

Министерство образования и науки Российской Федерации
Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова
Кафедра теоретической физики

В. А. Папорков

А. В. Проказников

Физические основы микромагнетизма

Учебно-методическое пособие

Ярославль
ЯрГУ
2018

УДК 537.6(075)
ББК В334я73
П17

*Рекомендовано
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного издания. План 2018 года*

Рецензент
кафедра теоретической физики
ЯрГУ им. П. Г. Демидова

Папорков, Владимир Аркадьевич.

П17 Физические основы микромагнетизма : учебно-методическое пособие / В. А. Папорков, А. В. Проказников ; Яросл. гос. ун-т им. П. Г. Демидова. — Ярославль : ЯрГУ, 2018. — 56 с.

Пособие содержит основные положения и понятия физики магнитоупорядоченного состояния, краткую теорию микромагнитных явлений, классификацию масштабов и временных шкал различных магнитных процессов, современные приложения и описание перспектив развития идей микромагнетизма в элементах магнитной памяти.

Предназначено для студентов, изучающих дисциплину «Введение в физику магнитных явлений».

Материал используется при чтении курса «Физика конденсированного состояния».

УДК 537.6(075)
ББК В334я73

© ЯрГУ, 2018

Введение

Началом теории микромагнетизма является опубликованная в 1935 г. работа Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица «К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел» [1.1]. Несмотря на весьма академичное и скромное название, работа является основой современной теории ферромагнитных явлений. В ней впервые была дана строгая термодинамическая теория доменной структуры, доменной границы ферромагнетиков.

Качественное понятие об областях спонтанного намагничивания — доменах — было введено еще П. Вейсом. Термодинамическая теория Ландау и Лифшица позволила детально рассмотреть вопрос о форме доменов и междоменных границах, их размерах. В работе было сформулировано общее уравнение, описывающее динамику магнитного момента в ферромагнетиках, — «уравнение Ландау — Лифшица». Решив его, авторы получили выражение для магнитной восприимчивости как функции частоты, построив тем самым теорию важного физического явления — «ферромагнитного резонанса».

С тех пор микромагнитный подход получил широкое распространение как для получения фундаментальных представлений о закономерностях формирования и эволюции магнитных структур в ферромагнетиках, так и для оценки потенциальных возможностей их практического использования в различных областях техники. Рассматриваемые в теории микромагнетизма магнитные материалы обычно называют ферромагнетиками, хотя микромагнитный подход применим и для других магнетиков, магнитные моменты которых упорядочены, а усредненный магнитный момент не равен нулю и не зависит (или слабо зависит) от внешнего поля [1.2].

Микромагнетизм — это, несмотря на название, классическая феноменологическая теория. Она не объясняет природы спонтанной намагниченности, магнитной анизотропии, магнитострикции и других эффектов, присущих магнитоупорядоченным веществам. Взаимодействия, которыми определяются эти эффекты, находят своё объяснение только на микроскопическом квантово-механическом уровне. В теории микромагнетизма они постулируются и учитываются выражениями для свободной энергии или других термодинамических функций. С другой стороны, микромагнетизм имеет дело не с макропараметрами вещества, усредненными по большому объе-

мам, например содержащим много доменов, и даже не с доменами и доменными границами [1.2]. Эта теория ставит своей задачей, исходя только из выражения для свободной энергии и общего уравнения движения намагниченности, найти зависимость намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ от координат и времени. Возможность такой феноменологической теории основывается на том, что направления спинов в соседних узлах решетки могут изменяться на малый угол, в этом случае углы, характеризующие направления спинов, можно аппроксимировать непрерывными функциями. Такой подход аналогичен замене индивидуальных атомных масс непрерывной плотностью массы в механике: суммы по узлам решетки заменяются интегралами по объему. Искомой величиной становится вектор намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, компоненты которого непрерывно меняются в пространстве и времени. Согласно феноменологической теории, используемой в микромагнетизме, свободная энергия в большинстве случаев может быть записана как сумма энергии ферромагнетика во внешнем магнитном поле, энергии обменного взаимодействия, энергии размагничивающего поля (или магнитостатической энергии), а также энергии магнитной анизотропии. Минимизация этой свободной энергии определяет распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r})$.

С развитием нанотехнологий появилась потребность детального анализа магнитных систем малого размера, используемых в устройствах микроэлектроники и вычислительной техники. Микромагнитное моделирование является эффективным методом исследования таких систем, поэтому развитие и применение методов моделирования позволяет естественным образом дополнять экспериментальные исследования, которые в ряде случаев весьма затруднены.

В первой главе даётся представление о веществах, обладающих магнитным упорядочением, рассматриваются основные понятия и положения теории ферромагнетизма. Во второй главе представлены основополагающие принципы микромагнитной теории и её современное состояние.

Глава 1. Физика

магнитоупорядоченного состояния

Магнитное упорядочение — это явление взаимного самопроизвольного выстраивания магнитных моментов атомов в веществе без внешнего магнитного поля. При этом локальные атомные магнитные моменты могут смотреть в одну сторону, регулярно чередоваться, периодически менять направление. В магнитно-неупорядоченном состоянии локальные магнитные моменты случайно изменяют своё направление под действием тепловых или квантовых флуктуаций. Переход между магнитно-упорядоченным и неупорядоченным состояниями является в большинстве случаев фазовым переходом второго рода.

1.1. Магнитоупорядоченные вещества

Известны четыре основных типа магнитного упорядочения: ферромагнетизм, антиферромагнетизм, ферримагнетизм, слабый ферромагнетизм [1.3].

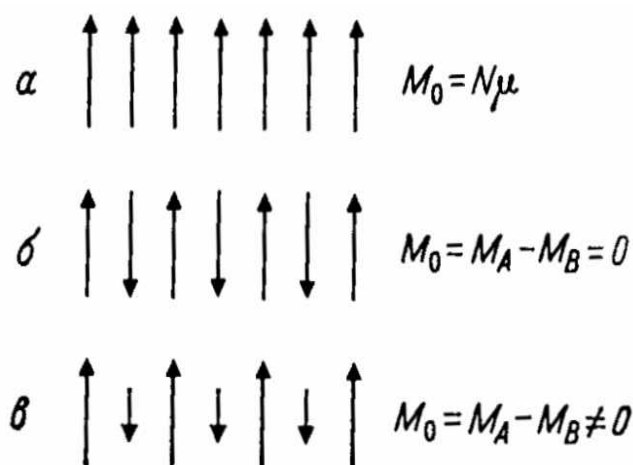


Рис. 1.1. Схематическое изображение упорядочения магнитных моментов в ферромагнетике (а), антиферромагнетике (б) и ферримагнетике (в).

Здесь M_A , M_B — магнитные моменты подрешёток А и В,
 M_0 — результирующий магнитный момент

При ферромагнитном упорядочении магнитные моменты атомов ориентированы параллельно друг другу, в результате материал обладает наиболее высокой самопроизвольной намагниченностью, что схематично показано на рис.1.1 а. Это упорядочение нарушается при температуре Кюри (T_c), выше которой наблюдается парамагнит-

ное (неупорядоченное) состояние. Среди химических элементов ферромагнитными являются переходные 3-d металлы Co, Fe, Ni и редкоземельные 4-f металлы Gd, Tb, Dy, Ho, Er. Среди редкоземельных только у Gd ферромагнитная температура Кюри превышает 0 °C ($T_c(\text{Gd}) = 289 \text{ °K}$). Ферромагнитными свойствами обладают и некоторые сплавы с неферромагнитными компонентами (например, сплавы марганца с висмутом, сурьмой, серой и др.).

Кроме одноподрешёточных магнитных систем с ферромагнитным упорядочением, в кристаллах которых магнитные моменты всех атомов направлены в одну сторону, существует много классов магнитных многоподрешёточных кристаллов, в которых только магнитные моменты атомов, относящихся к одной подрешетке, параллельны, суммарные же моменты различных подрешеток не являются параллельными. К одной подрешетке относятся атомы, магнитные моменты которых могут быть совмещены трансляциями на вектор решетки. Простейшим классом многоподрешеточных магнетиков являются антиферромагнетики.

Антиферромагнетиками называют кристаллы, обладающие спонтанным упорядочением магнитных моментов, но имеющие нулевой макроскопический магнитный момент. Магнитную структуру антиферромагнетика в наиболее простых случаях можно представлять себе как суперпозицию двух или более вставленных друг в друга подрешеток, в каждой из которых магнитные моменты ионов направлены параллельно. В двухподрешеточных антиферромагнетиках магнитные моменты подрешеток направлены антипараллельно (рис. 1.1 б). Антиферромагнитное упорядочение наблюдается при температурах ниже температуры Нееля (T_N). Среди химических элементов при $T > 300 \text{ K}$ антиферромагнитными являются, например, Cr, Mn, γ -Fe. Редкоземельные металлы, такие как Dy, Ho, Er, Tm, Tb и др., в интервале $T_c < T < T_N$ являются антиферромагнитными, а при $T < T_c$ становятся ферромагнитными. У них, в частности, $T_N(\text{Tb}) = 219 \text{ K}$, $T_N(\text{Dy}) = 85 \text{ K}$, $T_N(\text{Tm}) = 22 \text{ K}$. Наиболее известными антиферромагнетиками среди химических соединений являются NiO ($T_N = 650 \text{ K}$), CoO ($T_N = 290 \text{ K}$), FeO ($T_N = 190 \text{ K}$), MnO ($T_N = 120 \text{ K}$).

В случае, когда магнитные моменты подрешёток различаются, наблюдается нескомпенсированный антиферромагнетизм (рис. 1.1 в) — ферримагнетизм. По характеру взаимодействия, приводящего к магнитному упорядочению, ферримагнетики аналогичны антифер-

ромагнетикам. По величине возникшего спонтанного магнитного момента они аналогичны ферромагнетикам, т.к. намагниченности подрешеток настолько отличаются друг от друга, что, вообще говоря, результирующий магнитный момент сопоставим по величине с магнитным моментом каждой из подрешеток. Поэтому наиболее ёмким определением ферримагнетика является термин «нескомпенсированный антиферромагнетик».

Термин «ферримагнетизм» был предложен Л. Неелем. Ферримагнетики приобрели свое название от ферритов — первой группы нескомпенсированных антиферромагнетиков, получивших большое и всё увеличивающееся применение в технике. Под ферритами понимают соединения оксида железа Fe_2O_3 с оксидами других металлов, например соединения со структурной формулой $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, где Me^{2+} — двухвалентный металл (железо, никель, марганец, цинк, кобальт, медь, кадмий, магний и др.). Одни из этих ферритов (такие, как никелевый $\text{NiO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ или марганцевый $\text{MnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) обладают весьма сильными магнитными свойствами, другие (как $\text{ZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ и $\text{CdO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) немагнитны. Существуют ферриты и с иными структурными формулами.

Наиболее распространёнными среди ферримагнетиков являются ферриты-шпинели и ферриты-гранаты. Изучение некомпенсированных антиферромагнетиков было начато после успешного синтеза ферритов-шпинелей различных составов. К ферритам-шпинелям относится, в частности, наиболее распространённый на Земле магнетик — магнетит (Fe_3O_4).

К классу антиферромагнетиков иногда относят материалы, макроскопический магнитный момент которых отличен от нуля, но его существование обусловливается взаимодействиями, относительно слабыми по сравнению с основным упорядочивающим взаимодействием. Антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом называются слабыми ферромагнетиками. Слабые ферромагнетики — антиферромагнетики с небольшим спонтанным ферромагнитным моментом, возникшим из-за наклона магнитных моментов подрешеток. Их теорию, основанную на термодинамической теории фазовых переходов второго рода Ландау и Лифшица, построил в 1957 г. И. Е. Дзялошинский. Достоинством этого подхода является то, что он базируется на общих термодинамических соотношениях и существенным образом использует свойства симметрии кристалла. Благодаря тому, что

в слабых ферромагнетиках магнитные моменты атомов не строго антипараллельны, эти материалы обладают малой суммарной самопроизвольной намагниченностью, вектор которой отклоняется от направления лёгкой оси кристалла.

Таким свойством обладают некоторые антиферромагнитные кристаллы, например гематит ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и карбонаты марганца, кобальта и никеля (MnCO_3 , CoCO_3 , NiCO_3), обнаруживающие спонтанную намагниченность. Величина их магнитного момента очень мала и колеблется в пределах 10^{-2} – 10^{-5} от номинального, равного сумме модулей магнитных моментов подрешеток. Помимо аномальной малости спонтанного ферромагнитного момента слабый ферромагнетизм характеризуется чрезвычайной чувствительностью к симметрии кристалла.

1.2. Теория молекулярного поля

Рассмотрим ферромагнитное упорядочение. Для определения основных закономерностей воспользуемся классической теорией молекулярного поля Вейса [1.4].

Свободная энергия:

$$F = U - TS, \quad (1.2.1)$$

где U — внутренняя энергия, T — температура, S — энтропия.

$$S = k \cdot \ln W, \quad (1.2.2)$$

где k — постоянная Больцмана, W — термодинамическая вероятность (количество способов, которыми реализуется состояние системы).

Пусть магнитные моменты N_+ атомов решетки направлены «вверх», N_- атомов — «вниз», а общее их количество $N = (N_+ + N_-)$. Тогда

$$W = \frac{N!}{(N_+)!(N_-)!}. \quad (1.2.3)$$

Поскольку относительная намагниченность

$$y = \frac{N_+ - N_-}{N}, \quad (1.2.4)$$

то:

$$N_+ = \frac{(1+y)N}{2}, \quad N_- = \frac{(1-y)N}{2}, \quad (1.2.5)$$

Подставляя (1.2.2)–(1.2.5) в (1.2.1), получим:

$$F=U + \frac{kTN}{2} \left[(1+y)\ln(1+y) + (1-y)\ln(1-y) \right]. \quad (1.2.6)$$

Разложим $U(y)$ в степенной ряд ($y < 1$). Поскольку внутренняя энергия $U(y)$ должна быть чётной функцией намагниченности, то, ограничиваясь первым, отличным от нуля, членом разложения, получим:

$$U(y) = -NA_1y^2, \quad (1.2.7)$$

где A_1 имеет смысл энергии, приходящейся на 1 атом,

$$A_1 = -\frac{1}{2!} \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)_{y=0} \right] \frac{1}{N}. \text{ В результате получим:}$$

$$F = -A_1Ny^2 + \frac{kTN}{2} \left[(1+y)\ln(1+y) + (1-y)\ln(1-y) \right]. \quad (1.2.8)$$

Намагниченность находится из условия минимума $F(y)$:

$$\frac{\partial F}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} > 0. \quad (1.2.9)$$

В итоге:

$$\ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right) = \frac{4A_1 y}{kT}, \quad (1.2.10)$$

$$-\frac{2A_1}{kT} + \frac{1}{1-y^2} > 0. \quad (1.2.11)$$

Уравнение (1.2.10) определяет температурную зависимость $y(T)$, а из (1.2.11) можно найти температуру T_c , выше которой магнитное упорядочение отсутствует ($y = 0$):

$$T_c = \frac{2A_1}{k}. \quad (1.2.12)$$

Температура этого перехода называется ферромагнитной температурой Кюри. Подставляя (1.2.12) в (1.2.10), получим:

$$\ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right) = \frac{2T_c y}{T}. \quad (1.2.13)$$

Температурная зависимость намагниченности (1.2.13) схематично показана на рис. 1.2.

