

PHYSICS OF THE MAGNETIC DOMAINS

V. D. BUCHEL'NIKOV

The origin of domains in the ferromagnet substances is considered. The recently investigated cylindrical magnetic domains are described. It is explained how cylindrical magnetic domains are used in devices of memory of electronic computers, and which are perspectives of development of magnetic record for the goal of information technology.

Рассмотрены причины образования доменов в ферромагнитных веществах. Описываются интенсивно исследуемые в последнее время цилиндрические магнитные домены. Рассказывается о применении цилиндрических магнитных доменов в устройствах памяти электронных вычислительных машин, о перспективах развития магнитной записи информации.

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ

В. Д. БУЧЕЛЬНИКОВ

Челябинский государственный университет

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в ферромагнитных веществах магнитные моменты атомов благодаря обменному взаимодействию при температурах, меньших некоторой критической температуры (температуры Кюри T_C), ориентируются параллельно друг другу. В связи с этим любой ферромагнетик при $T < T_C$ должен обладать макроскопическим магнитным моментом или намагниченностью M (магнитным моментом единицы объема ферромагнетика). Обменное взаимодействие по своей природе является чисто квантовомеханическим эффектом, поэтому не поддается толкованию в терминах классической физики. Тем не менее можно попытаться интерпретировать обменное взаимодействие, если учесть квантовомеханический принцип Паули, который вводится в школьном курсе химии для объяснения строения электронных оболочек атомов. Согласно принципу Паули, в атоме в одном квантовом состоянии может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами (собственными моментами количества движения электронов). Если теперь расширить этот принцип на молекулы и твердые тела, то можно объяснить природу обменного взаимодействия следующим образом. Допустим, что два соседних атома имеют по электрону с неспаренными спинами. Если спины этих электронов антипараллельны, то квантовые состояния, в которых находятся электроны в атомах, могут перекрываться и образовывать в результате как бы одно общее состояние. В случае же, когда спины параллельны, электроны, отталкиваясь из-за принципа Паули, вынуждены оставаться в индивидуальных квантовых состояниях. Из сравнения этих двух случаев следует, что поскольку распределение электронов в них отличается, то естественно, что разным будет и электростатическое взаимодействие между ними. Таким образом, отсюда следует, что энергия твердого тела зависит от ориентации спинов (или магнитных моментов, так как с каждым спином связан магнитный момент) электронов и атомов. Часть энергии, зависящая от взаимной ориентации магнитных моментов атомов твердого тела, называется энергией обменного взаимодействия.

В ферромагнетиках обменная энергия минимальна при параллельной ориентации собственных магнитных моментов электронов, что и приводит к появлению спонтанной намагниченности при $T < T_C$.

Обменное взаимодействие изотропно по своей природе (примите на веру, так как и это свойство можно объяснить лишь с позиций квантовой физики). Если учитывать только такой вид взаимодействий в ферромагнетике, то намагниченность в нем может быть направлена в произвольном направлении. Однако любое кристаллическое твердое тело является анизотропным. Из-за анизотропии свойств ферромагнетика вектор намагниченности в нем выстраивается не произвольно, а в строго определенных направлениях. Обычно это направления, соответствующие кристаллографическим осям. Так, например, в кубических ферромагнетиках вектор намагниченности может быть направлен вдоль ребра куба, диагонали грани куба или главной диагонали куба. В одноосных кристаллах намагниченность может быть направлена либо вдоль анизотропии (ферромагнетик типа легкая ось – ФЛО), либо в плоскости, перпендикулярной оси анизотропии (ферромагнетик типа легкая плоскость – ФЛП).

Обменное взаимодействие с макроскопической точки зрения принято описывать обменной энергией W_e , а анизотропию свойств ферромагнетика – энергией анизотропии W_a . Ясно, что обе эти энергии должны зависеть от намагниченности ферромагнетика. В связи с этим запишем выражения для W_e и W_a в виде разложения по степеням компонент вектора намагниченности. Для примера ограничимся случаем одноосного ферромагнетика. Тогда

$$W_e = \frac{\alpha M^2}{2} + \dots, \quad (1)$$

$$W_a = \frac{\beta M_z^2}{2} + \dots, \quad (2)$$

где α и β – коэффициенты разложения. Они называются соответственно постоянными обмена и анизотропии.

