и один максимум. Но только без поля энергия в минимумах одинакова и равна нулю, а при наличии поля эта симметрия нарушается. Один минимум энергии ($\theta = 0$) соответствует метастабильному состоянию, другой ($\theta = \pi$) — равновесному; его называют также глобальным мини-

* Термостимулированные флуктуации намагниченности называют иногда суперпарамагнитными флуктуациями.

мумом энергии. Энергетический барьер, разделяющий эти два состояния, зависит от величины поля H и равен $K(1 - H/H_c)^2$. Поэтому, если увеличивать внешнее поле, то при достижении критического значения $H = H_c$ барьер, отделяющий метастабильное и стабильное состояния, исчезнет. Магнитный момент, если он находился в состоянии $\theta = 0$, переориентируется в противоположном направлении ($\theta = \pi$), т.е. выстроится вдоль внешнего магнитного поля. Этот процесс называют переключением, а поле H_c — полем переключения.

Перемагничивание на компьютере

Исследования последних лет показали, что картина перемагничивания малой частицы, следующая из модели Стонера—Вольфарта, не вполне точна. Хотя в равновесии распределение намагниченности по объему частицы может быть практически однородным, переходный процесс переключения протекает не когерентно — не все спины поворачиваются одновременно. На рис.2 приведены результаты [3] моделирования магнитной структуры наночастицы в форме параллелепипеда $700 \times 200 \times 4$ нм³, для которой на-

магниченность насыщения $M_s = 1000$ Гс, константа магнитной анизотропии $K = 1000$ эрг/см³. Фактически каждый из фрагментов 1—12 — это «моментальная фотография» распределения спиновой плотности, соответствующая конкретному моменту времени в процессе переключения. Видно, что сначала на краях элемента зарождаются области обратной намагничивания (вихри), (фрагменты 1, 2), затем они постепенно расширяются к центру элемента (фрагменты 3—9), при этом возникают размытые границы, в которых спины повернуты преимущественно навстречу друг другу. Когда области обратной намагниченности достигают некоторой критической величины (фрагменты 10—11), намагниченность в центре элемента переворачивается практически скачком. Это явление, по очевидной аналогии, можно назвать спиновым пробоем. Важный вывод из компьютерного эксперимента заключается также в том, что характерное поле переключения заметно меньше того, которое следует из модели Стонера—Вольфарта. Кривая гистерезиса на рис.2. помогает наглядно убедиться в этом путем сравнения соответствующих значений коэрцитивной силы.

Исследования с помощью компьютеров процессов перемагничивания малых частиц очень актуальны, так как устройства памяти, сенсоры, элементы, считывающие

информацию, разрабатываются пока на базе магнитных объектов (например, тонких однослойных и многослойных прямоугольных полосок размером 1000 нм и менее и толщиной порядка 10 нм). Поэтому математическое моделирование имеет не только познавательный интерес — оно непосредственно используется при проектировании новых магнитных элементов памяти. На рис.3 показаны результаты компьютерного моделирования [3] кинетики перемагничивания трехслойного субмикронного элемента с антиферромагнитным взаимодействием между слоями, так называемого спинового переключателя (spin-valve). Это основной элемент магнитной оперативной памяти MRAM (Magnetic Random Access Memory) с очень хорошими параметрами — информационной плотностью, быстродействием, энергонезависимостью, — которую разрабатывают в настоящее время в ведущих компьютерных компаниях мира. Эволюция распределения спиновой плотности в процессе перемагничивания, как видно из рис.3, протекает некогерентно и в данном случае. Это очень важный результат: знать, как происходит этот процесс, крайне необходимо, чтобы оптимизировать прибор и прогнозировать характеристики памяти.

По супервременам — и суперпарамагнетизм

Если размер частицы достаточно мал, величина барьера между минимумами энергии может стать сравнимой с тепловой энергией, и вероятность того, что магнитный момент под влиянием тепловых флуктуаций спонтанно переориентируется, скажем, из метастабильной позиции ($\theta = 0$) в равновесную ($\theta = \pi$), т.е. преодо-

леет барьер, перестанет быть пренебрежимо малой*. На это впервые обратил внимание французский ученый Л.Неель в 1949 г.,

изучая свойства малых частиц магнетита Fe_3O_4 в земных породах. Процесс термостимулированного перехода из метастабильного минимума энергии в стабильный называют релаксацией. Неель рассмотрел поведение ансамбля частиц в достаточно сильном магнитном поле. Он показал, в частности, что после выключения поля остаточная намагниченность $M(t)$ уменьшается со временем по экспоненциальному закону

$$M(t) = M(0)\exp(-t/\tau), \quad (2)$$

где $M(0)$ — начальное значение намагниченности, параметр τ — время релаксации.