Во внешнем магнитном поле с напряжённостью H система N атомов, магнитный момент которой m_N , обладает дополнительной энергией F_H . В системе СГС

$$F_H = -m_N H. \quad (1.2.14)$$

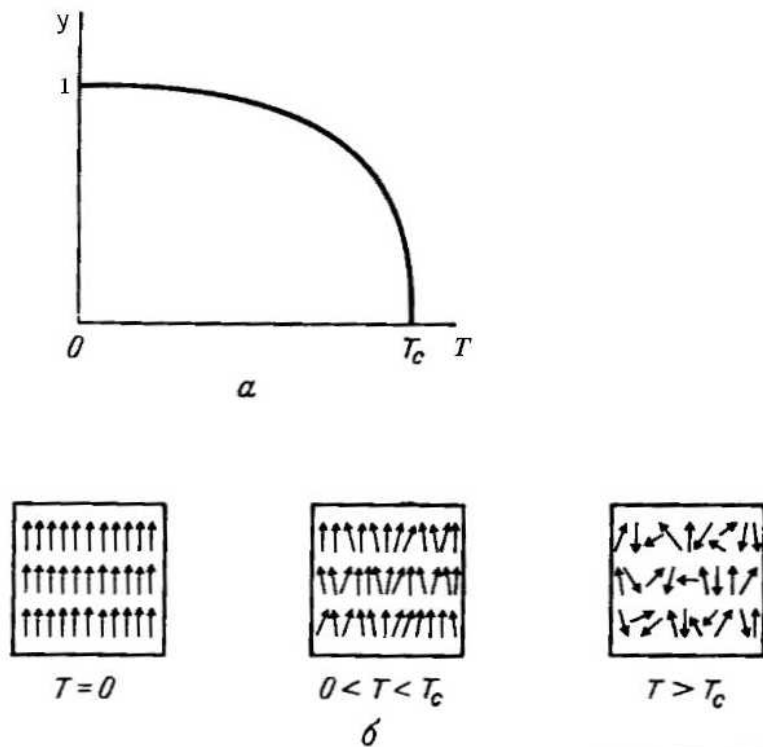


Рис. 1.2. Схематическое изображение:

- а) хода температурной зависимости спонтанной намагниченности;
- б) влияния температуры на упорядочение магнитных моментов

Полагая, что магнитный момент одного атома равен магнетону Бора μ_B , найдём магнитный момент $m_N = y\mu_B N$. В этом случае:

$$F_H = -y\mu_B N H. \quad (1.2.14')$$

Подставляя дополнительное слагаемое (1.2.14') в (1.2.8) и используя условие $\frac{\partial F}{\partial y} = 0$, получим:

$$\ln\left(\frac{1+y}{1-y}\right) = \left(\frac{\Theta k y}{\mu_B} + H\right) \frac{2\mu_B}{kT}. \quad (1.2.15)$$

Первое слагаемое в правой части выражения (1.2.15), имеющее размерность H , называют напряжённостью молекулярного поля H_M .

$$H_M = \frac{\Theta k y}{\mu_B}. \quad (1.2.16)$$

Подставляя H_M в (1.2.15), получим:

$$\ln\left(\frac{1+y}{1-y}\right) = (H_M + H) \frac{2\mu_B}{kT}, \quad (1.2.15')$$

или

$$y = \operatorname{th}\left((H_M + H) \frac{2\mu_B}{kT}\right). \quad (1.2.15'')$$

Выражение (1.2.15) определяет парамагнитное намагничивание. Это так называемое «истинное намагничивание».

Для оценки H_M используем то обстоятельство, что у переходных «3-d» ферромагнитных металлов Co, Fe, Ni температуры Кюри являются величинами $\sim 1\,000\text{ К}$, а именно: для кобальта $T_c = 1\,423\text{ К}$, для железа — 1041 К , для никеля — 641 К .

Подставив в (1.2.16) $\Theta = 10^3\text{ К}$; $y \sim 1$, $k = 1.38 \cdot 10^{-16}\text{ эрг} \cdot \text{К}^{-1}$, $\mu_B = 0.927 \cdot 10^{-20}\text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1}$, получим $H_M \sim 10^7\text{ Э}$. В 1927 г. Я. Г. Дорфман произвёл прямой опыт по определению величины внутреннего магнитного поля в ферромагнетиках. Он исследовал отклонение пучка электронов, проходящих через намагниченную ферромагнитную фольгу. В результате было установлено, что внутренние поля в ферромагнетиках являются величинами $\sim 10^4\text{ Э}$, что существенно меньше полученного выше значения $H_M \sim 10^7\text{ Э}$. Такое большое значение H_M , полученное выше, свидетельствует о немагнитной природе молекулярного поля. В квантовой теории ферромагнетизма показано, что природу молекулярного поля определяет так называемое обменное взаимодействие.

1.3. Обменное взаимодействие

Для определения влияния спина на энергию атома в кристаллической решётке оценим величину энергии магнитного диполь-дипольного взаимодействия двух электронов [1.5]. Для этого сравним её с энергией электростатического взаимодействия. Согласно классическим представлениям:

$$E_{\text{md}} \sim (\mu_1 \cdot \mu_2)/(a^3), \quad E_e \sim q^2/a, \quad (1.3.1)$$

где E_{md} — энергия магнитного диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов μ_1 и μ_2 ; E_e — энергия электростатического взаимодействия электронов; a — межатомное расстояние; q — заряд электрона.

Для электронов $\mu_1 = \mu_2 = \mu_B = (q \cdot \hbar)/(2m_e c)$. В результате:

$$E_{\text{md}}/E_e \sim (v/c)^2, \quad (1.3.2)$$

где \hbar — постоянная Планка, m_e — масса электрона, v — скорость электрона, c — скорость света.

Поскольку скорость орбитального движения электрона $v \ll c$, то и $E_{\text{md}} \ll E_e$. Поэтому в рамках классической теории и внутриатомным и межатомным магнитодипольными взаимодействиями можно пренебречь по сравнению с электростатическим. В квантовой механике доказывается, что магнитный момент атома определяется не только орбитальным, но и так называемым спиновым магнитным моментом. Спином обладают и элементарные частицы, в частности электроны. Более того, магнитный момент атомов переходных «3-d» металлов Co, Fe, Ni определяется в основном именно спином, тогда как в общем случае магнитный момент зависит от соотношения «спин-спиновое», «спин-орбитальное» взаимодействие. Поэтому в дальнейшем, говоря о магнитном моменте атома, можно подразумевать его спин (спиновый магнитный момент). Этот магнитный момент зависит от количества неспаренных электронов. По мере убывания магнитного момента эти элементы выстраиваются в такой последовательности: железо — 4 неспаренных электрона, кобальт — 3, никель — 2.

Состояние квантовой системы определяется её волновой функцией. Рассмотрим волновую функцию двух электронов. Она представляет собой произведение орбитальной и спиновой функций. Первая зависит от пространственных координат, вторая — от взаимной ориентации спинов. При этом возможны только две взаимных ориентации электронных спинов: параллельная (направления спинов совпадают) либо антипараллельная (противоположные направления спинов). В первом случае суммарный спин, а следовательно, и магнитный момент, отличны от нуля, во втором — равны нулю. Спиновые волновые функции, отвечающие этим ориентациям, различаются. В первом случае спиновая функция симметричная, во втором — антисимметричная. Волновая функция, описывающая состояние электронной системы, должна быть антисимметричной. В соответствии с этим требованием орбитальная функция для системы с нулевым

спином должна быть антисимметричной, а для системы с ненулевым спином — симметричной. В общем случае, когда эти функции различаются, описываемые ими состояния обладают разными энергиями:

$$E = E_o - (E_s - E_a) \cdot (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2), \quad (1.3.3)$$

где E_o — усреднённое по возможным спиновым состояниям значение энергии; E_s — энергия состояния электронной системы, соответствующая симметричной орбитальной функции (антипараллельная ориентация спинов); E_a — энергия при антисимметричной орбитальной функции (параллельная ориентация спинов); $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2$ — векторы спинов электронов (их модули равны спиновым квантовым числам).

Второе слагаемое в (1.3.3)

$$E_{\text{ex}} = - (E_s - E_a) \cdot (\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) \quad (1.3.4)$$

называется обменной энергией и определяется обменным интегралом, а именно:

$$E_s - E_a = 2J_{12}, \quad (1.3.5)$$

где J_{12} — обменный интеграл.

В результате, для двух электронов

$$E_{\text{ex}}(1,2) = - 2J_{12} \cdot (\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2), \quad (1.3.6)$$

а в общем случае:

$$E_{\text{ex}} = - 2 \sum J_{ik} \cdot (\mathbf{s}_k \mathbf{s}_i), \quad (1.3.7)$$

где суммирование производится по всем $i > k$.

Как правило, J_{ik} очень быстро убывает с увеличением расстояния между спинами, поэтому часто ограничиваются рассмотрением обменного взаимодействия только между ближайшими соседями.

Объединяя (1.3.3) и (1.3.7), для полной энергии получим выражение:

$$E = E_o + E_{\text{ex}} = E_o - 2 \sum J_{ik} \cdot (\mathbf{s}_k \mathbf{s}_i). \quad (1.3.8)$$

Из (1.3.8) видно, что для минимизации E необходимо, чтобы обменная энергия E_{ex} была отрицательной. Следовательно, в соответствии с (1.3.5), (1.3.7) при однонаправленной ориентации спинов обменный интеграл должен быть положительным ($J_{12} > 0$), а при противоположной ориентации — отрицательным ($J_{12} < 0$). В первом случае реализуется ферромагнитное упорядочение, а во втором — антиферромагнитное.

Подчеркнём несколько важных для дальнейшего обстоятельств.

А. Интенсивность обменного взаимодействия определяется величиной электростатической энергии электронов и сравнима с ней по величине, хотя, как правило, и не превышает её.

Б. Обменное взаимодействие изотропно. Поворот всех спинов на один и тот же угол не изменяет величину обменной энергии.

В. Знак обменного интеграла, как уже отмечалось выше, может быть и положительным и отрицательным. При внутриатомном обменном взаимодействии чаще всего он отрицателен. При межатомном взаимодействии положительный обменный интеграл служит объяснением ферромагнетизма, при отрицательном — антиферромагнетизма.

Ферромагнетизм и антиферромагнетизм встречаются не только в чистых переходных элементах (переходные 3-d металлы и редкоземельные 4-f металлы), но также во многих самых разнообразных соединениях и сплавах с участием этих элементов. При этом и конкретный механизмы обменного взаимодействия, приводящего к упорядоченному расположению в кристалле магнитных моментов атомов, может быть также самыми различными. Здесь может иметь место и непосредственное обменное взаимодействие между электронами внутренних незаполненных оболочек соседних магнитных атомов, и различные типы косвенного обменного взаимодействия с активным участием электронов валентных оболочек немагнитных атомов, а также и самих магнитных атомов. Наконец, обменное взаимодействие между магнитными атомами в металлах и сплавах может осуществляться через коллективизированные электроны проводимости. Однако независимо от своей природы обменные силы всегда имеют некоторые существенные для теории общие черты. Выше уже упоминался их изотропный характер. Другим важным обстоятельством является то, что обменные взаимодействия почти всегда очень быстро убывают с расстоянием (близкодействующие силы).

1.4. Кристаллографическая магнитная анизотропия

Магнитная анизотропия представляет собой явление преимущественной ориентации спонтанной намагниченности ферромагнетика вдоль особых, характерных для данного магнетика осей [1.3–1.6]. Другими словами, это явление изменения внутренней энергии фер-

ромагнетика в зависимости от ориентации спонтанной намагниченности в кристалле. Существует ряд причин, вызывающих магнитную анизотропию. Это может быть, например, магнитодипольное (диполь-дипольное) взаимодействие, форма образца, механическая деформация или термообработка. В чистом же виде, когда ни одного из этих особых факторов нет, внутренняя энергия магнетика отражает симметрию кристалла. Такую магнитную анизотропию называют магнитокристаллической, или магнитной кристаллографической.

В большинстве магнитоупорядоченных веществ основной причиной кристаллографической магнитной анизотропии является спин-орбитальное взаимодействие.

Количественные оценки, выполненные в рамках квантовой теории ферромагнетизма, показывают, что величина диполь-дипольного взаимодействия невелика и составляет незначительную часть энергии анизотропии. Более того, в кубических кристаллах это взаимодействие изотропно, поэтому вклад E_{md} в энергию анизотропии отсутствует. Исключение составляют некоторые редкоземельные металлы, где доля E_{md} может быть велика благодаря большим магнитным моментам атомов и их близкому расположению в решётке.

Простейшим случаем магнитной анизотропии является одноосная. В качестве примера можно взять кобальт — ферромагнитный металл с гексагональной плотноупакованной кристаллической решёткой. В кобальте при комнатной температуре ориентация намагниченности по оси C (ось симметрии третьего порядка) устойчива, а соответствующее этой ориентации состояние характеризуется минимумом внутренней энергии. Анизотропия в плоскости, перпендикулярной оси C , обусловлена симметрией гексагональной решётки кристалла кобальта.

В данном случае внутреннюю энергию анизотропии F_a , приходящуюся на единицу объема, можно представить в виде ряда по чётным степеням $\sin\varphi$:

$$F_a = K_0 + K_{u1} \cdot \sin^2\varphi + K_{u2} \sin^4\varphi + K_{u3} \cdot \sin^6\varphi + K_{u4} \cdot \sin^6\varphi \cdot \sin 6\beta \dots, \quad (1.4.1)$$

где φ — угол между вектором спонтанной намагниченности и осью C ; β — угол между вектором спонтанной намагниченности и осью, перпендикулярной оси C ; K_0 , K_{u1} , K_{u2} , ... — константы одноосной анизотропии.

Константы $K_0, K_{u1}, K_{u2}, \dots$ могут быть и положительными и отрицательными. Несущественную константу K_0 часто для удобства полагают равной нулю. Последний член разложения ($K_{u4} \cdot \sin^6 \varphi \cdot \sin 6\beta$) в (1.4.1) определяется симметрией кристаллической решётки. Как правило, $|K_{u1}| > |K_{u2}| > |K_{u3}| > |K_{u4}| \dots$, поэтому, отбрасывая K_0 и ограничиваясь двумя первыми оставшимися слагаемыми, получим:

$$F_a = K_{u1} \cdot \sin^2 \varphi + K_{u2} \cdot \sin^4 \varphi. \quad (1.4.1')$$

Для кобальта при 15°C константы анизотропии в (1.4.1') имеют следующие значения: $K_{u1} = 4.53 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$, $K_{u2} = 1.44 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$.

Выражение (1.4.1') достаточно полно описывает одноосную анизотропию при решении большинства теоретических и прикладных задач. Ориентацию спинов атомов решётки относительно оси кристалла можно найти из условия минимума $F_a(\varphi)$:

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} > 0. \quad (1.4.2)$$

В результате, в зависимости от знаков и соотношения величин констант K_{u1} и K_{u2} , одноосная анизотропия может быть нескольких типов, основные из них: «лёгкая ось» (спины ориентированы вдоль оси), «лёгкая плоскость» (спины перпендикулярны оси) и «лёгкий конус» (спины отклонены от оси на фиксированный угол, определяемый условием (1.4.2)).

При моделировании процессов перемагничивания в тонких магнитных плёнках часто используют ещё более укороченный вариант, оставляя в (1.4.1) только первое слагаемое:

$$F_a = K_u \cdot \sin^2 \varphi, \quad (1.4.2)$$

где $K_u = K_{u1}$.

При $K_u > 0$ энергия анизотропии, согласно (1.4.2), возрастает с увеличением φ . Поэтому в отсутствие внешнего магнитного поля в устойчивом состоянии вектор спонтанной намагниченности направлен вдоль этой оси. Такие направления устойчивой ориентации спонтанной намагниченности называются «осями лёгкого намагничивания» или же просто «лёгкими осями». При $K_u < 0$ энергия анизотропии убывает с увеличением φ . В этом случае вектор спонтанной намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля располагается в плоскости, перпендикулярной оси. Такие плоскости называются «плоскостями лёгкого намагничивания», или «лёгкими плоскостями».

