

УДК 538.1

©1994

РЕЗОНАНСНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ДЕПИННИНГ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ

А.М. Тишин, В.В. Магро

Рассматриваются причины резкого возрастания внутреннего трения в области низких температур в редкоземельных высококоэрцитивных магнетиках. Предлагается интерпретировать данную аномалию как результат резонансного температурного депиннинга доменных границ. Приводятся результаты численного моделирования этого механизма.

В настоящий момент широким фронтом ведутся теоретические исследования взаимосвязи доменных процессов с различными характеристиками магнитоупорядоченных материалов [1]. В этом смысле представляется весьма интересным изучить влияние данных процессов на внутреннее трение магнетиков.

Исследования внутреннего трения Q^{-1} монокристаллов [2] и поликристаллов [3] диспрозия, а также монокристалла Er [4] показали резкое возрастание величины Q^{-1} в области низких температур. Полученные экспериментальные данные указывают на то, что, например, на частоте 1980 Hz внутреннее трение в монокристалле диспрозия при температуре 37 K возрастает приблизительно на два порядка. Установлено [5], что в сплавах Gd-Du увеличение концентрации Gd приводит к сглаживанию данного максимума Q^{-1} .

До упомянутых выше работ исследование внутреннего трения редкоземельных металлов при температурах 4.2–78 K не проводилось. Однако в работе [6] при исследовании продольных колебаний образца поликристалла Du на частоте 110 kHz обнаружено возрастание величины Q^{-1} приблизительно в пять раз в области точки Θ_1 (измерения проводились до азотных температур). Такое поведение Q^{-1} связывалось автором с тем, что под действием переменных упругих напряжений происходит переход из ферромагнитного (ФМ) состояния в антиферромагнитное (АФМ) и обратно или же с наличием в окрестности температуры ФМ–АФМ перехода двухфазной гетерогенной магнитной структуры. Аномальный рост коэффициента затухания ультразвука в поликристалле диспрозия в области низких температур наблюдался также Розеном [7] на частоте 10 МГц. Установлено, что в ферромагнитной области при $T = 60$ K имеет место симметричный максимум коэффициента затухания, причем, величина поглощения ультразвука в ФМ области увеличивалась в 3–4 раза по сравнению с АФМ областью.

Таким образом, анализ описанных в работах [2-7] данных указывает на частотный сдвиг температуры расположения данного максимума и свидетельствует о его релаксационном характере. Полученные в [2] экспериментальные данные позволили оценить энергию активации E_A и частотный фактор τ_0 данного процесса. Проведенные расчеты дают $E_A \sim 0.07$ eV и $\tau_0 \sim 10^{-14}$ s.

Анализ экспериментальных данных позволил авторам работ [2,3] предположить, что данный максимум внутреннего трения может быть обусловлен следующими механизмами: 1) смещением под действием упругих напряжений границ доменов, 2) вращением векторов спонтанной намагниченности относительно осей легкого намагничивания в базисной плоскости.

Для понимания причин возникновения температурных аномалий внутреннего трения следует прежде всего заметить, что в исследуемых материалах реализуется уникальный механизм, определяющий динамику доменной структуры. Данный механизм обусловлен так называемой собственной коэрцитивностью. Ее появление связано с тем обстоятельством, что практически все тяжелые редкоземельные металлы и их сплавы имеют очень высокую энергию магнитокристаллической анизотропии, обусловленную непосредственным взаимодействием спинов с кристаллическим полем посредством $l-s$ -спаривания. Доменные стенки в этом случае являются экстремально узкими (порядка нескольких постоянных решетки) и начинают «чувствовать» дискретную структуру кристалла. Существование такого механизма было предсказано Хильцингером и Кронмюллером, а многочисленные квантовые особенности динамики доменной стенки изучены Егами (см. библиографию к работе [8]). Согласно [8], доменная стенка в подобных кристаллах находится в периодическом потенциале вида

$$U = NU_0 \sin^2(\pi x/\alpha), \quad (1)$$

где N — число спинов в пределах доменной стенки, α — пространственный период рельефа, а U_0 связано с величиной коэрцитивной силы H_c простым соотношением

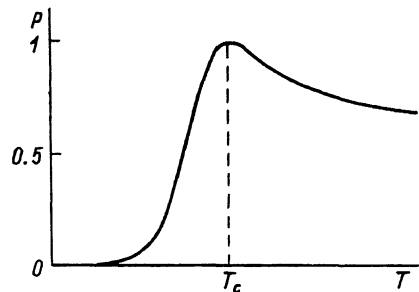
$$H_c = \frac{\pi U_0}{2\mu g}. \quad (2)$$

Доменную стенку в данном случае допустимо рассматривать как квазичастицу, переносящую по кристаллу изменение ориентации спинов, с эффективной массой, определяемой [9] как

$$m = \frac{Nh^2}{4\pi(g\mu)^2} \frac{K \sum_i \sin^2 \theta_i}{A_{in}}, \quad (3)$$

где θ_i — угол поворота i -го спина в доменной стенке, A_{in} — интеграл косвенного обмена, K — константа анизотропии. Для обсуждаемых материалов m имеет значение порядка 10^{-11} g · cm⁻² (динамические характеристики доменной стенки здесь и далее приводятся в расчете на единицу площади).

В отсутствие внешнего поля доменная стенка локализована в одном из минимумов потенциального рельефа и совершает нулевые колебания с частотой $\omega_0 \sim 10^{12}$ s⁻¹ [8]. В настоящей работе не рассматриваются такие квантовые эффекты в динамике доменной стенки, как тунне-



Вероятность депиннинга доменной границы как функции температуры.