При записи (1), (2) учитывался тот факт, что обменное взаимодействие изотропно (это приводит к тому, что обменная энергия должна зависеть только от модуля намагниченности, а не от ее направления) и что вектор намагниченности – аксиальный вектор. Аксиальный вектор характеризует вращение вокруг некоторой оси. Его изображают отрезком прямой, направленной параллельно оси с указанием направления вращения вокруг оси. Длина отрезка при этом должна быть пропорциональна длине аксиального вектора. Направление же его в пространстве определяется по правилу буравчика. Примером аксиальных векторов из школьного курса физики служат угловая скорость, момент силы и индукция магнитного поля.

В школьном курсе физики вводятся замкнутые круговые молекулярные токи Ампера. Молекулярному току можно сопоставить вектор элементарного магнитного момента. Его направление в пространстве определяется поступательным движением

правого буравчика, если ручку буравчика вращать по направлению течения кругового тока (рис. 1). Величина магнитного момента такого тока пропорциональна произведению силы тока на площадь окружности, обтекаемую током. Введенная выше намагниченность равна среднему суммарному магнитному моменту молекулярных токов в единице объема вещества. Теперь представьте себе, что время потекло в обратном направлении (время повернуло вспять, то есть изменился знак у t с $+$ на $-$). В этом случае скорость меняет знак и частицы, составляющие молекулярный ток, будут двигаться в противоположную сторону, следовательно, изменится и направление течения тока, а значит, и направление магнитного момента элементарного тока, а также и намагниченности тела.

Энергия любого вещества является всегда положительной величиной. Отсюда следует, что в разложениях (1) и (2) должны быть оставлены только четные степени намагниченности. Отметим, что

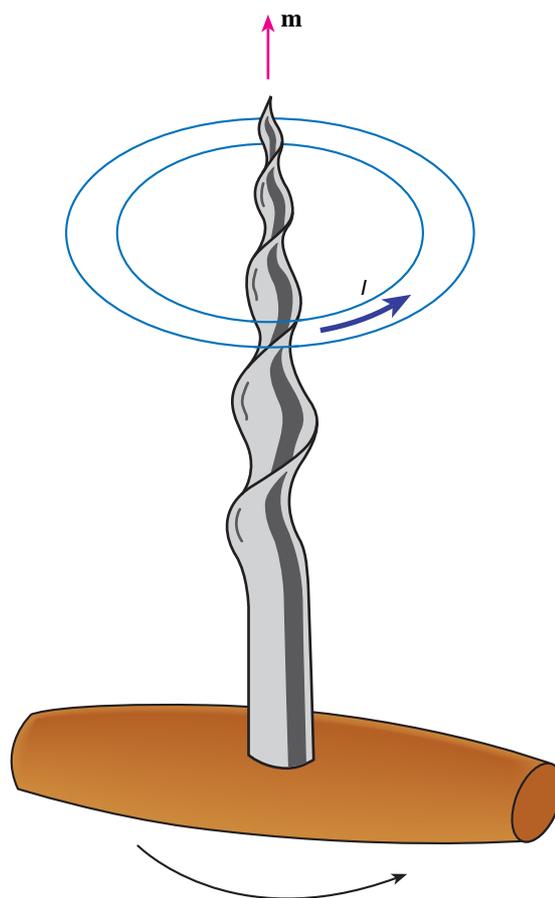


Рис. 1. Правило правого буравчика. Если ручку буравчика (винта с правой резьбой) вращать по направлению течения кругового тока I , то поступательное движение острия буравчика определит направление магнитного момента m кругового тока

выражения (1) и (2) носят приближенный характер, так как представляют собой первые члены разложения этих энергий по степеням намагниченности.

Каждый реальный ферромагнетик представляет собой ограниченный образец. Из-за обменного взаимодействия такой образец при $T < T_C$ будет постоянным магнитом. Это приведет к тому, что образец будет создавать вокруг себя магнитное поле, с которым связана некоторая энергия, называемая энергией магнитодипольного взаимодействия W_m . Такое название происходит от слов “магнитный диполь” — два магнитных полюса (северный и южный), разведенных на небольшое расстояние друг относительно друга (по сравнению с расстоянием до точки наблюдения). Этот вид энергии ферромагнетика еще называют энергией размагничивающих полей из-за того, что вектор индукции магнитного поля вне образца в основном направлен против вектора намагниченности. В случае, когда образец намагничен до насыщения (все магнитные моменты атомов выстроены параллельно друг другу), энергия W_m пропорциональна объему ферромагнетика. В произвольном же случае W_m пропорциональна индукции магнитного поля вне образца (индукции размагничивающих полей).