Для кубических кристаллов, таких как железо и никель, энергию анизотропии можно представить как функцию направляющих косинусов $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ вектора спонтанной намагниченности относительно осей x, y, z куба. В этом случае, отбрасывая несущественное слагаемое K_0 , получим:

$$F_a = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 + K_3(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2)^2 + \dots, \quad (1.4.)3$$

где K_1, K_2, K_3 — константы кубической анизотропии.

Как и для одноосной анизотропии, $|K_1| > |K_2| > |K_3| \dots$, поэтому в (1.4.3) можно ограничиться двумя первыми слагаемыми. Для железа при 20°C $K_1 = 4.72 \cdot 10^4$ Дж/м³, $K_2 = -0.075 \cdot 10^4$ Дж/м³. Для никеля при 23°C $K_1 = -0.57 \cdot 10^4$ Дж/м³, $K_2 = -0.23 \cdot 10^4$ Дж/м³.

Соотношение величин K_1, K_2 и их знаки определяют кристаллографические направления, которые в данном кристалле будут «лёгкими», т. е. осями лёгкого намагничивания.

Если $K_1 > 0$, то первое слагаемое в (1.4.3) минимально (для $K_1 > 0$ этот минимум равен 0) при ориентации намагниченности вдоль осей $[100], [010], [001]$, которые в этом случае являются осями лёгкого намагничивания.

Когда $K_1 < 0$, осями лёгкого намагничивания являются оси $[111], [\bar{1}11], [1\bar{1}1], [11\bar{1}]$. Если учесть и второе слагаемое в (1.4.3), то при $|K_1| < |K_2|$ направления $[110], [101], [011]$ также могут быть направлениями лёгкого намагничивания.

1.5. Магнитострикция. Магнитоупругая энергия

Магнитострикция представляет собой явление изменения размеров магнетика при его намагничивании. Связанная с таким изменением относительная деформация $\Delta l / l$ (здесь l — исходный размер, Δl — удлинение) обычно очень мала — по порядку величины она составляет $10^{-5} - 10^{-6}$, поэтому обнаружить её можно лишь точными измерениями. Однако, несмотря на столь незначительное изменение размеров, это явление оказывается существенным при рассмотрении доменной структуры и механизма намагничивания; кроме того, оно имеет множество практических применений.

В п. 1.4 было показано, что благодаря спин-орбитальному взаимодействию спины «чувствуют» кристаллическое поле и кристаллическую решётку. Естественно ожидать, что однородное вращение спинов вызовет изменение параметров кристаллической решетки, а следо-

вательно, и характера анизотропии, т. е. будет наблюдаться довольно сильное магнитоупругое взаимодействие. Работа, совершаемая при деформации кристалла, равна изменению энергии кристаллического поля и энергии взаимодействия «спин-орбитальный момент — кристаллическое поле». Если энергия анизотропии при деформации убывает быстрее, чем увеличивается упругая энергия, то при изменении ориентации намагниченности происходит самопроизвольная деформация кристалла. Это явление было открыто Дж. Джоулем в 1842 г. и получило название магнитострикции. Таким образом, магнитострикция — это изменение формы и размеров тела при изменении его магнитного состояния. Это может происходить во внешнем магнитном поле или при переходе ферромагнитного вещества через точку Кюри (называется «самопроизвольная магнитострикция»).

Для количественной оценки деформации используют относительное удлинение λ :

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}. \quad (1.5.1)$$

При техническом намагничивании (в отличие от истинного намагничивания) намагниченностью называется проекция среднего значения магнитного момента единицы объёма на направление измерения. Поскольку однозначно воспроизводимым может быть только результат, полученный в однородно намагниченном образце, то при измерении магнитострикции ферромагнетик намагничивают до насыщения, а говоря о намагниченности, имеют в виду намагниченность насыщения M_s . В этом случае:

$$\lambda = \lambda_s = \left(\frac{\Delta l}{l} \right)_s, \quad (1.5.1')$$

где λ_s — константа магнитострикции.

Следует подчеркнуть, что, являясь чётным эффектом, магнитострикция не зависит от знака намагниченности, поэтому изменение размеров происходит только при изменении ориентации намагниченности. В случае, когда перемангничивание происходит без отклонения намагниченности от первоначального направления, магнитострикция отсутствует.

Величина λ_s определяется симметрией кристалла и зависит от угла Θ между вектором M_s и направлением измерения удлинения.

При отсутствии объёмной магнитострикции для кубических кристаллов в случае, когда $\lambda_s \approx \lambda_{100} \approx \lambda_{111}$ (изотропная магнитострикция):

$$\lambda_\Theta = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\cos^2 \Theta - \frac{1}{3} \right), \quad (1.5.2)$$

где λ_Θ — относительное удлинение в направлении Θ ; λ_{100} , λ_{111} — константы продольной линейной магнитострикции при намагничивании монокристалла вдоль осей $[100]$ и $[111]$ соответственно. У разных веществ эти константы отличаются не только величиной, но и знаком [1.6]. Так, у железа $\lambda_{100} > 0$, $\lambda_{111} < 0$, а у никеля они обе отрицательны.

Кроме прямого эффекта, рассмотренного выше, существует и обратный, заключающийся в изменении ориентации вектора \mathbf{M}_s под воздействием механического напряжения σ . В изотропном случае, когда $\lambda_s \approx \lambda_{100} \approx \lambda_{111}$, выражение для плотности свободной энергии F_σ имеет простой вид:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2} \sigma \lambda_s \cos^2 \varphi = \text{const} + \frac{3}{2} \sigma \lambda_s \sin^2 \varphi, \quad (1.5.3)$$

где φ — угол между векторами \mathbf{M}_s и σ .

Формула (1.5.3) совпадает по форме с (1.4.2), но роль эффективной константы одноосной анизотропии в данном случае играет

$$F_\sigma^{\text{eff}} = \frac{3}{2} \sigma \lambda_s. \quad (1.5.4)$$

Отсюда следует, что, растягивая или сжимая ферромагнетик с кубической симметрией, можно создать в нём одноосную анизотропию, если выполнить условие $(3/2)\sigma\lambda_s > K_1$. При $\sigma\lambda_s > 0$ это будет анизотропия типа «лёгкая ось», а при $\sigma\lambda_s < 0$ — «лёгкая плоскость». Эта идея используется при создании материалов с прямоугольной петлей гистерезиса. Такая петля бывает у одноосных магнетиков с анизотропией типа «лёгкая ось». В этом случае необходимо выполнить условие $\sigma\lambda_s > 0$. Однако здесь σ — это не внешнее напряжение, а остаточное внутреннее.

Для описания магнитострикции поликристаллов используется усреднённая (эффективная) константа магнитострикции. Например, у железа $\lambda_{\text{eff}} \approx 20 \cdot 10^{-6}$, у никеля $\lambda_{\text{eff}} \approx -30 \cdot 10^{-6}$. Поэтому у поликристаллического железа в направлении σ возникает ось лёгкого намагничивания при растяжении, а у никеля она образуется при сжатии.

1.6. Магнитостатическая энергия

При намагничивании ферромагнитного тела ограниченных размеров возникает так называемое «размагничивающее» поле, линии индукции которого, замыкаясь через окружающее это тела пространство, уменьшают внутреннее поле, являющееся суперпозицией внешнего и размагничивающего. Плотность энергии размагничивающего поля равна

$$F_p = -\frac{1}{2}(\mathbf{H}_p \mathbf{M}), \quad (1.6.1)$$

где \mathbf{H}_p — вектор напряжённости размагничивающего поля, \mathbf{M} — вектор намагниченности.

Для однородного эллипсоида поле \mathbf{H}_p является однородным. В этом случае можно ввести постоянный коэффициент N , называемый размагничивающим фактором, такой, что

$$\mathbf{H}_p = -N\mathbf{M}. \quad (1.6.2)$$

Знак «—» в (1.6.1) отмечает то обстоятельство, что \mathbf{H}_p противоположно \mathbf{M} . Следует отметить, что здесь \mathbf{M} — это не намагниченность насыщения, а её значение, усреднённое по всему эллипсоиду. Для намагниченного до насыщения образца из (1.6.1) с учётом (1.6.2) получим:

$$F_p = \frac{1}{2} N M_s^2. \quad (1.6.3)$$

У эллипсоида с полуосями a, b, c при произвольной ориентации \mathbf{M}_s относительно этих осей:

$$F_p = \frac{1}{2} M_s^2 (N_a \cos^2 \alpha + N_b \cos^2 \beta + N_c \cos^2 \gamma), \quad (1.6.4)$$

где α, β, γ — углы между вектором \mathbf{M}_s и осями a, b, c ; N_a, N_b, N_c — размагничивающие факторы вдоль осей a, b, c .

При этом $N_a + N_b + N_c = \eta$, где $\eta = 1$ в системе СИ и 4π в СГС.

Формула (1.6.4) даёт выражение для энергии анизотропии формы. Рассмотрим эллипсоид вращения, когда $N_b = N_c$ (одноосная анизотропия формы). В этом случае:

$$F_p = \frac{1}{2} M_s^2 (N_a \cos^2 \varphi + N_b \sin^2 \varphi) = \text{const} + \frac{1}{2} M_s^2 (N_b - N_a) \sin^2 \varphi, \quad (1.6.5)$$

где φ — угол между осью a и вектором намагниченности \mathbf{M}_s .

Из (1.6.5) следует, что при наличии одноосной анизотропии формы эффективная константа анизотропии равна

$$F_p^{\text{eff}} = \frac{1}{2} M_s^2 (N_b - N_a). \quad (1.6.6)$$

При $N_b > N_a$ (вытянутый сфероид) ось a является осью лёгкого намагничивания. При $N_b < N_a$ (сплюснутый сфероид) плоскость, перпендикулярная оси a , является плоскостью лёгкого намагничивания.

1.7. Доменная структура. Доменные границы

В отсутствие внешнего поля под действием обменных сил ферромагнетик намагничивается до насыщения, соответствующего данной температуре. При этом сумма магнитостатической энергии и энергии магнитной анизотропии должна быть минимальной. Минимуму энергии магнитной анизотропии соответствует направление намагниченности вдоль осей легкого намагничивания (ОЛН). Магнитостатическая энергия равна нулю при нулевом коэффициенте размагничивания, что имеет место для образцов замкнутой формы, например для кольцевых сердечников, намагниченных по окружности, или для очень длинных стержней, намагниченных вдоль продольной оси. Тем не менее и в образце конечных размеров магнитостатическая энергия существенно уменьшается, если весь объем ферромагнетика разобьется на домены, макроскопические области, намагниченные до насыщения, так что практически весь магнитный поток будет замыкаться внутри образца. Однако в этом случае, кроме дополнительной энергии анизотропии, появится энергия доменных границ (ДГ).

Разбиение на домены происходит до тех пор, пока возрастание энергии анизотропии, а так же увеличение площади доменных границ и, как следствие, увеличение их энергии, компенсируется уменьшением магнитостатической энергии.

Среди многообразия ДГ основными являются структуры двух типов: граница Ландау — Лифшица и граница Нееля (Neel). Исторически так сложилось, что доменную границу Ландау — Лифшица чаще называют границей Блоха (Bloch). Эти доменные границы схематично представлены на рис. 1.3.

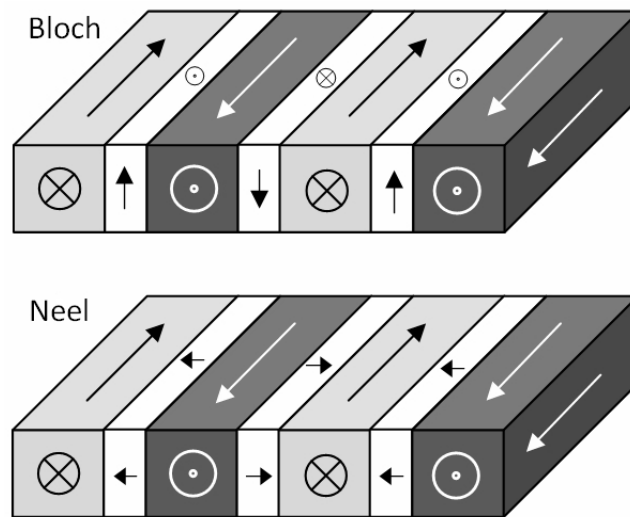


Рис. 1.3. Схематичное представление 180-градусных доменных границ в ферромагнетике, ось лёгкого намагничивания которого лежит в плоскости пластины. Доменные границы обозначены белым цветом. Верхний рисунок — доменная граница Блоха, нижний — Нееля

В блоховской доменной границе поворот спинов при переходе от одного домена к другому происходит вокруг оси, перпендикулярной плоскости ДГ (рис. 1.3 вверху). Если размеры образца много больше ширины доменной границы, то такая блоховская ДГ не обладает магнитостатической энергией.

В неелевской доменной границе поворот спинов при переходе от одного домена к другому происходит в плоскости, которая параллельна магнитным моментам в доменах и перпендикулярна плоскости ДГ (рис. 1.3 внизу). Доменная граница такого типа всегда обладает существенной магнитостатической энергией и может быть энергетически выгодна по сравнению с блоховской только в тонких плёнках, когда их толщина становится меньше ширины ДГ и в результате магнитостатическая энергия блоховской границы превышает энергию неелевской.

Задача определения структуры, ширины, энергии и динамики доменной границы впервые была решена в работе [1.1]. Рассмотрим 180-градусную блоховскую ДГ в одноосном кристалле с осью лёгкого намагничивания [1.6].

В бесконечном кристалле энергия границы складывается из энергии анизотропии E_a и обменной энергии E_{ex} :

$$E = E_a + E_{ex}. \quad (1.7.1)$$

В приближении сплошной среды

$$E_a = S \int_{-\infty}^{\infty} K_u \cos^2 \varphi dx, \quad (1.7.2)$$

где S — площадь поверхности ДГ, K_u — константа одноосной анизотропии, x — координата в направлении, перпендикулярном плоскости ДГ. В отличие от (1.4.2), где φ — угол между намагниченностью и ОЛН, здесь φ — это угол между намагниченностью и осью, расположенной в плоскости ДГ перпендикулярно ОЛН. В данном случае такая ось является осью трудного намагничивания. Поэтому $\sin^2 \varphi \rightarrow \cos^2 \varphi$.

Поверхностная плотность энергии анизотропии равна

$$W_a = \frac{E_a}{S} = \int_{-\infty}^{\infty} K_u \cos^2 \varphi dx. \quad (1.7.3)$$

Для того чтобы в этом же приближении записать обменную энергию, следует преобразовать выражение (1.3.7):

$$E_{ex} = -2 \sum J_{ik} \cdot (\mathbf{s}_k \mathbf{s}_i). \quad (1.7.4)$$

Поскольку обменный интеграл убывает очень быстро, рассмотрим взаимодействие только между ближайшими соседями:

$$E_{ex}(1,2) = -2 J_{12} \cdot (\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2) = -2 J_{12} s^2 \cos \varphi_{12}. \quad (1.7.5)$$

Ширина самых тонких ДГ превышает 10 нм, поэтому $\cos \varphi_{12} \approx 1 - \frac{\varphi_{12}^2}{2}$ и поэтому

$$E_{ex}(1,2) = -2 J_{12} s^2 + J_{12} s^2 \varphi_{12}^2 = \text{const} + E_{ex}(\varphi_{12}). \quad (1.7.6)$$

Поскольку $\varphi_{12} \ll 1$, то, заменяя дискретный угол φ_{12} непрерывной зависимостью $\varphi(x)$, для цепочки атомов в направлении ox получим:

$$\varphi_{12} = a \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (1.7.7)$$

где a — межатомное расстояние.

