

Н. З. МИРЯСОВ, НГУЕН ТЪЯ У

МАГНИТНЫЕ И ИМПУЛЬСНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТА С ИНДУЦИРОВАННОЙ ОДНООСНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В феррите состава $\text{Co}_{0,02} \text{Ni}_{0,52} \text{Zn}_{0,26} \text{Cr}_{0,20} \text{Fe}_2 \text{O}_4$ путем термомагнитной обработки наводится одноосная магнитная анизотропия, приводящая к прямоугольной петле гистерезиса (ППГ). В работе приведены данные исследования параметров ППГ и импульсного перемагничивания в интервале температур от 100 до -60°C , указаны возможные причины своеобразного изменения этих параметров от температуры.

В работе [1] было установлено, что феррит состава $\text{Co}_{0,02} \text{Ni}_{0,52} \text{Zn}_{0,26} \text{Cr}_{0,20} \text{Fe}_2 \text{O}_4$ обладает перминварными свойствами и в нем после соответствующей термомагнитной обработки (ТМО) возникает одноосная анизотропия, приводящая к прямоугольной петле гистерезиса при перемагничивании вдоль направления, совпадающего с полем H_i , наложенным при ТМО. Процесс перемагничивания в этом направлении происходит медленнее, чем это имеет место в Mg—Mn ферритах со спонтанной ППГ.

В настоящей работе приводятся данные более подробного исследования магнитных и импульсных свойств этого феррита в некоторой области температур, представляющие интерес с точки зрения выяснения возможности применения его в некоторых видах аппаратуры (в электронных вычислительных машинах, автоматике и т. д.). Поскольку исследованные параметры теснейшим образом связаны с наведенной анизотропией, представляется возможность интерпретировать полученные данные, пользуясь современными взглядами на ее природу.

Объекты исследования

Для исследования были изготовлены образцы тороидальной формы различных размеров. Термомагнитная обработка колец малых размеров (с внешним диаметром 5 и 2 мм) производилась путем пропуска тока по прямому проводу, на который были наизаны эти кольца. После ряда ТМО были установлены те оптимальные значения поля H_i , температуры отжига и времени выдержки, которые приводят к петле гистерезиса лучшей прямоугольности. При этом также было установлено, что к термомагнитной обработке наиболее чувствительны образцы,

закаленные с температур 500—700° С и, следовательно, не обладающие перминварной петлей гистерезиса.

При одинаковых условиях ТМО прямоугольность петли в этих образцах лучше, чем в образцах, которые до ТМО обладали перетянутой петлей гистерезиса *, т. е. были медленно охлаждены до комнатных температур. Этот факт свидетельствует о степени анизотропии, наведенной в результате ионной диффузии при ТМО. При более низких температурах, чем температура закалки, структура закаленных образцов является метастабильной. Поэтому процесс возникновения одноосной анизотропии, обусловленной диффузией ионов при ТМО, завершается в них быстрее, чем в образцах, в которых при медленном охлаждении без внешнего поля успела произойти диффузия ионов при воздействии вектора спонтанной намагниченности I_s внутри каждого домена, в результате чего в них образовалась одноосная анизотропия и произошла стабилизация доменных границ. Есть основания полагать, что ионная диффузия при ТМО медленно охлажденных образцов происходит с большей энергией активации, нежели в закаленных образцах, обладающих нестабильной структурой. Приведенные в настоящей работе данные исследования относятся к образцам, подвергнутым ТМО после их закалки при температурах выше точки Кюри (500—600° С). ТМО производилась в поле $H_t = 24$ эрст при $t = 350^\circ$ в течение 4 часов.

Магнитные свойства

На рис. 1 приведены спинки предельных петель гистерезиса, измеренных при пяти различных температурах, лежащих в интервале от -60 до +100° С. Измерения показали, что при понижении температуры от 100 до -40° С коэрцитивная сила H_c меняется лишь в пределах 1,6—1,9 эрст соответственно, в то время как при дальнейшем понижении температуры всего лишь на 20° она становится равной 2,8 эрст (при -60° С). Причина такого крутого роста H_c при температурах ниже -40° С будет обсуждена ниже.

Измерения коэффициента прямоугольности $\eta = \frac{B_r}{B_m}$ при различных температурах также показали, что в интервале температур от 100 до -40° С этот коэффициент остается практически постоянным, равным 0,98. Однако при -40° С он уменьшается до 0,95, а при $t = -60^\circ$ С — до 0,90.

