

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.611.46

## К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЯВЛЕНИЙ АНОМАЛЬНОГО ВОЗРАСТАНИЯ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ И МАГНИТНОЙ ВЯЗКОСТИ ФЕРРИТОВ В ОБЛАСТИ ТОЧКИ КЮРИ

К. П. Белов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

На основе представления об однонаправленной обменной анизотропии дано объяснение явлениям аномального возрастания коэрцитивной силы и магнитоэластической вязкости в области точки Кюри, обнаруженным в свое время в ряде ферритов и не получившим до сих пор адекватной интерпретации.

В последнее время было показано [1], что в ферритах в области их точки Кюри проявляется однонаправленная обменная анизотропия, которая вызывает аномальные явления в поведении намагниченности, магнитной восприимчивости и магнитокалорического эффекта.

В настоящей работе на основе представления об этом виде анизотропии дается объяснение аномальному росту коэрцитивной силы ( $H_c$ ) и магнитоэластической вязкости ( $\tau$ ) в области точки Кюри  $T_C$ , обнаруженным в ферритах [2–7].

Рассмотрим экспериментальные данные по температурной зависимости  $H_c$  в области точки Кюри ферритов. На рис. 1 изображены приведенные в работе [2] зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  и начальной восприимчивости  $\mu_0$  (измеренной в слабом поле  $H \approx 5\text{--}10$  Э) от температуры для монокристалла Mn–Mg феррита-шпинели состава  $2,2\text{MgO}; 54\text{MnO}; 43,8\text{Fe}_2\text{O}_3$ , выращенного методом Вернейля. Видно,

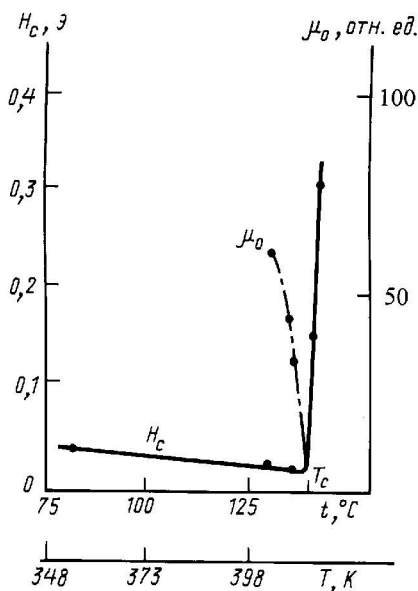


Рис. 1. Температурные зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  и начальной восприимчивости  $\mu_0$  в точке Кюри монокристалла феррита  $2,2\text{MgO}; 54\text{MnO}; 43,8\text{Fe}_2\text{O}_3$

что при приближении к  $T_C$  (где  $\mu_0$  обращается в нуль)  $H_c$  резко возрастает.

Особенно большое возрастание  $H_c$  (до 250 Э) было отмечено при подходе к  $T_C$  в феррите-гранате гадолиния [3] (рис. 2). Этот факт удивителен, так как в магнитоупорядоченных веществах гистерезисные явления интенсивно проявляются вдали от точки Кюри, как результат необратимого смещения доменных границ и вращения вектора намагниченности. Тем не менее, как следует из рис. 2, при низких температурах величина  $H_c$  в данном феррите составляет несколько эрстед<sup>\*)</sup>.

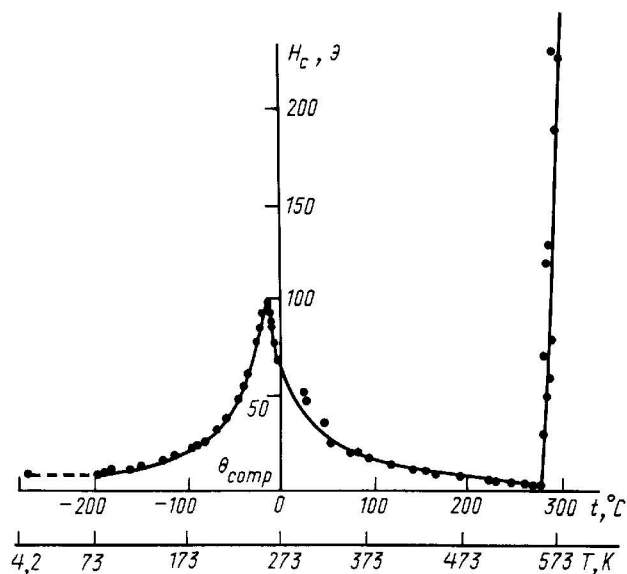


Рис. 2. Температурная зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  феррита-граната  $3\text{Gd}_2\text{O}_3; 0,2\text{Y}_2\text{O}_3; 4,8\text{Fe}_2\text{O}_3$  (поликристалл)

Еще более удивительным является обнаруженное авторами [5] возрастание  $H_c$  в некоторых ферритах-шпинелях в области температур выше точки Кюри.