Опуская в (1.7.6) константу, определяющую обменную энергию однородного состояния, найдём плотность обменной энергии, обусловленную непараллельностью соседних спинов. Для этого, подставив в (1.7.6) значение φ_{12} из (1.7.7), разделим второе слагаемое в (1.7.6) на a^3 . В результате получим:

$$F_{\text{ex}} = \frac{J_{12}S^2}{a} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2. \quad (1.7.8)$$

Введём обозначение:

$$A = \frac{J_{12}S^2}{a}, \quad (1.7.9)$$

где A — обменный параметр (параметр обменного взаимодействия).

Используя (1.7.9) аналогично (1.7.3), найдём поверхностную плотность обменной энергии:

$$W_{\text{ex}} = \int_{-\infty}^{\infty} A \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 dx. \quad (1.7.10)$$

Объединяя (1.7.3) и (1.7.10), получим выражение для поверхностной плотности свободной энергии блоховской доменной границы:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \left(K_u \cos^2 \varphi + A \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \right) dx = \int_{-\infty}^{\infty} F \left(\varphi, \frac{\partial \varphi}{\partial x}, x \right) dx, \quad (1.7.11)$$

где $F = F_a + F_{\text{ex}} = F \left(\varphi, \frac{\partial \varphi}{\partial x}, x \right)$ — объёмная плотности свободной энергии блоховской доменной границы.

Зависимость $\varphi(x)$ можно найти из условия минимума W в (1.7.11). Минимум W определяется из уравнения Эйлера:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F}{\partial \varphi^\bullet} \right) - \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0, \quad (1.7.12)$$

где $\varphi^\bullet = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$.

Решая (1.7.12) с граничными условиями

$\varphi(x) \rightarrow \pm \frac{\pi}{2}$ при $x \rightarrow \pm \infty$ и $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$ при $x \rightarrow \pm \infty$, получим:

$$\cos \varphi = \pm \sqrt{\frac{A}{K}} \frac{d\varphi}{dx}. \quad (1.7.13)$$

Интегрируя (1.7.13), найдём:

$$x = \operatorname{arcth}(\sin \varphi) \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (1.7.14)$$

Или иначе:

$$\sin \varphi = \operatorname{th} \left(\frac{x}{\delta_0} \right), \quad (1.7.14')$$

где δ_0 — параметр ширины доменной границы,

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (1.7.14'')$$

Из (1.7.14') видно, что энергия обмена стремится расширить доменную границу, а энергия анизотропии — сжать.

Обычно под шириной доменной границы понимают величину $\delta = \pi \delta_0$, которая получается при линейной аппроксимации $\varphi(x)$:

$$\delta = x_2 - x_1, \text{ где } x_{2,1} = x(\pm \frac{\pi}{2}) \text{ — значения } x, \text{ при которых } \varphi(x_{2,1}) = \pm \frac{\pi}{2}.$$

Для определения энергии ДГ подставим (1.7.13) в (1.7.11), откуда:

$$W = 4\sqrt{AK}. \quad (1.7.15)$$

Блоховские доменные границы, показанные на рис. 1.3, являются правовинтовыми, однако знак \pm в (1.7.13) означает, что разворот спина в ДГ может происходить как по правому винту, так и по левому, что схематично показано на рис. 1.4. Переходные области, разделяющие правовинтовую и левовинтовую участки ДГ, называются линиями Блоха (блоховскими линиями — БЛ). Топологически линии Блоха представляют собой фрагменты ДГ неелевского типа, разделяющие области блоховской конфигурации с противоположными направлениями вращения спина.

Из рис. 1.4 видно, что проекции магнитных моментов блоховских линий на ось x могут быть и положительными и отрицательными, т. е. вращение спинов в них происходит в противоположных направлениях. Переходные области, разделяющие разнополярные участки БЛ, называются блоховскими точками (БТ). В отличие от ДГ и линий Блоха, точка Блоха носит сингулярный характер. Это связано с тем, что поворот спина на 180° происходит в ней на расстоянии одной постоянной решетки. Поэтому в БТ большая плотность обменной энергии.

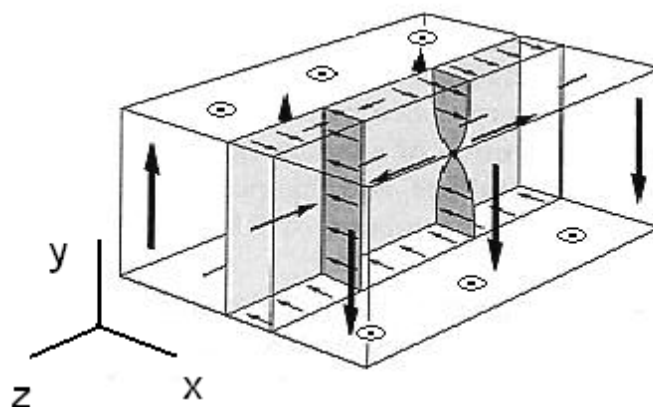


Рис. 1.4. Схематичное представление 180-градусной доменной границы, обладающей линией Блоха с блоховской точкой, в ферромагнетике, ось лёгкого намагничивания которого направлена вдоль оси y . Стрелки на сером фоне, направленные вдоль оси z , показывают направление магнитного момента в среднем сечении ДГ. Стрелки на тёмном фоне, направленные вдоль оси x , показывают направление магнитного момента в среднем сечении блоховской линии. Область, где происходит смена направления магнитного момента БЛ, является блоховской точкой

Линии Блоха, плоскость которых ориентирована перпендикулярно направлению магнитного момента в среднем сечении ДГ (см. рис. 1.4), называются вертикальными блоховскими линиями (ВБЛ).

На рис. 1.5 схематично показана линия Блоха, плоскость которой параллельна направлению магнитного момента в среднем сечении ДГ. Такие БЛ называются горизонтальными (ГБЛ).

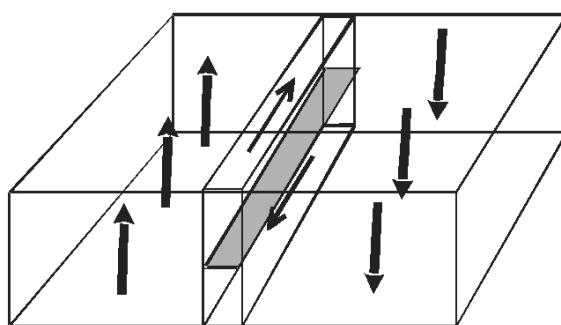


Рис. 1.5. Схематичное представление горизонтальной блоховской линии (серая область, разделяющая разнополярные участки доменной границы)

Горизонтальные БЛ возникают при движении ДГ с большими скоростями. В состоянии покоя они группируются в средней части доменной границы.

Глава 2. Микромагнитная теория. Современное состояние

2.1. Базовые открытия в наномagnetизме

Нобелевская премия по физике за 2016 г. была присуждена не за одно конкретное открытие, а за целый список пионерских работ, которые в 1970–1980-е гг. стимулировали развитие нового направления в физике конденсированных сред. Одним из самых богатых на различные явления разделов физики является физика конденсированных сред. Конденсированная среда — это, образно говоря, среда, в которой много однотипных частиц находится в связанном состоянии и сильно воздействуют друг на друга. Почти каждое слово здесь ключевое. Сами частицы и закон взаимодействия между ними должны быть однотипными. Можно взять несколько разных атомов, но главное, что дальше этот фиксированный набор повторяется снова и снова. Частиц должно быть очень много; десятков-другой — это еще не конденсированная среда. Наконец, влиять они друг на друга должны сильно: притягиваться друг к другу на относительно больших, атомарных масштабах, отталкиваться друг от друга при сближении друг с другом и даже обмениваться друг с другом различным образом. Разреженный газ конденсированной средой не считается.

Фундаментальная основа физики конденсированных сред: при таких достаточно простых «правилах игры» в ней обнаружилось нескончаемое богатство явлений и эффектов. Такое многообразие явлений возникает вовсе не из-за пестрого состава — все частицы в конденсированных системах являются однотипными, — а самопроизвольно, динамически, как результат коллективных эффектов. В самом деле, раз взаимодействие сильное, то нет смысла смотреть на движение каждого отдельного атома или электрона, ведь оно тут же сказывается на поведении всех ближайших соседей, а может быть, даже и далеких частиц. Например, книга «говорит» с читателем не россыпью отдельных букв, а набором связанных друг с другом слов, таким образом она передает мысль в форме «коллективного эффекта» букв. Так же и конденсированная среда «говорит» на языке синхронных коллективных движений, а вовсе не отдельных частиц. Подобных коллективных движений, оказывается, огромное разнообразие.

Нобелевская премия за 2016 г. отмечает работы теоретиков по расшифровке еще одного «языка», на котором могут «разговаривать» конденсированные среды, — языка топологически нетривиальных возбуждений. Конкретных физических систем, в которых возникают подобные возбуждения, найдено уже немало, и во многих исследованиях участвовали лауреаты. Но самое существенное здесь — не конкретные примеры, а сам факт того, что обнаруженные явления в природе имеют место.

Многие топологические явления в конденсированных средах были вначале разработаны в виде теорий и казались чисто математическими закономерностями, не относящимися к нашему миру. Но потом экспериментаторы обнаруживали реальные среды, в которых эти явления наблюдаются, — и математические закономерности вдруг порождали новый класс реально существующих материалов с экзотическими свойствами. Экспериментальная составляющая этого раздела физики сейчас на подъеме, и это бурное развитие будет продолжаться, обещая нам новые материалы с запрограммированными свойствами и технические устройства на их основе.

Нобелевская премия по физике за 2016 г. присуждена Майклу Костерлицу, Дэвиду Таулессу и Данкану Халдейну с формулировкой *«за теоретические открытия топологических фазовых переходов и топологических фаз материи»*. За этой несколько размытой и малопонятной широкой публике фразой стоит целый мир нетривиальных и удивительных даже для самих физиков эффектов, в теоретическом открытии которых лауреаты сыграли ключевую роль в 1970–1980-е гг. Они были не единственными, кто осознал важность топологии в физике. Так, советский физик Вадим Березинский за год до Костерлица и Таулесса сделал, по сути, первый важный шаг к топологическим фазовым переходам. Рядом с именем Халдейна тоже можно поставить много других имен. Но как бы то ни было, все три лауреата безусловно являются знаковыми фигурами в этом разделе физики.

2.2. Характерные порядки магнитных процессов и явлений

Речь идет, прежде всего, о магнитных явлениях, связанных с наличием магнитного момента у различных систем. В связи с этим весьма

полезно привести сравнительную таблицу масштабов характерных длин и времен для разного рода процессов в магнитных средах.

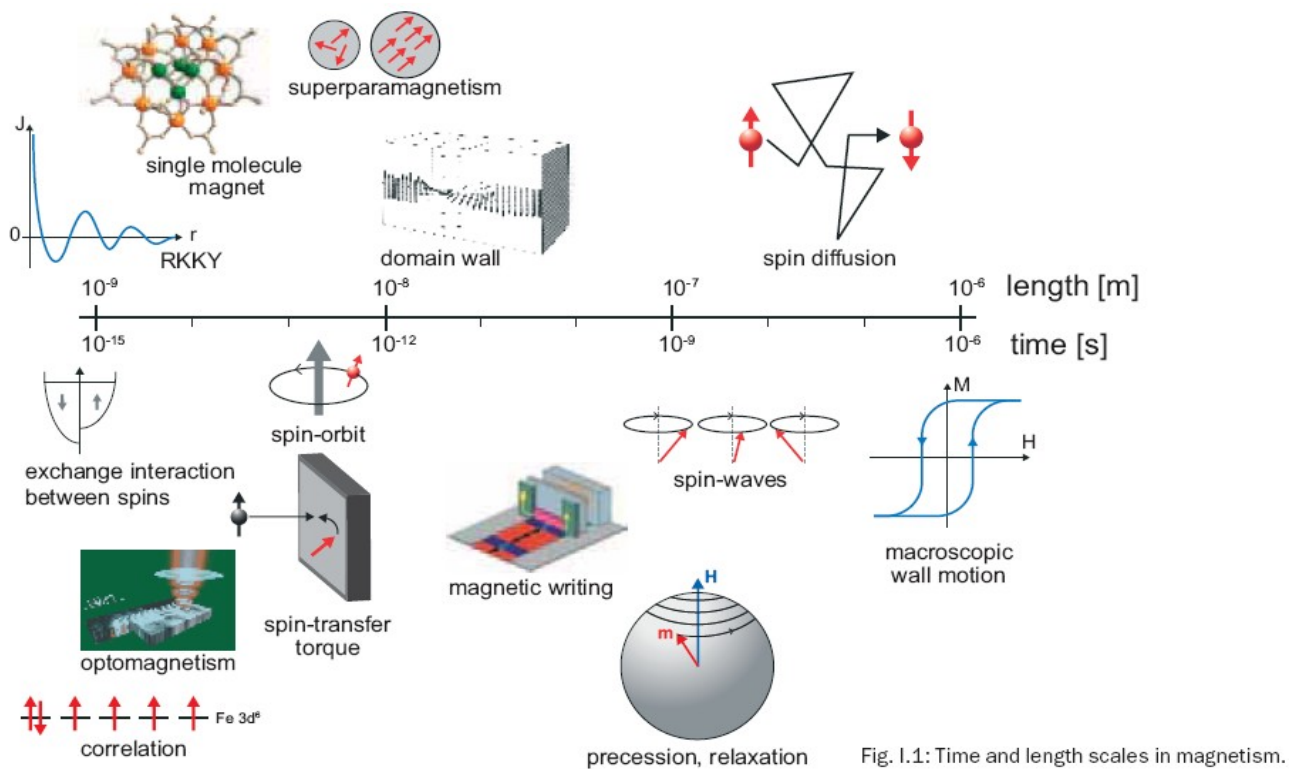


Fig. 1.1: Time and length scales in magnetism.

Рис. 2.1. Масштабы характерных длин (верхняя шкала в метрах) и времен (нижняя шкала в секундах) для магнитных явлений в различных системах. Различные магнитные явления расположены напротив характерных пространственных и временных масштабов, свойственных этим процессам

Таблица 1

Шкала характерных магнитных размеров

Расстояние, на котором диффундирующий электрон сохраняет свою спиновую поляризацию	$10\times$ (средняя длина свободного пробега) $\sim 10\ \mu\text{m}$
Ширина блоховской доменной стенки	$\sim (\text{J/K})^{1/2}$ $\sim 20\ \text{nm}$ ($1\ \text{nm} = 10^{-9}\ \text{m}$)
Минимальный размер магнитной частицы, начиная с которого флуктуации разрушают ферромагнитное состояние	$\sim 10\ \text{nm}$
Обменная длина, определяющая диаметр ядра вихря	$\sim (\text{J}/2\pi M_s^2)^{1/2}$ $\sim 1\ \text{nm}$

Продолжение таблицы

В пределе очень тонких пленок величина ядра вихря из численных оценок	$2(2A/\mu_0 Ms^2)^{1/2}$ $\sim 6.4 \text{ nm}$
Экспериментально измеренная величина ядра вихря	$\sim 9 \pm 1 \text{ nm}$
Длина волны осцилляций РККУ спиновой плотности электронов проводимости вблизи магнитного иона (осцилляции Фриделя)	$\sim \pi/k_F$ $\sim 0.2 \text{ nm}$

Таблица 2

Шкала характерных магнитных времен

Время переворота магнитного момента вследствие полевого или токового индуцирования движения доменной стенки со скоростью $\sim 100 \text{ m/s}$	$d_{\text{wall}}/V_{\text{wall}} \sim \mathbf{200 \text{ ps}}$ ($\mathbf{1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}}$)
Прецессия намагничивания и затухания, согласно уравнению Ландау — Лифшица — Гильберта	$\sim 50 \text{ ps}$
Спин-орбитальное взаимодействие между спином электрона и его орбитальным моментом	$1 - 100 \text{ meV}$ $\rightarrow \tau \sim \mathbf{50 - 5000 \text{ fs}}$ ($\mathbf{1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}}$)
Взаимодействие Яна — Теллера, которое стабилизирует упругие деформации, снимая вырождение основного состояния	50 meV $\rightarrow \tau \sim \mathbf{100 \text{ fs}}$
Энергия спиновой волны при среднем значении волнового вектора	$1 - 1000 \text{ meV}$ $\rightarrow \tau \sim \mathbf{5 - 5000 \text{ fs}}$
Величина взаимодействия посредством кристаллического поля направленных 3d-электронных орбиталей с ближайшими ионами	1 eV $\rightarrow \tau \sim \mathbf{5 \text{ fs}}$
Корреляционная энергия, ответственная за выполнение правила Хунда внутри атома	5 eV $\rightarrow \tau \sim \mathbf{1 \text{ fs}}$

Магнитный вихрь является очень стабильной, образованной естественным образом структурой, сформированной в магнито-мягкой

наноструктуре. Вследствие магнитной анизотропии магнитные моменты в такого рода тонкопленочном элементе расположены в плоскости пленки. Вихревые структуры характеризуются циркуляцией в плоскости магнитных моментов вокруг очень стабильного ядра диаметром всего от нескольких десятых нанометра до нанометра, т. е. порядка обменной длины. Особенностью этой структуры является ядро вихря, которое имеет намагниченность, перпендикулярную плоскости образца. Это выражается в двух характерных поляризациях: «вверх» («up») и «вниз» («down»). Малые размеры и чрезвычайная стабильность делает ядро вихря многообещающей структурой для использования в магнитной памяти. В работе [2.1], основанной на микромагнитном моделировании посредством уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта, строго продемонстрировано, что ядро может динамически переключаться в течение десятых долей пикосекунды из состояния «вверх» в состояние «вниз» посредством приложения внешнего поля. Диск из пермаллоя диаметром 200 нм перемагничивается в противоположное положение «ядра» вихря после приложения импульса магнитного поля величиной 80 мТ и длительностью 60 пикосекунд. Используя поля длительностью в 5 ps авторы показали, что ядро вначале переходит в промежуточное состояние, которое формируется начальным вихрем, антивихрем и вихрем с противоположно ориентированным ядром.



