

Суперпарамагнетизм

Участники:

Анатолий Константинович Звездин - доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, руководит сектором физики магнитных явлений Института общей физики РАН.

Константин Анатольевич Звездин - научный сотрудник Института общей физики РАН.

Обзор темы

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””.

В наши дни мечта использовать атомы в качестве строительного материала для создания искусственных конструкций и веществ, не существующих в природе, 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. *nanos* — карлик): нанофизика, 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.

Современные возможности блестяще продемонстрировали физики из исследовательского центра корпорации IBM: им удалось уложить 35 атомов ксенона в буквы “Г”, “В”, “М” 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. 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.

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.

В мире нанообъектов одно из центральных мест занимают ультрамалые частицы, состоящие из небольшого числа атомов (10-10000). Эти образования называют по-разному: наночастицами, нанокристаллами, квантовыми точками, но чаще всего - **нанокластерами**. Их свойства, как правило, разительно отличаются от объемных свойств материалов такого же состава. Поэтому **нанокластеры рассматривают как “крупные блоки” для конструирования новых материалов и приборов.**

Особенно интересны магнитные нанокластеры, так как наличие внутренней, дополнительной степени свободы - магнитного момента - придает большое разнообразие их свойствам и позволяет управлять их состоянием.

Итак, 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.

Магнетизм - квантовомеханическое явление по сути. Атомы многих элементов таблицы Менделеева обладают магнитным моментом благодаря нескомпенсированному спину электронов. Среди них наибольшего внимания заслуживают атомы переходных металлов (Fe, Co, Ni и др.), лантаноидов (редкоземельных элементов) и актиноидов. Молекулы, как правило, **диамагнитны**, хотя есть и исключения, например молекула кислорода. Что касается макроскопических веществ, то их магнитные свойства уже не так просты, поскольку не связаны напрямую с магнитными моментами составляющих их атомов или молекул.

Магнитные свойства отдельных атомов хорошо поняты. Свойства магнитных кристаллов, содержащих атомы переходных или редкоземельных элементов, также подробно изучены, хотя и в настоящее время здесь остается целый ряд вопросов. Дело в том, что возникающий в этих материалах дальний магнитный порядок не есть результат простой суперпозиции магнитных вкладов отдельных атомов. Магнитное упорядочение - это коллективный квантовомеханический эффект, в основе которого лежит специфическое взаимодействие между спинами атомов, обусловленное принципом Паули. Это взаимодействие называется обменным.

Обменное взаимодействие может индуцировать в макроскопических областях материала параллельное ориентирование спинов (**ферромагнетизм**), антипараллельное - в соседних узлах решетки (**антиферромагнетизм**) или - более сложные формы магнитного упорядочения.

Магнитные кластеры представляют собой звено, соединяющее микроскопический магнетизм индивидуальных атомов и макроскопический магнетизм кристаллических и аморфных тел. Поэтому их называют иногда **мезоскопическими магнитами**. Термины “мезоскопический”, “мезоскопика” происходят от греческого слова *mesos* - средний, промежуточный. Принципиальное значение изучения мезоскопических элементов состоит в том, что она дает возможность понять особенности перехода от микроскопических закономерностей к макроскопическим; эти исследования важны также для изучения и установления предельных свойств мезообъектов и, значит, определения достижимых границ миниатюризации электронных приборов и элементов памяти.

При изучении свойств мезоскопических магнитов возникает ряд специфических проблем. Первая - технологическая. **Как создать нанокластеры с контролируемыми размерами и свойствами?** Традиционный путь, в основе которого лежит классическая в микроэлектронике технология литографии, дополняется в настоящее время новыми подходами, основанными на использовании молекулярных пучков, сканирующей туннельной микроскопии, химического синтеза, биоминерализации.

Вторая проблема - как измерить физические величины, характеризующие магнитные свойства ультрамалых частиц, размер которых составляет величину порядка 1-100 нм? В идеале нужно было бы измерить характеристики индивидуальной изолированной частицы, чтобы исключить влияние взаимодействия между частицами и разброса в их размерах. Такие измерения требуют очень чувствительной техники. Среди недавних

достижений в этой области нужно отметить магнитный силовой микроскоп (лучше сказать наноскоп) и интегральный СКВИД.