Измерения коэффициента квадратности петли гистерезиса $R_s = \frac{B\left(-\frac{H_m}{2}\right)}{B(H_m)}$

при $t = 20^\circ$ С и $t = 100^\circ$ С показали высокую степень квадратности. На рис. 2 приведены кривые зависимости R_s от значения поля H_m , полученные при этих температурах. Из рис. 2 видно, что R_s достигает 0,96. Причем это значение R_s для обеих температур сохраняется до $H_m = 2,5$ эрст, т. е. при перемагничивании сердечника по спинке частной петли при $H_m = 2,5$ эрст процесс перемагничивания начнется лишь при условии, если обратное поле превысит значения $\frac{H_m}{2}$, т. е. 1,25 эрст.

При $\left| -\frac{H_m}{2} \right| \leq 1,25$ эрст разрушение остаточной индукции практически не должно наблюдаться, так как R_s велико и близко к η .

* При медленном охлаждении до комнатных температур феррит обладает перминварной петлей гистерезиса.

Из рис. 1 также видно, что при $t = -40^\circ\text{C}$ и $t = -60^\circ\text{C}$ ухудшается не только прямоугольность, но и квадратность петли гистерезиса. Несмотря на то что приведенные на рис. 1 петли являются предельными, индукция при температурах ниже -40°C не достигает насыщения. Она достигает насыщения лишь в более сильных полях, чем это имеет место при температурах выше -40°C . Причина наблюдаемых аномалий, по-видимому, та же, что и обуславливает рост H_m при температурах ниже -40°C .

На рис. 3 приведены частные петли гистерезиса, снятые при максимальном поле $H_m = 2 \text{ эрст}$ и температуре 20 и 100°C . Обе петли имеют высокую степень прямоугольности $\eta = 0,98$ и квадратности $R_s = 0,96$, одинаковую коэрцитивную силу, а остаточные и максимальные индукции отличаются примерно лишь на

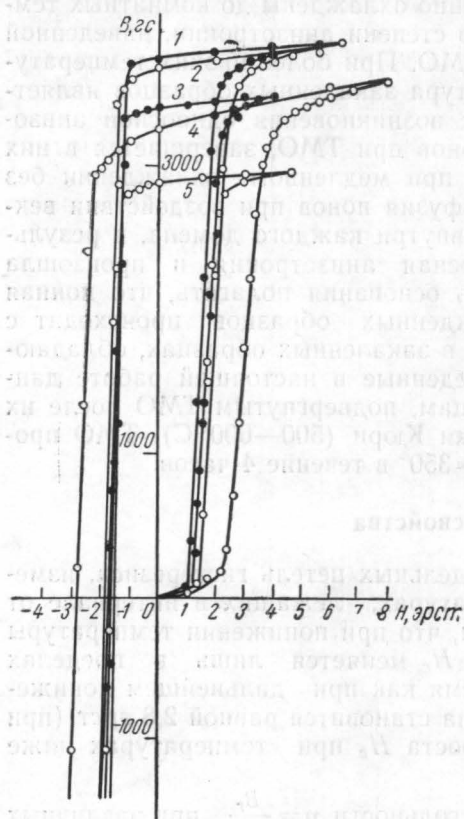


Рис. 1. Спинки предельных петель гистерезиса: 1 — $t = -20^\circ$, 2 — $t = -40^\circ$, 3 — $t = 20^\circ$, 4 — $t = -60^\circ$, 5 — $t = 100^\circ$

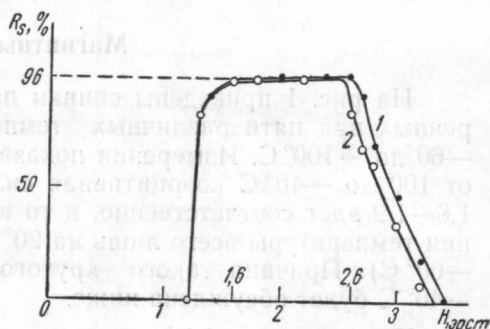


Рис. 2. Зависимость коэффициента квадратности R_s от поля при 20°C (кривая 1) и 100°C (кривая 2)

11—12%. Эти данные о магнитных свойствах исследованных образцов позволяют полагать, что применение их в блоках памяти электронных счетно-решающих машин являлось бы весьма успешным. Однако процессы перемагничивания в этих сердечниках происходят весьма медленно. По спинке частных петель гистерезиса эти процессы длятся десятки микросекунд.

Импульсные свойства

Нами были измерены времена импульсного перемагничивания по спинке предельных и частных петель гистерезиса. Перемагничивание осуществлялось прямоугольными импульсами тока длительности 150 мксек и при частоте их следования 200 гц. Исследования импульсного перемагничивания проводились на тех же образцах, на которых изучались их статические петли гистерезиса.

На рис. 4 приведены изотермы перемагничивания при тех же температурах, при которых были сняты статические петли гистерезиса (см. рис. 1).