Рис. 2.2. Поляризация ядра вихря посредством формирования промежуточного состояния «начальный вихрь — антивихрь — «переполаризованный» вихрь» с последующей аннигиляцией двух первых состояний

Затем ядро начального вихря аннигилирует с ядром антивихря, и остается вихрь с противоположно поляризованным ядром. К настоящему времени пока не достигнуты экспериментально значения в несколько десятых пикосекунд и в несколько десятых нанометра для проверки существования этого промежуточного состояния.

Отметим, что современная магнитная память ограничена плотностями в 400 Гигабит на квадратный дюйм (т. е. один бит на $40 \times 40 \text{ нм}^2$) и временем записи/считывания порядка 2 наносекунд,

в то время как магнетронные процессы ограничены импульсами в 100 ps. Фундаментальные магнитные процессы ограничены нанометровыми размерами и суб-пикосекундной продолжительностью.

Особые надежды возлагают на использование скирмионов (трехмерных «вихреподобных» структур) в спиновой электронике. Одна из популярных в настоящее время концепций, называемая трековой памятью (*race-track memory*, дословно «память на беговой дорожке»), основана на движении доменных границ вдоль нанопроволоки [2.2]. Однако управление доменными границами с помощью спинового тока предполагает высокие значения его плотности (10^6 – 10^7 А/см²), что приводит к износу элементов памяти. В то же время плотности токов, необходимые для приведения в движение скирмионов (критическая плотность тока депиннинга), в десятки тысяч раз меньше.

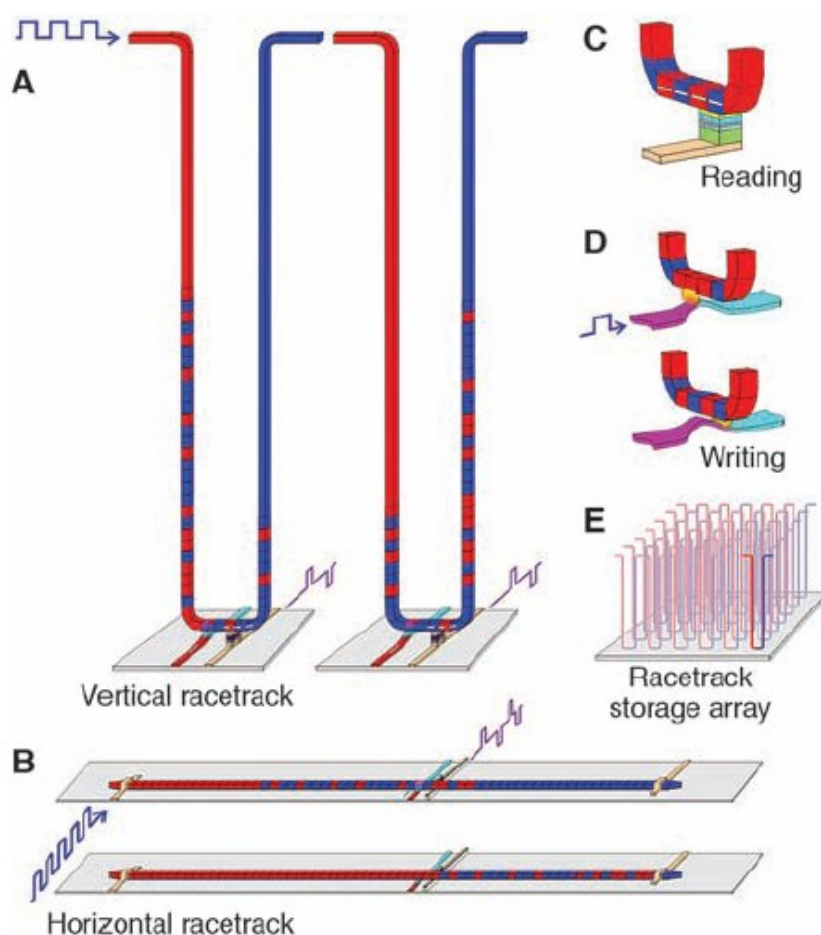


Рис. 2.3. Схема функционирования «памяти на беговой дорожке» (*race-track memory*) — это ферромагнитная нанопроволока с данными, зашифрованными в виде областей магнитных доменов вдоль участка нанопровода

Другим их достоинством является то, что расстояния между скирмионами можно сделать предельно малыми — единицы нанометров, в то время как расстояние между доменными границами определяется минимальным размером доменов, составляющим значения десятки нанометров. Высокая плотность упаковки скирмионов позволит существенно повысить скорость записи/считывания информации даже при малых скоростях движения самих скирмионов (дело в том, что, несмотря на различие критических плотностей токов депиннинга для скирмионов и доменных стенок, скирмионы не отличаются большей подвижностью по сравнению со стенками).

2.3. Теоретико-полевая ренорм-группа. Низкоразмерные системы

Опишем подход к ренормировке, основанный на представлении поля в виде линейной комбинации гармоник с различными длинами волн, при этом по полям с короткими длинами волн производится суммирование. Общая проблема, решаемая ренорм-групповой (РГ) теорией, — понять влияние флуктуаций в системе с дальним порядком. Термодинамические флуктуации могут быть большими либо вблизи критической точки, где изменяется порядок, либо в низкотемпературной фазе, в случае, когда упорядоченное состояние описывается непрерывной группой симметрии. В обоих случаях размерность пространства необходимо понизить, чтобы сделать влияние флуктуаций существенным. Охарактеризуем общие рамки РГ, а затем приложим их вначале к относительно простому случаю низкоразмерных структур с непрерывной симметрией. Особый интерес вызывает нелинейная сигма-модель и ХУ-модель.

2.4. Ренорм-группа в пространстве импульсов

Вообще говоря, нас интересует проблема описания системы с функцией распределения:

$$Z = \text{Tr} e^{-H(\phi)}, \quad (2.4.1)$$

где H — гамильтониан некоторого поля ϕ , описывающего упорядоченность, скажем, спиновой системы в магнитных структурах, амплитуду волновой функции конденсата в сверхпроводящей жидкости и т. д.

Ренормализационная группа преобразований включает три стандартных шага: огрубление решетки, перенормировку, перенормированный гамильтониан.

1. Огрубление решетки достигается разложением поля на «быстрые» и «медленные» части, $\phi = \phi' + \delta\phi$. Быстрые и медленные поля определяются с использованием Фурье-преобразований следующим образом:

$$\phi(x) = \sum_{|k| < \Lambda'} e^{ikx} \phi_k + \sum_{\Lambda' < |k| < \Lambda} e^{ikx} \phi_k, \quad (2.4.2)$$

здесь Λ ультрафиолетовое обрезание, которое присуще любому разделу статистической механики: обратная величина постоянной решетки, $\Lambda = 2\pi/a$, либо расстояние между частицами, $\Lambda = 2\pi/d$. Промежуточный масштаб обрезания $\Lambda' = \Lambda/b$. Определяется обратным размером блока разбиения в реальном пространстве РГ картины. Медленное поле ϕ' относится к «огрубленному» полю.

2. Перенормировка пространства в «огрубленной» решетке, $x' = x/b$, соответствует перенормировке волнового вектора $k' = bk$. При перенормировке параметр «обрезания» Λ' сдвигается обратно в Λ .

3. Перенормированный гамильтониан конструируется так, что функция распределения остается инвариантной:

$$Z = \text{Tr}_{\phi'} \text{Tr}_{\delta\phi} e^{-H(\phi' + \delta\phi)} = \text{Tr}_{\phi'} e^{-H'(\phi')}, \quad (2.4.3)$$

что означает, что H' определяется как:

$$\exp\{-H'(\phi')\} \equiv \left\langle \exp\{-H(\phi' + \delta\phi)\} \right\rangle_{\delta\phi}, \quad (2.4.4)$$

здесь $\langle \dots \rangle_{\delta\phi}$ означает $\text{Tr}_{\delta\phi}$.

В этой формулировке процедура ренормировки сложна в части вычисления H' из H . Обычно след в уравнении (2.4.4) может быть вычислен, когда статистика «быстрого» поля является гауссовой. Поэтому полезно напомнить основные закономерности гауссовой статистики.

2.5. Гауссова статистика

Для Гауссова распределения $\exp\{(-1/2) \cdot A\phi^2\}$ имеет место следующая характеристическая функция:

$$\langle e^{iJ\phi} \rangle = \exp \left\{ -\frac{I}{2} A^{-1} J^2 \right\}. \quad (2.5.1)$$

Для работы с гауссовыми распределениями полезно знать следующую формулу:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ -Ax^2 \pm 2Bx - C \} dx = \sqrt{\frac{\pi}{A}} \exp \left\{ -\frac{AC - B^2}{A} \right\}. \quad (2.5.2)$$

Так, в теории вероятностей характеристической функцией называется:

$$g(t) = M \left[\exp \{ itX \} \right], \quad (2.5.3)$$

где $M[X]$ — математическое ожидание случайной величины X . Для нормального распределения вида:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -x^2/2 \right\} \quad (2.5.4)$$

характеристической функцией является выражение вида:

$$g(t) = \exp \{ -t^2/2 \}. \quad (2.5.5)$$

Формула (2.5.1) может быть обобщена для распределения с несколькими компонентами ϕ_r в следующей форме: $\exp \left\{ -\frac{I}{2} \sum_{rr'} A_{rr'} \phi_r \phi_{r'} \right\}$.

Характеристической функцией является следующая формула:

$$\langle \exp \{ i \sum_r J_r \phi_r \} \rangle = \exp \left\{ -\frac{I}{2} \sum J_r \tilde{A}_{rr'} J_{r'} \right\}, \quad (2.5.6)$$

где $\sum_{r''} \tilde{A}_{rr''} A_{r''r'} = \delta(r - r')$. Для непрерывных полевых переменных $\phi(r)$ с распределением $\exp \left(-\frac{I}{2} \iint A(r, r') \phi(r) \phi(r') d^3 r d^3 r' \right)$, это означает:

$$\langle \exp \{ i \int J(r) \phi(r) d^3 r \} \rangle = \exp \left\{ -\frac{I}{2} \iint \tilde{A}(r, r') J(r) J(r') d^3 r d^3 r' \right\} \quad (2.5.7)$$

с обратной величиной \tilde{A} определенной посредством $\int \tilde{A}(r, r'') A(r'', r') d^3 r'' = \delta^{(3)}(r - r')$.

Парная корреляционная функция $\langle \phi(r_1)\phi(r_2) \rangle$ может быть получена дифференцированием характеристической функции (2.5.7) соответственно по $J(r_1)$ и $J(r_2)$, а затем, полагая $J(r) = 0$. Это приводит к коррелятору в терминах \tilde{A} :

$$\langle \phi(r_1)\phi(r_2) \rangle = \tilde{A}(r_1, r_2). \quad (2.5.8)$$

Отсюда можно получить полезную формулу:

$$\left\langle \exp \left\{ i \int J(r)\phi(r)d^3r \right\} \right\rangle = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \iint \langle \phi(r)\phi(r') \rangle J(r)J(r')d^3rd^3r' \right\}, \quad (2.5.9)$$

связывающую непосредственно распределение с функцией парной корреляции.

Во многих интересных случаях $A(r, r')$ зависит только от разности координат ($r - r'$). В подобных случаях обратная величина \tilde{A} имеет простую форму Фурье-представления:

$$\tilde{A}(r - r') = \int e^{ik(r-r')} \tilde{A}(k) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (2.5.10)$$

Конечно, поскольку имеет место соотношение $\tilde{A}(k) = 1/A(k)$, то можно записать:

$$\langle \phi(r)\phi(r') \rangle = \tilde{A}(r - r') = \int e^{ik(r-r')} \frac{1}{A(k)} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (2.5.11)$$

Можно обобщить эти результаты для корреляционных функций высших порядков $\langle \phi(r)\phi(r')\phi(r'')\dots \rangle$, кроме того, использовать теорему Вика для высших корреляторов в терминах парных корреляторов.

В качестве примера использования равенства (2.5.11) рассмотрим корреляционную функцию для флуктуаций в теории Ландау. Эти флуктуации описываются квадратичным гамильтонианом, полученным разложением функционала вблизи минимума:

$$H(\delta m) = \int \frac{1}{2} K \left((\nabla \delta m)^2 + \xi^{-2} \delta m^2 \right) d^d x, \quad (2.5.12)$$

где $K\xi^{-2} \equiv H_L''(m_0)$. Вероятность распределения величины δm подчиняется Гауссовому закону распределения, $\exp\{-\beta H(\delta m)\}$. Сравнивая это выражение с предыдущим, замечаем, что в этом случае дифференциальный оператор A выражается:

$$A(r, r') = \beta K(-\nabla^2 + \xi^{-2}). \quad (2.5.13)$$

Чтобы найти \tilde{A} , нужно найти обратный оператор к A . Это не сложно сделать для Фурье-представления:

$$A(\mathbf{k}) = \beta K(\mathbf{k}^2 + \xi^{-2}), \quad \tilde{A}(\mathbf{k}) = \frac{k_B T}{K(\mathbf{k}^2 + \xi^{-2})}, \quad (2.5.14)$$

что дает выражение:

$$\tilde{A}(r, r') = \int \frac{k_B T}{K(\mathbf{k}^2 + \xi^{-2})} e^{i\mathbf{k}(r-r')} \frac{d^d k}{(2\pi)^d}. \quad (2.5.15)$$

Эта формула может быть получена также из выражения для соответствующей гармоники δm_k .

2.6. Флуктуации в низкоразмерных системах с непрерывной симметрией

В низкоразмерных системах тепловые флуктуации нарушают порядок или существенно изменяют его. Одним из примеров является отсутствие фазового перехода в 1D-модели Изинга. Хотя мы указали лишь особую 1D-модель, вывод об отсутствии дальнего порядка в одномерных моделях является достаточно общим. Он применим к системам с различного рода симметрией: дискретной или непрерывной, коль скоро взаимодействие является короткодействующим. Однако в двумерном случае, как демонстрирует проблема Онзагера, критическая точка в модели Изинга не разрушается флуктуациями.