Конкуренцией указанных выше трех взаимодействий и определяется магнитная структура реальных ферромагнетиков. Эта конкуренция, в частности, приводит в реальных ферромагнитных образцах к существованию доменов — областей спонтанного намагничивания. Доменная структура реальных образцов может быть весьма сложной. Она зависит от анизотропии кристалла, его размеров и формы. Многообразие видов доменной структуры и ее чувствительность к внешним воздействиям (например, к внешнему магнитному полю) в основном обусловлены тем, что она формируется благодаря магнитодипольному взаимодействию. В частности, магнитодипольную энергию можно практически сделать равной нулю, если замкнуть силовые линии магнитного поля внутри образца через поверхностные замыкающие домены. В каждом конкретном образце ферромагнетика формируется такая доменная структура, которая соответствует минимуму суммарной энергии: обменной, анизотропии, магнитодипольной плюс, конечно же, энергии доменных стенок. При этом силовые линии магнитного поля могут как замыкаться внутри образца, так и выходить на его поверхность и создавать магнитное поле вне ферромагнетика.

НЕМНОГО ИСТОРИИ

Существование ферромагнитных доменов впервые было постулировано П. Вейссом в 1907 году. Он ввел это понятие для объяснения размагниченного состояния реальных ферромагнитных образцов. Согласно гипотезе Вейсса, если образец не помещен во внешнее магнитное поле, то он разбивается

на области, или домены (от лат. domain — область), намагниченные до насыщения. Домены отделены друг от друга доменными границами. Каждый домен намагничен до насыщения. В соседних доменах намагниченность направлена в разные стороны, поэтому намагниченность всего образца может быть меньше максимальной или равной нулю. В доменных границах намагниченность разворачивается от направления \mathbf{M} в первом домене к направлению \mathbf{M} во втором домене. Надо отметить, что наличие доменов с противоположными направлениями намагниченности обусловлено изотропией обменной энергии (1) и равенством энергий анизотропии (2) для состояний с направлением \mathbf{M} , параллельным, например, оси Z , и с \mathbf{M} , антипараллельным этой оси (в случае ФЛО).

Гипотеза существования доменов в ферромагнетиках получила подтверждение в экспериментах Г. Баркгаузена в 1919 году. С помощью изобретенного к тому времени электронного усилителя сигналов он обнаружил, что намагниченность при намагничивании ферромагнетика изменяется скачками (в усилителе слышались щелчки). Эти щелчки (или скачки) отвечают перемагничиванию отдельного домена или некоторой группы доменов и называются скачками Баркгаузена.

Впервые непосредственно в микроскоп наблюдали магнитные домены в 1932 году Ф. Биттер, Л.В. Хамос и П.А. Тиссен. В этих экспериментах исследователи наносили на ферромагнитный кристалл суспензию, содержащую мелкие ферромагнитные взвешенные частицы. Последние концентрировались в основном вблизи доменных границ, где распределение намагниченности неоднородно и имеется магнитное поле. В результате была получена великолепная картина магнитных доменов. Указанный метод впоследствии получил название метода порошковых фигур или фигур Биттера.

В настоящее время для наблюдения доменных структур используются магнитооптический метод, метод электронной микроскопии, рентгенографический и нейтронографический методы. С их помощью удастся получать хорошие картины магнитных доменов как на поверхности образца, так и в объеме. Домены в ферромагнетиках теперь можно непосредственно наблюдать и фотографировать. Таким образом, в настоящее время существование доменов в ферромагнетиках является установленным фактом.

Теория доменов и доменных стенок зародилась в 30-х годах нашего столетия. В 1930 году Я.И. Френкель и Я.Г. Дорфман показали, что магнитодипольное взаимодействие играет важную роль в формировании доменов. Согласно их гипотезе, в малых объемах образца магнитные моменты атомов параллельны друг другу из-за обменного взаимодействия, а в больших объемах основную роль играет магнитодипольное взаимодействие, которое приводит к

размагничиванию больших образцов ферромагнетика. В 1932 году Ф. Блох впервые рассчитал переходной слой между доменами — структуру доменной границы. В его честь такую доменную границу называют блоховской.

Первая же детальная количественная теория, позволяющая доказать существование доменов и описать их размеры и форму, была построена в 1935 году в классической работе Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица. В ней содержались практически все представления, на которых базируется современная теория доменов. Согласно этой теории, намагниченность в доменах практически однородна. Различные домены отделены один от другого переходным слоем — доменной границей. Толщина доменной границы значительно больше межатомного расстояния, то есть граница имеет макроскопические размеры.