Из рис. 4 видно, что кривые имеют линейный участок, описываемый формулой

$$H - H_0 = \frac{S_w}{\tau},$$

где H_0 — пороговое поле, S_w — коэффициент, постоянный при данной температуре.

В ходе кривых на рис. 4 имеются особенности, связанные с магнитной вязкостью исследуемого феррита. При $t = -60^\circ\text{C}$ нам не удалось наблюдать выходные импульсы перемагничивания, если амплитуда перемагничивающего поля не превышает 4 эрст. Коэрцитивная сила H_c при этой температуре равна 2,8 эрст. Время перемагничивания при минимальном поле, равном 4,2 эрст,

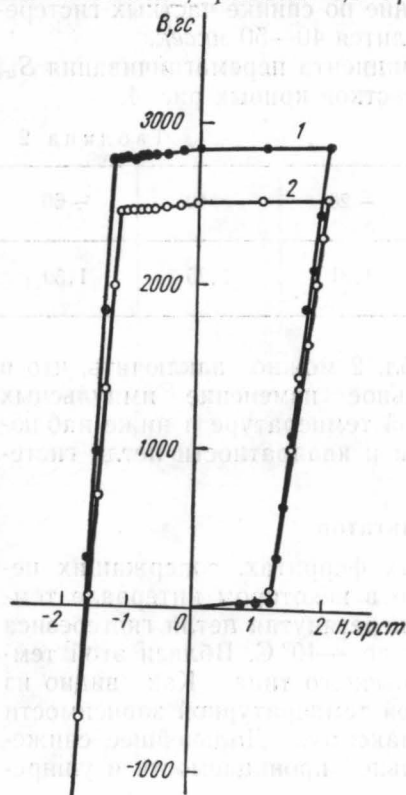


Рис. 3. Частные петли гистерезиса:
1 — $t=20$, 2 — $t=100^\circ$

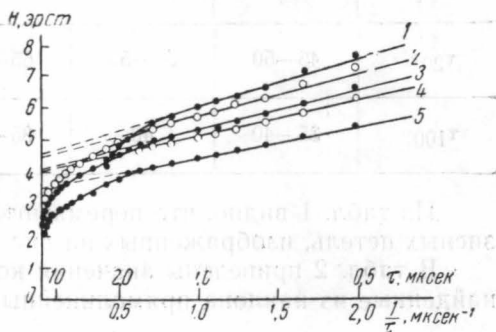


Рис. 4. Изотермы импульсного перемагничивания: 1 — $t=+60^\circ$, 2 — $t=-20^\circ$, 3 — $t=-40^\circ$, 4 — $t=20^\circ$, 5 — $t=100^\circ$

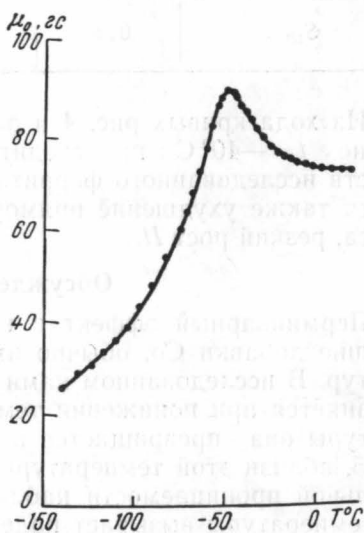


Рис. 5. Температурная зависимость начальной проницаемости μ_0

оказалось равным 3,5 мксек. Экстраполяция ниспадающей части кривой 1 до $H=3$ эрст дала бы для τ значение, не превышающее 4 мксек.

При температуре -40°C и выше нам удалось измерить времена перемагничивания в полях, превышающих H_c лишь на 0,3—0,5 эрст. Причем оказалось, что при этих температурах максимальное время перемагничивания достигает 50 мксек, в то время как при -60°C оно не превышает 4 мксек.

В таблице 1 приведены значения τ в мксек, полученные при малых амплитудах обоих разнополярных импульсов поля H_{\perp} и H_{\parallel} (в эрст) для $t=20^{\circ}$ и $t=100^{\circ}$ С.

Таблица 1

H_{\perp}	2	2,2	2,4	2,6	2,6	2,6
H_{\parallel}	2	2,2	2,4	2,2	2,4	2,6
$\tau_{20^{\circ}}$	45—50	50—55	65—70	100±5	70—75	45—50
$\tau_{100^{\circ}}$	35—40	40	35—40	45—50	30—35	25—30

Из табл. 1 видно, что перемагничивание по спинке частных гистерезисных петель, изображенных на рис. 3, длится 40—50 мксек.

В табл. 2 приведены значения коэффициента перемагничивания S_w , найденные из наклона прямолинейных участков кривых рис. 4.

