

П-163

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕОРЕТИЧЕСКОГО И ПРИКЛАДНОГО
МАГНЕТИЗМА

26

Свердловск
1967

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

*Светлой памяти
Рудольфа Ивановича
Януса посвящается*

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕОРЕТИЧЕСКОГО И ПРИКЛАДНОГО
МАГНЕТИЗМА

ВЫП. 26

Свердловск
1967

Печатается по постановлению Ученого совета
Института физики металлов АН СССР

Ответственный редактор
доктор физико-математических наук профессор Я. С. Шур

Зам. ответственного редактора
кандидат физико-математических наук Л. А. Фридман

НС 22996 Подписано к печати 2/XI-67 г.
Формат бумаги 70×108^{1/16} Бум. л. 7,5
Печ. л. 14,75 + 4 вклейки Уч.-изд. л. 20,25
Тираж 2000 Цена 1 р. 45 к. Заказ 550

Цех № 1 производ. объедин. «Полиграфист»,
Свердловск, Дом промышленности.

57180
Центральная научная
БИБЛИОТЕКА
Академии наук Киргизской ССР

СОДЕРЖАНИЕ

С. В. Воиновский, Я. С. Шур. Памяти Рудольфа Ивановича Януса . . .	5
Список трудов Р. И. Януса . . .	8

Физика магнитных явлений

А. К. Баранов, Ю. К. Ибаев, Ю. В. Старостин, Р. В. Телеснин. Влияние размагничивающих полей и полей рассеяния на доменную структуру тонких магнитных пленок . . .	13
Г. С. Кандаурова, Я. С. Шур. О доменной структуре кристаллов магнетоплюмбита . . .	29
Я. С. Шур, Г. С. Кандаурова, Н. Н. Быханова, Н. И. Соколовская. О магнитных свойствах высококоэрцитивного сплава Мп—Al . . .	35
Я. Г. Дорфман. Вольтамагнитный эффект и некоторые вопросы магнетизма металлов . . .	42
Д. И. Волков, Т. М. Козлова. Эффект Холла в никеле . . .	48
В. В. Дружинин, Ю. А. Лазарев, А. А. Кожуров, А. А. Воронина. Исследование неоднородности удельных потерь в горячекатаной трансформаторной стали . . .	55
Ф. Н. Дунаев, А. В. Маргарян. Магнитострикция железокремнистых и железоникелевых сплавов в сильных магнитных полях . . .	61
Л. И. Рабкин, З. И. Новикова. О неустойчивости магнитной проницаемости марганцевоцинковых ферритов во времени . . .	67
А. В. Миткевич. Проблема стабильности постоянных магнитов и выбор рационального пути к ее решению . . .	77

Магнитные измерения и приборы

В. И. Дрожжина, Ю. Я. Реутов, Р. И. Янус. О магнитных шумах кольцевых магнитных модуляторов . . .	82
Б. Г. Лазарев, Л. С. Лазарева, В. Р. Голик, С. И. Горидов. Сверхпроводящий лабораторный соленоид напряженностью магнитного поля до 87 кэ . . .	86
М. А. Веденев, В. И. Дрожжина, В. А. Куликов. Высокочувствительный магнитометр с феррозондовым индикатором для исследования магнитных свойств ферромагнитных пленок . . .	88
Н. М. Рудный, В. В. Гаухштейн. Измерение магнитных характеристик электротехнических сталей в открытой магнитной цепи . . .	96
Н. Л. Брюхатов, В. Н. Кузнецов, Г. К. Морарь. Применение двухстержневого феррозонда к исследованию магнитной анизотропии и потерь на гистерезис магнитного вращения . . .	100
Г. С. Корзунин, В. В. Ляпунов. Измерение потерь на вращательный магнитный гистерезис при непрерывном вращении ферромагнитных дисков . . .	103
Ю. А. Вдовин, Г. С. Корзунин. Метод получения основной кривой намагничивания на переменном токе . . .	107
Ю. А. Вдовин, Э. И. Попов. О создании синусоидального потока индукции в ферромагнитном образце с помощью следящей системы . . .	111
Ю. Ф. Пономарев, Л. А. Фридман. К расчету чувствительности двухэлементных феррозондов . . .	118
Р. И. Янус, М. А. Веденев, В. И. Дрожжина, Ю. Я. Реутов, В. П. Леман. О применении феррозондовой аппаратуры в медицине . . .	126

Магнитная дефектоскопия и магнитоструктурный анализ

Р. И. Янус, М. А. Веденев, В. И. Дрожжина, В. А. Мирмельштейн. О магнитном контроле на ферромагнитные включения крупногабаритных деталей из аустенитной стали . . .	129
В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Р. И. Янус. К использованию ферродатчика в дифференциальном магнитном приборе . . .	134

Ю. Ф. Пономарев, В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Р. И. Янус. Исследование дифференциального магнитного прибора с ферродатчиком	143
Э. Э. Стоинская, Д. А. Штуркин. О чувствительности феррозондов, перемалловых сердечники которых имеют малую проницаемость формы	149
Н. С. Акулов, В. С. Козлов. О новых способах индикации поля дефекта в магнитографической дефектоскопии	154
А. В. Жигadlo, С. С. Огурцова. О выборе режимов контроля методом магнитного порошка	160
А. В. Жигadlo, С. С. Огурцова. Выявление дефектов под слоем хромовых покрытий методом магнитного порошка	164
В. Г. Герасимов. Анализ чувствительности и разрешающей способности вихретокового датчика, включенного в колебательный контур	167
М. Н. Михеев, Р. Н. Плешкина, Г. И. Михайловская. Магнитные свойства стали 45ХНМФА после закалки и отпуска в зависимости от исходной структуры	175
В. М. Морозова, М. Н. Михеев. О причинах различия магнитных и электрических свойств отпущенной стали 18ХНМА после закалки в масле и на воздухе	179
П. Г. Михневич. Устройство для размагничивания деталей коммутирования постоянного тока	182

Электромагнитные процессы в металлах

К. М. Поливанов. Потокосцепление намагниченного тела и электрического контура	186
А. Б. Сапожников, Н. В. Мирошин. К вопросу о роли магнитной нелинейности среды при формировании поля скрытого дефекта	189
М. Д. Авраменко, Н. А. Баранова, Я. С. Шур. Зависимость электромагнитных потерь магнитострикционных материалов от величины переменной и постоянной индукции	199
Л. А. Фридман, В. П. Табачник. К расчету индикаторной цепи феррозонда с симметричным нелинейным электрическим сопротивлением	204
Ю. Ф. Пономарев. К расчету магнитных модуляторов, работающих с активной нагрузкой в цепи управления	210
А. И. Кадочников, И. Е. Коробейникова, М. Г. Соколова. К теории поверхностного эффекта в ферромагнитной пластине, находящейся в синусоидальном магнитном поле	218
Г. Х. Геворкян. Неоднородность магнитных параметров ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса	229



Р. И. ЯНУС

ПАМЯТИ РУДОЛЬФА ИВАНОВИЧА ЯНУСА

31 января 1966 г. скоропостижно скончался доктор физико-математических наук профессор Р. И. Янус. Это был талантливый, самобытный ученый, он внес много нового и ценного в развитие ряда важнейших разделов теоретического и прикладного магнетизма. С его смертью советская наука понесла тяжелую потерю.

Р. И. Янус родился в 1903 г. в крестьянской семье в Новгородской области. Еще в детские годы он выделялся своими способностями, в 15-летнем возрасте стал школьным учителем, а в 1925 г. окончил Тверской педагогический институт и был оставлен там для преподавательской деятельности. С 1929 г. началась его научная деятельность в Ленинградском физико-техническом институте. В 1932 г. из ЛФТИ выделен Уральский физико-технический институт, впоследствии реорганизованный в Институт физики металлов Академии наук СССР (г. Свердловск). Одним из организаторов и ведущим сотрудником этого института был Р. И. Янус. Вся его научная деятельность — с 1929 г. до его кончины — протекала в одном коллективе, где с 1932 г. он заведовал лабораторией электромагнетизма.

Р. И. Янус является родоначальником уральской школы магнитологов — одной из ведущих в нашей стране. Обширен круг вопросов физики магнитных явлений, в которые он внес существенный вклад. Несколько условно эти вопросы можно разбить на три раздела: физика процессов намагничивания, физика магнитных измерений, физика и практика магнитных методов контроля.

С тридцатых годов по инициативе и под руководством Рудольфа Ивановича начались исследования магнитного гистерезиса в монокристаллах кремнистого железа. В этих работах впервые удалось экспериментально установить основные закономерности этого важнейшего явления физики процессов намагничивания и перемагничивания в достаточно совершенных монокристаллических образцах, исключив влияние на гистерезис многих побочных факторов. Результаты исследований сыграли существенную роль при построении современной физической теории магнитного гистерезиса.

Для понимания физической природы временных явлений в ферромагнетиках (временной спад магнитной проницаемости и т. п.) весьма ценными оказались исследования Р. И. Януса и его учеников связи этих явлений с индуцированной магнитной текстурой в кремнистом железе и всестороннее изучение дезаккомодации в магнетите. Этот цикл исследований помимо существенного теоретического значения имеет большой практический интерес.

Р. И. Янусу и его ученикам принадлежит заслуга в установлении характера изменения вида петель гистерезиса с возрастанием максимальной амплитуды внешнего магнитного поля. Полученные ими результаты имеют существенное значение для понимания процессов перемагничивания ферромагнетиков. Нельзя также не отметить исследования, посвященные экспериментальному установлению связи между двумя основными видами магнитного гистерезиса: колебательным (обычным) и вращательным.

Р. И. Янус был выдающимся специалистом в области теории и прак-

тических методов магнитных измерений. Он разрабатывал свою оригинальную методику электромагнитных измерений для решения любой экспериментальной задачи, был замечательным знатоком всех тонкостей магнитных измерений. К нему обращались за консультациями со всех уголков нашей страны. Глубокое понимание существа физики магнитных явлений и большой талант экспериментатора позволили ему по-новому решать сложнейшие экспериментальные вопросы в области магнетизма, внести большой вклад в теорию и технику магнитных измерений. Диапазон его интересов в разработке магнитных методов измерений был весьма обширным — от создания сверхчувствительных измерительных установок для определения магнитной восприимчивости диамагнитных газов и паров до разработки и внедрения автоматических промышленных контрольных магнитных установок, позволяющих, например, в производственном потоке определять годность листов электротехнических сталей.