Это напоминает процесс релаксации в парамагнетиках, изучаемый обычно с помощью техники электронного парамагнитного резонанса. Однако есть и существенные различия. Для парамагнетиков время релаксации $\tau \approx 10^{-7}—10^{-12}$ с,

а для малых магнитных частиц значительно больше — на многие порядки величины! Обе системы различаются и по величине спина частиц s . В случае парамагнетика $s \approx 1$

и элементарный магнитный момент атома $\mu \approx 2\mu_B$, где μ_B — магнетон

Бора. В ансамбле ультрамалых частиц каждая имеет огромный полный спин $\Sigma \gg 1$ и, следовательно, огромный магнитный момент $\mu =$

$2\mu_B \Sigma \gg \mu_B$: типичные значения $\mu \sim$

$(\frac{1}{2} \text{ до } 10^3) \mu_B$. Неель назвал материалы,

которые можно рассматривать с точки зрения магнетизма как ансамбли независимых малых магнитных частиц, суперпарамагнетиками, а их квазипарамагнитное поведение — суперпарамагнетизмом. Из формулы (2) следует важный вывод: магнитные характеристики суперпарамагнитных материалов могут лишь медленно изменяться со временем; помимо магнитной

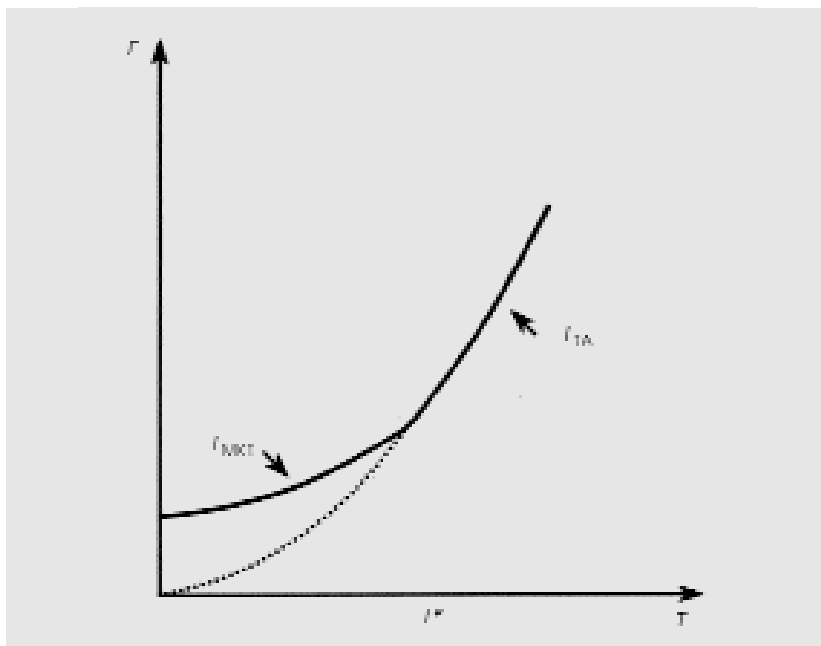


Рис.4. Скорость магнитной релаксации Γ как функция температуры. При высоких температурах перемагничивание частицы происходит благодаря термоактивационным процессам (скорость $\Gamma_{ТА}$ экспоненциально зависит от T), при низких — вследствие макроскопического квантового туннелирования.

релаксации такое поведение называют также магнитным последствием или магнитной вязкостью. Основная величина, определяющая скорость магнитной релаксации Γ (или τ^{-1}) суперпарамагнетика, как установил тот же Неель, следует закону Аррениуса

$$\tau^{-1} = f_0 \exp(-\Delta U/kT), \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, а величина энергетического барьера выражается через объем частицы V и плотность энергии магнитной анизотропии K : $\Delta U = KV$. Предэкспоненциальный множитель f_0 для типичных магнитных частиц лежит в интервале $10^{-9}—10^{-10}c^{-1}$.