Мир миниатюрных магнитов. От доменов к однодоменным частицам. Уже более 50 лет тому назад, в ходе изучения доменной структуры ферромагнетиков был поставлен вопрос: **можно ли создать образцы магнитоупорядоченные, но без доменной структуры? Что это даст?** 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 — магнитоэлектростатической, магнитоупругой, обменного взаимодействия и магнитной анизотропии. **Магнитная анизотропия (то есть зависимость магнитных свойств от направления в образце)** 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 магнитоэлектростатической 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. Кондорский еще в 1952 г. Эта величина оказалась равной примерно 10 нм для классических ферромагнетиков типа Fe, Ni, Co. Образование доменной границы сопровождается затратой энергии, которая в разных материалах варьирует в пределах 0.01—1 эрг/см².

Модель перемагничивания однодоменных частиц. Английские физики Э.Сонер и Э.Вольфарт предложили простую и элегантную модель перемагничивания однодоменных частиц. Согласно модели процесс перемагничивания 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 :

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

В формуле (1) K — константа одноосной 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. Если напряженность внешнего поля невелика ($H < H_c = 2K/M$), 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 минимумом энергии. Энергетический барьер, разделяющий эти два состояния, зависит от величины поля H . 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.

Моделирование перемагничивания с помощью компьютерных программ. 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, однако, переходный процесс переключения протекает не когерентно — не все спины поворачиваются одновременно.

Компьютерный эксперимент демонстрирует, что характерное поле переключения заметно меньше того, которое следует из модели Стонера—Вольфарта. Получаемая при этом кривая гистерезиса 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.

Например, получены результаты компьютерного моделирования 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 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. В этом случае вероятность того, что магнитный момент под влиянием тепловых флуктуаций спонтанно переориентируется, скажем, из метастабильной позиции ($\theta = 0$) в равновесную ($\theta = \pi$), т.е. преодолеет этот барьер, перестанет быть пренебрежимо малой. (Подобные

термостимулированные флуктуации намагниченности называют иногда суперпарамагнитными флуктуациями.) На это впервые обратил внимание французский ученый Л.Неель в 1949 г., изучая свойства малых частиц магнетита Fe₃O₄ 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 τ приближенно равно 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 приближенно равно 1 и элементарный магнитный момент атома $\mu = 2\mu_B$, 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 $\mu \sim (103—104)\mu_B$. 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 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, уменьшается с понижением температуры

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

где k — постоянная Больцмана, ΔU - величина энергетического барьера, T — температура. 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} с⁻¹. Время релаксации сильно зависит от объема частицы. Например, для сферической частицы Fe при специально подобранных параметрах оно может быть соответственно и 30 лет, и 7 суток.

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

В последние годы было обнаружено нарушение закона Аррениуса при T около абсолютного нуля. Вместо того чтобы стремиться к нулю, скорость

релаксации выходит на некоторую константу. Эту особенность в поведении магнитной релаксации при очень низких температурах связывают с явлением макроскопического квантового туннелирования. Последнее означает, что при достаточно низкой температуре, когда термические флуктуации малы и не могут “перебрасывать” магнитный момент через барьер между соседними потенциальными ямами, этот вектор может переориентироваться в результате квантовой флуктуации или, другими словами, протуннелировать из одного минимума энергии (метастабильного) в другой (равновесный).

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 целый ряд недавних экспериментов показывает, что это не так: на самом деле скорость релаксации стремится к ненулевому пределу. Этот факт исследователи связывают 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” принято 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 (квадратный корень из отрицательного числа). Однако в квантовой механике ситуация выглядит иначе: если зафиксировать положение частицы в пространстве, то вследствие принципа Гейзенберга импульс становится неопределенным. Поэтому 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 подбарьерного прохождения частицы в единицу времени, зависит от параметров барьера так, что соответствующая формула напоминает соотношение для скорости термостимулированного процесса

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

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

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

где η — постоянная Планка.

Возвращаясь к туннелированию намагниченности, мы видим, что в этом случае также имеется барьер, разделяющий метастабильное и стабильное состояния, но по оси абсцисс откладывается не реальная координата x , а угловая

переменная θ . Если нужно определить не перемещение частицы в пространстве, а переориентацию магнитного момента или спина частицы через запрещенный 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 $T = mx^2/2$ и вращательного $T = J\theta^2/2$. 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 аналогия позволяет легко адаптировать вышеприведенные формулы к случаю туннелирования спина (или магнитного момента).