ПРИЧИНЫ ПОЯВЛЕНИЯ ДОМЕНОВ

Как уже отмечалось, основными взаимодействиями в ферромагнетике являются обменное и магнитодипольное. Важную роль также играет анизотропия ферромагнетиков. Обсудим современную точку зрения на роль указанных здесь факторов различной природы в формировании доменной структуры ферромагнетиков.

При отсутствии доменов, то есть в том случае, когда ферромагнетик намагничен однородно, минимальна сумма $W_e + W_a$. Конечно же, предполагается, что намагниченность направлена вдоль кристаллографической оси, отвечающей минимуму W_a . Но при этом должна быть максимальна энергия, связанная с возникновением вокруг образца магнитного поля W_m . Эта энергия для однородного намагниченного образца пропорциональна его объему V : $W_m \sim V$. При больших размерах образца W_m может принимать очень большие значения, а это говорит о том, что однородное намагничивание больших образцов является невыгодным.

Рассмотрим теперь другую крайнюю ситуацию, когда распределение намагниченности неоднородно по всему объему образца. В этом случае можно добиться того, чтобы была равна нулю энергия W_m . Расчет показывает, что в таком состоянии обменная энергия пропорциональна $V^{1/3}$. Казалось бы, здесь ситуация выгоднее, чем в предыдущем случае, где было $W_m \sim V$. Однако при неоднородной намагниченности во всем объеме образца в существенной его части намагниченность отклонена от направлений, где минимальна энергия анизотропии, поэтому в данном случае W_a пропорциональна объему образца. Таким образом, в общем случае и состояние с полностью неоднородной намагниченностью не является выгодным. Отметим, что такое состояние тем не менее бывает тогда, когда анизотропия ферромагнетика пренебрежимо мала, в частности у сер-

дечников из магнитомягких материалов в трансформаторах.

Итак, видно, что условия минимальности энергий обмена, анизотропии и размагничивающих полей противоречивы. Как было показано в работе Ландау и Лифшица, на практике реализуется некоторая промежуточная между двумя рассмотренными выше ситуация с образованием доменной структуры. При этом в кристалле можно выделить однородно намагниченные домены, направление намагниченности в каждом из которых совпадает с одной из эквивалентных осей легкого намагничивания (это направления в ферромагнетике, в которых энергия анизотропии минимальна, их может быть несколько!). Домены разделены доменными границами. Размеры и форма доменов определяются конкуренцией рассмотренных выше взаимодействий в доменах и доменных границах.

Оказывается, что доменная структура ферромагнетика определяется в основном тремя факторами. Во-первых, она определяется геометрией образца, то есть его формой и ориентацией кристаллографических осей относительно поверхности. Во-вторых, энергией магнитной анизотропии, то есть наличием энергетически эквивалентных направлений намагниченности. В-третьих, в реальном образце доменная структура сильно зависит от наличия несовершенств или дефектов кристаллической структуры.

Сначала рассмотрим доменную структуру идеальной (без дефектов) одноосной плоскопараллельной пластинки с поверхностью, перпендикулярной оси анизотропии (ось Z). Будем считать, что пластинка бесконечна вдоль осей X и Y , а ее толщина (размер вдоль оси Z) равна h . При отсутствии внешнего магнитного поля намагниченность, согласно (2), при $\beta < 0$ может быть направлена либо вдоль оси Z , либо против нее. Очевидно, что при этом выгодно состояние, в котором будет существовать равное количество доменов с $M_z = +M_0$ и $M_z = -M_0$, причем они должны чередоваться друг с другом (рис. 2, а). В таком состоянии полная энергия пластинки должна быть минимальна. Эта энергия складывается из энергии размагничивающего поля, которое в основном сосредоточено вблизи поверхности пластинки, и энергии доменных границ.

Как показали Л.Д. Ландау, Л.М. Лифшиц и Ч. Киттель, по порядку величины энергия размагничивающих полей пропорциональна

$$W_m = M_0^2 d S_0, \quad (3)$$

где M_0 — намагниченность домена, d — толщина домена, $S_0 = L^2$ — площадь пластины в плоскости XY . Ясно также, что энергия доменных границ

$$W_d = \sigma S_1 N, \quad (4)$$

где σ — энергия доменной границы на единицу поверхности, $S_1 = Lh$ — площадь доменной границы,

