

т. н. ЦМД-структуру (см. *Цилиндрические магнитные домены*).

Переменное магн. поле $H \sim$ дестабилизирует М. д. с. Напр., в поле, поляризованном вдоль ОЛН, доменные стенки колеблются около своего положения равновесия. С увеличением частоты колебаний ν поля H при фиксир. значении амплитуды индукции B_m или с увеличением B_m при фиксир. частоте возможно дробление доменов. Эффект наблюдался, напр., в монокристалл. пластинках кремнистого железа (97% Fe — 3% Si) на частотах ~ 100 Гц и $B_m \approx (1-1.5)$ Тл. ДС в процессе движения могут изгибаться, а их внутр. структура — перестраиваться, напр. за счёт образования вертикал и горизонтальных *Блоха линий*.

М. д. с. оказывает влияние на статич. и динамич. свойства ферромагн. кристаллов: *коэрцитивную силу*, остаточную намагниченность, форму петли *гистерезиса магнитного*, начальную *магнитную проницаемость*, магнитные потери, спин-волновые возбуждения (см. *Спиновые волны*), разл. виды *магнитного резонанса* и др.

В отличие от ФМ в *ферримагнетиках* (ФРМ) и *антиферромагнетиках* (АФМ) существует неск. подрешёток магнитных, что вносит своеобразие в их М. д. с. В ФРМ из-за наличия обменного взаимодействия между подрешётками результирующая намагниченность практически не меняется в полях до 10—100 кЭ. В связи с этим магн. свойства ФРМ, в частности образование М. д. с., влияние на неё внеш. факторов, а также способы наблюдения М. д. с., оказываются обычно идентичными свойствам ФМ. В сильных магн. полях ($\sim 10-100$ кЭ) ориентация намагниченностей подрешёток M_i относительно друг друга может измениться, напр. коллинеарное положение M_i может стать неколлинеарным. В такой ситуации может возникать т. н. высокополевая М. д. с.

Магнитоупорядоченному состоянию АФМ соответствует значение $M = \sum M_i = 0$. В связи с этим на поверхностях АФМ нет магнитостатич. полюсов. Тем не менее в них, как и в ФМ, существует М. д. с. Смежные домены в АФМ могут отличаться направлением вектора антиферромагнетизма L (т. н. *S-домены*), а также направлениями L и одной из главных осей тензора деформации (*T-домены*, или *двойниковые домены*). Деформация АФМ, приводящая к образованию двойниковой М. д. с., возникает ниже *Нееля точки* T_N . Как и в ФМ, между доменами в АФМ существуют ДС (180-, 120-, 90-градусные и др.).

Причины образования М. д. с. в АФМ до конца не выяснены. Одна из причин состоит, по-видимому, в появлении и разрастании при $T < T_N$ зародышей АФМ-фазы со случайными направлениями L (см. *Антиферромагнитные домены*).

Образование М. д. с. в АФМ, оправданное энергетически, возможно вблизи точки фазового перехода типа опрокидывания спинов (см. *Спин-флип переход*) в присутствии внеш. магн. поля. Однако эти М. д. с. могут существовать лишь в узкой области магн. полей. Такую М. д. с. наз. *промежуточным состоянием* АФМ.

В антиферромагнетиках со *слабым ферромагнетизмом* (СФМ) домены могут отличаться ориентацией векторов L и M , причём возможны две ситуации. В первой из них переход от домена к домену осуществляется путём поворота L и M . Такие ДС реализуются, напр., в α -Fe₂O₃. Во втором случае в ДС происходит поворот вектора L и постепенное уменьшение по абс. величине вектора M до нуля в центре ДС и последующий его рост от нуля до $-M$ на участке от центра ДС до соседнего домена (пример — YFeO₃). М. д. с. в СФМ может образовываться за счёт уменьшения энергии магнитостатич. полюсов на поверхности кристалла. Во многом М. д. с. в СФМ похожа на М. д. с. в ФМ.