Ситуация для систем с непрерывной симметрией отличается в упорядоченном состоянии. Существует известная теорема Мермина — Вагнера и Хоенберга [2.3; 2.4], устанавливающая, что в подобных системах дальний порядок разрушается флуктуациями при относительно низких температурах. Центральный пример с непрерывной симметрией, на котором мы ниже сфокусируем внимание, — это нелинейная сигма-модель, описывающая флуктуации k -компонентного единичного вектора поля:

$$H = \frac{I}{2g} \int \sum_{\mu=1,2; i=1,\dots,k} (\partial_\mu n_i)^2 d^2 x, \quad |\mathbf{n}(x)|^2 = (n_1^2(x) + \dots + n_k^2(x))^{1/2} = 1, \quad (2.6.1)$$

здесь g — константа связи. Хотя гамильтониан является квадратичным, равенство $|\mathbf{n}| = 1$ делает проблему нетривиальной. Проблема (2.6.1) относится к непрерывной $SO(k)$ -симметрии, её основное состояние представляет собой пространственно-однородное поле с конфигурацией $\mathbf{n}(x) = \bar{\mathbf{n}}$, где $\bar{\mathbf{n}}$ — некоторый единичный вектор на сфере размерности $(k - 1)$.

При $k = 2$ эта проблема известна как XY-модель, описывающая 2D сверхтекучесть и ферромагнетизм со спинами, лежащими в плоскости. Для $k = 3$ — это модель Гейзенберга для ферромагнетизма. Для проблемы Гейзенберга на решетке мы получаем континуальную полевую задачу (2.5.1) разложением градиента. Константа связи в этом случае равняется:

$$g = k_B T / J, \quad (2.6.2)$$

где J — обменный спиновый параметр.

Чтобы увидеть, как система (2.5.1) теряет дальний порядок вследствие флуктуаций, рассмотрим её при низких температурах, $g = k_B T / J \ll 1$, и введем возмущение вблизи состояния с нулевой температурой:

$$\mathbf{n}(x) = \mathbf{n}' \sqrt{1 - \mathbf{u}^2(x)} + \mathbf{u}(x), \quad \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}' = 0, \quad (2.6.3)$$

где \mathbf{n}' — константа, вектор \mathbf{u} описывает поперечные флуктуации, $\mathbf{u} \perp \mathbf{n}'$. Предполагая, во-первых, что флуктуации малы, разложим (2.5.1) в ряд по \mathbf{u} до второго порядка:

$$H(\mathbf{u}) = \frac{1}{2g} \int \sum (\partial_\mu \mathbf{u})^2 d^2 x = \frac{1}{2g} \int \sum (\partial_\mu u_i)^2 d^2 x, \quad i = 1, \dots, k-1; \mu = 1, \quad (2.6.4)$$

где u_i — коэффициенты разложения вектора \mathbf{u} по ортогональному базису $\mathbf{e}_i \perp \mathbf{n}'$.

Рассмотрим флуктуации \mathbf{u} . Так как распределение $\exp\{-H(\mathbf{u})\}$ является Гауссовым, мы можем использовать представленные результаты, чтобы получить формулу для флуктуаций величины \mathbf{u} :

$$\langle u_i^2(x) \rangle = g \int \frac{1}{k^2} \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} = \frac{g}{2\pi} \int_{2\pi/L}^{2\pi/a} \frac{dk}{k} = \frac{g}{2\pi} \ln(L/a). \quad (2.6.5)$$

Здесь мы обрезали пределы логарифмически расходящегося интеграла при величинах k , больших, чем обратная величина постоян-

ной решетки (a), и для k , меньших, чем обратная величина размеров системы (L).

Результат расходится для бесконечной системы, когда $L \rightarrow \infty$, свидетельствуя, что наше предположение о малости флуктуаций не соответствует действительности. Таким образом, в бесконечных системах дальний порядок при конечных температурах, не важно каких по величине, разрушается флуктуациями. Из логарифмической зависимости (2.6.5) можно заключить, что характерная длина, более которой корреляции разрушаются флуктуациями, дается выражением:

$$\xi \cong a \cdot \exp\{2\pi/g\}. \quad (2.6.6)$$

Корреляционная длина ξ остается конечной при любой температуре, становясь экспоненциально большой при малых температурах $g = k_B T/J \ll 1$.

Кроме того, можно рассмотреть флуктуации в конечной системе при наличии магнитного поля. Добавляя слагаемое $-\int \mathbf{h} \cdot \mathbf{n}(x) d^2x$ в гамильтониан и используя формулу (2.5.3) для разложения флуктуаций вблизи однородного состояния $\mathbf{n}(x) \parallel \mathbf{h}$, получим гамильтониан с массовым членом:

$$H(u) = \frac{I}{2g} \int \sum \left[(\partial_\mu \mathbf{u})^2 + g\beta |\mathbf{h}| \mathbf{u}^2 \right] d^2x. \quad (2.6.7)$$

Этот квадратичный гамильтониан определяет гауссовское распределение $\mathbf{u}(x)$. На основании (2.5.11) получим выражение:

$$\langle u_i^2(x) \rangle = g \int \frac{I}{\mathbf{k}^2 + g\beta |\mathbf{h}|} \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \approx \frac{g}{4\pi} \ln \left(\frac{(2\pi)^2 J}{a^2 |\mathbf{h}|} \right), \quad (2.6.8)$$

где $w = \mathbf{k}^2 + g\beta |\mathbf{h}|$. Можно заметить, что конечные поля \mathbf{h} подавляют поперечные флуктуации и при малых параметрах $k_B T = gJ$ делают состояние хорошо упорядоченным. Однако в пределе $\mathbf{h} \rightarrow 0$ флуктуации расходятся, свидетельствуя об отсутствии дальнего порядка при любой конечной температуре.

2.7. Скирмионы — новый тип магнитных объектов

Топологические структуры, названные в честь английского физика Тони Скирме, рассматривавшего особый тип вихрей для объяснения свойств пи-мезонов, стали актуальными в теории конденсирован-

ного состояния вещества и магнитоупорядоченных сред. А. Н. Богдановым и др. [2.5–2.7] было предсказано существование подобных топологических структур (рис. 2.4) в кристаллах без центра симметрии. Интерес к скирмионам поддерживают сообщения об их необычных электродинамических свойствах, в частности перемещении под действием электрического тока, что может найти практические приложения в спинтронике.

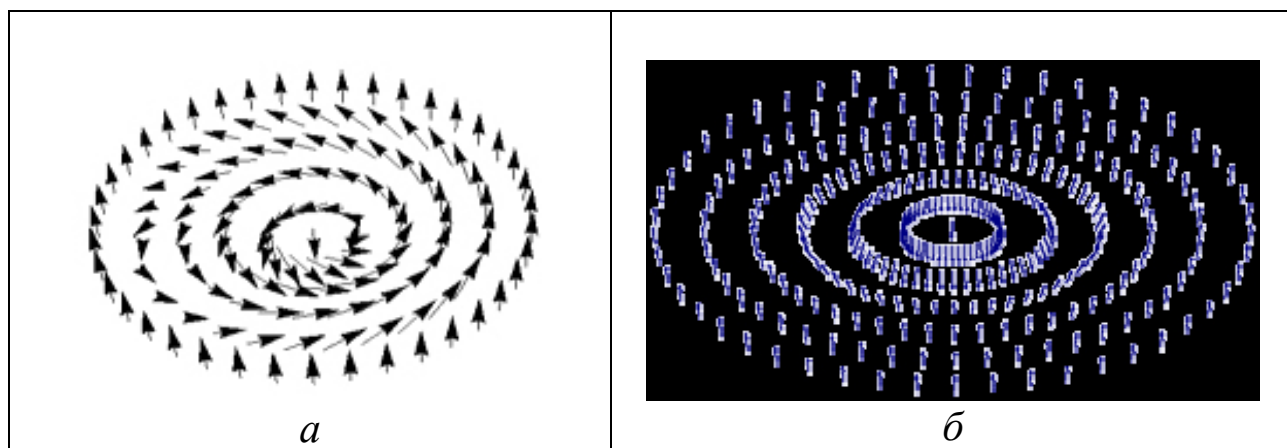


Рис. 2.4. Различные типы магнитных скирмионов:
а) с разворотом намагниченности в касательной плоскости,
б) с разворотом в радиальной плоскости

Наглядное представление о скирмионе дает рис. 2.5, где представлен трехмерный скирмион и его реализация в двумерных магнитных структурах.

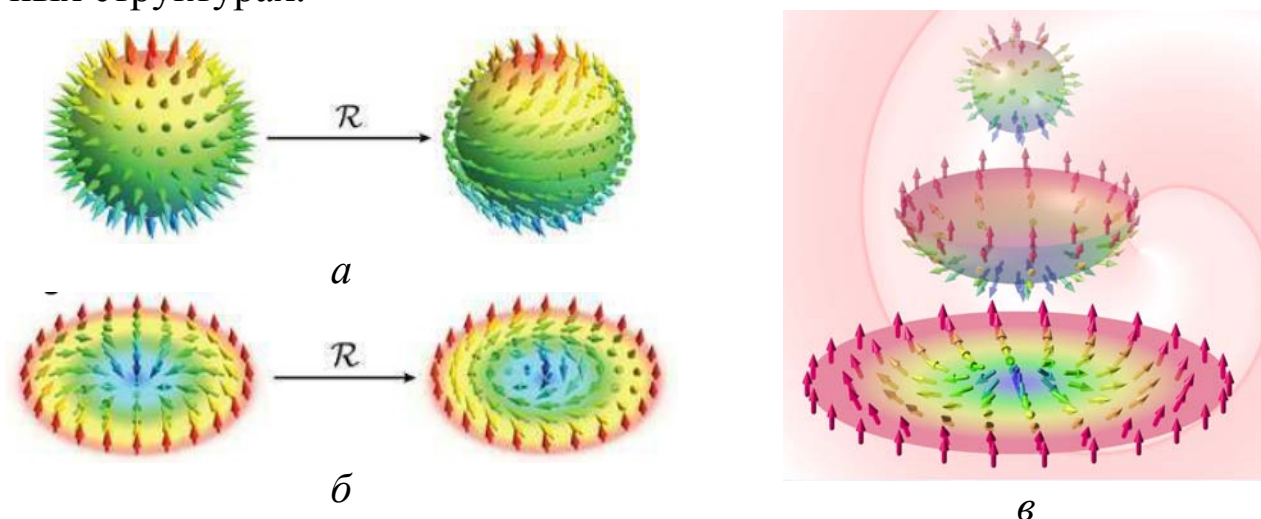


Рис. 2.5. Скирмион — локальное, стабильное солитонно-подобное решение нелинейной полевой теории (а). Скирмион в магнитных структурах (б). Топологическая трансформация скирмиона (в)

Скирмион является гомотопически нетривиальным классическим решением нелинейной сигма-модели с нетривиальной топологией целевой складки — частным случаем топологического солитона. Скирмион является топологически устойчивым.

Вследствие периодической зависимости энергии взаимодействия от углов, кроме длинноволновых флуктуаций, на двумерной (2D) решетке возникают возбуждения с нетривиальной топологией — вихри и антивихри. При обходе вдоль любого замкнутого контура, содержащего вихрь или антивихрь, спин поворачивается на $\pm 2\pi$. При движении в направлении возрастания фазы (т. е. если спин вращается против часовой стрелки) вихрь обходится по контуру против часовой стрелки, а антивихрь — по часовой.

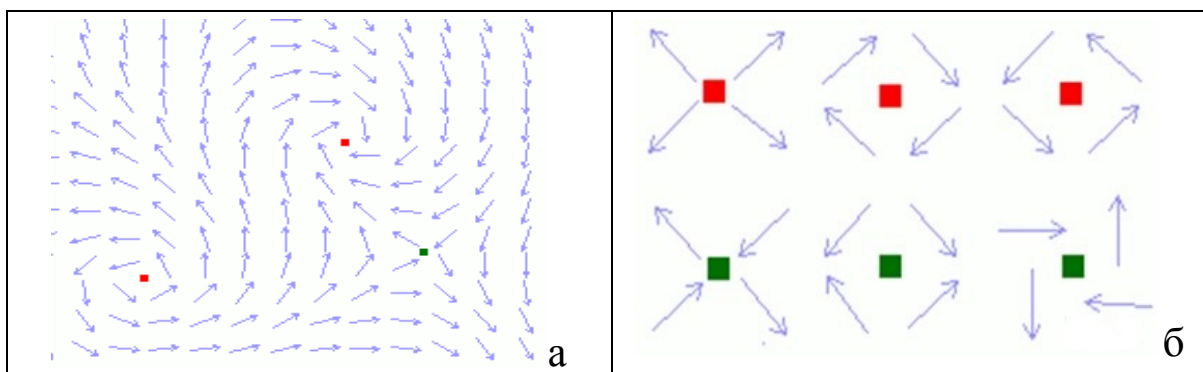


Рис. 2.6: а — конфигурация, состоящая из двух вихрей (на рис. правее) и одного антивихря (на рис. левее), б — верхние конфигурации — вихри, нижние конфигурации — антивихри

Поскольку изменение фазы зависит от разности направлений спинов, то оно не изменится, если мы повернем все спины одновременно на произвольный угол. Поэтому все три верхние конфигурации на рис. 2.6 — вихри, а нижние — антивихри.

2.8. Магнитные вихри и антивихри в двумерной XY-модели

В двумерной (2D) XY-модели спины могут вращаться в плоскости. Энергия взаимодействия двух ближайших спинов \mathbf{s} :

$$E_{ij} = -J_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j = -J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j), \quad (2.8.1)$$

где фаза i -го спина θ_i отсчитывается от горизонтальной оси против часовой стрелки. Энергия системы минимальна в упорядоченном состоянии, когда все спины параллельны. Поэтому на 3D-решетке

при низких температурах происходит фазовый переход в упорядоченное состояние с отличной от нуля намагниченностью. Однако на 2D-решетке упорядоченное состояние неустойчиво относительно длинноволновых флуктуаций, т. е. плавное изменение направления спинов на бесконечной решетке накапливается, разрушая дальний порядок при любой конечной температуре (теорема Мермина — Вагнера [2.3; 2.4]). Подчеркнем, что на данный момент нет точного решения данной модели в 2D-случае, в отличие от двумерной модели Изинга [2.8].

Предполагается, что спин представляет собой n -компонентный вектор $\mathbf{S}_i = (S_{i1}, S_{i2}, \dots, S_{in})$ ($\mathbf{S}_i^2 = 1$), который находится в i -м узле решетки, которая взаимодействует ферромагнитным образом со своими соседями.

$$-\beta H = K \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j = -\frac{K}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} [(\mathbf{S}_i - \mathbf{S}_j)^2 - 2]. \quad (2.8.2)$$

При нулевой температуре конфигурация основного состояния является ферромагнитной со всеми спинами, сориентированными вдоль некоторого направления (скажем, $\mathbf{S}(\mathbf{x}) = \mathbf{e}_n = (0, 0, \dots, 1)$). При низких температурах статистические флуктуации охватывают только низкоэнергетичные длинноволновые моды, которые могут быть оценены в рамках континуального приближения. В этом случае гамильтониан заменяется следующим образом:

$$-\beta H[\mathbf{S}] = -\beta E_0 - \frac{K}{2} \int d^d \mathbf{x} (\nabla \mathbf{S})^2, \quad (2.8.3)$$

где дискретный индекс решетки i заменен на непрерывный вектор $\mathbf{x} \in \mathbf{R}^d$. Соответствующая функция распределения представляет собой так называемую нелинейную σ -модель:

$$Z = \int D\mathbf{S}(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{S}^2 - 1) \exp\{-\beta H[\mathbf{S}]\}. \quad (2.8.4)$$

Здесь обозначение $\delta(\mathbf{S}^2 - 1)$ представляет функциональную δ -функцию, т. е. при всех пространственных координатах $\mathbf{S}(\mathbf{x})^2 = 1$.