Среди наиболее крупных вопросов теории, которые успешно решены и положены в основу при создании новых магнитных методов измерений, следует в первую очередь остановиться на исследованиях магнитного поля, создаваемого магнитными зарядами самого неоднородно намагниченного образца. Р. И. Янус впервые показал, что при определенных условиях собственное магнитное поле образца может быть не только размагничивающим, как это обычно принималось, но и намагничивающим. Этот, на первый взгляд, парадоксальный вывод позволил ученому решить ряд сложных практических задач, в частности, при создании высокочувствительных приборов для заводского контроля прутков из высококачественных сталей.

Профессору Янусу принадлежит приоритет в разработке методики расчета объемных магнитных зарядов, возникающих при неоднородной намагниченности ферромагнитных образцов. Учет этих зарядов дает возможность уточнить расчеты магнитных полей рассеяния, вызываемых дефектами в ферромагнитном теле, что очень важно при разработке научных основ магнитной дефектоскопии.

Р. И. Янус установил существование гистерезиса коэффициента размагничивания и показал, что неучет этого обстоятельства может привести к ошибкам при магнитных измерениях; дал строгий анализ влияния формы образца на результаты магнитных измерений и предложил остроумный способ изготовления квазиэллиптических образцов, в которых достигается высокая степень однородности магнитного состояния. Этот метод сейчас получил широкое распространение в практике магнитных измерений.

Очень ценными являются его многолетние обширные исследования баллистического метода измерений — наиболее распространенного классического способа магнитных измерений и пока единственного для образцов замкнутой формы. Р. И. Янус показал, как нужно правильно пользоваться этим методом, и вскрыл причины многих погрешностей, возникающих в практике проведения измерений; показал, например, что такая «мелочь», как неучет условий размыкания магнитной цепи, может привести к большим погрешностям. Кропотливый анализ всех возможных ошибок привел к созданию новой методики измерений, позволяющей с большой точностью и воспроизводимостью определять магнитные характеристики ферромагнетиков. Эта методика («схема замыкания») получила широкое распространение при изучении мягких магнитных материалов.

Большой интерес для исследований ферромагнетиков представляет и другая работа Р. И. Януса — измерение магнитных свойств так называемым разностно-импульсным методом. Созданная им методика позволяет с очень высокой точностью проводить исследования тонких особенностей петель магнитного гистерезиса. Именно с помощью этой

методики он и его ученики впервые получили детальный ход семейства петель гистерезиса различных ферромагнетиков.

В современной технике магнитных измерений все большее распространение приобретают феррозонды и ферродатчики — особого типа измерители магнитного поля. Р. И. Янус и его ученики разработали наиболее полную теорию этих измерителей. На основе теоретических изысканий изготовлены разнообразные приборы для лабораторных исследований, а также заводских измерений и контроля. Они нашли широкое распространение в научных учреждениях и промышленных предприятиях нашей страны.

Очень многое сделал Р. И. Янус для создания совершенных методов контроля листовых электротехнических сталей. Под его руководством разработана серия приборов, позволяющих проводить сплошной контроль целых листов и отдельных заготовок магнитопроводов из электротехнического железа.

Р. И. Янус был крупнейшим и наиболее авторитетным специалистом по магнитным методам производственного контроля. В его монографии «Магнитная дефектоскопия» приведено полное и научно аргументированное описание теории и практики магнитной дефектоскопии, даны четкие ответы на сложнейшие вопросы, возникающие при дефектоскопировании. В ней дано научное обобщение наиболее важных и общих вопросов физики магнитных измерений в применении к проблемам дефектоскопии; указано, какие магнитные характеристики и в каких случаях следует использовать при дефектоскопировании, какие методы измерений магнитных характеристик наиболее целесообразно применять; описаны основные принципы построения различных типов дефектоскопов. Эта монография заложила основу научного подхода к решению практических задач дефектоскопии. Р. И. Янус и его последователи многое сделали для создания различных типов дефектоскопов и внедрения их в заводскую практику. Можно без преувеличения сказать, что профессор Янус впервые создал строгую физическую теорию магнитной дефектоскопии, на основе которой были построены и внедрены различные типы дефектоскопов (приборы для контроля рельсов, уложенных в железнодорожные пути, и многочисленных ферромагнитных изделий промышленности). Широкое распространение получили эти приборы в годы Великой Отечественной войны.

Р. И. Янус воспитал многочисленную школу физиков-магнитологов. Многие сотрудники Института физики металлов АН СССР и других научных учреждений являются его учениками. Он был основателем и первым редактором журнала «Дефектоскопия».

Нельзя не отметить некоторые личные качества Р. И. Януса. Он всегда поражал своей исключительной скромностью, необыкновенной работоспособностью, чуткостью и искренним желанием помочь любому, с каким бы вопросом к нему ни обращались. В характере ученого сочеталась большая требовательность к себе и доброта по отношению к окружающим. В то же время он проявлял глубокую принципиальность в основных вопросах науки и жизни и партийную последовательность в борьбе за истину. Его любили и уважали все, кто с ним соприкасался и по научной линии, и в личной жизни.

За успешную разработку физики магнетизма и работу в области дефектоскопии профессор Р. И. Янус был удостоен Государственной премии, награжден орденом Ленина и другими правительственными наградами.

Р. И. Янус оставил глубокий след в науке. Его научные труды еще долгие годы будут служить основой дальнейших исследований в области физики магнитных измерений и определять главные направления их развития.

С. В. Вонсовский, Я. С. Шур

СПИСОК ТРУДОВ Р. И. ЯНУСА

1. Р. И. Янус. Номограммы к мостику Уиттона. Изв. Тверского педагогического института, вып. 4, 1928, стр. 56—71.
2. Я. Г. Дорфман, Р. И. Янус. Роль «свободных» электронов в ферромагнетизме никеля. ЖФХ общества при Ленинградском ун-те, 1928, 60, 6, 519—531.
3. Я. Г. Дорфман, Р. И. Янус, К. В. Григоров, М. Г. Черниковский. Термоэлектрические свойства и ферромагнетизм. ЖЭТФ, 1931, 4, 156—163.
4. Р. И. Янус. Новый метод определения магнитных констант небольших образцов электротехнических материалов. ЖТФ, 1933, 3, 8, 1203—1220. Techn. Phys. of USSR, 1934, 1, 1, 1—7.
5. Р. И. Янус, В. И. Дрожжина. Состояние атома церия в металлической решетке. ДАН СССР, 1934, 2, 7, 411—414.
6. Р. И. Янус, Я. С. Шур. Новый способ определения магнитной восприимчивости газов и паров. ДАН СССР, 1934, 2, 8, 465—469.
7. Р. И. Янус, Я. С. Шур. К вопросу о характере связи в молекуле СО. ЖЭТФ, 1935, 5, 1, 28—32.
8. Я. С. Шур, Р. И. Янус. Магнитная восприимчивость паров брома. ЖЭТФ, 1935, 5, 5, 401—404. Phys. Zs. Sow., 1935, 7, 4, 501—506.
9. Р. И. Янус. О кривой намагничивания железных монокристаллов. ЖЭТФ, 1935, 5, 3—4, 292—295. Sow. Phys., 1935, 7, 3, 380—384.
10. Р. И. Янус. Приближенное решение задачи магнитной дефектоскопии. ЖТФ, 1935, 5, 7, 1314—1315.
11. В. И. Дрожжина, Р. И. Янус. О состоянии редкоземельных элементов в металлической решетке. ЖЭТФ, 1936, 6, 3, 250—255. Sow. Phys., 1936, 9, 1, 72—80.
12. Я. С. Шур, Р. И. Янус. Баллистическая установка для испытания слабомагнитных материалов и метод пользования ею. Заводская лаборатория, 1936, 5, № 5, 621—624.
13. Р. И. Янус, Я. Б. Салитра. Магнитный способ контроля поверхностного обезуглероживания и структуры стальных прутков. Заводская лаборатория, 1937, 6, № 4, 448—455.
14. К. В. Григоров, Н. Л. Лукьянова, Р. И. Янус. Магнитный метод обнаружения внутренних пороков в телах вращения. Заводская лаборатория, 1937, 6, № 9, 1102—1107.
15. А. С. Чабан, Р. И. Янус. Опыт анализа работы магнитных сепараторов барабанного типа. ЖТФ, 1937, 7, 18—19, 1854—1861.
16. Р. И. Янус. К вопросу о магнитной восприимчивости металлического церия. ЖЭТФ, 1937, 7, 9—10, 1132—1135. Sow. Phys., 1937, 12, 6, 729—735.
17. Р. И. Янус. О стандарте на листовую электротехническую сталь. Электричество, 1937, 22, 3—7.
18. Я. С. Шур, Р. И. Янус. О магнитном гистерезисе в монокристаллах. ЖЭТФ, 1938, 8, 7, 67—69. Sow. Phys., 1937, 12, 4, 383—388.
19. Р. И. Янус, Я. С. Шур. Влияние термообработки в магнитном поле на магнитные свойства ферромагнитных монокристаллов. ДАН СССР, 1938, 20, 4, 287—288.