Параметрами энергетического барьера для магнитного момента можно управлять при помощи внешнего магнитного поля. Элементарный анализ 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) $\Delta\theta$ 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 $B \sim \varepsilon^{3/2}$. Таким образом, манипулируя магнитным полем, можно эффективно уменьшить высоту и ширину энергетического барьера для магнитного момента и создать благоприятные условия для квантового туннелирования.

Точные вычисления дают следующую оценку для константы Гамова [4]

$$B = \frac{4MV\varepsilon^{3/2}}{3\mu_\beta} = \frac{8}{3}\Sigma\varepsilon^{3/2}, \text{ где } \Sigma = M/2\mu_\beta - \quad (7)$$

(Σ - полный спин частицы).

Зная химический состав, нетрудно связать величину спина с полным числом атомов N в ней. Например, для частицы железа $\Sigma \sim 5N/2$.

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

$$T^* = \frac{\Delta U}{kB} = \frac{3\mu_\beta K\varepsilon^{1/2}}{8kM} \quad (8)$$

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 (меньше или равен 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, $K = 108$ эрг/см³, $R = 4$ нм, получим $B = 104\varepsilon^{3/2}$. 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. квантовое размагничивание такой частицы происходит примерно в течение минуты.

В рассматриваемом процессе происходит когерентное туннелирование большого числа спинов (N порядка 104). Поэтому этот эффект и называется макроскопическим квантовым туннелированием.

Открытие Макроскопического Квантового Туннелирования — 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 наномангниты, с их характерным квантовым поведением, считаются первыми кандидатами на роль материальной базы квантовой информатики — новой научной дисциплины 21-го столетия.

Явление макроскопического квантового туннелирования. При достаточно низкой температуре, когда термические флуктуации малы и не могут “перебрасывать” магнитный момент через барьер между соседними потенциальными ямами, этот вектор может переориентироваться в результате квантовой флуктуации или, другими словами, протуннелировать из одного минимума энергии (метастабильного) в другой (равновесный).

Хотя насыщение в температурной зависимости скорости магнитной релаксации при T близком к абсолютному нулю наблюдалось экспериментально во многих системах, у исследователей оставалось чувство неудовлетворенности, поскольку такой важный параметр как объем V туннелирующего нанокластера был плохо контролируемой величиной. А ведь зависимость скорости релаксации от объема V очень сильная (экспоненциальная), поэтому даже небольшой разброс в величине объема V приводит при низких температурах к большой неопределенности результатов. Естественным поэтому было стремление экспериментаторов найти объекты, в которых этот важный параметр - объем V - был бы строго фиксирован. И такие физические объекты были найдены. Ими оказались высокоспиновые металлоорганические молекулы, которые построены с участием ионов переходных элементов (Fe, Mn и др.). Подобные молекулы также часто называют магнитными кластерами.

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, в которых исследуется туннелирование необычных и весьма сложных “объектов”, в качестве которых выступают особенности в распределении поля спиновой плотности в кристалле, пленке, нанопроволоке. Такими особенностями могут быть доменные стенки, солитоны, магнитные вихри. Типичный размер подобных образований 1—100 нм. Их уместно назвать магнитными квазичастицами, так как их динамические свойства напоминают свойства материальных частиц — как и последние, они могут обладать массой, импульсом, энергией, скоростью и т.д.

Естественно, они могут туннелировать и между состояниями с одинаковой энергией, которые различаются распределениями спиновой плотности. Возможно даже туннельное рождение магнитных квазичастиц из “вакуума”, в качестве которого в данном случае выступает пространственно однородное распределение спинов. Важно только, чтобы были удовлетворены все необходимые законы сохранения: энергии, импульса, углового момента. Это очень богатая область, и главные открытия здесь еще впереди.

К магнитной памяти на наноструктурах. Итак, замечательное свойство некоторых магнитных кластеров (Mn_{12} , Fe_8 и др.) - **молекулярная бистабильность**. Это означает, что магнитная молекула может находиться в двух состояниях, различающихся, скажем, ориентацией магнитного момента относительно некоторого направления. Переходы между этими состояниями могут быть индуцированы, например, магнитным полем. Другими словами, такая молекула представляет собой естественный запоминающий элемент. Для характерного расстояния между молекулами ~ 10 нм плотность записи

информации в такой молекулярной памяти превышала бы 100 гигабит/см². Это, конечно, впечатляет, но даже если решить проблему записи и считывания, останется еще одна трудность - конечное время хранения информации. При температуре 1.5 К время магнитной релаксации в системе с Mn₁₂, достигая большой величины ~ 0⁸с, все же оказывается недостаточным для современных компьютеров; нужны более крупные молекулы.