Как видим, время релаксации сильно зависит от объема частицы. Например, для сферической частицы Fe при $T = 300$ К и $f_0 =$

$10^{-9}c^{-1}$ $\tau = 0.1$ с, если радиус частицы $R = 11.5$ нм, и $\tau = 10^9$ с (30 лет!), если $R = 15$ нм. Для сферических частиц Co радиусом $R = 3.6$ нм $\tau = 0.1$ с, а при $R = 4.4$ нм $\tau = 6 \cdot 10^5$ с (7 сут).

Регистрация кривой перемагничивания суперпарамагнетиков часто дает существенно разные зависимости — все определяется временным масштабом измерительного процесса. У очень малых частиц время релаксации τ бывает доста-

точно малым, поэтому при измерении с небольшим временным разрешением магнитный момент частицы совершает несколько переходов между минимумами энергии. В этом случае при внешних полях, близких к нулю, измеренное среднее значение намагниченности окажется также равным нулю. Поведение системы таких малых частиц

в магнитном поле будет казаться вполне аналогичным поведению ансамбля парамагнитных атомов, для которых гистерезис намагниченности отсутствует. При достаточно быстрых измерениях, когда переходы между минимумами энергии не успевают произойти, на кривой перемагничивания наблюдается гистерезис.

К суперпарамагнетикам относятся ультрадисперсные магнитные материалы, среди которых есть и полимеры, и пластмассы, и жидкости, и жидкие кристаллы, а также нанокompозитные металлические и органические с магнитными компонентами пленки. Изучение суперпарамагнетизма ультрадисперсных сред проводится в настоящее время весьма широким фронтом и представляет один из перспективных разделов современного материаловедения и инженерии, объединяемых понятием «высокие технологии».

Вмешивается квантовая механика

Новое интересное явление обнаружилось, когда изучали, как скорость магнитной релаксации ультрамалых частиц зависит от температуры. В соответствии с (3) при приближении температуры к абсолютному нулю эта величина должна также стремиться к нулю. Однако, как мы уже писали [2], целый ряд недавних экспериментов показывает, что это не так: на самом деле скорость релаксации стремится к ненулевому пределу. Этот факт (который ясно виден на рис.4) мы связываем с процессом макроскопического квантового туннелирования (МКТ) намагниченности, когда при достаточно низкой температуре магнитный момент может переориентироваться в результате уже не тепловой, а квантовой флуктуации.

Использование термина «туннелирование» для квантового перехода магнитного момента из метастабильного состояния в равновесное представляется несколько необычным. Действительно, термином «туннельный переход» при-

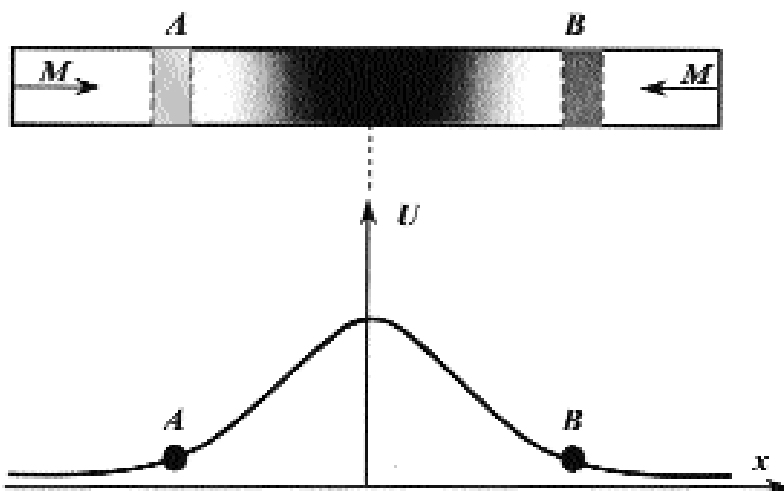


Рис.5. Туннелирование доменной стенки в нанопроволоке из положения А в положение В. Стенка разделяет два домена со встречным направлением вектора намагниченности («head-to-head» — «голова к голове»). Внизу показана соответствующая зависимость энергии от положения стенки. Такой энергетический барьер может возникнуть, например, из-за специально введенного дефекта, вызывающего локальное изменение магнитной анизотропии.