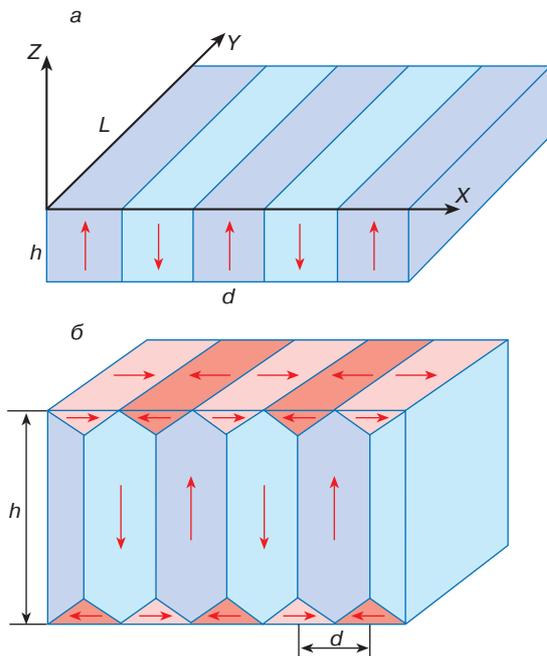


Рис. 2. Доменная структура ферромагнитной пластинки: а – структура без замыкания магнитного потока, б – структура с замыканием магнитного потока через призматические поверхностные замыкающие домены. L – размер пластинки вдоль осей Y и X ; h – высота пластинки вдоль оси Z ; d – толщина домена

$N = L/d$ – число доменов. Полная энергия пластинки может быть записана в итоге в виде

$$W(d) = W_m + W_d = dS_0M_0^2 + \frac{\sigma S_1 L}{d} \quad (5)$$

или

$$W(d) = \frac{dM_0^2 V}{h} + \frac{\sigma V}{d} = V \left(\frac{M_0^2 d}{h} + \frac{\sigma}{d} \right), \quad (6)$$

где $V = L^2 h$ – объем пластинки. Эта энергия минимальна при

$$d^2 = l_0 h, \quad (7)$$

где $l_0 = \sigma / M_0^2$ – характеристическая длина. Оценки показывают, что эта длина порядка 10^{-5} см. С учетом (7) энергия пластинки запишется как

$$W = 2VM_0^2 \sqrt{\frac{l_0}{h}}. \quad (8)$$

В однородно намагниченной пластинке $W_0 = M_0^2 V$. Отсюда следует, что отношение

$$\frac{W}{W_0} = 2 \sqrt{\frac{l_0}{h}} < 1 \quad (9)$$

тогда, когда $l_0 < h$. Итак, получается, что состояние с плоскопараллельной доменной структурой выгоднее энергетически по сравнению с состоянием с однородной намагниченностью при $h > l_0 \sim 10^{-5}$ см. В этом случае равновесный размер домена, согласно (7), растет с увеличением толщины пластины как \sqrt{h} . Эта зависимость при не очень большой толщине пластин прекрасно согласуется с экспериментальными результатами. Однако в образцах с очень большой толщиной наблюдается отклонение от данной зависимости. В 1945 году Е.М. Лифшиц теоретически показал, что при большой толщине пластин может начаться ветвление доменов у поверхности образца. В каждом домене могут образовываться клиновидные домены с противоположным направлением намагниченности по сравнению с направлением намагниченности в основном домене. Их размер и количество зависят от толщины образца. Такая структура приводит к смене зависимости ширины домена от толщины образца с $d \sim h^{1/2}$ на $d \sim h^{2/3}$.

Из (9) следует, что при $h < l_0$, то есть при малой толщине пластин, выгоднее становится состояние с однородной намагниченностью. Это утверждение носит название критерия однодоменности. Данный критерий был сформулирован Френкелем и Дорфманом в 1930 году.

Рассмотренная доменная структура относится к классу доменных структур с незамкнутыми силовыми линиями магнитного поля внутри образца (незамкнутым магнитным потоком). Оказывается, что такая структура не всегда является энергетически выгодной. Как показали Ландау и Лифшиц, в случае одноосного ферромагнетика зачастую более выгодными являются доменные структуры с замкнутым магнитным потоком (рис. 2, б). Эта модель отличается от рассмотренной выше наличием треугольных замыкающих призматических областей. В результате магнитный поток оказывается замкнутым внутри кристалла. Магнитные полюсы на поверхности при этом исчезают, и вместе с этим обращается в нуль вклад магнитодипольной энергии. Но в то же время увеличивается энергия анизотропии, так как в замыкающих доменах намагниченность перпендикулярна направлению, в котором минимальна энергия анизотропии. Расчет показывает, что такая доменная структура будет выгодной по сравнению с предыдущей в том случае, если так называемый фактор качества образца $Q = \beta M^2 / (4\pi M^2) = \beta / (4\pi)$ будет меньше единицы. В противном случае будет реализовываться доменная структура с незамкнутым магнитным потоком.