Возрастание  $H_c$  в области  $T_C$  до сих пор пытались интерпретировать тем, что на коэрцитивную силу ферритов сильное влияние оказывают структурные несовершенства измеряемых образцов. Но это не подтверждается измерениями  $H_c$  на монокристаллах

<sup>\*)</sup> Объяснение аномального возрастания  $H_c$  в области точки магнитной компенсации  $\Theta_{cm}$  будет дано в последующей статье автора.

ферритов и тем, что в ферритах-гранатах, так же как и в ферритах-шпинелях, аномалии  $H_c$  существуют, хотя первые обладают более правильной структурой (отсутствие вакантных позиций магнитных катионов). Зависимости  $H_c$  от  $T$  для поликристаллических образцов феррита-граната иттрия, обладающих различной плотностью  $\rho$ , по данным работы [4], показывают (рис. 3), что возрастание  $H_c$  выражено сильнее в более плотном образце. Это также противоречит тому, что возрастание  $H_c$  связано с влиянием структурных несовершенств образцов.

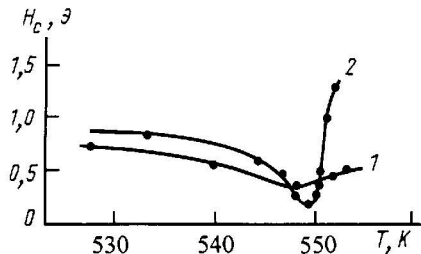


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  для поликристаллических образцов  $Y_3Fe_5O_{12}$  с разной плотностью:  $\rho = 2,8$  (1) и  $3,5$  г/см<sup>3</sup> (2)

В связи с данной проблемой представляет интерес проанализировать поведение коэрцитивной силы вблизи  $T_C$  в обычных ферромагнетиках. Экспериментальные данные по температурной зависимости коэрцитивной силы в ферромагнетиках вблизи  $T_C$  были рассмотрены в монографии [8]. Приведенные в [8] кривые  $H_c(T)$  не обнаруживают возрастания коэрцитивной силы при приближении к точке Кюри. В работе [9] было показано, что в никеле величины  $H_c$ ,  $B_r$  (остаточная индукция) и  $W_h$  (потери на гистерезис) при приближении к  $T_C$  обращаются в нуль. Форрер [10] исследовал температурные зависимости  $H_c$  и  $B_r$  в различных ферромагнитных сплавах. Используя собственные данные, а также результаты других авторов, он пришел к выводу, что для всех этих веществ величины  $H_c$ ,  $B_r$  и  $W_h$  в точке Кюри обращаются в нуль.

Займовский [11] обнаружил исключение из этого правила, а именно: в сплаве 50% Ni; 50% Fe он наблюдал возрастание  $H_c$  при приближении к  $T_C$ . Однако позднее было показано, что в данных сплавах обменное взаимодействие между атомами Fe–Fe имеет отрицательный знак (то же имеет место в  $\gamma$ -железе [12]), т. е. в этих сплавах существует антиферромагнитная фаза, и поэтому они по своей магнитной структуре ближе к ферримагнетикам, чем к ферромагнетикам.

Из всего сказанного выше следует вывод, что явление возрастания  $H_c$  в области  $T_C$  свойственно только ферримагнетикам.

Для интерпретации возрастания  $H_c$  в области  $T_C$  важно установить, существуют ли в кубических ферритах (на которых в основном проводились измерения  $H_c$  вблизи точки Кюри) магнитная анизотропия, магнитные домены (т. е. происходят ли процессы технического намагничивания). Измерения температурной зависимости константы магнитной анизотропии  $K_1$  для феррита-граната иттрия [13] показали,

что  $K_1$  обращается практически в нуль при температуре ниже  $T_C$  на 50 К, а в магнетите ( $Fe_3O_4$ ) — ниже  $T_C$  на 150–200 К [14]. Из этого следует, что в данных ферримагнетиках в некотором интервале температур ниже  $T_C$  существует магнитное упорядочение, которое носит изотропный характер, т. е. в рассматриваемом интервале температур не происходят процессы технического намагничивания.