Весьма интересна еще одна группа магнитных молекул с несколько отличным механизмом бистабильности. В некоторой области внешних параметров эти молекулы также могут находиться в двух различных электронных состояниях. Одно из них (**A**) характеризуется нулевым или малым значением спина, другое (**B**) - высоким. Обычно одно из этих состояний - основное, другое - метастабильное. Спиновые переходы **A**↔**B** возникают при совпадении энергий их уровней и могут быть индуцированы действием света или магнитного поля. Такая бистабильность реализуется, например, в магнитных полимерах, содержащих двухвалентные ионы железа.

Плотность записи информации и быстродействие компьютеров пока возрастают со временем по экспоненциальному закону. Очевидно, обе величины напрямую связаны между собой, и увеличение первой влечет за собой увеличение второй. Быстрое усовершенствование магнитных носителей достигнуто во многом благодаря использованию мелкозернистых магнитных сред с малым взаимодействием между зернами. Это обеспечивает низкий уровень шумов и в конечном счете высокие значения плотности записи и быстродействия (1—2)·10⁷ бит/см² и (2·10⁶—10⁹) бит/с (скорость считывания). К 2005 г. планируется выйти на 10⁹ бит/см² и 2·10⁹ бит/с при толщине магнитного носителя около 30 нм. А вообще считается, что на этом пути можно достичь плотности записи до 10¹⁰ бит/см², что ограничивается минимальным размером запоминающего элемента (“размером бита информации”) ~ 100 нм.

Стратегия повышения плотности информации основана на концепции “отдельная частица — один бит информации”. Это означает, что запись бита должна производиться в отдельную частицу магнитного носителя. При этом магнитная память ближайшего будущего рассматривается как система слабо связанных между собой частиц. Такой магнитный носитель информации называют квантовым диском. Но в ближайшем будущем (при размере зерна порядка 10 нм) **вступят в действие ограничения, связанные с тепловыми флуктуациями.** Число атомов в элементе будет настолько малым, что элемент станет нестабильным относительно тепловых флуктуаций при комнатной температуре и память придется охлаждать, чтобы понизить скорость спонтанного термостимулированного переключения элементов. **На следующем этапе придется учитывать ограничивающее влияние квантовых флуктуаций, т.е. спонтанных переключений путем макроскопического квантового туннелирования.**

Компьютеры и информация в квантовом мире. Квантовые свойства магнитных молекул, да и в целом - магнитная мезоскопика, представляют интерес в проблеме квантовых компьютеров, а также в задачах квантовой телекоммуникации и криптографии (“квантовой информатики”).

Информация в квантовом компьютере кодируется в квантовых битах или **q-битах.** Как и бит, q-бит реализуется в системе с двумя состояниями (условно 0 и 1), но, в отличие от первого, второй допускает суперпозицию этих состояний и, значит, более “информативен”. Физической реализацией q-бита может служить любая двухуровневая система (спин, фотон, атом, молекула, ион), волновая функция которой определяет все его значения. Сообщение представляет собой последовательность **N** q-битов, т.е. отвечает волновой функции **N** переменных.

Каждому элементу алгебры логики может быть поставлен в соответствие свой гамильтониан в пространстве состояний бистабильной системы.

Вычисления отвечают законам эволюции состояний квантовой механики и, следовательно, описываются решениями уравнения Шредингера. Последнее обратимо во времени, поэтому вычисления и не сопровождаются потерей информации.

Простейший логический элемент - оператор преобразования между чистыми состояниями $0 \square 1$. Для спиновой системы этому оператору отвечает одна из матриц Паули \square_x . Если в качестве значений q-бита выступает проекция спина или поляризация фотона, то такая операция представляет собой поворот соответствующего вектора на угол $\pi/2$. В классической информатике этому элементу соответствует операция "не". Уже найдены и экспериментально опробованы реализации и других логических элементов, так что на сегодня в квантовой информатике в принципе известно, как осуществить вычисления для произвольной логической функции.

Квантовый компьютер в целом представляет собой систему, состоящую из определенного набора ячеек, состояния которых кодируются q-битами, и логических элементов; состояние компьютера в любой момент времени определяется полной волновой функцией, зависящей от координат всех ячеек и их состояний. Эволюция во времени (процесс вычислений) определяется Гамильтонианом квантового компьютера.