20. Р. И. Янус. Некоторые расчеты по магнитной дефектоскопии. ЖТФ, 1938, 8, 4, 307—315. Techn. Phys. of USSR, 1938, 5, 4, 1—11.
21. Р. И. Янус, С. В. Вонсовский. О методике испытания трансформаторной стали. Вестник электропромышленности, 1938, 12, 28—30.
22. Р. И. Янус, Л. А. Шубина, А. Д. Соколов. К методике магнитных испытаний целых листов электротехнических сталей. 1. Испытания на потери в открытой магнитной цепи. ЖТФ, 1938, 8, 19, 1703—1712.
23. Р. И. Янус, А. Д. Соколов. К методике магнитных испытаний целых листов электротехнических сталей. 2. Аппаратура для расщепления листов по потерям. ЖТФ, 1938, 8, 19, 1713—1722.
24. Р. И. Янус, В. И. Дрожжина. К вопросу о временном спаде проницаемости в трансформаторной стали. ЖТФ, 1939, 9, 21, 1960—1970.
25. Р. И. Янус, Л. А. Шубина. О применении баллистических методов для измерения коэрцитивной силы и съёмки петель гистерезиса. ЖТФ, 1939, 9, 22, 1994—2003.
26. Р. И. Янус, Л. А. Шубина, В. В. Дружинин. О магнитных характеристиках стали для радиоаппаратуры. Изв. электропромышленности слабого тока, 1940, 8, 49—58.
27. Р. И. Янус, П. А. Халилеев, В. В. Власов. Магнитный метод поточного контроля твердости и микроструктуры прутковой стали. Заводская лаборатория, 1940, 9, № 9, 1103—1108.
28. Р. И. Янус, В. С. Обухов, Л. А. Шубина. Новая высокочувствительная схема для заводского контроля пруткового и листового материала по магнитной проницаемости. ЖТФ, 1941, 11, 10, 936—946.
29. Р. И. Янус. Магнитная дефектоскопия, серия «Физико-математическая библиотека инженера». М., Гостехиздат, 1946.
30. А. В. Альтма, Р. И. Янус. О наведении остаточной намагниченности переменным током. ЖТФ, 1947, 17, 2, 143—152.
31. А. В. Альтма, Р. И. Янус. Исследование работы намагничивающего устройства переменноточкового реманент-дефектоскопа. ЖТФ, 1947, 17, 2, 153—160.
32. Р. И. Янус, В. В. Дружинин. Неоднородность ферромагнетиков как источник дополнительных потерь энергии при их перемагничивании. Изв. АН СССР, 1947, 11, 6, 687—688.
33. В. В. Дружинин, Р. И. Янус. Неоднородность ферромагнетиков как причина дополнительных потерь энергии при их перемагничивании. ЖТФ, 1947, 17, 6, 641—650.
34. А. М. Вьюхина, В. В. Дружинин, Я. С. Шур, Р. И. Янус. О явлениях аккомодации магнитной проницаемости магнетита. ЖТФ, 1947, 17, 2, 129—142.
35. Р. И. Янус, Я. С. Шур, В. В. Дружинин, А. М. Вьюхина. Об аккомодации магнитной проницаемости магнетита. Изв. АН СССР, 1947, 11, 6, 695—696.
36. Р. И. Янус. Электромагнитные методы дефектоскопии на службе советской техники. Заводская лаборатория, 1947, № 11, 1319—1325.
37. Я. С. Шур, Р. И. Янус. Замечания по статье Н. Г. Ардашевой, Е. П. Свириной и А. Е. Брюханова «Намагничивание пермаллоя в продольном постоянном поле». ЖТФ, 1948, 18, 4, 549—550.
38. С. В. Вонсовский, Я. С. Шур, Р. И. Янус. Замечания по ответу А. Е. Брюханова и Н. Г. Ардашевой, представленному на наши замечания по статье Н. Г. Ардашевой, Е. П. Свириной и А. Е. Брюханова «Намагничивание пермаллоя в продольном постоянном магнитном поле». ЖТФ, 1948, 18, 4, 555—556.
39. Р. И. Янус. Некоторые вопросы теории магнитной дефектоскопии. ЖТФ, 1945, 15, 1—2, 3—14. Труды ИФМ УФАИ СССР, вып. 7, 1948, стр. 23—39.

40. Р. И. Янус. О классификации и терминологии в магнитной дефектоскопии. Труды ИФМ УФАН СССР, вып. 7, 1948, стр. 5—22.
41. Р. И. Янус. О применимости магнитомеханических искателей в дефектоскопных станциях для рельсов железнодорожного пути. Труды ИФМ УФАН СССР, вып. 7, 1948, стр. 93—141.
42. В. В. Парфенов, Р. И. Янус. О влиянии аустенита на кривую намагничивания стали. ЖТФ, 1948, 18, 2, 161—166.
43. Р. И. Янус. Электромагнитные методы дефектоскопии в работе уральских физиков. Труды ИФМ УФАН СССР, вып. 12, 1949, стр. 150—156.
44. А. Л. Гольдман, В. В. Дружинин, Р. И. Янус. Об анизотропии магнитной восприимчивости монокристаллов кремнистого железа в области слабых магнитных полей. ЖТФ, 1950, 20, 5, 571—578.
45. Р. И. Янус. О коэффициентах размагничивания ферромагнитных стержней. Сборник, посвященный 70-летию акад. А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, 1950, стр. 402—410.
46. Р. И. Янус, В. И. Дрожжина, Е. Ф. Шабалина. Наблюдения над гистерезисом коэффициента размагничивания ферромагнитных стержней. Там же, стр. 411—416.
47. В. И. Дрожжина, Е. Ф. Шабалина, Р. И. Янус. Об измерении небольших разностей потоков магнитной индукции при помощи баллистического гальванометра. ЖТФ, 1950, 20, 6, 698—706.
48. Р. И. Янус, О. В. Грехов, В. В. Дружинин. «Метод тарирования» при магнитных испытаниях электротехнической стали на дифференциальных аппаратах. Электричество, 1951, 7, 76.
49. В. В. Дружинин, Р. И. Янус. Об анизотропии коэрцитивной силы в монокристаллах железокремнистого сплава. ЖТФ, 1952, 22, 5, 848—857.
50. Р. И. Янус, С. В. Штенгельмейер. Прибор для проверки размагниченности стальных изделий (магнитоскоп). Вестник машиностроения, 1952, 7, 76—77.
51. Р. И. Янус, В. В. Парфенов. О применимости электромагнитов для измерения обратной восприимчивости ферромагнетиков в области высоких полей. Изв. АН СССР, серия физическая, 1952, 16, 5, 611—620.
52. В. И. Дрожжина, Р. И. Янус, В. А. Вершинина. О влиянии пластической деформации на колебательный и вращательный магнитный гистерезис в динамном железе. Изв. АН СССР, серия физическая, 1952, 16, 6, 695—702.
53. В. И. Дрожжина, Р. И. Янус, В. П. Карташов, Э. В. Каплун. Об изменениях петель магнитного гистерезиса при изменениях максимальной намагниченности. Изв. АН СССР, серия физическая, 1952, 16, 6, 703—712.
54. Р. И. Янус. К вопросу о характеристиках диэлектрических свойств сегнетоэлектриков. ЖТФ, 1952, 22, 8, 1256—1261.
55. Р. И. Янус. К теории индукционных воспринимающих элементов с ферронасыщенными сердечниками для коэрцитиметров. Труды ИФМ УФАН СССР, вып. 15, 1954, стр. 76—89.
56. Р. И. Янус. О полистной неоднородности магнитных свойств электротехнического железа. ФММ, 1955, 1, 1, 84—91.
57. Р. И. Янус. Об измерениях коммутационной кривой намагничивания в постоянном и переменном полях. ФММ, 1955, 1, 1, 101—104.
58. А. Д. Соколов, Р. И. Янус. Аппаратура для определения электромагнитных характеристик динамного и трансформаторного железа на целых листах. ФММ, 1955, 1, 1, 110—117.
59. Р. И. Янус, Л. А. Фридман, В. И. Дрожжина. О чувствительности феррозондовых коэрцитиметров. ФММ, 1955, 1, 1, 118—123.
60. Р. И. Янус, Л. А. Фридман, В. И. Дрожжина. Быстрый метод контроля коэрцитивной силы листового электротехнического железа. Заводская лаборатория, 1955, 21, № 10, 1193—1197.
61. Р. И. Янус, В. А. Кадкин. О структуре семейства симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков. II. Исследование наклепанного трансформаторного железа. ФММ, 1955, 1, 3, 420—423.
62. Р. И. Янус, В. П. Ворошилов. О структуре семейства симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков. III. Исследование технического никеля. ФММ, 1955, 1, 3, 424—426.
63. Р. И. Янус, В. П. Карташов. О структуре семейства симметричных петель гистерезиса ферромагнетиков. Изв. АН СССР, серия физическая, 1957, 21, 9, 1255—1261.
64. Р. И. Янус. О пределе полезности многократных повторных измерений. ФММ, 1957, 4, 2, 369—374.
65. Р. И. Янус. «Электротехническое железо» или «сталь»? ФММ, 1958, 6, 2, 382—384.
66. В. В. Дружинин, Ю. Е. Зубов, А. А. Кожуров, Р. И. Янус. Аппарат для измерения удельных потерь и магнитной индукции электротехнической стали на целых листах. Вестник электропромышленности, 1958, 7, 24—28.
67. Р. И. Янус, Л. А. Фридман. О случаях неправильного применения коммутационной кривой магнитности при приближенных расчетах цепей с ферромагнетиками. Электричество, 1958, 6, 77—80.
68. Р. И. Янус. О методах контроля магнитных свойств листового электротехнического железа. Труды ИФМ УФАН СССР, вып. 20, 1958, стр. 141—151.
69. Р. И. Янус, В. В. Кубарев, Ю. А. Вдовин, И. П. Колпаков. Автоматический аппарат для рассортировки листов электротехнической стали. Заводская лаборатория, 1959, 25, № 4, 480—481.
70. Р. И. Янус, Т. М. Сенкевич. Простейший электромагнитный толщиномер. Труды ИФМ АН СССР, вып. 21, 1959, стр. 131—137.
71. Р. И. Янус, Л. А. Фридман, В. И. Дрожжина. К теории дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением. Труды ИФМ АН СССР, вып. 21, 1959, стр. 313—326. Сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, ОКБ МГ и ОН, 1959, 3, стр. 73—95.
72. Р. И. Янус. О неповреждающих методах испытания листовой электротехнической стали. Заводская лаборатория, 1959, 25, № 12, 1421—1422.
73. В. И. Дрожжина, Н. Н. Зацепин, Ю. Ф. Пономарев, Л. А. Фридман, Д. А. Штуркин, Р. И. Янус. К теории феррозондов с продольным симметричным насыщающим возбуждением. ФММ, 1960, 10, 3, 359—366.
74. В. Я. Блинков, Ю. А. Вдовин, Л. А. Половникова, Р. И. Янус. Свойства рулонной холоднокатаной трансформаторной стали. Вестник электропромышленности, 1961, 9, 62—63.
75. А. И. Кадочников, Л. А. Фридман, Р. И. Янус. К теории селективного выпрямления четных гармоник напряжения при помощи симметричных нелинейных электрических сопротивлений. Автоматика и телемеханика, 1961, 22, 4, 501—508.
76. Р. И. Янус, Ю. А. Вдовин. Методика и аппаратура для неповреждающего контроля электротехнической стали. Измерительная техника, 1961, 12, 37—40.
77. Н. Н. Зацепин, В. Е. Щербинин, Р. И. Янус. К вопросу об измерении неоднородных магнитных полей при помощи феррозонда. ФММ, 1962, 14, 1, 30—34.
78. Р. И. Янус. К теории феррозондовых магнитометров для неоднородных магнитных полей. ФММ, 1962, 14, 3, 366—373.

79. З. С. Субботина, Д. А. Штуркин, Р. И. Янус. О полях поверхностных дефектов остаточного намагниченных ферромагнитных тел. ФММ, 1962, 13, 4, 529—535.

