

КРАТКОЕ ИЗЛОЖЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ДВУХДОМЕННОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрим двухдоменную ферромагнитную частицу, в которой существует неоднородность по температуре Кюри T_c . 180-градусная стенка, разделяющая домены, направлена параллельно действующему внешнему магнитному полю H_e . Наличие неоднородности по температуре Кюри T_c приводит к неоднородностям всех магнитных характеристик. Для описания изменений остаточной намагниченности ансамбля таких частиц применим известную модель Прейзаха (рис. 3), но добавим в нее критические поля H_{SD-NSD} и H_{cri} .

В зависимости от положения доменной стенки, характеризуемого параметром x , намагниченность зерна описывается функцией $J_{r0}(x)$ такой, что $\partial J_{r0}/\partial x < 0$. Для того, чтобы доменная стенка оказалась в положении, характеризуемым параметром x , к зерну нужно приложить магнитное поле $H_e = b(x)$. $b(x)$ назовем внутренней коэрцитивной силой. Внутренняя коэрцитивная сила определяется «макродфектами» (макронеоднородностями по магнитным свойствам). Функция $b(x)$ такая, что $db/dx < 0$. Таким образом, существует функция $J_{r0} = J_{r0}(b)$ и $\partial J_{r0}/\partial b > 0$.

Помимо «макродфектов» в каждом зерне существуют микродефекты (потенциальные барьеры), препятствующие движению доменных стенок. Каждый из этих дефектов характеризуется своим полем $0 < a < \infty$. Каждому значению параметра x (или b) соответствует свое распределение $\varphi(a, x)$ ($\varphi(a, b)$), для которого справедливо условие нормировки $\int_0^{\infty} \varphi(a, b) dx = 1$. В

дальнейшем для простоты будем считать, что функция $\varphi(a, b)$ не зависит от b , т.е. $\varphi(a, b) \equiv \varphi(a)$.

Эти микродефекты препятствуют движению доменных стенок. Чтобы при увеличении H_e сместить доменную стенку, движению которой препятствует потенциальный барьер a , в положение x (b) надо приложить внешнее магнитное поле

$$H_e \geq b + a. \quad (2)$$

Чтобы при уменьшении H_e сместить доменную стенку в исходное положение x (b) надо приложить внешнее магнитное поле

$$H_e \leq b - a. \quad (2a)$$

При переходе через потенциальный барьер a намагниченность зерна меняется на величину $(\partial J_{r0}/\partial b)_b \Delta b$.

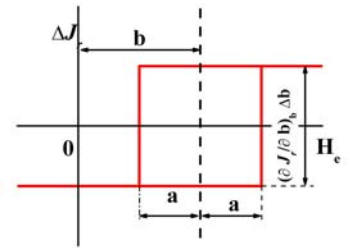


Рис. 3. Модель Прейзаха.

После воздействия $H_e > 0$ при $b \geq 0$ доменная стенка «застрянет» в положении b при условии, что (2) и $b - a < 0$ (последнее условие соответствует «выключенному» магнитному полю). Объединяя эти два условия, получаем:

$$0 \leq b < a \leq H_e - b \quad (3)$$

При условии

$$0 \leq a \leq b \quad (3a)$$

доменная стенка не «застревает» (такие области в ферромагнитных зернах «не участвуют» в образовании остаточной намагниченности).

После воздействия $H_e < 0$ при $b \geq 0$ доменная стенка «застрянет» в положении b при условии

$$0 \leq b < a \leq b - H_e \quad (4)$$

После воздействия $H_e > 0$ при $b < 0$ доменная стенка «застрянет» в положении b при условии:

$$0 < -b < a \leq H_e - b \quad (5)$$

При условии

$$0 \leq a \leq -b \quad (5a)$$

доменные стенки не «застревают» (такие области в ферромагнитных зернах всегда «участвуют» в образовании остаточной намагниченности). После воздействия $H_e < 0$ при $b < 0$ доменная стенка «застрянет» в положении b при условии

$$0 < -b < a \leq b - H_e \quad (6)$$

Это было изложение «стандартной» модели Прейзаха. Теперь учтем критические поля, которые появляются из модели неоднородного ферромагнитного зерна, т.е. H_{cri} (поле необратимого вращения) и H_{SD-NSD} (поле обратимого перехода из однодоменного состояния в неоднородное состояние).