Это подтверждается исследованиями феррита  $Y_3Fe_5O_{12}$  в интервале температур «перед» точкой Кюри с помощью поляризованных нейтронов [15, 16]. В работах [15, 16] было установлено, что при температуре  $T_C$  и несколько ниже  $T_C$  ( $T_C$  определялась по деполяризации нейтронного пучка) магнитных доменов нет; они появляются при некоторой температуре  $T_d$ , лежащей ниже  $T_C$ . Показано, что в интервале температур  $T_d \div T_C$  существует состояние однородной намагниченности (монодоменное состояние). На основании этих экспериментов авторы [15, 16] считают, что в кубических ферритах вблизи  $T_C$  нет намагничивания вследствие смещения доменных границ и необратимого вращения вектора намагничивания. Таким образом, при температуре  $T_C$  кубических ферримагнетиков (феррит иттрия, магнитно-мягкие ферриты-шпинели) наблюдаемый рост коэрцитивной силы происходит не за счет истинной коэрцитивной силы  $H_c$ .

Автор настоящей статьи предполагает, что явление возрастания  $H_c$  вблизи  $T_C$  является эффектом однонаправленной обменной анизотропии, которая (как показано в работе [1]) возникает потому, что все ферримагнетики в области  $T_C$  становятся ферримагнетиками со «слабой» подрешеткой.

Поскольку вблизи  $T_C$  ферритов кубической симметрии нет технического намагничивания и, следовательно, здесь нет истинной остаточной намагниченности  $B_r$  (или она очень мала), то при охлаждении до температур ниже  $T_C$  однонаправленная магнитная анизотропия возникает в основном за счет намагниченности «сильной» подрешетки под влиянием геомагнитного поля ( $H_g \approx 0,4$  Э). Это поле, хотя оно и мало по величине, при температурах в области  $T_C$  создает значительную величину удельной намагниченности  $\sigma_g$  (вследствие возникновения эффекта Гопкинсона). Намагниченность  $\sigma_g$  в свою очередь создает обменное поле:

$$(H_{ex})_{ef} = J_{a-d}\sigma_g,$$

где  $J_{a-d}$  — параметр обменного взаимодействия между «слабой» и «сильной» подрешетками (в случае феррита-граната иттрия — между подрешетками  $a$  и  $d$ ). Данное поле можно именовать полем «однонаправленной обменной анизотропии», создаваемым «сильной» подрешеткой ( $d$ -подрешеткой). Оно создает в «слабой» подрешетке (подрешетке  $a$ ) псевдоостаточную (мнимую) намагниченность  $\sigma'_r$ .

Отсюда следует вывод, что экспериментаторы, которые измеряли остаточную намагниченность в ферритах в области  $T_d \div T_C$  (рис. 1–3) методом «сбрасывания» измерительной катушки с образца, фиксиро-

вали не истинную  $\sigma_r$ , а псевдоостаточную намагниченность  $\sigma_r'$ , т. е. намагниченность, индуцированную в «слабой» подрешетке полем однонаправленной обменной анизотропии.

В случае феррита  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при температурах в области  $T_C$  «сильной» подрешеткой является  $d$ -подрешетка, а «слабыми» —  $a$ - и  $c$ -подрешетки. Так как в  $c$ -подрешетке находятся катионы  $\text{Gd}^{3+}$ , имеющие большие магнитные моменты ( $M_s = 7\mu_B$ ), и, кроме того, в  $a$ -подрешетке катионы  $\text{Fe}^{3+}$  имеют  $M_s = 5\mu_B$ , то они в сумме обуславливают возникновение большой псевдоостаточной намагниченности  $\sigma_r'$ . Для компенсации ее требуется приложить большое поле  $H = H_c'$  (где  $H_c'$  — псевдокоэрцитивная сила, сводящая к нулю намагниченность  $\sigma_r'$ ). В случае феррита  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в «слабой» подрешетке ( $a$ ) находятся катионы  $\text{Fe}^{3+}$ , обуславливающие сравнительно небольшую величину  $\sigma_r'$  и, следовательно, малую величину  $H_c'$ .

В работе [1] показано, что однонаправленная обменная анизотропия проявляется и при температуре  $T_C$ , и даже выше  $T_C$ . Поэтому рост коэрцитивной силы, обнаруженный в некоторых ферритах-шпинелях при температурах выше  $T_C$  [5], не должен вызывать большого удивления. Наблюдаемый рост  $H_c$  при  $T > T_C$  есть не что иное, как результат действия однонаправленной обменной анизотропии.