нато называть переход («просачивание») реальной частицы в пространстве под потенциальным барьером. Классический пример такого перехода — туннельный выход α -частицы из ядра (α -распад).

Это явление впервые теоретически описали в 1928 г. Г.А.Гамов и, независимо, Р.Гёрни и Э.Кондон.

Туннельный эффект легко интерпретировать на основе соотношения неопределенности Гейзенберга. Согласно классической механике, частица не может находиться внутри потенциального барьера, если ее полная энергия E меньше высоты барьера ΔU .

В противном случае ее кинетическая энергия $p^2/2m = E - \Delta U$ (где

p — импульс и m — масса частицы) стала бы отрицательной, а импульс p — мнимой величиной. Однако в квантовой механике ситуация выглядит иначе: если зафиксировать положение частицы в пространстве, то вследствие принципа Гейзенберга импульс становится неопределенным. По-

этому вероятность обнаружения частицы в той области, которая запрещена с точки зрения классической механики, в частности под потенциальным барьером, уже не равна нулю. Отсюда следует, что не равна нулю и вероятность прохождения частицы через потенциальный барьер конечной ширины. Эта вероятность тем больше, чем уже и ниже барьер и чем меньше масса частицы.

Скорость квантового туннелирования Γ , т.е. вероятность под-

барьерного прохождения частицы в единицу времени, зависит от параметров барьера так, что соответствующая формула напоминает соотношение для скорости термостимулированного процесса

$$\Gamma = f_0 \exp(-B). \quad (4)$$

* Макроскопическое квантовое туннелирование изучалось также экспериментально и теоретически в сверхпроводящих переходах Джозефсона. Общим свойством этой сверхпроводящей системы и малых магнитных частиц является то, что при достаточно низких температурах процесс релаксации в них перестает зависеть от температуры.

Константа Гамова B в простейшем случае барьера прямоугольной формы толщиной Δx и высотой ΔU равна

$$B = 2\hbar^{-1}(2m\Delta U)^{1/2}\Delta x, \quad (5)$$

где \hbar — постоянная Планка.

Возвращаясь к туннелированию намагниченности, мы видим, что в этом случае также имеется барьер, разделяющий метастабильное и стабильное состояния (рис.1), но по оси абсцисс отложена здесь не реальная координата x , а угловая переменная θ . Теперь

нас интересует не перемещение частицы в пространстве, а переориентация магнитного момента или спина частицы через запрещенный, согласно классической механике, интервал углов (чтобы иметь данное направление спина, частице не хватает энергии). Как быть в этом случае? Удобно, как это часто делается в физике, использовать язык аналогий. Естественно сравнить между собой формулы для кинетических энергий поступательного движения $T = mv^2/2$ и вращательного $T = J\dot{\theta}^2/2$.

Очевидно, аналогами x и m являются θ и момент инерции J ; место

потенциальной энергии $U(x)$ в этом случае занимает энергия $E(\theta)$ (1). Эта эвристическая ана-

логия позволяет легко адаптировать вышеприведенные формулы к случаю туннелирования спина (или магнитного момента).

Важно, что параметрами энергетического барьера (рис.1) для магнитного момента можно управлять при помощи внешнего магнитного поля. Элементарный ана-

* Магنون — квазичастица, введенная для описания элементарных возбуждений в системе взаимодействующих спинов. Она соответствует кванту спиновых волн в магнитоупорядоченных средах, подобно тому, как фонон — кванту колебаний кристаллической решетки.