М. д. с. может существовать и в веществах со *спиральной магнитной атомной структурой*. Так, установлено сосуществование фаз с *геликоидальным* и *вер-*

ным типами магн. упорядочения и, как обычно, переход от одной фазы к другой происходит в слое конечной толщины.

К методам эксперим. наблюдения М. д. с. относятся: метод магн. суспензии; методы, основанные на *Керра эффекте* (для непрозрачных магнетиков) и на *Фарадея эффекте* (для прозрачных магнетиков); электронная микроскопия; *магнитная нейтронография* и др.

В методе магн. суспензии (порошковых фигур) выявление М. д. с. основано на преимуществ. осаждении частиц магн. порошка в местах выхода ДС на поверхность образца. Метод позволяет определять конфигурацию доменов вблизи поверхности образца, а также направление проекции их намагниченности вдоль поверхности. В методе, использующем магнитооптич. эффект Керра, определяют изменение поляризации света при отражении от различно намагниченных участков поверхности образца и т. о. выявляют его М. д. с. Эффект Фарадея (поворот плоскости поляризации света, распространяющегося вдоль магн. поля) применим для исследования М. д. с. тонких пластин прозрачных магнетиков (в оптич. и ИК-диапазонах). Этот метод, благодаря высокому разрешению по времени, позволяет изучать динамику М. д. с. Электронная микроскопия и магн. нейтронография являются эффективными методами исследования М. д. с., т. к. электроны и нейтроны обладают собств. магн. моментами и характер рассеяния электронных и нейтронных пучков в магнетиках связан с их М. д. с.

Лит.: Вонсовский С. В., *Магнетизм*, М., 1971, гл. 23; Хуберт А., *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, пер. с нем., М., 1977; Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., *В мире магнитных доменов*, К., 1986.

Б. Н. Филиппов.

МАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ (B) — одна из двух векторных величин, характеризующих магн. поле (наряду с *напряжённостью магнитного поля* H). Единицы измерения М. и.: в СИ — тесла (Тл), в СГС — гаусс (Гс); 1 Тл = 10^4 Гс.

Происхождение термина «М. и.» связано с тем, что изменение именно этой величины индуцирует вихревое электрич. поле E :

$$\text{rot } E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{в СИ}).$$

В вакууме $B = \mu_0 H$ (в СИ) и $B = H$ (в СГС) (μ_0 — магн. постоянная). М. и. в среде пропорциональна усреднённым по малым микроскопич. областям значениям вектора напряжённости микроскопич. магн. поля h , $B = \mu_0 \langle h \rangle$. Поскольку микрополе h создаётся чисто вихревыми токами (*магнитные монополи* пока не открыты), то и макровектор B тоже является чисто вихревым, что и устанавливается одним из *Максвелла уравнений*, $\text{div } B = 0$. В силу историч. традиции термин «напряжённость магн. поля» в среде применяется к вектору

$$H = \mu_0^{-1} B - M, \quad (1)$$

где M — *намагниченность*. Для большинства сред (пара- и диамагнетики, объединяемые под назв. «слабые магнетики») имеет место линейная связь между B и H , $B = \mu \mu_0 H$, где μ — *магнитная проницаемость* среды. Для статич. полей μ является ф-цией состояния (темперы, давления); в переменных полях эта величина зависит также от частоты ω и волнового вектора k , $\mu = \mu(\omega, k)$ (т. н. *дисперсия магн. проницаемости*). Отклонение от линейной связи между B и H в случае *антиферромагнетиков* и *некоторых парамагнетиков* возникает при величине М. и. порядка неск. тесла. В *ферромагнетиках* и *ферримагнетиках* из-за наличия спонтанной намагниченности М. и. отлична от нуля, согласно (1), даже в отсутствие магн. поля.

Вектор М. и. входит явным образом в выражение для *Лоренца силы*, действующей на свободные электрич. заряды и заданные токи:

$$f = \rho E + [jB],$$