Однако все сказанное справедливо лишь для кубических ферромагнетиков. Для гексагональных ферритов и интерметаллидов редкая земля–железо (кобальт) некубической симметрии ситуация усложняется, поскольку в них магнитная анизотропия существует в области  $T_C$  (и даже выше  $T_C$ ), и здесь, кроме псевдоостаточной намагниченности  $\sigma_r'$  и псевдокоэрцитивной силы  $H_c'$  существуют «истинные»  $\sigma_r$  и  $H_c$ .

Обратимся теперь к явлению возрастания магнитостатической вязкости при подходе к точке Кюри, обнаруженному в работах [6, 7] в ряде ферритов. Это явление тоже до сих пор не получило адекватной интерпретации.

На рис. 4 приведены температурные зависимости магнитной вязкости (за меру магнитной вязкости принималось время  $\tau$  перемагничивания образцов в слабом поле  $H \approx 5$  Э) для Mn–Zn-феррита. Точка Кюри определялась по сильному спаду намагниченности  $I$  и аномалии возрастания  $H_c$ . На рис. 5 приведена зависимость магнитной вязкости для феррита  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Точка Кюри для этого феррита определялась по спаду магнитной индукции насыщения  $B_s$ . Отметим, что в обычных ферромагнетиках, например Ni, возрастание магнитной вязкости при температуре  $T_C$  отсутствует. Интерпретация изменения магнитостатической вязкости в данных ферритах за счет изменения скорости движения доменных границ и вращения вектора намагниченности против сил магнитной анизотропии неприменима, так как здесь домены отсутствуют (нет диффузионного механизма магнитной вязкости [17]).

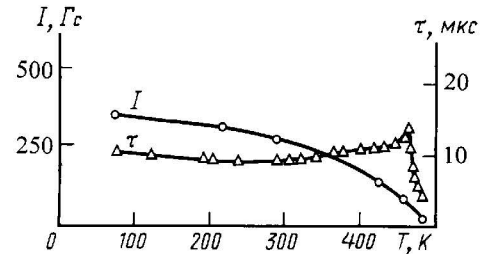


Рис. 4. Температурные зависимости магнитной вязкости  $\tau$  и объемной намагниченности  $I$  феррита  $32,4\text{MnO}$ ;  $13,8\text{ZnO}$ ;  $53,8\text{Fe}_2\text{O}_3$

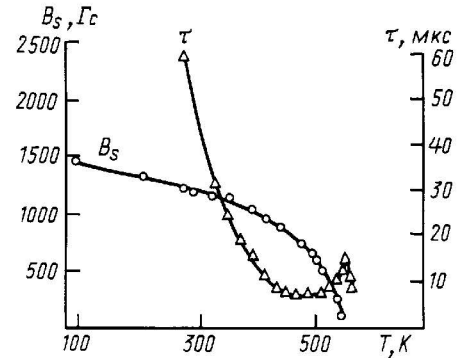


Рис. 5. Температурные зависимости магнитной вязкости  $\tau$  и магнитной индукции насыщения  $B_s$  феррита  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

С точки зрения автора настоящей работы, механизм возрастания магнитостатической вязкости состоит в том, что в интервале температур  $T_d \div T_C$ , где магнетик находится в однодоменном состоянии, существует конкуренция обменного и магнитодипольного взаимодействия (проявление последнего в самой точке  $T_C$  ферритов было экспериментально доказано в работе [18]). Это приводит к метастабильному состоянию вектора  $\sigma_r'$  как в отсутствие поля, так и в слабых полях  $H$ , в которых измерялась магнитостатическая вязкость в интервале температур  $T_d \div T_C$ , что и является причиной возникновения магниторелаксационных явлений, в том числе магнитостатической вязкости.

### Заключение

Показано, что наблюдаемое в кубических ферритах возрастание коэрцитивной силы и магнитостатической вязкости при подходе к точке Кюри обусловлено однонаправленной обменной анизотропией (действием обменного поля «сильной» подрешетки на «слабую»). Эта анизотропия создает псевдоостаточную (мнимую) намагниченность  $\sigma_r'$  и соответствующую ей псевдокоэрцитивную силу  $H_c'$ , которые при подходе к  $T_C$  возрастают (так как различие «сильной» и «слабой» подрешеток увеличивается). Вектор  $\sigma_r'$  вследствие возникновения в области  $T_C$  магнитодипольного взаимодействия катионов в «слабой» подрешетке находится в метастабильном состоянии, что вызывает возрастание магнитостатической вязкости.

### Литература

1. Белов К.П. // УФН. 1999. 169. № 7. С. 797.
2. Белов К.П., Белов В.Ф. // ФТТ. 1961. 3, № 5. С. 1425.