Флуктуации, поперечные к основной спиновой ориентации \mathbf{e}_n , описываются $n - 1$ голдстоуновской модой. Принимая параметризацию $\mathbf{S}(\mathbf{x}) = (\pi_1(\mathbf{x}), \dots, \pi_{n-1}(\mathbf{x}), (1 - \pi^2)^{1/2})$ и раскладывая до второго порядка, получаем следующее выражение для средних поперечных флуктуаций:

$$\begin{aligned} \langle |\pi(\mathbf{x})|^2 \rangle &= \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} \langle |\pi(\mathbf{q})|^2 \rangle = \int \frac{d^d \mathbf{q}}{(2\pi)^d} \frac{n-1}{Kq^2} = \frac{n-1}{K} \frac{S_d}{(2\pi)^d} \frac{a^{2-d} - L^{2-d}}{d-2} \xrightarrow{L \rightarrow \infty} \\ &\frac{(n-1)K_d}{K} \begin{cases} a^{2-d} \propto T, d > 2 \\ L^{2-d} \rightarrow \infty, d \leq 2 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.8.5)$$

Этот результат предполагает, что в более чем трех измерениях мы всегда можем найти температуру, при которой амплитуда флуктуаций мала, в то время как в двух и менее измерениях флуктуации разрушают дальний порядок. Этот факт находится в соответствии с теоремой Мермина — Вагнера [2.3; 2.4].

В микромоделировании используется континуальное приближение, поэтому дискретные спиновые моменты заменяются на усредненные по элементарному объему (площади) магнитные моменты, для данного разбиения пространства обладающие наименьшим при данном разбиении пространства объемом либо площадью, в зависимости от свойств исследуемой системы. Таким образом, наименьшему элементу разбиения приписывается усредненный по этому объему вращающий момент \mathbf{S} .

В рамках континуального приближения гамильтониан 2D-системы вращающих моментов \mathbf{S} единичной длины для квадратной решетки имеет вид:

$$H = -J \sum_{\langle i, j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j = -J \sum_{\langle i, j \rangle} \cos(\theta_i - \theta_j), \quad (2.8.6)$$

где $\langle i, j \rangle$ означает суммирование по ближайшим соседям квадратной решетки, θ_i — угол вращающего момента, находящегося в i -м узле по отношению к произвольному полярному направлению в плоскости, $\mathbf{S} = (\cos\theta, \sin\theta)$, коэффициент J пропорционален обменному интегралу. Предположим, что повороты в плоскости мало изменяются от узла к узлу. Это происходит при малых значениях температуры T . Тогда можно разложить косинус в ряд Тэйлора, ограничиваясь первыми двумя слагаемыми: $\cos(\theta_i - \theta_j) \approx 1 - \frac{1}{2}(\theta_i - \theta_j)^2$. Суммирование по ближайшим соседям соответствует дискретному оператору Лапласа, который можно выразить в терминах частных производных посредством: $(\theta_i - \theta_j) = \partial_x \theta$ для двух узлов i и j , которые различаются на одну позицию в x -направлении. Это позволяет записать гамильтониан для непрерывного случая в следующем виде:

$$H = E_0 + (J / 2) \int d\mathbf{r} (\nabla\theta)^2, \quad (2.8.7)$$

где $E_0 = 2JN$ — энергия основного состояния N вращающихся моментов в ряду.

Термодинамические свойства системы описываются следующей функцией распределения:

$$Z = e^{-\beta E_0} \int D[\theta] \exp \left\{ -\beta \frac{J}{2} \int d\mathbf{r} (\nabla\theta)^2 \right\}, \quad (2.8.8)$$

которая определяется функциональным интегралом по всем возможным конфигурациям поля $\theta(\mathbf{r})$. Интеграл по $\theta(\mathbf{r})$ может быть разбит на два слагаемых: сумму вблизи локального минимума θ_V величины $H[\theta]$ и флуктуации θ_{sw} относительно минимума:

$$Z = e^{-\beta E_0} \sum_{\theta_V} \int D[\theta_{sw}] \exp \left\{ -\beta \left(H[\theta_V] + \frac{1}{2} \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \theta_{sw}[\mathbf{r}_1] \frac{\delta^2 H}{\delta\theta(\mathbf{r}_1) \delta\theta(\mathbf{r}_2)} \theta_{sw}(\mathbf{r}_2) \right) \right\}. \quad (2.8.9)$$

Конфигурация поля, соответствующая локальному минимуму H , подчиняется условиям существования экстремума:

$$\frac{\delta H}{\delta\theta(\mathbf{r})} = 0 \Rightarrow \nabla^2\theta(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.8.10)$$

Имеются два вида решений этого уравнения. Первое решение состоит в наличии основного состояния вида: $\theta = constant$. Второй тип решений состоит в наличии сингулярности (которую называют «вихрем» — англ. *vortex*) в поле векторов $\theta(\mathbf{r})$ и получается при выполнении следующих условий для циркуляции поля векторов $\theta(\mathbf{r})$.

1. Для всех замкнутых кривых, окружающих центр вихря \mathbf{r}_0 , имеет место соотношение:

$$\oint \nabla\theta(\mathbf{r}) d\mathbf{l} = 2\pi n, \quad (2.8.11)$$

где n — целое число ($n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$). Плюс и минус означают направление направления стрелки «по» и «против» обхода центра замкнутого контура. Заметим, что величина n кратна топологическому заряду.

2. Для всех замкнутых кривых, которые не окружают центр вихря \mathbf{r}_0 , имеет место соотношение:

$$\oint \nabla\theta(\mathbf{r}) d\mathbf{l} = 0. \quad (2.8.12)$$

Условие 1) означает наличие сингулярности в поле векторов. Отметим, что циркуляция, кратная 2π , означает, что в результате обхода замкнутого контура стрелка, указывающая направление вектора, возвращается в исходное состояние. Заметим, что результат обхода замкнутого контура не меняется при небольшой деформации контура, что дает вместе с использованием теоремы Стокса (исключая изолированные точки) следующее соотношение:

$$\nabla \times \nabla \theta(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.8.13)$$

В этом контексте ненулевой результат (2.8.11) означает наличие внутри замкнутого контура сингулярной точки, которая получила специальное название «ядро топологического дефекта» — «вихрь» (англ. *the “core” of topological defect — vortex*). Таким образом, мы можем обобщить выражение (2.8.11), включив сингулярность «мощности» n_i , расположенную в точке \mathbf{r}_i , так что можно записать выражение:

$$\nabla \times \nabla \theta(\mathbf{r}) = 2\pi \mathbf{e}_z \sum_i n_i \delta^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \equiv 2\pi \mathbf{n}(\mathbf{r}). \quad (2.8.14)$$

Здесь введено обозначение плотности расположения вихрей $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ и единичный вектор \mathbf{e}_z , ортогональный к вектору \mathbf{r} , $\delta^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$, — дельта-функция Дирака.

Можно определить энергию вихря следующим образом. Проблема становится сферически симметричной, если поле вихря имеет следующий вид: $\theta(\mathbf{r}) = \theta(r)$. Зависимость от величины r может быть найдена из выражения (2.8.11). Вычислим интеграл по замкнутому контуру в формуле (2.8.11), представляющему собой окружность радиусом r с центром в \mathbf{r}_0 — «ядре» вихря:

$$2\pi n = \oint \nabla \theta(\mathbf{r}) d\mathbf{l} = 2\pi r |\nabla \theta|. \quad (2.8.15)$$

Откуда легко получить выражение для двумерного случая (XY-модель) $|\nabla \theta(r)| = n/r$. Вообще говоря, для изменения фазы поля векторов получаем соотношение:

$$\nabla \theta = \left(\frac{n}{r} \right) \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_z, \quad (2.8.16)$$

где \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_z — единичные векторы в плоскости (x, y) . Отметим, что вблизи ядра вихря это приближение не имеет места, где существенны

размеры постоянной решетки. Подставляя это выражение в гамильтониан (2.8.7), приходим к выражению:

$$E_V - E_0 = \frac{J}{2} \int d\mathbf{r} [\nabla\theta(\mathbf{r})]^2 = \frac{Jn^2}{2} \int_0^{2\pi} \int_a^L r dr \frac{1}{r^2} = \pi n^2 J \ln\left(\frac{L}{a}\right), \quad (2.8.17)$$

где L — характерный размер системы, a — постоянная решетки. Отметим, что экспериментальные измерения ядра вихря дают величину порядка 9 ± 1 нм [2.9].

Условие циркуляции (2.8.7) порождает искажения в фазовом поле $\theta(\mathbf{r})$, которые простираются бесконечно далеко от центра вихря. Величина $|\nabla\theta|$ спадает лишь как $1/r$, приводя к логарифмической расходимости энергии. Таким образом, необходимо принять во внимание, что интеграл (2.8.17) обрезается на больших значениях размеров системы L , а также для малых значений расстояний r порядка постоянной решетки a . Напомним, что наш непрерывный гамильтониан является приближением к решеточному гамильтониану (2.8.7). Вихри с топологическим зарядом n больше единицы обладают кратным зарядом (англ. *multiple charge*). Энергия вихря квадратична по заряду n . В макроскопически большой системе даже энергия одиночного вихря велика.

Рассмотрим теперь пару единично заряженных вихря ($n = +1$) и антивихря ($n = -1$). Когда мы обходим вихрь (положительный обход — против часовой стрелки), получаем в результате $\oint d\mathbf{l} \nabla\theta = 2\pi$, когда мы обходим антивихрь, получаем в результате $\oint d\mathbf{l} \nabla\theta = -2\pi$. Таким образом, если мы выберем достаточно большой замкнутый контур, который охватывает вихрь и антивихрь, мы получим циркуляцию фазы, равную нулю ($2\pi + (-2\pi) = 0$). Таким образом, возмущения фазового поля $\theta(\mathbf{r})$ уравниваются на больших расстояниях по сравнению с расстоянием между вихрем и антивихрем (R). Энергия пары «вихрь — антивихрь» выражается посредством формулы:

$$E_{2V}(R) = 2E_C + E_I \ln(R/a), \quad (2.8.18)$$

где E_C — энергия ядра вихря, E_I пропорциональна величине обменного интеграла J .

Оценим теперь энергию свободного вихря при высоких температурах. Свободная энергия Гельмгольца определяется разностью между энергией и произведением энтропии (S) на абсолютную температуру (T):

$$F = E - T \cdot S. \quad (2.8.19)$$

Энергия E задается выражением (2.7.7). Определим энтропию как количество мест, в которых мы можем расположить ядро вихря, квадратной области размером L^2 , разбитой на малые квадратные ячейки размером a^2 :

$$S = k_B \ln(L^2/a^2), \quad (2.8.20)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Тогда свободная энергия определяется следующим соотношением:

$$F = E_0 + (\pi J - 2k_B T) \ln(L/a). \quad (2.8.21)$$

При температурах $T < \pi J / 2k_B$ свободная энергия стремится к плюс бесконечности (расходится) при $L \rightarrow \infty$. При температурах $T > \pi J / 2k_B$ система может уменьшить свою энергию, порождая вихрь $F \rightarrow -\infty$ при $L \rightarrow \infty$. Этот простой аргумент, основанный на логарифмической зависимости от размеров системы как энергии, так и энтропии, свидетельствует о возможности системы перейти в состояние со свободными, несвязанными вихрями. Это свойство определяется логарифмической зависимостью энергии от размеров системы в 2D случае, которое приводит к конкуренции между энергией и энтропией и к качественным изменениям в системе при определенной температуре T_{KT} (T_{KT} — температура Костерлица — Таулеса, определяющая так называемый «топологический фазовый переход»).

В действительности речь идет не об отдельных вихрях, которые доминируют при определенных температурах. Происходит то, что отдельные пары связанных вихрей — антивихрей при температурах ниже T_{KT} становятся не связанными друг с другом при температурах выше T_{KT} . Этот эффект является коллективным. Пары вихрей, генерируемые при достижении температуры T_{KT} , изменяют фазовое поле столь сильно, что энергия связи вихрей стремится к нулю при их значительном пространственном разделении. Это и является сутью топологического фазового перехода.

При низких температурах вклад малых флуктуаций вблизи основного состояния получается при учете квадратичного члена разложении для гамильтониана:

$$-\beta H = \frac{K}{2} \int dx (\nabla \theta)^2 \quad (2.8.22)$$

в континуальном приближении. В соответствии со стандартными правилами интегрирования Гауссовых зависимостей получаем:

$$\langle \mathbf{S}(0)\mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle = \text{Re} \left\langle \exp \left\{ i(\theta(0) - \theta(\mathbf{r})) \right\} \right\rangle = \text{Re} \left[\exp \left\{ \left\langle (\theta(0) - \theta(\mathbf{r}))^2 \right\rangle / 2 \right\} \right]. \quad (2.8.23)$$

В двумерном случае гауссовские флуктуации растут логарифмически (ср. (2.8.22) и (2.8.17)):

$$\left\langle (\theta_0 - \theta_r)^2 \right\rangle / 2 = \ln(|\mathbf{r}|/a) / 2\pi K, \quad (2.8.24)$$

здесь a означает наименьшее расстояние обрезания предела интегрирования (то есть постоянную решетки). Таким образом, при низких температурах спин-спиновая корреляционная функция изменяется степенным образом (а не экспоненциально)

$$\langle \mathbf{S}(0) \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}) \rangle \approx \left(\frac{a}{|\mathbf{r}|} \right)^{1/2\pi K}. \quad (2.8.25)$$

Степенной закон изменения корреляций подразумевает самоподобие (то есть отсутствие корреляционной длины), что обычно ассоциируется с критической точкой (точкой фазового перехода). Здесь это связано с логарифмической зависимостью угловых флуктуаций, что присуще двумерному случаю.

Для случая высоких температур для определения спин-спиновой корреляции имеет место соотношение:

$$\langle \mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{S}_r \rangle \approx \left(\frac{K}{2} \right)^{|\mathbf{r}|} \approx \exp \{ -|\mathbf{r}|/\xi \}, \quad (2.8.26)$$

где $\xi^{-1} = \ln(2/K)$. Этот результат описывает экспоненциальное затухание корреляций в неупорядоченной фазе.

Различие в зависимостях корреляционных функций для низких температур (2.8.25) и высоких температур (2.8.26) свидетельствует о том, что существует температура перехода от одной зависимости к другой, т. е. имеет место фазовый переход в системе.

Практическое задание

Ниже приведено задание для выполнения в среде MuMax3.

Следует повторить приведенные результаты, детально ознакомившись с работой в среде параллельного программирования MuMax3.

Фотографии структур, полученных И. И. Амировым в ЯФ ФТИ-АН РАН, приведены на рис. П1.

Результаты, представленные на рис. П2 (является тестовым для отработки корректности функционирования программы [2.10; 2.11]) и П3, получены в качестве исследовательской работы С. О. Пирумова по формированию и изучению свойств вихрей на искривленных поверхностях.