Будем называть частицы, у которых магнитные моменты «высокотемпературных» доменов (т.е. домены, магнитный материал которых имеет более высокую среднюю температуру Кюри T_c^2 (рис. 1), чем магнитный материал все зерно) ориентированы ПРОТИВ направления внешнего магнитного поля H_e , «положительно» намагниченными. Частицы, у которых «высокотемпературные» домены ориентированы ПО направлению H_e , «отрицательно» намагниченными.

«Нулевым» состоянием частицы будем называть состояние, когда доменная стенка занимает положение, соответствующее $b=0$. Необязательно, что в «нулевом» состоянии магнитный момент отдельной неоднородной неоднородной частицы равен нулю. Однако, в ансамбле неоднородных неоднородных частиц могут присутствовать как «положительно», так и «отрицательно» намагниченные частицы. «Нулевым» состоянием всего ансамбля частиц будем называть такое состояние, когда каждая отдельная частица находится в «нулевом» состоянии, а доли «положительно» и «отрицательно» намагниченных частиц в ансамбле равны (рис. 4 а). В этом случае остаточная намагниченность всего ансамбля частиц будет равна 0.

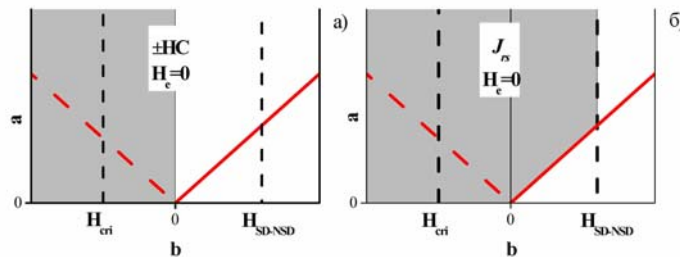


Рис. 4. Диаграммы Прейзаха для ансамблей неоднородных ферромагнитных частиц, находящихся в «нулевом» состоянии (а) и в состоянии остаточная намагниченность насыщения (б). Оси легкого намагничивания всех частиц направлены параллельно внешнему магнитному полю.

При достижении доменной стенки положения $b=H_{SD-NSD}$ частица должна перейти из неоднородного состояния в однодоменное состояние. Однако, на ее пути может встретиться «последний» потенциальный барьер (дефект) a . Поэтому только при воздействии внешнего магнитного поля

$$H_e = H_{SD-NSD} + a \quad (7)$$

Частица перейдет в однодоменное состояние, а при выключении внешнего магнитного поля она вновь перейдет в неоднородное состояние, но доменная стенка «застрянет» на этом дефекте a . При дальнейшем увеличении величины $H_e > H_{SD-NSD} + a$ частица будет переходить в неоднородное состояние, а при выключении магнитного поля доменная стенка вновь будет «застревать» на этом дефекте a .

Результаты численного моделирования поведения двухдоменной системы свидетельствуют о следующем. Переход из однодоменного в неоднородное состояние является обратимым магнитным фазовым переходом первого рода, характерными признаками которого служат уменьшение / увеличение магнитного момента зерна ("аномальный пик" намагниченности) и выделение / поглощение тепловой энергии и замедление скорости его нагрева/охлаждения. Температура и критическое поле SD-NSD перехода увеличиваются при увеличении объема гомогенного ферромагнитного зерна.

Переход однодоменного гомогенного ферромагнитного зерна, намагниченного параллельно внешнему магнитному полю, в неоднородное состояние происходит за счет изменение направления магнитного момента более магнитоупорядоченной (обладающей более высокой температурой Кюри) части зерна (субдомена или "зародыша" перемангничивания), т.е. в неоднородном состоянии такие области намагничены преимущественно против внешнего магнитного поля. Абсолютное значение dT_{SD-NSD}/dH_e находится в прямо пропорциональной зависимости от величины спонтанного магнитного момента. Была проведена экспериментальная проверка эффекта при исследованиях температурной зависимости намагниченности в магнитном поле (H_e) образцов синтетического гемойльменита с составами $0.1 < X_{hem} < 0.8$. Температура SD-NSD перехода (T_{SD-NSD}) понижается при увеличении H_e и увеличивается при увеличении X_{hem} и степени химической неоднородности (ΔX_{hem}) исследуемых образцов.