3. Белов К.П., Зайцева М.А., Педько А.В. // ЖЭТФ. 1959. **36**, №6. С. 1672.
4. Белов К.П., Белов В.Ф., Малевская Л.А. и др. // ФММ. 1961. **12**, №5. С. 636.
5. Большова К.М., Елкина Т.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. Математика, механика, астрономия и физика. 1957. №2. С. 5.
6. Телеснин Р.В., Овчинникова А.М. // Ферриты. Минск: Изд-во АН БССР. 1960. С. 325.
7. Телеснин Р.В., Курицына Е.Ф. // Там же. С. 320.
8. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.: Наука, 1948.
9. Gans R. // Ann. der Phys. 1915. **48**. P. 514.
10. Forrer R. // J. Phys. Rad. 1930. **1**. P. 49.
11. Займовский А.С. // Бюл. Всесоюз. электротехн. ин-та (ВЭИ). 1941. **2**. С. 1.
12. Седов В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.: Наука, 1987.
13. Hansen P. // Proc. Int. School Phys. "Enrico Fermi". 1978. **LXX**. P. 56.
14. Abe K., Miyamoto Y., Chikazumi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1976. **41**, No. 5. P. 1894.
15. Драбкин Г.М. Автореф. дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. Л., 1971.
16. Драбкин Г.М., Забидаров Е.И., Ковалев А.В. // ЖЭТФ. 1975. **69**, №5 (11). С. 1804.
17. Круничка С. Физика ферритов. Ч. II. М.: Мир, 1976.
18. Камилев И.К., Алиев Х.К. Статические критические явления в магнитоупорядоченных кристаллах. Махачкала: Изд. Дагест. науч. ц-ра РАН, 1993.

Поступила в редакцию  
06.10.99

## ГЕОФИЗИКА

УДК 519.95

### ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ХОЛОДНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛЕНКЕ ОКЕАНА И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ

С. С. Задорожный, М. Л. Сердобольская, Е. Г. Андреев

(кафедра компьютерных методов физики; кафедра физики атмосферы)

Приведены результаты компьютерной обработки результатов измерений температуры. Используемые математические методы позволяют минимизировать ошибку измерений, связанную с инерционностью датчиков температуры, и выделить случайную ошибку. Проведен анализ модели измерения и выбрана модель, наилучшим образом согласующаяся с экспериментальными данными.

#### Введение

Для неравновесной границы раздела в системе океан–атмосфера характерны процессы теплообмена: испарение, ИК-излучение океана и контактный теплоперенос. Эти процессы, протекающие практически на самой поверхности океана (в 10-мкм радиационном слое), уносят огромное количество тепла в атмосферу и являются первопричиной глобальных переносов воздушных масс на Земле. Процессы выхолаживания радиационного слоя и поступление потока водяного пара в приводный слой атмосферы приводят к самоорганизации диссипативных структур вблизи неравновесной границы контакта вода–воздух: холодной пленки океана и слоя инверсии температуры в атмосфере. Выхолаживание океана вызывает подвод тепла к поверхности из более теплых нижележащих слоев воды. Знание профиля температуры в холодной пленке океана позволяет оценить поток тепла, поступающий к поверхности, на основании закона Фурье.

Впервые профили температуры внутри холодной пленки были зарегистрированы в начале 1970-х гг. [1]. Для измерения температуры служила малоинерционная медь-константановая термопара с диаметром спая порядка 30 мкм и постоянной вре-

мени инерции 1–1,5 мс. В процессе измерения термопара перемещалась в вертикальном направлении с достаточно высокой скоростью порядка 15 см/с, так как при более медленном перемещении невозможно точно зафиксировать мгновенный профиль температуры при волнении. При такой скорости инерционность термопары вносит искажения в измерения. В результате регистрируемые данные не могут непосредственно использоваться, и требуется дополнительная их обработка. Для решения подобных задач в настоящее время разработана теория измерительно-вычислительных систем [2]. Измерительно-вычислительные системы (ИВС) позволяют изучать характеристики объекта в ненаблюдаемой системе типа «объект–среда» на основании измерений, получаемых в системе «объект–среда–прибор». В процессе измерения характеристики объекта изучения и среда испытывают возмущения из-за взаимодействия с прибором, и поэтому выходной сигнал прибора не отображает реальных характеристик, которые присущи объекту в отсутствие прибора. Вычислительная часть ИВС преобразует результаты измерений к виду, какой они имели бы в невозмущенной системе типа «объект–среда», с максимально возможной точностью [3].