80. В. В. Власов, В. А. Мельникова, Р. И. Янус. О влиянии размагничивающего эффекта на скорость установления потока магнитной индукции в ферромагнетике. ФММ, 1963, 16, 6, 842—847.

81. Ю. Н. Морозов, Р. И. Янус. О влиянии неоднородности магнитных свойств трансформаторного железа на качество измерительных трансформаторов тока. Труды ИФМ АН СССР, вып. 24, 1965, стр. 64—67.

82. Г. С. Корзунин, Ю. А. Вдовин, Р. И. Янус. О контроле качества магнитопроводов в слабых полях. Труды ИФМ АН СССР, вып. 24, 1965, стр. 68—71.

83. Э. И. Попов, Р. И. Янус. О намагничивании длинных цилиндров короткой катушкой. Труды ИФМ АН СССР, вып. 24, 1965, стр. 140—143.

84. Г. С. Корзунин, Р. И. Янус. Контроль качества малых заготовок для магнитопроводов. Дефектоскопия, 1965, № 1, 40—43.

85. Г. С. Корзунин, Ю. А. Вдовин, Р. И. Янус. Аппарат для контроля качества заготовок магнитопроводов. Дефектоскопия, 1965, № 6, 23—27.

86. Г. С. Корзунин, Ю. А. Вдовин, В. М. Кибель, В. Я. Блинков, Р. И. Янус. О целесообразности контроля магнитных свойств целых листов и заготовок электротехнической стали в слабых полях. Электротехника, 1967, 2, 46—49.

87. Р. И. Янус, Я. С. Шур. Магнитные свойства паров бензола. Nature, 1934, 134, 101.

88. В. И. Дрожжина, Р. И. Янус. Новый магнитный сплав с очень высокой коэрцитивной силой. Nature, 1935, 135, 36.

89. Р. И. Янус. О работе и перспективах лаборатории магнитных явлений УРАЛФТИ. Изв. АН СССР, сер. физ., 1937, № 6, 868—876.

90. В. И. Дрожжина, Р. И. Янус, Л. А. Фридман. О неустойчивости нуль-сигнала дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением. Сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, ОКБ МГ и ОН, 1959, 4, стр. 44—49.

91. Р. И. Янус и др. О влиянии коэрцитивной силы сердечников феррозонда на стабильность нуль-сигнала. Геофизическое приборостроение ОКБ МГ и ОН, 1960, 7, стр. 5—16.

92. Г. Г. Анощенко, Ю. А. Вдовин, В. В. Кубарев, Р. И. Янус. Магнитный индукционный толщиномер. Труды УНИИЧМ, вып. 1, 1961, стр. 31.

93. Г. Г. Анощенко, Ю. А. Вдовин, В. В. Кубарев, Р. И. Янус. Магнитный индукционный толщиномер для жести. Передовой науч.-техн. и произв. опыт, ЦИТЭИН, вып. 33, 1961.

94. Ю. А. Вдовин, Р. И. Янус. Автоматизированный контроль свойств листового электротехнического железа в производственном потоке. Труды ВНИИМ, вып. 64 (124), 1962, стр. 70.

95. М. Н. Михеев, Г. С. Томилов, Л. А. Фридман, Р. И. Янус. К использованию ферродатчиков в дифференциальных приборах с двойным ярмом. Неразрушающие методы контроля материалов и изделий, ОНТИПРИБОР, 1964, стр. 262—271.

96. Д. А. Штуркин, Р. И. Янус. О намагничивании изделий разрядным током конденсатора. Неразрушающие методы контроля материалов и изделий, ОНТИПРИБОР, 1964, стр. 277—287.

97. Ю. А. Вдовин, В. В. Власов, Н. Н. Зацепин, И. Е. Коробейникова, М. Н. Михеев, Н. М. Родигин, Г. С. Томилов, Д. А. Штуркин, Р. И. Янус. О «неразрушающих» и «неповреждающих» методах контроля. Дефектоскопия, 1965, № 1, 90.

Физика магнитных явлений

ВЛИЯНИЕ РАЗМАГНИЧИВАЮЩИХ ПОЛЕЙ И ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

А. К. Баранов, Ю. К. Ибаев, Ю. В. Старостин, Р. В. Телеснин

В работе описаны исследования доменной структуры напыленных магнитных пленок с определяющей ролью геометрического фактора по всем трем направлениям. Влияние размагничивающих полей формы изучалось порошковым методом на полосках сплава Ni—Fe с осью легкого намагничивания (ОЛН), параллельной и перпендикулярной длине. Произведена оценка полей рассеяния и величины энергии стенок. Влияние полей рассеяния пленочных элементов изучалось при магнитооптическом наблюдении доменных структур двойных пленок, разделенных слоем SiO₂.

Исследовано перемагничивание высококоэрцитивной и высокоанизотропной компоненты (ВКП) NiFeCo и низкокоэрцитивной и низкоанизотропной компоненты (НКП) NiFe и NiFeAl под разными углами к ОЛН, выявлены области обратимого и необратимого переключения однородным, частичным вращением и смещением стенок.

Исследование тонких магнитных пленок (ТМП) с малыми линейными размерами, то есть с определяющей ролью геометрического фактора по всем трем направлениям, позволяет существенно упростить теоретическую интерпретацию доменных структур ТМП и сделать более ясной взаимную роль разных энергий. Представляют интерес два пути исследований. Первый состоит в изучении действия размагничивающих полей формы на структуру доменов и стенок. Для этой цели удобно брать предельные случаи величины геометрического фактора вдоль осей легкого и трудного намагничивания (ОЛН и ОТН): пленки в виде узких полосок с ОЛН, параллельными и перпендикулярными длине [1]. Второй путь заключается в изучении полей рассеяния ТМП вблизи их поверхности. Чувствительным индикатором этих полей может стать доменная структура ТМП, расположенных вблизи исследуемых образцов. В этом случае целесообразно использовать двойные пленки с компонентами, имеющими существенно различные свойства.

Пусть высококоэрцитивная (и высокоанизотропная) пленка (ВКП) и низкокоэрцитивная (и низкоанизотропная) пленка (НКП) имеют соответственно параметры: H_{k1} (поле анизотропии), β_1 (угол скоса средней ОЛН) и H_{k2} , H_{c2} , α_{902} , β_2 . Основываясь на применимости к пленкам идеальной вращательной модели, Чэнг [2] рассмотрел теоретическую задачу взаимодействия таких пленок и получил положение векторов намагниченности в пространстве полей (h_x , h_y) из уравнений:

$$\begin{aligned} 2h_x \sin \theta_1 - 2h_y \cos \theta_1 + 2h_D \sin (\theta_1 + \theta_2) + h_{k1} \sin 2\theta_1 &= 0; \\ -2h_x \sin \theta_2 - 2h_y \cos \theta_2 + 2h_D \sin (\theta_1 + \theta_2) + h_{k2} \sin 2\theta_2 &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $h_x = H_x/H_{k1}$; $h_y = H_y/H_{k1}$; $h_{D1} = h_{D2} = h_D = H_{Dл}/H_{k1}$ ($H_{Dл}$ — поле рассеяния); $h_{k2} = H_{k2}/H_{k1}$; остальные обозначения — на рис. 1 ($\beta_1 = \beta_2 = 0$). Ясно, что выполнение модели будет тем лучше, чем $H_{Dл}$ будет на большую величину превосходить локальные поля рассеяния неоднородностей [3, 4], а именно, для однородных пленок относительно большой толщины и малого размера вдоль ОЛН. Среднюю величину $H_{Dл}$ можно оценить по формуле

$$H_{Dл} = \frac{8M_s D}{b} \quad (2)$$

M_s — намагниченность насыщения; D — толщина; b — размер пленки вдоль ОЛН).

В первой части настоящей работы исследовались вытравленные из напыленных пленок 80Ni20Fe разных толщин и свойств полоски шириной от 20 до 500 мк.

Во второй части изучались двойные пленки, разделенные слоем моноксида кремния, толщиной 1000 Å. Размеры этих пленок вдоль ОЛН

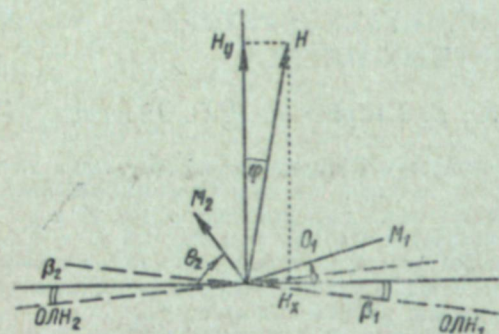


Рис. 1. Положение векторов двойной пленки в пространстве полей.

(а) выбирались порядка b (~ 1 мм), поскольку в случае $a \gg b$ резко возрастала кажущаяся угловая дисперсия ОЛН [5]. Аналогично стремились уменьшить физическую дисперсию анизотропии [6]. Поэтому пленки имели невысокие значения H_c/H_k и, в соответствии с [7], подчинялись вращательной модели при перемагничивании вдоль ОЛН и модели смещения — вдоль ОЛН. Для напыления ВКП

использовались сплавы 78Ni17Fe5Co и 72Ni18Fe10Co. Для напыления НКП применялись сплавы 83Ni17Fe и 80,5Ni17Fe2,5Al.

Во всех случаях роль подложек выполняли стекла, покрытые слоем моноксида кремния; магнитные пленки напылялись в поле 150 э.

ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ТМП В ФОРМЕ УЗКИХ ПОЛОСОК

1. ОЛН перпендикулярна длине полоски. При действии переменного, стремящегося к нулю поля по ОЛН полоска разбивается на домены, стенки которых параллельны ОЛН, а на краях образуются замыкающие треугольные домены (рис. 2а). Эта классическая структура, впервые предсказанная Ландау и Лифшицем [8], позволяет установить простую связь между ее элементами.

Пусть ширина полоски — l , ширина домена — δ , плотность энергии 180° стенки — σ_1 , плотность энергии 90° стенки — σ_2 , K — плотность энергии анизотропии.

Тогда плотность энергии на единицу длины полоски

$$E = \frac{K\delta}{2} + \frac{\sigma_1(l-\delta)}{\delta} + 2\sqrt{2}\sigma_2. \quad (3)$$

Минимизируя это выражение относительно δ , можно найти

$$\delta = \left(\frac{2\sigma_1 l}{K} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Размеры доменов в случае переменного поля по ОЛН больше (рис. 2б). Детальное рассмотрение структуры замыкающих доменов показывает, что сами они намагничены не однородно, а разбиты на субдомены.