В кубических ферромагнетиках всегда наблюдаются доменные структуры с призматическими замыкающими доменами. В этом случае и энергия анизотропии (в кубических кристаллах перпендикулярное к выгодному направлению намагниченности также энергетически выгодно), и энергия магнитодипольного взаимодействия практически

равны нулю и размеры доменов определяются величиной внутренних механических напряжений, возникающих в ферромагнетике при формировании доменной структуры.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ДОМЕНЫ

Проведенный анализ базировался на предположении о плоскопараллельной форме доменов. Такие структуры наблюдаются в тонких пленках и пластинках. Однако в реальных ферромагнитных образцах нередки и другие виды доменных структур.

В одноосных кристаллах часто наблюдаются так называемые лабиринтные доменные структуры. Их возникновение объясняется тем, что направление доменных границ в плоскости пластины ничем не фиксировано (в плоскости пластины нет анизотропии). Изгиб доменных границ может быть обусловлен малыми неоднородностями пленки, случайностью в момент зарождения доменной структуры или эффектами тепловой хаотизации. Такая структура остается выгодной и при помещении в малое внешнее магнитное поле, перпендикулярное поверхности пленки.

При увеличении магнитного поля в такой ситуации возникает очень интересное явление. Очевидно, что при увеличении поля растут домены, в которых вектор \mathbf{M} параллелен вектору индукции магнитного поля \mathbf{B} и, наоборот, уменьшается размер доменов, в которых \mathbf{M} антипараллелен \mathbf{B} . Размер последних доменов при некотором значении B может стать порядка характерного размера l_0 , введенного выше. При этом данный полосовой домен распадается на отдельные цилиндрические домены кругового сечения (рис. 3). Благодаря магнитодипольному взаимодействию они отходят друг от друга и равномерно распределяются по всей поверхности пластины, образуя, как правило, правильную гексагональную решетку. Плотность доменов зависит от величины индукции B . Интересно отметить, что при уменьшении B решетка цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) может сохраняться и в слабых полях, даже при $B = 0$.

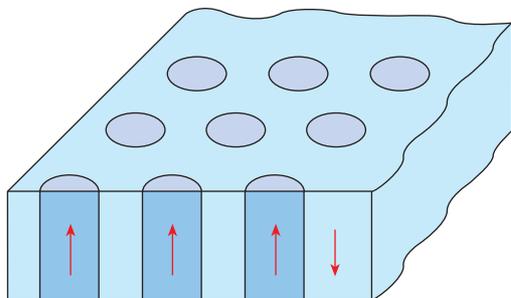


Рис. 3. Цилиндрические магнитные домены

ЦМД обладают интересными, присущими только им свойствами. Если в пластинке с полосовой доменной структурой внутреннее магнитное поле должно быть равно нулю, то в образцах с ЦМД из-за наличия кривизны доменных границ это поле должно быть отлично от нуля. Иначе ЦМД не будут устойчивыми. Ситуация здесь аналогична поведению пузырька газа в жидкости. Для существования пузырька в жидкости необходимо, чтобы давление внутри пузырька отличалось от давления в жидкости. Также и в случае ЦМД: для их устойчивого существования необходимо наличие внутреннего магнитного поля, которое будет создавать дополнительное давление на искривленную доменную границу. Приведенная аналогия как раз объясняет английское название ЦМД – magnetic bubble (магнитный пузырек).

Очень интересно ведет себя ЦМД во внешнем магнитном поле (рис. 4). Предположим, что сначала в пластинке при $B = 0$ существует полосовой или лабиринтный домен или доменная структура. При увеличении магнитного поля до некоторого значения B_1 , которое называется полем эллиптической неустойчивости ЦМД, лабиринтная структура только несколько деформируется. При $B > B_1$ происходит зарождение устойчивых ЦМД. Если же $B = B_1$, то круговая форма ЦМД становится неустойчивой относительно растяжения в некотором направлении. Отсюда и происходит переход в лабиринтную структуру. В интервале полей $B_1 < B < B_2$ энергия ЦМД меньше энергии лабиринтной доменной структуры и однородного состояния, то есть в этом интервале существуют стабильные ЦМД. При $B = B_2$ энергии ЦМД и однородного состояния сравнива-