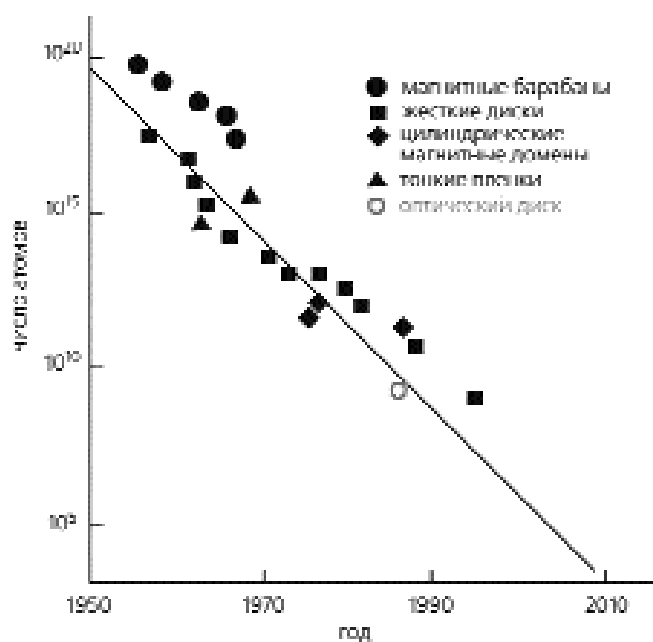


Рис.6. Сокращение числа атомов в запоминающем элементе за последние 50 лет. Прямая линия, соответствующая этой экспоненциальной зависимости, дает экстраполяцию на ближайшее будущее.

лиз функции $E(\theta)$, определяемой формулой (1), показывает, что высота барьера равна

$$\Delta U = KV(1 - H/H_c)^2 = KV\varepsilon^2, \quad (6)$$

где введен безразмерный параметр $\varepsilon = (1 - H/H_c)$. Ширина барьера (длина туннелирования) $\Delta\theta$

(см. рис.1) оценивается при $H \sim H_c$ как $\Delta\theta \sim \varepsilon^{1/2}$. Момент инерции

практически не зависит от внешнего магнитного поля. Подставляя ΔU и $\Delta\theta$ в (5), получим $B \sim \varepsilon^{3/2}$. Та-

ким образом, манипулируя магнитным полем, можно эффективно уменьшить высоту и ширину энергетического барьера для магнитного момента и создать благоприятные условия для квантового туннелирования.

* Последнее десятилетие (начиная с 1991 г.) плотность записи информации в магнитных дисках удваивается каждые 18 месяцев.

Точные вычисления дают следующую оценку для константы Гамова [4]

$$B = \frac{4M^2V\varepsilon^{3/2}}{3\mu_B} \approx \frac{8}{3} \Sigma \varepsilon^{3/2}, \quad (7)$$

где $\Sigma = M/2\mu_B$ — полный спин частицы. Зная ее химический состав, нетрудно связать величину спина Σ с полным числом атомов N в ней. Например, для частицы железа $\Sigma \sim 5N/2$.

Как видно из рис.4, имеется переход (кроссовер) от режима термостимулированной релаксации к процессу квантовой релаксации. Характерную температуру T^* , при которой происходит такой переход, можно определить, приравняв отношение $\Delta U/kT$ в показателе экспоненты (3) к константе Гамова B . В результате получим

для температуры кроссовера

$$T^* = \frac{\Delta U}{kB} = \frac{3\mu_B K \varepsilon^{1/2}}{8KM}. \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) определяют оптимальные условия для наблюдения процесса макроскопического квантового туннелирования намагниченности. В частности, для увеличения температуры кроссовера необходимо выбирать частицы достаточно малого размера (≤ 5 нм)

из материалов с малой намагниченностью M и высокой энергией магнитной анизотропии.

Редкоземельные магнитные материалы и некоторые ферриты обладают подходящими свойствами. Полагая $M = 300$ Гс, $K = 10^8$ эрг/см³, $R = 4$ нм, получим $B \approx$

$10^4 \varepsilon^{3/2}$. Вблизи поля переключения,

когда $\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-2}$, константа $B \sim 30$,

и температура перехода $T^* \sim 2.5$ К, при этом скорость квантовой релаксации $\Gamma \sim 10^{-2}$ с⁻¹, т.е. кванто-

вое размагничивание такой частицы происходит примерно в течение минуты.

В рассматриваемом процессе происходит когерентное туннелирование большого числа спинов (N порядка 10^4). Поэтому этот эффект и называется макроскопическим квантовым туннелированием*.

Эффект МКТ наблюдался в последние годы на различных наномасштабах, но наиболее отчетливо — на высокоспиновых металлоорганических магнитных молекулах Mn_{12} , Fe_8 и др. [2]. Его открытие — одно из наиболее впечатляющих достижений физики конденсированного состояния за последнее десятилетие XX в. Этот эффект очень важен для понимания закономерностей перехода от классических представлений к квантовой физике — промежуточной области, где до сих пор остается много неясных вопросов. С другой стороны, напомним, что именно наноманиты, с их характерным квантовым поведением,

считаются первыми кандидатами на роль материальной базы квантовой информатики — новой научной дисциплины 21-го столетия.