Оценка эффективного уменьшения плотности энергии анизотропии с использованием формулы (4) показывает, что для разных пленок K/K^* имеет значения от 4 до 20. Если к полоске было приложено постоянное поле по ОЛН, а затем уменьшено до нуля, общий характер образующейся структуры тот же, что и на рис. 2а, но строгий геометрический порядок отсутствует (рис. 2в).

В табл. 1 приведены средние данные о ширине доменов для поло-

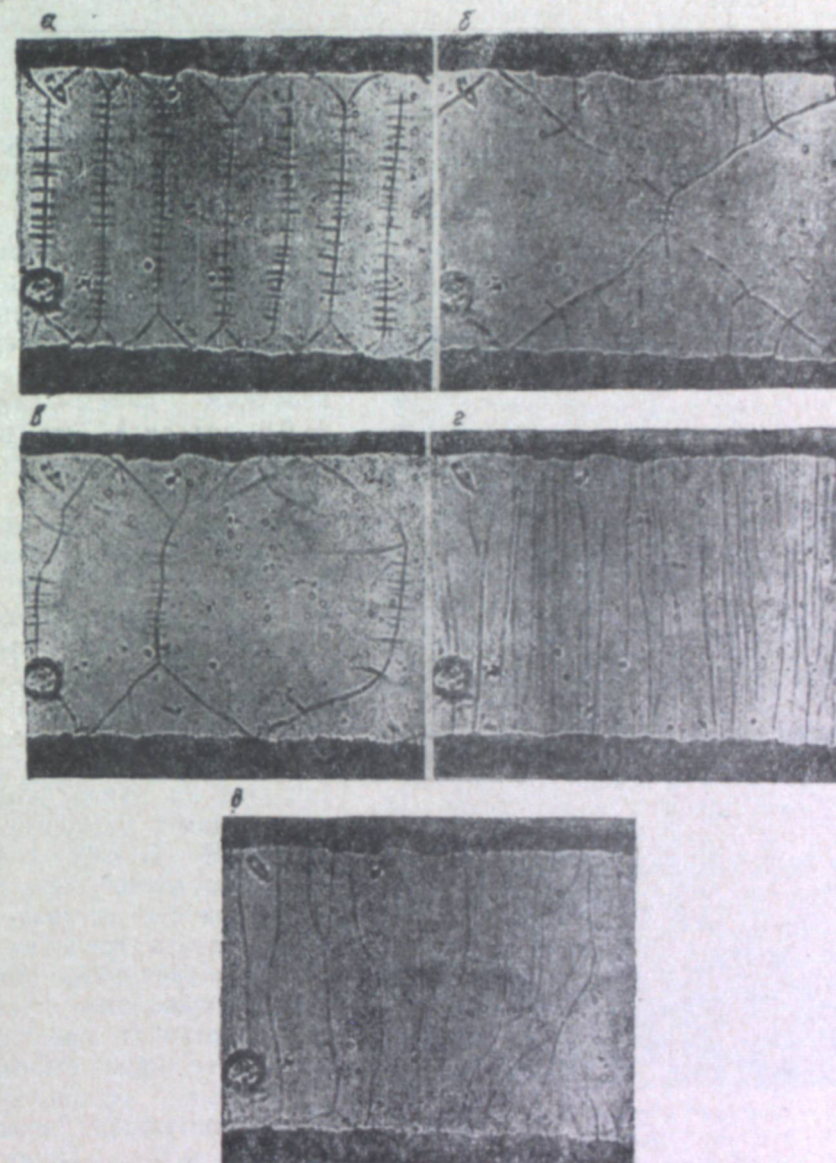


Рис. 2. Доменная структура полоски с ОЛН, перпендикулярной к длине, образованная при действии убывающих полей:

а — переменного по ОЛН; б — переменного по ОЛН; в — постоянного по ОЛН; г — постоянного по ОЛН после образования структуры рис. 2а.

Таблица 1

$l, \text{мк}$		120	250	500
δ	переменное по ОЛН	30	50	60
	переменное по ОЛН	30—60	200	200—500
	постоянное по ОЛН	8	10	20

сок с $l=120, 250$ и 500 мк , вытравленных на одной подложке. Толщина пленки $970 \text{ \AA}$, поле анизотропии $3,5 \text{ э}$.

Если для полосок длиной 120 и 250 мк соотношение $\delta_1/\delta_2 = (l_1/l_2)^{1/2}$ выполняется удовлетворительно, то в области свыше 250 мк формула (4) уже не выполняется. Подробнее область, в которой соотношение (4) выполняется, будет обсуждена ниже. Энергия

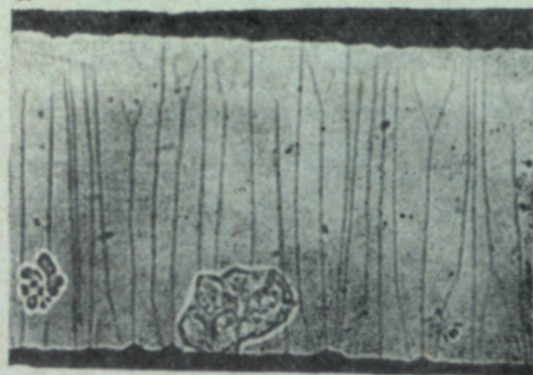


Рис. 3. а — доменная структура полоски после снятия постоянного поля по ОЛН; б — перестройка при действии обратного поля по ОЛН.

стенки, найденная из приведенных данных, $\sigma_1 = 0,6 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$. Эта величина значительно меньше, чем предсказывается теорией, но хорошо согласуется со значением, полученным в работе [1]. Если к полоске с ОЛН, перпендикулярной ее длине, приложить постоянное поле, превышающее поле анизотропии, вдоль ОЛН, а затем снять его, то полоска разбивается на узкие домены с границами, параллельными ОЛН. В общем виде структура может быть описана как две вставленные друг в друга гребенки, от кончиков зубцов которых к противоположному краю пленки отходят две более или менее ярко выраженные стенки, ограничивающие замыкающие домены (рис. 2г и 3а). Характерной чертой данной структуры является уменьшение

двоя числа замыкающих доменов, приходящихся на один основной домен, по сравнению со структурой Ландау — Лифшица. Но если в первом случае направление намагниченности в замыкающих доменах чередовалось, то теперь они намагничены все в направлении действовавшего поля. Магнитный поток по ОЛН оказывается равным нулю, а по ОЛН он существенно отличен от нуля.

Хорошо известно, что петли гистерезиса при перемагничивании ТМП по ОЛН показывают остаточную намагниченность в нулевом поле. Это явление связывается с разбиением пленки на узкие домены с

неелевскими стенками вдоль ОЛН. Последние работы [9, 10] по расчету границ нееевского типа показывают, что ее поле рассеяния может простирается на несколько десятков микрон. Поэтому вектор намагниченности в домене направлен не по ОЛН, а вывернут из нее в положение, определяемое равновесием моментов поля стенки и поля анизотропии. Для расчета данной структуры необходимо сделать два допущения:

а) Домены намагничены однородно.

б) Граница между основными и замыкающими доменами располагается так, что нормальная к ней компонента намагниченности непрерывна.

Первое допущение подразумевает, что поля рассеяния от двух соседних границ, которые в этом случае должны иметь одинаковую полярность, выворачивают вектор M из ОЛН на один и тот же угол во всем домене. Экспериментально это положение подтверждается тем, что угол при вершине замыкающего домена остается постоянным при значительном разбросе ширины доменов. Если на структуру, изображенную на рис. 2а, подействовать полем по ОЛН, намагниченность M будет отклоняться от ОЛН в основных доменах и оставаться параллельной краю полоски в замыкающих. Чтобы нормальная к границе компонента намагниченности оставалась непрерывной, замыкающие домены должны деформироваться. При этом замыкающие домены, параллельные приложенному полю, растут, а антипараллельные уменьшаются так, что должны выполняться следующие соотношения:

$$\theta = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{2}; \quad (5a)$$

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \pi \quad (5b)$$

(γ_1 и γ_2 — углы при вершинах замыкающих доменов; θ — отклонение вектора M от легкой оси). На рис. 4 представлена серия фотографий этого процесса. Измерение углов при вершинах замыкающих доменов показывает, что условие (5б) выполняется. Итак, оба положения получили экспериментальное подтверждение.

Выражение для плотности энергии на единицу длины полоски для структуры, изображенной на рис. 4а, имеет вид

$$E = K \delta \text{ctg} \gamma + \frac{\sigma_1 l}{\delta} - \sigma_1 \text{ctg} \gamma + \frac{2\sigma_2}{\sin \gamma}, \quad (6)$$

где 2γ — угол при вершине замыкающего домена; плотность энергии замыкающих доменов — $K \delta \text{ctg} \gamma$; плотность энергии стенок — $\sigma_1(l/\delta - \text{ctg} \gamma)$; энергия стенок замыкающих доменов — $2\sigma_2/\sin \gamma$. Минимизируя его по δ , находим

$$\sigma_1 = \frac{K \delta^2 \text{ctg} \gamma}{l}. \quad (7)$$

С использованием данных рис. 4а получаем: $l=120 \text{ мк}$; $\gamma=26^\circ$; $\delta=10 \text{ мк}$; $\theta=38^\circ$; $K=1,5 \cdot 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$. Тогда $\sigma_1=0,2 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$, что значительно меньше величины, предсказываемой теорией. Дополнительный анализ показывает, что учет плотности энергии анизотропии от ширины домена приводит к еще более низким значениям плотности энергии стенки. Причины столь большого расхождения могут быть следующие:

а) Формула (6) справедлива для полосок меньшей ширины.

б) Теория рассматривает одиночную стенку в бесконечной пленке. Фактически же наблюдается большое число стенок, между которыми возможно активное взаимодействие.