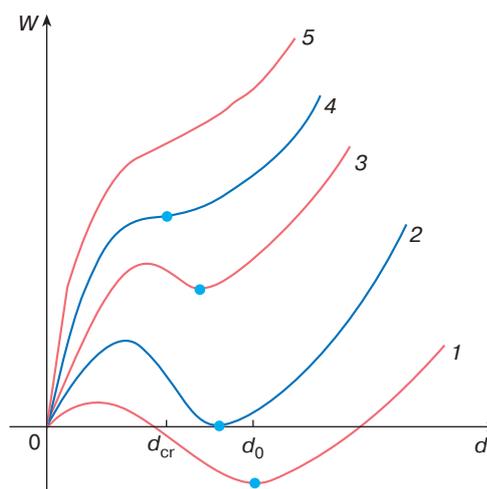


Рис. 4. Зависимость энергии W ЦМД от его диаметра при различных значениях индукции магнитного поля B : (1) $B_1 < B < B_2$; (2) $B = B_2$; (3) $B_2 < B < B_{kol}$; (4) $B = B_{kol}$; (5) $B > B_{kol}$. d_0 – равновесный диаметр ЦМД, отвечающий минимуму энергии, d_{cr} – критическое значение диаметра ЦМД

ются, однако тем не менее в пластине могут существовать метастабильные ЦМД, так как на кривой зависимости энергии ЦМД от его радиуса имеется локальный минимум при некотором значении диаметра ЦМД d_0 . Данное значение d_0 , конечно же, зависит от величины магнитного поля. При увеличении $B > B_2$ величина d_0 уменьшается. После достижения d_0 значения, называемого критическим (d_{cr}), ЦМД скачком исчезает – коллапсирует. Значение магнитного поля, при котором происходит коллапс ЦМД, называется полем коллапса (B_{kol}). При $B > B_{kol}$ выгодно однородное намагничивание пластинки, то есть ЦМД в этих полях отсутствуют.

Рассмотрим более подробно изолированный ЦМД. Форма ЦМД сохраняется благодаря равновесию двух факторов: тенденции к уменьшению радиуса домена, ведущей к понижению энергии доменной стенки из-за уменьшения площади поверхности стенки, и тенденции к увеличению радиуса, ведущей к понижению энергии магнитодипольного взаимодействия. Увеличение радиуса ЦМД вызывает понижение магнитодипольной энергии из-за того, что размагничивающее поле внутри ЦМД ориентировано в направлении вектора намагниченности вне домена. Образующиеся на поверхности торцов ЦМД магнитные полюсы противоположны по знаку полюсам на поверхности области, граничащей с ЦМД. В результате уменьшаются суммарное размагничивающее магнитное поле и энергия магнитодипольного взаимодействия. Расчет показывает, что суммарное размагничивающее поле направлено против намагниченности вне домена и пропорционально $(1-2N)M$, где $N = N(r)$ – так называемый размагничивающий фактор ЦМД, зависящий от его радиуса r . Кроме того, если поверхностная энергия доменной стенки равна σ , то магнитное поле, обусловленное давлением внутри ЦМД радиусом r , будет пропорционально (по аналогии с давлением внутри пузырька в жидкости, известным из школьного курса физики) $-\sigma/2Mr$. Знак минус означает, что этот эффект приводит к сжатию домена. Для того чтобы ЦМД находился в состоянии статического равновесия, необходимо, чтобы сумма указанных полей уравновешивалась внешним магнитным полем. Анализ полученного условия равновесия показывает, что существует такое значение радиуса ЦМД, которое как раз и соответствует устойчивому состоянию с ЦМД. В малых полях ЦМД становится неустойчивым относительно перехода в полосовой домен, а в больших полях радиус домена уменьшается и ЦМД исчезает (коллапсирует) – происходит переход к однородному состоянию без доменов.

ПРИМЕНЕНИЕ ЦМД ДЛЯ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

ЦМД в настоящее время применяются в устройствах памяти ЭВМ. Логическим элементом 1 в этих устройствах является сам ЦМД и элементом 0 – пространство между ЦМД.

Впервые ЦМД обнаружили группы чехословацких и голландских физиков в 1961 году. После открытия в 1965 году высокой подвижности ЦМД в ряде магнитных пленок (до 10–15 км/с) американский физик Э. Бобек выдвинул идею отнести ЦМД к числу перспективных кандидатов на роль носителей информации в запоминающих устройствах нового типа – без механических частей.