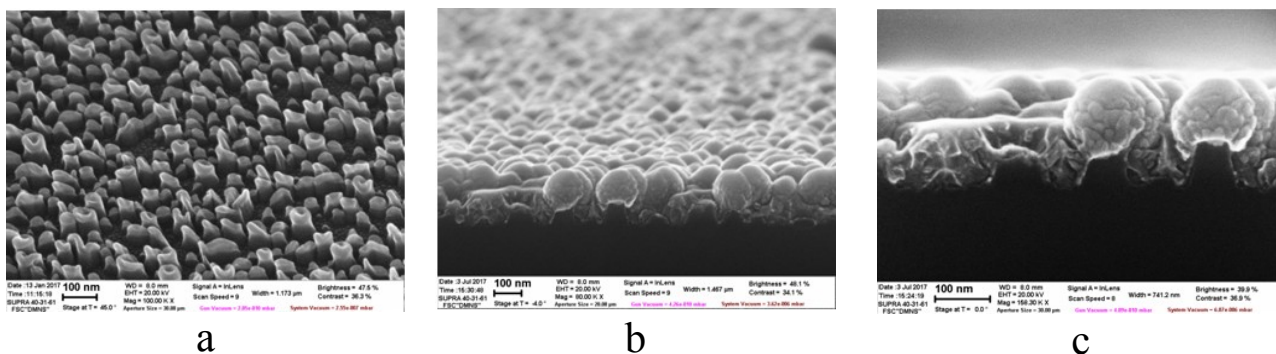


Рис. П1. Общий вид сформированной структуры:

(a) — до напыления кобальта, (b, c) — после напыления кобальта

Для более детального исследования физических эффектов, сопутствующих формированию вихрей в наносистемах, проведено компьютерное моделирование для цилиндрической структуры, в которой формируются топологические вихри. Моделирование осуществлялось в упомянутой среде MuMax3, результаты которого представлены на рис. П2.

Полученные результаты согласуются с теоретическими и экспериментальными данными работ [2.10; 2.11]. Наличие вихревой структуры связано с характерными размерами магнитной системы, что подтверждено расчетами и измерениями, проведенными в работах [2.10; 2.11]. Представленные результаты свидетельствуют об отсутствии явных свидетельств наличия вихревых структур в наших экспериментах, что, однако, не исключает их появление при других физических условиях проведения исследований.

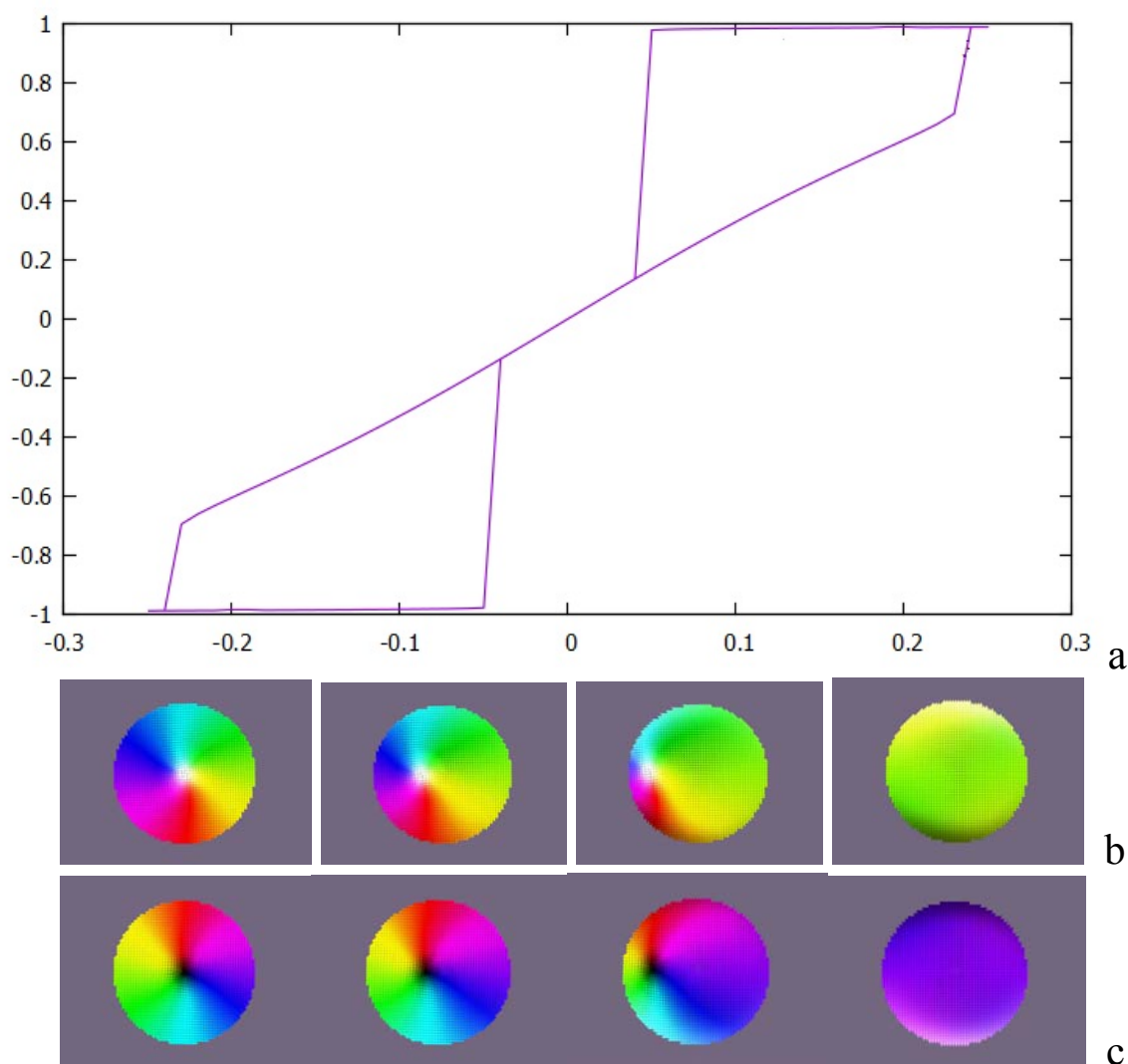


Рис. П2. Гистерезис с формированием вихревой структуры. Нижняя шкала — напряженность магнитного поля в теслах — (а). Модификация вихревой структуры при соответствующем движении вдоль верхней части петли гистерезиса, начиная от центра гистерезиса, — (б). Модификация вихревой структуры при соответствующем движении вдоль нижней части петли гистерезиса, начиная от центра гистерезиса, — (с)

Методом компьютерного моделирования на полусферической поверхности формировалась вихревая структура, изображенная на рис. П3. Магнитные константы соответствовали пленке кобальта. Помимо искривленной поверхности при моделировании обеспечивалось наличие взаимодействия Дзялошинского — Мория. Известно, что взаимодействие Дзялошинского — Мория стабилизирует вихревые структуры [2.12]. Проведенные компьютерные исследования продемонстрировали, что в центре формировалось ядро вихря из магнитных моментов, направленных перпендикулярно к поверхности.

Далее в плоскости полусферы располагались магнитные моменты, образующие вихревую структуру. На некотором расстоянии от этой вихревой конфигурации формировалась дополнительная вихревая структура, которая являлась отражением первичной на 180 градусов относительно ядра вихря, являлась софокусной первоначальному вихрю, т. е. частично компенсировала спины первичной, ближней к ядру структуры, т. к. её спины были направлены противоположно соответствующим спинам начальной конфигурации.

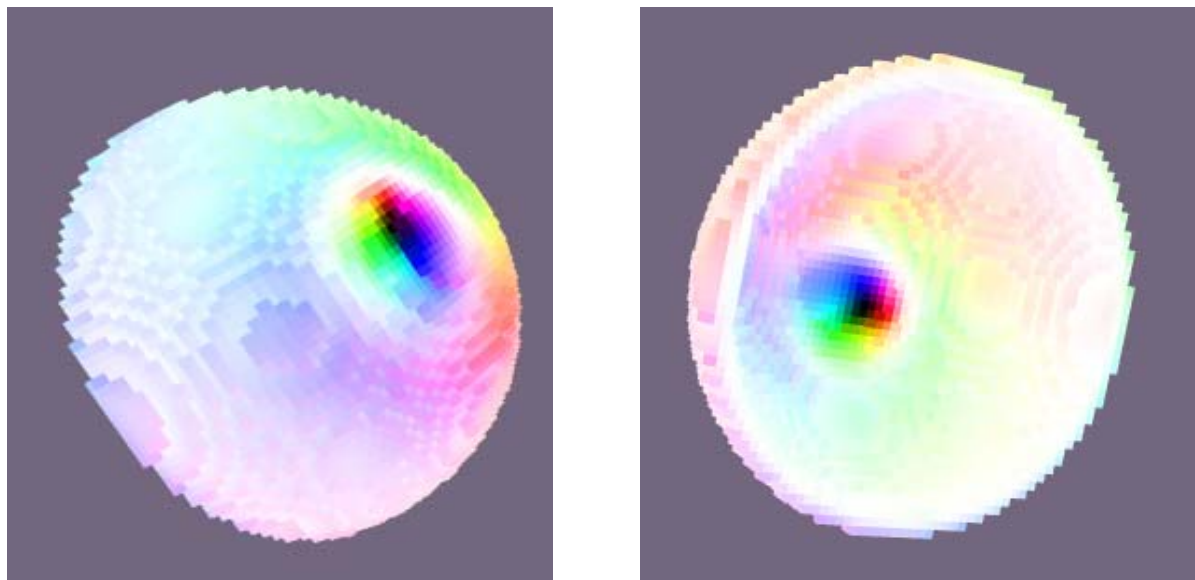


Рис. ПЗ. Выпуклая и вогнутая стороны полусферы и сформированного магнитным полем вихря (структуры слегка повернуты относительно центральной оси). Черным цветом обозначено ядро вихря. Ближний цветной ореол соответствует ближайшему вихрю. Вторичный цветной ореол соответствует вихрю, компенсирующему спины ближайшего вихря

Магнитный вихрь является очень стабильной, образованной естественным образом структурой, сформированной в магнитной наноструктуре. Вследствие магнитной анизотропии магнитные моменты в такого рода тонкопленочном элементе расположены в плоскости пленки. Вихревые структуры характеризуются циркуляцией в плоскости магнитных моментов вокруг очень стабильного ядра диаметром всего от нескольких десятых нанометра до нанометра, т. е. порядка обменной длины. Особенностью этой структуры является ядро вихря, которое имеет намагниченность, перпендикулярную плоскости образца. Это выражается в двух характерных поляризациях «вверх» (*up*) и «вниз» (*down*). Малые размеры и чрезвычайная стабильность делает ядро вихря многообещающей структурой для использования

в магнитной памяти. В работе [2.1], основанной на микромагнитном моделировании посредством уравнения Ландау — Лифшица — Гильберта, строго продемонстрировано, что ядро может динамически переключаться в течение десятых долей пикосекунды из состояния «вверх» в состояние «вниз» посредством приложения внешнего поля. Диск из пермаллоя диаметром 200 нм перемагничивается в противоположное положение ядра вихря после приложения импульса магнитного поля величиной 80 мТ и длительностью 60 пикосекунд. Используя поля длительностью в 5 ps, авторы показали, что ядро вначале переходит в промежуточное состояние, представляющее собой начальный вихрь, антивихрь и вихрь с противоположно ориентированным ядром. Затем ядро начального вихря аннигилирует с ядром антивихря, и остается вихрь с противоположно поляризованным ядром.

Литература

К главе 1

1.1. Ландау, Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц // Ландау Л. Д. Собрание трудов. — М. : Наука, 1969. — Т. 1. — С. 128–143.

1.2. Браун, У. Ф. Микромагнетизм : монография / У.Ф. Браун ; пер. с англ. А. Г. Гуревич. — М. : Наука, 1979. — 159 с.

1.3. Кринчик, Г. С. Физика магнитных явлений / Г. С. Кринчик. — М. : МГУ, 1976. — 367 с.

1.4. Вонсовский, С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. — М. : Наука, 1971. — 1032 с.

1.5. Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения / С. Тикадзуми ; пер. с японского. — М. : Мир, 1987. — 419 с.

1.6. Ивановский, В. И. Физика магнитных явлений : Семинары / В. И. Ивановский Л. А. Черникова. — М. : МГУ, 1981. — 288 с.

К главе 2

2.1. Ultrafast nanomagnetic toggle switching of vortex cores / R. Hertel, S. Gliga, M. Fahnle, C. M. Schneider // Phys. Rev. Letters. — 2007. — V. 98. — P. 117201.

2.2. Parkin, S. S. P. Magnetic domain-wall racetrack memory / S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas // Science. — 2008. — V. 320. — P. 190–194.

2.3. Mermin, N. D. Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic Heisenberg models / N. D. Mermin, H. Wagner // Phys. Rev. Letters. — 1966. — V. 17. — P. 1133–1136.

2.4. Мэттис, Д. Статистическая механика / Д. Мэттис, Р. Свендсен. — М. ; Ижевск : НИЦ «РХД», 2011. — 369 с.

2.5. Bogdanov, A. N. Thermodynamically stable «vortices» in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets / A. N. Bogdanov, D. A. Yablonski. // JETP. — 1989. — V. 68. — P. 101.

2.6. Bogdanov, A. N. Magnetic structures and reorientation transitions in noncentrosymmetric uniaxial antiferromagnets / A. N. Bogdanov, U. K. Rößler, M. Wolf, K.-H. Müller // Phys. Rev. B. — 2002. — V. 66. — P. 214410.

2.7. Rössler, U. K. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals / U. K. Rössler, A. N. Bogdanov, C. Pfleiderer // Nature. — 2006. — V. 442. — P. 797.

2.8. Ландау, Л. Д. Статистическая физика : ч. 1 / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М. : Наука, 1976. — 583 с.

2.9. Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores / A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger // Science. — 2002. — V. 298. — P. 577–580.

2.10. Size and thickness dependences of magnetization reversal in Co dot arrays / A. Lebib, S. P. Li, M. Natali, Y. Chen // Journ. Appl. Phys. — 2001. — V. 89, No 7. — P. 3892–3896.

2.11. Single-domain circular nanomagnets / R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland // Phys. Rev. Letters. — 1999. — V. 83, No 5. — P. 1042–1045.

2.12. Establishing the Fundamental Magnetic Interactions in the Chiral Skyrmionic Mott Insulator Cu_2OSeO_3 by Terahertz Electron Spin Resonance / M. Ozerov, J. Romhányi, M. Belesi, H. Berger, J.-Ph. Ansermet, J. van den Brink, J. Wosnitza, S. A. Zvyagin, I. Rousochatzakis // Phys. Rev. Letters. — 2014. — V. 113. — P. 157205.

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Физика магнитоупорядоченного состояния	5
1.1. Магнитоупорядоченные вещества	5
1.2. Теория молекулярного поля.....	8
1.3. Обменное взаимодействие	11
1.4. Кристаллографическая магнитная анизотропия	14
1.5. Магнитострикция. Магнитоупругая энергия	17
1.6. Магнитостатическая энергия	20
1.7. Доменная структура. Доменные границы.....	21
Глава 2. Микромагнитная теория. Современное состояние	27
2.1. Базовые открытия в наномagnetизме	27
2.2. Характерные порядки магнитных процессов и явлений..	28
2.3. Теоретико-полевая ренорм-группа. Низкоразмерные системы	33
2.4. Ренорм-группа в пространстве импульсов.	33
2.5. Гауссова статистика.....	34
2.6. Флуктуации в низкоразмерных системах с непрерывной симметрией.....	37
2.7. Скирмионы — новый тип магнитных объектов	39
2.8. Магнитные вихри и антивихри в двумерной XY-модели.....	41
Практическое задание.....	49
Литература.....	53

Учебное издание

Папорков Владимир Аркадьевич
Проказников Александр Владимирович

Физические основы микромагнетизма

Учебно-методическое пособие

Редактор, корректор М. Э. Левакова
Верстка М. Э. Леваковой

Подписано в печать 03.10.2018. Формат 60×84 1/16.

Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 2,5.

Тираж 2 экз. Заказ

Оригинал-макет подготовлен
в редакционно-издательском отделе ЯрГУ.

Ярославский государственный университет
им. П. Г. Демидова.
150003, Ярославль, ул. Советская, 14.