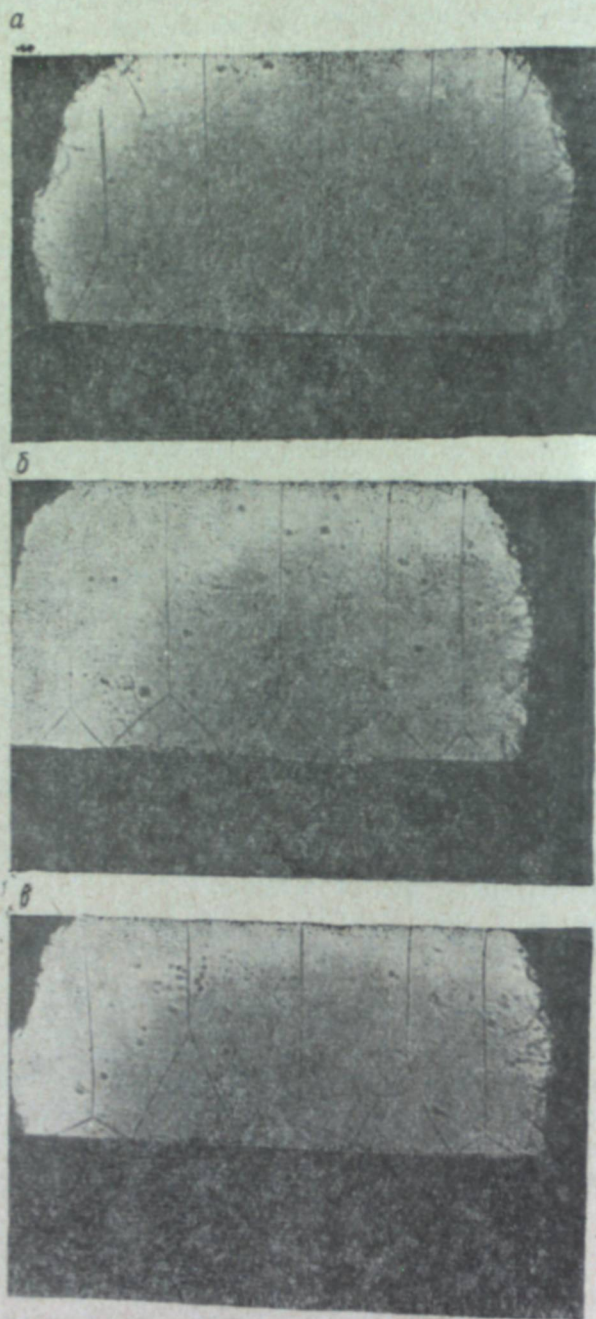


Рис. 4а—в. Изменение размеров замыкающих доменов структуры типа рис. 2а под действием постоянного поля по ОТН.

Теория учитывает энергию анизотропии наружной части стенок, где происходит медленный разворот намагниченности. Для нашего случая эта добавка равна $\Delta\sigma = K\delta \sin^2\theta \approx 0,8 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$, что намного превышает само значение σ_1 .

в) В наблюдаемом эксперименте угол поворота $\pi - 2\theta = 100^\circ$. Тогда, следуя [11], получаем $\sigma(180^\circ) = \sigma(\theta)/(1 - \sin\theta)^2 = 1,2 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$, что вместе с $\Delta\sigma$ уже близко к теоретическому значению.

Два вышеизложенных допущения позволяют оценить также остаточную намагниченность в направлении ОТН:

$$M_x/M_s = \cos 2\gamma + \frac{\delta}{l} \operatorname{ctg} \gamma (1 - \cos 2\gamma). \quad (8)$$

Для $2\gamma = 52^\circ$, $M_x/M_s = 0,8$, то есть петля в трудном направлении близка к прямоугольной. Если принять, что поле в домене определяется действием только двух соседних стенок и, кроме того, что $\sin\theta = H/H_k$, величину поля можно оценить равной $H = H_k \sin\theta = 4 \sin 38^\circ = 2,4 \text{ э}$, или поле рассеяния одной стенки на расстоянии примерно 5 мк составляет около 1,2 э.

Если к полоске с доменной структурой, возникшей после снятия поля вдоль ОТН, прикладывалось поле обратной полярности, то наблюдалась скачкообразная перестройка структуры с образованием более крупных доменов (рис. 2д и 3б). В ранней работе [12] был описан лишь случай сегментного переключения отдельных участков границ, соответствующий переходу из состояния остаточной намагниченности в противоположно намагниченное состояние. Для всех изученных толщин тип стенок был неелевским и сохранялся после перестройки доменной структуры. Те же пленки под действием переменных убывающих полей показывали структуру Ландау—Лифшица с блоховскими, неелевскими стенками и стенками типа «колючая проволока».

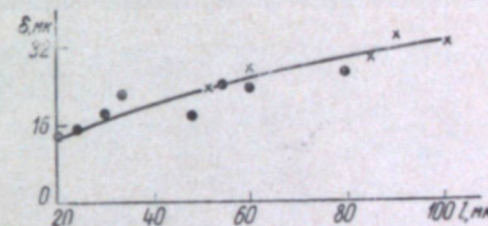


Рис. 5. Зависимость ширины домена от ширины полоски:

× — полоска толщиной 1350 Å; ● — полоска толщиной 700 Å. Экспериментальные данные.

2. Случай очень узких полосок. С целью определения области, в которой формула (3) справедлива, были вытравлены полоски в виде узких клиньев с ОЛН, перпендикулярной их длине. Проводились измерения ширины доменов, подобные описанным выше. На рис. 5 представлена зависимость δ от ширины полоски l . Точками обозначены домены с блоховскими—неелевскими границами, а крестиками — домены с границами типа «колючая проволока».

Здесь же проведена кривая $\delta = \delta_0 \sqrt{l/l_0}$ для значения $l_0 = 40 \text{ мк}$, $\delta_0 = 20 \text{ мк}$. Ширина доменов несколько больше, чем можно было ожидать из данных для полоски шириной 120 мк; но найденное увеличение плотности энергии стенок невелико, и расхождение с теоретическими предсказаниями остается. При ширине клиньев менее 50 мк имеется ярко выраженная тенденция к усложнению структуры замыкающих доменов (аналогично случаю широких полосок в переменном поле по ОЛН). Этому в значительной мере способствуют неровности края вытравленного клина. Минимальный размер, при котором еще наблюдалась структура Ландау—Лифшица, не превышал 20 мк. Однако при ширине полоски около 30 мк удается наблюдать новый вид структуры, изображенный на рис. 6а в середине. Замыкающие домены прорастают через всю полоску и непосредственно смыкаются своими вершинами, а основные домены имеют форму, близкую к ромбу.

Следующим шагом в уплотнении структуры является разбиение основного домена на два антипараллельных (рис. 6а справа и рис. 6б), при этом замыкающие домены становятся однонаправленными вдоль края полоски, но в целом магнитный поток замкнут.

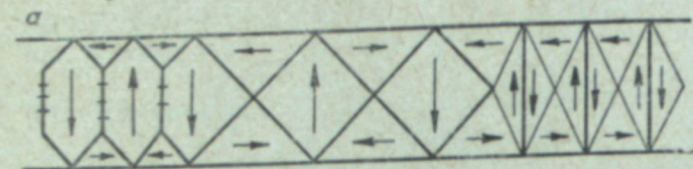


Рис. 6. Доменная структура очень узкой полоски:
а — схема; б — уплотненные домены;
в — цепочечный домен.

В случае действия переменного поля по легкой оси образуется цепочечная структура с характерным увеличением плотности поперечных связок вблизи краев полоски (рис. 6в).

3. ОЛН параллельна длине полоски. Полоска, вытравленная вдоль ОЛН, как правило, всегда находится в намагниченном состоянии и добиться разбиения ее на домены во внешнем однородном поле довольно трудно. Представляет интерес исследование переключения отдельных участков полоски и взаимодействие их с остальным материалом. С этой целью стеклянная подложка толщиной около 180 мк с вытравленными вдоль ОЛН сериями полосок помещалась на другую подложку с подобной же серией электроосажденных и вытравленных проводников, расположенных перпендикулярно первым (намагничивающая система — НС).

Два смежных проводника закорачивались на одном конце, а к двум другим подводилось питание от источника. При пропускании тока по плоской петле два смежных участка магнитной полоски подвергались действию равных по величине и противоположных по направлению магнитных полей (рис. 7а). Начальное состояние магнитной пленки задавалось приложением вдоль полоски постоянного поля, создаваемого катушками Гельмгольца и превышающего H_c .

После этого поле снималось и в проводники НС пропускался ток. В начальном диапазоне его роста доменная картина не менялась. Затем в области, находящейся под центром проводника, создающего противоположное намагниченности полоски поле, появлялись слабозаметные границы, перпендикулярные ОЛН. По мере роста поля границы становились все более отчетливыми и общая картина очень похожей на доменную структуру, образующуюся после снятия постоянного поля, приложенного по ОЛН (случай, уже рассмотренный выше). Картина может быть интерпретирована как разворот намагниченности в разные стороны от ОЛН (продольная супергофрировка, или известная из электронной микроскопии *ripple*-структура (рис. 7б). Диапазон полей, в которых можно проводить уверенное наблюдение описанной структуры, довольно мал; при дальнейшем незначительном увеличении поля наблюдалось скачкообразное перемагничивание всего участка пленки под проводником.

Схематически форма перемагниченной области показана на рис. 7а. Она представляет собой один домен, полностью занимающий всю ширину полоски в центре под проводником НС и уходящий вверх и вниз клиньями, выходящими из-под проекции НС. Какой-либо промежуточной структуры между *ripple* и обратным доменом не наблюдалось. При последующем росте поля граница в области между проводниками «выравнивалась» и превращалась в ломаную зигзагообразную линию, располагающуюся посередине между проводниками (рис. 7в). Граница обратного домена во внешней по отношению к НС области скачкообразно перемещалась, сохра-

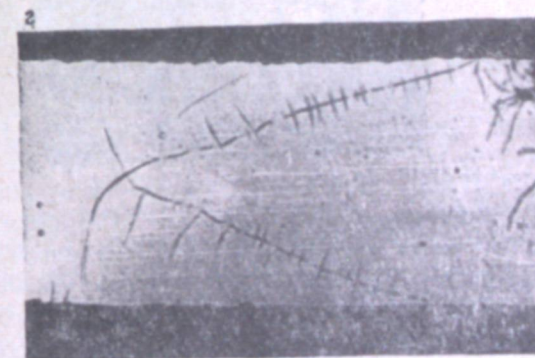
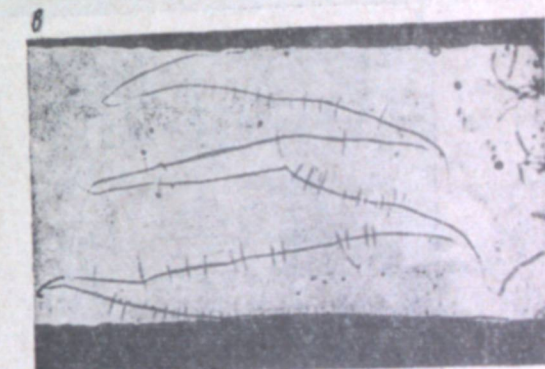
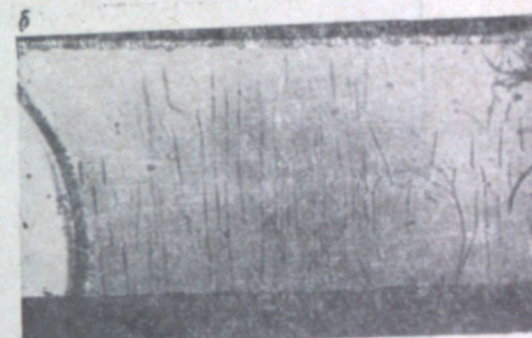
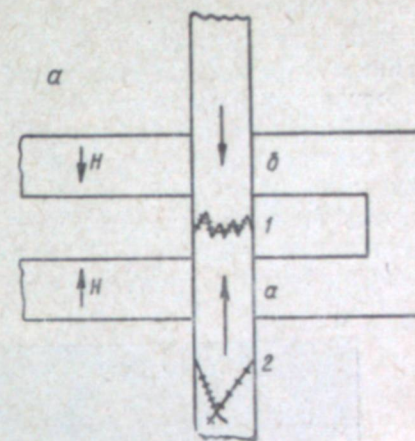


Рис. 7. Локальное перемагничивание полоски полем по ОЛН:

а — схема полоски и проводников; б — *ripple*-структура; в — граница в области между проводниками; г — вершина перемагниченного домена во внешней к НС области.