Таблица 2

t° С	100	20	-20	-40	-60
S_w	0,96	1,09	1,31	1,25	1,50

Из хода кривых рис. 4 и данных табл. 2 можно заключить, что в районе $t=-40^{\circ}$ С происходит аномальное изменение импульсных свойств исследованного феррита. При этой температуре и ниже наблюдается также ухудшение прямоугольности и квадратности петли гистерезиса, резкий рост H_c .

Обсуждение результатов

Перминварный эффект в шпинельных ферритах, содержащих небольшие добавки Со, обычно имеет место в некотором интервале температур. В исследованном нами феррите перетянутая петля гистерезиса сохраняется при понижении температуры до -40° С. Вблизи этой температуры она превращается в петлю обычного типа. Как видно из рис. 5, вблизи этой температуры на кривой температурной зависимости начальной проницаемости наблюдается максимум. Дальнейшее снижение температуры вызывает падение начальной проницаемости и уширение петли гистерезиса.

Эффект исчезновения перминварных свойств вблизи -40° С обусловлен переменной знака константы K_1 кристаллической энергии магнитной анизотропии феррита. Выше температуры нулевого перехода $K_1 < 0$. Следовательно, локальный магнитный отжиг, происходящий в каждом домене при медленном охлаждении в отсутствии внешнего поля, осуществляется в условиях, когда осями легкого намагничивания в кристалле являются направления [111]. Одноосная анизотропия, возникшая при этом в каждом домене, накладывается на собственную кубическую анизотропию феррита, а стабилизация доменных границ приводит к перминварному эффекту. Ниже температуры нулевого перехода

K_1 осью легкого намагничивания становится другое кристаллографическое направление (ось [100]). Однако при этом индуцированная одноосная анизотропия не изменит своего прежнего направления, т. е. координата энергий наведенной и естественной анизотропии изменится, что обуславливает возникновение магнитной неоднородности в кристаллической решетке и исчезновение перетянутости петли гистерезиса.

Согласно теории направленного упорядочения [2, 3, 4] при ТМО поликристаллического образца упорядочение ионных пар (C_0^{2+} или, возможно, также Fe^{2+}) будет происходить вдоль определенных кристаллографических направлений, образующих наименьший угол с вектором I_s или внешним полем. В результате поликристалл будет обладать одноосной анизотропией, ось которой совпадает с направлением внешнего поля, а гистерезисная петля примет прямоугольную форму.

Как было показано выше, хорошая прямоугольность и квадратность петли исследованного нами феррита сохраняется при понижении температуры до $t = -40^\circ C$, т. е. до области температур, где K_1 естественной кубической анизотропии меняет знак. Ухудшение прямоугольности и квадратичности петли и ее резкое уширение при переходе к более низким температурам, по всей вероятности, обусловлены изменением магнитной структуры, связанной с переменной знака K_1 . Та же причина приводит к резкому изменению и импульсных свойств феррита.

Выше температуры нулевого перехода K_1 исследованный нами феррит обладает сравнительно большой магнитной вязкостью, если перемагничивание происходит вдоль легкой оси наведенной анизотропии. Особенно большие времена перемагничивания наблюдаются в том случае, если перемагничивание осуществляется по спинке частных петель гистерезиса или амплитуда перемагничивающего поля близка к коэрцитивной силе предельной петли.

Можно полагать, что чем меньше амплитуда перемагничивающего поля, тем меньше возникает зародышей перемагничивания, следовательно, для полного перемагничивания образца стенками этих доменов приходится пробегать большой путь, т. е. при постоянной скорости смещения границ время полного перемагничивания удлиняется.

Ниже температуры нулевого перехода K_1 импульсные свойства образца довольно резко меняются: время перемагничивания даже в полях, близких к H_c , уменьшается на целый порядок по сравнению с тем, что мы наблюдали при комнатной температуре (кривая 4, рис. 4). Нарушение магнитной однородности, вызванное переменной знака K_1 , по-видимому, обуславливает возникновение большого количества зародышей перемагничивания, что приведет к более быстрому окончанию процессов перемагничивания.

Возможно, что в аномальном поведении импульсных свойств исследованного феррита играют существенную роль и другие, более сложные факторы. Выяснение этого вопроса требует проведения специальных исследований. В частности, представляет большой интерес исследование динамики доменной структуры при различных значениях температуры и поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мирясов Н. З., Сорокина С. А. «Физика твердого тела», 5, вып. 9, 2641, 1963.
2. Neel L. Journ. phys. et rad., 15, 225, 1954.
3. Yamamoto M., Taniguchi S. Sci. Rep. RJTU, A6, 330, 1954.
4. Taniguchi S. Sci. Rep. RJTU, A9, 169, 1957.

Поступила в редакцию
19. 9 1964 г.

Кафедра
магнетизма