лирование, зародышеобразование и т.д., которые могут играть существенную роль лишь при температурах, меньших 10 К. Достаточно хорошей моделью в рассматриваемом нами случае может, по-видимому, служить поведение обычной классической частицы в потенциале вида (1).

Несложные оценки собственной частоты локализованной доменной стенки дают величину, совпадающую с частотой собственных нулевых колебаний. Действительно, в первом приближении потенциал (1) может быть аппроксимирован квадратичным потенциалом

$$U = kx^2/2,$$

где k — эффективная жесткость потенциала. На границе ямы давление внешнего поля равно

$$k\alpha = 2\sigma_s H,$$

где σ_s — спонтанная намагниченность. Отметим, что в данном случае ширина ямы и период рельефа α совпадают. Таким образом,

$$\omega_0 = (2\sigma_s H/m\alpha)^{1/2} \sim 10^{12} \text{с}^{-1}. \quad (4)$$

Очевидно, что собственные частоты колебаний доменной стенки в рельефе собственной/коэрцитивности на 3–4 порядка выше, чем собственные частоты в обычных ферромагнетиках (для сравнения см., например, [10]).

Данное обстоятельство и служит определяющим фактором в возникновении специфического именно для этого класса материалов явления — резонансного взаимодействия доменной стенки с тепловыми колебаниями, для которых в области температур 10–100 К частота имеет значение того же порядка 10^{12}с^{-1} .

В настоящей работе проведено численное моделирование взаимодействия доменной стенки с тепловыми колебаниями кристалла. Рассматривалось воздействие на частицу в потенциале (1) внешнего возмущения

$$F(\omega_j, t) = \Sigma f_j \sin \omega_j t, \quad (5)$$

моделировавшего дискретный аналог Бозе-распределения тепловых магнонов

$$f_j \sim n = \left[\exp(\hbar\omega_j/kT) - 1 \right]^{-1}. \quad (6)$$

Вычислялась вероятность депиннинга доменной стенки, который возникает при превышении ее энергией амплитудного значения потенциала как функции температуры. Результаты расчета представлены

на рисунке. Полученная зависимость имеет хорошо выраженный максимум при критической температуре T_c (для Dy и Er $T_c \cong 37$ K).

Обсудим вопрос о характере воздействия процессов такого типа на спектр внутреннего трения магнетиков, обладающих доменной структурой. Увеличение внутреннего трения в данном случае может происходить из-за необходимости совершения дополнительной работы по перемещению доменной стенки в кристалле: если доменная стенка смещается на величину s , то совершаемая при этом работа равна $W = 2\sigma_s H s$. Магнитоупругое давление на стенку может быть охарактеризовано эффективным полем $H_{те}$. Значение поля $\sim 1 \div 10$ Oe, что существенно меньше H_c . Поэтому величина s мала до тех пор, пока доменная стенка локализована, во всяком случае она не превышает ширины ямы α . Однако положение изменяется в случае депиннинга — доменная стенка оказывается приподнятой над рельефом и может под воздействием сколь угодно малого давления сместиться достаточно далеко от начального положения (до тех пор, пока не начнут действовать другие сдерживающие механизмы, такие, например, как взаимодействие с дефектами кристаллической структуры и т.п.).

Таким образом, можно утверждать, что при приближении температуры кристалла к $T = T_c$ потери энергии на смещение доменной стенки и внутреннее трение будут резко возрастать. Ряд обстоятельств позволяет достаточно надежно отождествить экспериментально обнаруженные аномалии внутреннего трения с проявлением термического резонансного депиннинга. В пользу этого свидетельствует совпадение по порядку величины энергии активации, измеренной в [4], и энергии депиннинга и сглаживания пика Q^{-1} по мере уменьшения анизотропии материала (например, в Gd аномалия Q^{-1} отсутствует вообще). Для проведения же точных количественных расчетов вклада данного процесса в величину внутреннего трения редкоземельных и других магнетиков необходимы дополнительные сведения и прежде всего о плотности и амплитуде пиннинг-центров в рассматриваемом материале.

В заключение авторы благодарят А.К.Звездина за полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] Jensen J., Mackintosh A.R. Rare-earth magnetism. Clarendon Press, Oxford, 1991.
- [2] Тишин А.М., Шипилов О.А. // ФТТ. 1992. Т. 34 № 11. С. 3554–3556.
- [3] Тишин А.М., Шипилов О.А. // ВМУ. Сер. 3. 1993. Т. 34. № 2 С. 80–83.
- [4] Nikitin S.A., Tishin A.M., Godovikov S.K., Bodriakov V.Yu., Avenarius I.A. // J. Magn. and Magn. Mater. 1993. V. 125. N 1–2. P. 190–194.
- [5] Бурханов Г.С., Никитин С.А., Тишин А.М., Чистяков О.Д., Шипилов О.А. // ВМУ. Сер. 3. 1993. Т. 34. № 2. С. 46–51.
- [6] Белов К.П., Левитин Р.З., Малевская Л.А., Соколов В.И. // ФММ. 1969. Т. 17. № 4. С. 617–619.
- [7] Rosen M. // Phys. Rev. 1968. V. 174. N 2. P. 504–514.
- [8] Egami T. // Phys. Stat. Sol.(b). 1973. V. 57. P. 211.
- [9] Winter J.M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 452.
- [10] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Братский индустриальный институт

Поступило в Редакцию
7 октября 1993 г.