няя при этом свое подобие, и при максимальном прилагаемом поле домен вырастал примерно в полтора раза (рис. 7а).

Таким образом, наблюдаемый процесс локального перемангничивания состоит из начального разностороннего вращения, после которого происходит скачок с образованием обратного домена. Можно провести оценку разницы полей зародышеобразования H_z и движения границы H_0 . Для этого после образования зародыша минимальных размеров (т. к. необходимо, чтобы границы не выходили из области эффективного действия НС) поле от НС уменьшается до нуля и меняется полярность пропускаемого тока. При росте обратного поля на-



Рис. 8. Образование 360°-ных сегментов стенок в сверхтонкой пленке:

а — стенки после снятия постоянного поля по ОТН; б — 360°-ные сегменты, поле приложено по ОТН; в — 360°-ные сегменты после изменения направления поля на противоположное по сравнению с рис. 8б.

блюдалось скачкообразное частичное уменьшение домена, после чего следовало полное его уничтожение и повторение процессов зародышеобразования. Наблюдаемое отношение полей H_z/H_0 было около 2.

4. Случай очень тонких пленок. В пленках, толщина которых меньше 300 Å, размагничивающие поля настолько ослабляются, что перестают играть решающую роль в образовании доменной структуры. Это проявляется в сближении доменных структур, получаемых на плоских, вытравленных вдоль ОЛН и ОТН. Как и в случае более толстых пленок, тонкие пленки под действием поля по ОТН разбиваются на узкие полосовые домены, параллельные ОЛН.

Если изменить полярность поля и увеличить его амплитуду, первоначально наблюдается значительное возрастание плотности осадка на границах, а затем отдельные их сегменты, ограниченные дефектами, начинают аннигилировать, и длина стенок сокращается. Но даже при максимальном прикладываемом поле, превышающем поле, необходимое для получения расщепления, в два раза, остаются отдельные участки. Это не что иное как 360°-ные стенки (рис. 8). Действительно, при расщеплении пленки образуются неелевские стенки одной полярности. Поворот вектора намагниченности в них совпадает с отворотом его от легкой оси в доменах. При подаче обратного поля намагниченность в доменах начинает поворачиваться в обратную сторону, и поворот в стенке, первоначально меньший 180°, начинает расти. При достаточно большом поле намагниченность в пленке ориентируется вдоль него и только в границах она вынуждена вращаться на 360°.

Уменьшение поля до нуля приводит к восстановлению расщепления, 360°-ные сегменты стенок становятся составной частью новых границ, а плотность осадка постепенно выравнивается по всей стенке. Но при этом поворот намагниченности в частях бывших 360°-ных и новых участках стенок — противоположный. При новом переключении полярности поля первыми пропадают эти бывшие 360°-ные участки, так как намагниченность в них «раскручивается», в то время как в новых стенках она закручивается на углы больше 180°. В дальнейшем картина повторяется.

ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ДВОЙНЫХ ПЛЕНОК

1. Перемангничивание НКП и ВКП вблизи ОЛН и ОТН. Величина полей рассеяния, связанных с формой и размерами пленки, проявляется на характеристических точках и кривых переключения. В первую очередь, это заметно в расширении диапазона обратимого вращения намагниченности НКП при антипараллельном расположении (АПР) векторов НКП и ВКП (по полю и углу) и сужении такового диапазона при параллельном их расположении (ПР). НКП 45: Ø 6 мм ($D_2=900$ Å, $H_{k2}=3,5$ э, $H_{c2}=0,8$ э, $\alpha_{902}=2^\circ$, $\beta_2=0$) в паре с ВКП ($D_1=900$ Å, $H_{k1}=18$ э, $H_{c1}=2,5$ э, $\alpha_{901}=0,5^\circ$, $\beta_1=0$) и АПР векторов обратимо в полях $H < 17$ э, тогда как при ПР векторов необратимость наступает при $H=1,5$ э (отдельная НКП имела порог обратимого вращения $H=2,8$ э). При ПР векторов наложение и снятие поля под углом $\varphi=-5^\circ$ к ОТН вызывает начало переключения НКП в состояние АПР. Полное переключение происходит при наложении и снятии поля под углом $\varphi=-1^\circ$. При $\varphi=-0,75^\circ$ начинает расщепляться ВКП, а с ней еще раз НКП. В третий раз НКП расщепляется в диапазоне $\varphi=1 \div 5^\circ$, когда ВКП переключена в противоположное состояние. Такая кажущаяся «тройная» дисперсия НКП наблюдалась для всех двойных пленок.

При перемангничивании пленки 45 из ПР векторов вдоль ОЛН коэрцитивная сила H_{c2} уменьшалась на 0,15 э, а из АПР векторов — на столько же увеличивалась. Значение 0,15 э согласуется с величиной, необходимой для того, чтобы обеспечить обратимое вращение вектора НКП при $H_y > H_{k2}$, а также со значением, вычисленным по формуле (2). Важно отметить, что при перемангничивании из ПР векторов зародыши в НКП образуются примерно там же, где и в однослойной пленке, то есть вблизи середины торцевой стороны, тогда как при перемангничивании АПР векторов зародыши образуются у боковых краев элемента. Зависимость минимального, максимального и среднего полей рассеяния, определенных из пороговых полей смещения соответственно для 95,0 и 50% площади пленки, от толщины (диаметр 1,2 мм,

$D_2=1200 \text{ \AA}$) представлена на рис. 9. Экспериментальные значения средних полей рассеяния несколько выше, чем теоретические [2].

Для двойных пленок, вытравленных в форме прямоугольников $0,5 \times 1,0 \text{ мм}^2$, наблюдались аналогичные изменения. Разница заключалась в увеличении диапазона перемагничивания по сравнению со случаями пленок $\varnothing 1,2 \text{ мм}$ той же толщины. Это следствие большей неоднородности H_{D1} и H_{D2} как из-за формы элемента, так и из-за крутого профиля краев, обеспечиваемого травлением (напыление через маску, как известно, дает сглаженные края). Поле рассеяния H_{D1} для центра элементов ВКП $0,5 \times 1,0 \text{ мм}^2$ с $D_1=1000 \text{ \AA}$, оцененное по изменению H_{c2} , составляет $0,85 \pm 0,15 \text{ э}$.

Вблизи торцовых краев H_{D1} резко увеличивается (до 2—3 э), а у боковых краев уменьшается до 0,2—0,4 э. Интересно наблюдать действие полей рассеяния элемента ВКП $0,5 \times 1,0 \text{ мм}^2$ на перемагничивание элемента НКП того же размера, но смещенного относительно ВКП так, что общая площадь составляет около $0,4 \times 0,9 \text{ мм}^2$. Схема перемагничивания вблизи ОЛН такого двойного элемента 25—52 представлена на рис. 10 ($D_1=1000 \text{ \AA}$, $H_{k1}=9,0 \text{ э}$, $H_{c1}=4,0$, $\alpha_{901}=3^\circ$, $\beta_1=0$; $D_2=600 \text{ \AA}$, $H_{k2}=1,5 \text{ э}$, $H_{c2}=0,9 \text{ э}$, $\alpha_{902}=5^\circ$, $\beta_2=0$). Отметим следующие особенности: 1) поля рассеяния стремятся замкнуться через ближайший антипараллельный участок намагниченности (рис. 10б—г, ж, м, н); 2) при этом поля рассеяния так быстро спадают в направлении, перпендикулярном ОЛН, что перекрывая и непокрытая части ведут себя практически независимо (рис. 10д—ж, н—п); 3) замыкание через другую пленку настолько эффективно с энергетической точки зрения, что непокрытый участок НКП перемагничивается не со стороны основной массы уже перемагниченной пленки, а от краев (рис. 10ж—к).

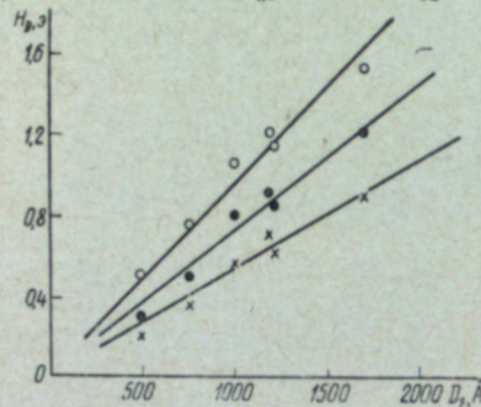


Рис. 9. Зависимость величины полей рассеяния, определенных из пороговых полей смещения НКП в двойных пленках, от толщины D_1 .

Поля рассеяния НКП также изменяют свойства ВКП. Поскольку $H_{c1} > H_{c2}$, то перемагничивание ВКП возможно лишь из АПР векторов. При этом H_{c1} увеличивается примерно на величину поля рассеяния НКП. Соответственно смещаются пороговые характеристики разрушения и записи (последняя из-за увеличения кажущейся угловой дисперсии НКП в двойной пленке. См. рис. 11).