Идея, что туннелировать через потенциальный барьер может не только материальная частица, а некая характеристика квантовой

системы (в данном случае магнитный момент), получила дальнейшее развитие. Появились работы, где исследуется туннелирование

Литература

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М., 1965.
2. Звездин А.К. Магнитные молекулы и квантовая механика // Природа. 2000. №12. С.11—19.
3. Звездин К.А. // ФТТ. 2000. Т.42. №1. С.116—120.
4. Gunter L. Quantum tunneling of magnetization // Magnetic properties of fine particles / Eds. J.L.Dormann, D.Fiorani. Amsterdam, 1991.
5. Добровицкий В.В., Звездин А.К., Попков А.Ф. // Успехи физ. наук. 1996. Т.166. №4. С.439—447.
6. Simonds J.L. // Phys. Today. 1995. V.48. №4. P.26—32.

Ханфордский реактор окончательно остановлен

В 1980 г. в Ханфорде (штат Вашингтон) вступил в строй крупный исследовательский ядерный реактор-размножитель. Спустя 13 лет специальная комиссия приняла решение о нецелесообразности его дальнейшего использования ввиду дороговизны эксплуатации. Тогда Министерство энергетики США, кому принадлежит эта установка, попыталось переориентировать ее на изготовление радиоактивных изотопов, применяемых при лечении раковых заболеваний, а также на производство плутония ^{238}Pu , необходимого для энергопитания космических зондов.

Однако в ноябре 2000 г. власти приняли решение окончательно закрыть реактор: чтобы заново запустить его на полную мощность, потребовалось бы 314 млн долл., а эксплуатация должна обходиться в 80 млн долл. в год (Science. 2000. V.290. №5497. P.1667. США). Такие средства у министерства на подобные цели отсутствуют. Однако взамен планируется теперь построить значительно менее дорогой источник нейтронов, с помощью которого предполагается вырабатывать тритий — короткоживущий изотоп водорода, применяемый как для мирных целей, так и для производства ядер-

ного оружия. Место размещения реактора еще не выбрано. Проектом предусматривается сооружение устройств, позволяющих превращать высокорadioактивные отходы в менее опасные побочные продукты.

Руководство Национального агентства США по авиации и космическим исследованиям (НАСА) обеспокоено тем, будут ли удовлетворяться его потребности в ^{238}Pu . Оппоненты указывают, что НАСА в скором времени сможет перейти на использование батарей нового типа, для которых достаточно 2—3 кг плутония, а такое небольшое количество можно закупить в России по цене «всего» 10 млн долл. за 1 кг.

Решение о закрытии реактора приветствовали природоохранительные организации северо-запада США¹.

Реконструкция научной базы США на Южном полюсе

Антарктическим летом 2000 г. началась реконструкция станции «Амундсен—Скотт», находящейся на Южном полюсе. После 10 лет проектных работ строители приступили к первому этапу — надстраиванию центрального купольного здания (Geotimes. 2000. V.45. №12. P.9. США).

¹ См. также: Брукгейвенский экспериментальный реактор остановлен // Природа. 2000. №11. С.87.

Научная база, завершение реконструкции которой намечено на 2005 г., сможет, по словам П.Уэста (P.West), сотрудника Национального научного фонда США, обеспечить работу и проживание 200 полярникам. Старое здание еще на стадии проекта рассчитывалось на прием 33 полярников-мужчин, но за 30 лет эксплуатации в нем работали и жили специалисты обоих полов. Надстройка купольного здания, которое заносится снежными метелями, а еще и оседает, по мнению Уэста, значительно увеличит вместимость базы.

В бюджете работ (152.9 млн амер. долл.) предусмотрено также создание новой энергетической установки мощностью 1 МВт, что позволит значительно расширить парк компьютеров, телескопов и другого научного оборудования. Антенна с тарелкой диаметром 9 м обеспечит круглогодичную связь базы с коммерческим спутником MARISAT-F2 и спутником Национального научного фонда GOES-3.