Информация (классическая) на "входе" компьютера задает состояния всех ячеек в начальный момент времени, информация на "выходе" определяется их состояниями по окончании процесса вычислений. Главное достоинство квантового компьютера основано на использовании принципа суперпозиции, позволяющего обрабатывать информацию параллельно, что колоссально ускоряет вычисления. Например, квантовый компьютер, оперирующий с 200 q-битами, может достичь такого же эффекта при разложении 400-разрядного числа на простые множители (это важная задача криптографии), как 2200 одновременных вычислений с классическими битами. Невозможно представить себе обычный компьютер с таким количеством процессоров. Специалисты говорят по этому поводу, что квантовый компьютер может производить подобные вычисления экспоненциально быстрее, чем лучшие из известных в настоящее время классических алгоритмов.

Если квантовый компьютер столь эффективен, что мешает его созданию? Фундаментальная проблема здесь - потеря когерентности сложной и весьма запутанной волновой функции компьютера за счет взаимодействия с окружением. Причем, как отмечено выше, это взаимодействие разрушает в первую очередь именно квантовые корреляции, которые и составляют основу параллельной работы квантового компьютера. В настоящее время разрабатываются специальные схемы защиты квантовой информации от влияния окружения, главным образом за счет введения избыточности и на этом пути достигнуты успехи.

Другая серьезная проблема - обеспечение ввода и вывода информации и управление логическими элементами на атомном уровне. Магнитные молекулы здесь представляются особенно перспективными, поскольку они обладают большим спином в сочетании с бистабильностью, и, следовательно, достаточно сильным взаимодействием между собой и с внешними приборами. Роль бистабильной двухуровневой системы в этом случае может играть мезоскопический спин магнитной наночастицы. Благодаря сильной (экспоненциальной) зависимости частоты туннелирования от высоты

потенциального барьера могут быть созданы элементы логики, управляемые изменением его высоты.

Квантовые методы обработки и передачи информации (криптография и телекоммуникация) уже выходят из лабораторий в мир практики. На этом пути решаются и технологические задачи конструирования наноструктур и создания суперпарамагнетиков.

Суперпарамагнетики. 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 представляет один из перспективных разделов современного материаловедения и инженерии, объединяемых понятием “высокие технологии”. Физика таких нанокompозитных материалов и структурированных ансамблей, конечно, существенно зависит от индивидуальных свойств составляющих их наночастиц, но часто возникают общие черты в поведении материалов, обусловленные взаимодействием между частицами.

Библиография

- Звездин А.К. Магнитные молекулы и квантовая механика//Природа. 2000. №12
- Звездин К.А. Особенности процесса перемагничивания трехслойных магнитных наноструктур//ФТТ. 2000. Т. 42. № 1
- Звездин А.К., Звездин К.А. Суперпарамагнетизм сегодня: магниты–карлики на пути в мир квантов//Природа. 2001. № 9
- Кондорский Е.И. К теории однодоменных частиц//ДАН СССР. 1952. Т. 82. № 3
- Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М., 1965
- Garcia N., Munoz M. and Zhao Y.-W. Magnetoresistance in excess of 200% in Ballistic Ni Nanocontacts at Room Temperature and 100 Oe//Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. № 14
- Gunter L. Quantum tunneling of magnetization/Magnetic properties of fine particles/Ed. by J.L.Dormann and D.Fiorani. Amsterdam, 1991
- Rottmann F. and F. Dettmann F. New magnetoresistance sensors: Engineering and applications//Sensors and Actuators. 1991. V. 25. № 763
- Zvezdin A.K. Field-induced phase transitions in ferrimagnets//Handbook of Magnetic Materials. 1995. V. 9
- Zvezdin A.K., V.A.Kotov V.A. Modern magneto-optics and magneto-optical materials/IOP Publishing. UK, 1997
- Zvezdin A.K. and K.A.Zvezdin K.A. Spontaneous Transformations of the Magnetic Structure of a Film Nanocontact//JETP Lett. 2002. V. 75. № 10
- Youfeng Zheng, Jian-Gang Zhu, GMR Multilayer Random Access Memory Cells//Digests of Intermag. 1997. CB-04

Тема № 269(43)

Эфир 17.06.03

Хронометраж 50:14