Почему выгодно использовать ЦМД в качестве носителей информации ЭВМ? Для этого надо вспомнить основные желаемые требования к носителям информации. Во-первых, необходимо, чтобы плотность записи информации была высока. Это позволяет сделать носители информации и сами ЭВМ как можно меньшими. Во-вторых, желательно, чтобы скорость записи и считывания информации была высокой. Это налагает очень жесткие требования к механической части запоминающих устройств.

Элементы памяти на основе ЦМД как раз позволяют решить указанные проблемы. Повышение плотности записи информации на основе ЦМД может быть достигнуто за счет уменьшения диаметра ЦМД. В настоящий момент диаметр ЦМД доведен до значений ~1 мкм, что позволяет создать устройства с плотностью записи 0,1 Гбит/см². Повышение скорости записи и считывания достигается, как указывалось выше, большой подвижностью ЦМД. А самое главное – в устройствах с ЦМД нет механических частей. Запись и считывание информации в них осуществляются за счет движения ЦМД по магнитной пленке. Для создания и перемещения ЦМД используются технологические схемы, например метод магнитных аппликаций и переменного вращающегося магнитного поля, проводников с током, локального разогрева пленки лазерным лучом и т.д. В основном распространены первые два метода.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МАГНИТНОЙ ПАМЯТИ

Несколько слов о тех возможностях памяти на магнитных доменах, которые, возможно, будут реализованы в недалеком будущем. Это перспектива повышения параметров памяти на ЦМД за счет уменьшения размеров доменов. Повышение плотности записи может быть достигнуто уменьшением диаметра ЦМД до 1 мкм или даже долей микрометра. Однако здесь возникает чисто технологическая проблема записи и считывания информации. Должна быть решена задача о создании устройств, которые были бы способны работать с такими малыми доменами.

Использование ЦМД-устройств при создании памяти имеет большие преимущества. В них, как и в магнитофоне, легко записывать и стирать информацию. Однако нередко возникает потребность в стационарной памяти (типа пластинок). Для таких систем весьма перспективен терромагнитный способ

записи информации с использованием лазерного луча. Для хорошо сфокусированного лазерного луча удается получить объем записи информации $\sim 0,1$ Гбит/см².

Одним из перспективных способов записи информации считают запись на основе особого класса магнитных неоднородностей — блоховских линий. Эти неоднородности возникают в доменных границах. Как указывалось выше, в доменных границах происходит поворот намагниченности от одного вида легкого направления в домене к другому в соседнем домене. Оказывается, что этот разворот может происходить как по часовой стрелке, так и против нее. Если в доменной границе имеются оба разворота, то промежуточная область в доменной границе, которая отделяет два данных противоположных вращения намагниченности, и называется блоховской линией.

Блоховские линии имеют меньшие размеры, чем ЦМД, так как они находятся в доменных границах самих ЦМД. Поэтому использование блоховских линий в качестве носителей информации позволит резко повысить плотность записи информации. Однако для реализации такой теоретической возможности нужно решить много технологических задач.

В последнее время также обсуждается возможность создания устройств с объемной записью информации, в которых носителями информации были бы точки пересечения двух различных блоховских линий — блоховские точки.

Отметим, что в последнее время за счет новых открытий в магнетизме (например, эффекта гигантского магнитосопротивления в наноструктурах и мультислоях) можно спрогнозировать к 2000 году

появление устройств памяти с плотностью записи практически до 100 Гбит/см².

Таким образом, использование магнитных доменов и магнитных свойств веществ позволяет создать запоминающие устройства с новыми возможностями и свойствами. Перечислим их еще раз. Это высокая надежность, обусловленная отсутствием механических частей. Эти устройства не боятся воздействия радиации. Наконец, их информативная емкость уже достаточно велика, но еще может быть повышена в сотни и тысячи раз. Общими достоинствами запоминающих устройств на магнитных материалах являются их энергонезависимость, так как хранение информации не связано с затратами энергии, а также их малые размеры, что позволяет миниатюризировать элементы памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Каганов М.И., Цукерник В.М.* Природа магнетизма. М.: Наука, 1982. 192 с. (Б-ка "Квант"; Вып. 16).
2. *Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А.* В мире магнитных доменов. Киев: Наук. думка, 1986. 159 с.

* * *

Василий Дмитриевич Бучельников, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физики твердого тела Челябинского государственного университета, декан физического факультета. Область научных интересов – физика магнитных явлений. Автор более 100 научных работ и трех учебных пособий.