2. Перемагничивание НКП и ВКП под различными углами к ОЛН. Исследовалась двойная пленка 64 с параметрами: отдельная ВКП (диаметр $1,2 \text{ мм}$, $D_1=1700 \text{ \AA}$, $H_{k1}=19 \text{ э}$, $H_{c1}=3,0 \text{ э}$, $\alpha_{901}=4^\circ$, $\beta_1=0$); отдельная НКП (диаметр $1,2 \text{ мм}$, $D_2=1200 \text{ \AA}$, $H_{k2}=4 \text{ э}$, $H_{c2}=0,5 \text{ э}$, $\alpha_{902}=3^\circ$, $\beta_2=0$). При снятии насыщающего поля H под углом $\varphi = -90^\circ$ пленка НКП перемагничивается в состояние с АПР векторов в диапазоне $1,0 \div 0,4 \text{ э}$, то есть можно полагать, что эффективное поле рассеяния ВКП распределено в диапазоне $1,5 \div 0,9 \text{ э}$ ($H_{D1}=1,2 \text{ э}$). При наложении и снятии полей под углами $\varphi = -90-0^\circ$ векторы НКП с точностью до знака примерно повторяют положение векторов ВКП, то есть пороговые кривые переключения НКП и ВКП в этом секторе совпадают (рис. 11). «Копирование» сохраняется вплоть до $\varphi = 4^\circ$.

В диапазоне $\varphi = 4-12^\circ$ наблюдается обратимое вращение НКП при наложении (H^+) и снятии (H^-) полей вплоть до 40 э . Для $\varphi = 12-17^\circ$ при H^+ также наблюдается однородное вращение, но при снятии поля ($H^- \approx 4,0 \text{ э}$) НКП переключается обратно частичным вращением и последующим смещением стенок узких доменов. При $\varphi = 17^\circ$ частичное

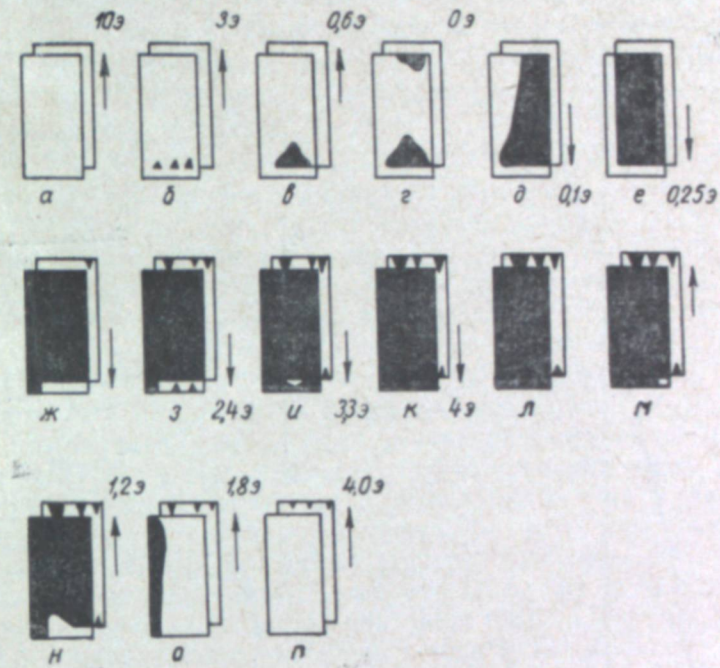


Рис. 10. Перемагничивание двойной пленки вдоль ОЛН (случай, когда прямоугольник НКП несколько смещен относительно ВКП).

вращение наступает и при $H^+=1,8 \text{ э}$, далее пленка перемагничивается смещением стенок, но не до конца: небольшие остаточные участки переключаются, по-видимому, односторонним вращением. Подобный характер носит переключение НКП вплоть до $\varphi = 30^\circ$. Для $\varphi > 30^\circ$ при переключении в обе стороны (при H^+ и H^-) имеет место как частичное вращение, так и зародышеобразование на краях с последующим движением стенок. Для $\varphi > 50^\circ$ частичное вращение не наблюдается, и действует только последний механизм.

Найдено, что максимальный угол $\varphi_{2c \text{ max}}$ (рис. 11) однородного обратимого вращения НКП является функцией трех параметров: H_{k2}/H_{k1} , H_{c2}/H_{k2} и H_{D1} . Некоторые примеры, иллюстрирующие это заключение, представлены в табл. 2 (пленки диаметром $1,2 \text{ мм}$, толщина НКП около $1200 \text{ \AA}$, $\beta_1 \approx \beta_2 = 0^\circ$).

Таблица 2

№ пленок	$D_1, \text{ \AA}$	$H_{k1}, \text{ э}$	$H_{k2}, \text{ э}$	$H_{c1}, \text{ э}$	$H_{c2}, \text{ э}$	$\varphi_{2c \text{ max}}$
84—85	1200	9,0	5,0	1,8	0,9	$3,5^\circ$
86—87	1200	9,0	3,2	1,3	0,9	6°
73—81	1200	11,0	3,5	0,8	0,85	8°
80	1200	10,5	3,5	2,0	0,9	4°
64	1700	19	4,0	0,5	1,2	12°
75—83	750	10,4	3,5	1,4	0,5	$1,5^\circ$

3. Сравнение с вращательной моделью. Приближенное решение уравнений (1) было получено для пленки с $h_{k2}=0,33$; $h_{D1}=h_{D2}=0,1$

при разных значениях угла φ , то есть в пространстве полей (h_x, h_y) . Положение вектора НКП для $\varphi=6, 12, 18, 27, 45$ и 86° показано на рис. 12. Модель предсказывает, что для указанной пленки при $\varphi < 15^\circ$ переключение НКП в другой сектор будет происходить непрерывным однородным вращением. Для больших углов переключение осущест-

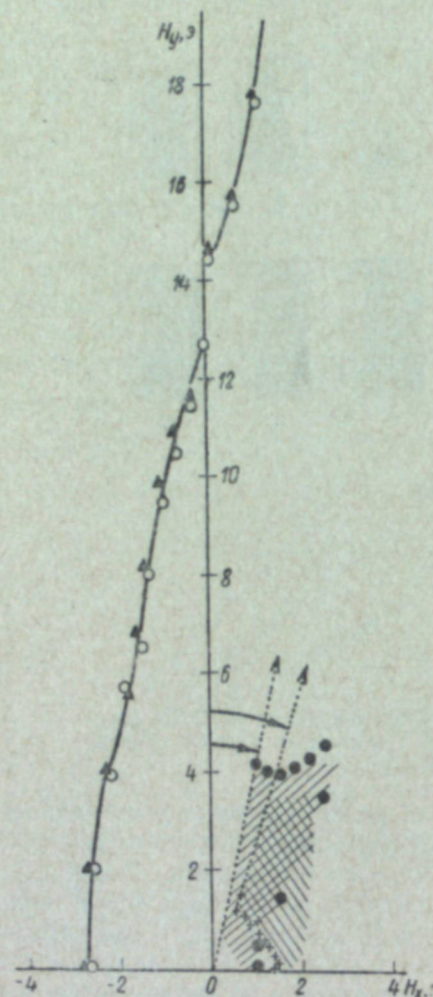


Рис. 11. Пороговые кривые ВКП и НКП двойной пленки (в исходном состоянии МВКП↑, МНКП):

— пороговая кривая записи 95% ВКП в двойной пленке; ○ — пороговая кривая 5% разрушения ВКП; ▲ — пороговая кривая 5% разрушения НКП (после снятия поля); ● — начало необратимого переключения НКП при H^- ; левая штриховка — область последующего смещения стенок; + — начало необратимого переключения НКП при H^+ ; правая штриховка — область последующего смещения стенок.

вляется скачком. Из-за наличия распределения пороговых полей скачок осуществляется сначала в небольшой части пленки, что в эксперименте наблюдается как частичное вращение. Значения углов $\varphi_{2c \max}^-$, полученные из опыта для пленок с параметрами, близкими к расчетным (см. табл. 2), оказываются существенно меньше теоретических ($4-8^\circ$ против 15°). Кроме того, частичное вращение начинается для H^- при меньших углах, чем для H^+ . Заметим, что для H^+ векторы НКП, расположенные в различных участках элемента, находятся примерно в одинаковых условиях, а именно, меньшим значениям порого-

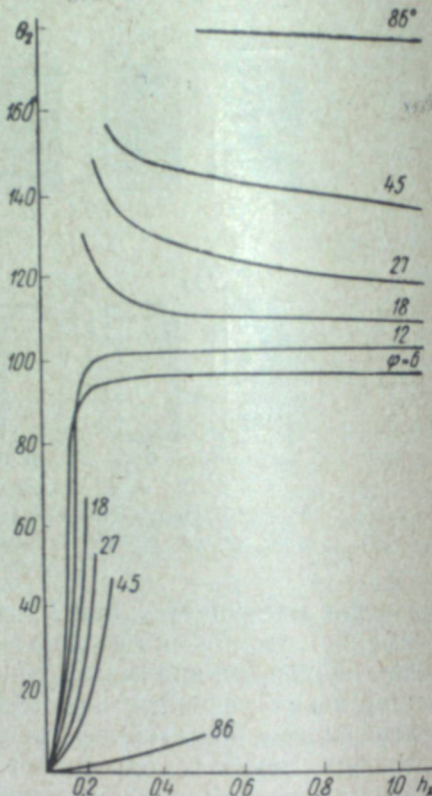


Рис. 12. Положение вектора НКП в пространстве полей (h_x, h_y) , рассчитанное по вращательной модели.
 $h_{k2}=0,33, h_{D1}=0,1$.

вого поля соответствует большее поле рассеяния и наоборот. Поэтому непрерывное однородное переключение сохраняется до значений, близких к теоретическим, что и наблюдается. При снятии поля (H^-) переключаются, в первую очередь, участки, где пороговые поля переключения H_{r1} и H_{r2} наибольшие, а H_{D1} — наименьшее. Для участков у боковых стенок, например, пленка 86—87 (табл. 2) имеет $H_{r1}=14$ э, $H_{r2}=8$ э, $H_{D1}=0,6$ э. Нетрудно показать, что такое соотношение параметров и дает величину $\varphi_{2c \max}^-$ порядка экспериментальной. Этим самым фактически объясняется уменьшение $\varphi_{2c \max}^-$ с ростом H_{k2}/H_{k1} и уменьшением H_{D1} (табл. 2).

Качественно понятна также зависимость $\varphi_{2c \max}^-$ от H_{c2}/H_{k2} . Следует учесть, что в реальных пленках для обратимого возвращения вектора НКП к состоянию АПР векторов необходимо, чтобы вектор суммы внешнего поля и поля рассеяния выводил вектор НКП не только за ОН, но и за пороговую линию смещения стенок. Для малых H_{c2}/H_{k2} и полей порядка H_{k2} эти две линии близки друг другу. С ростом H_{c2}/H_{k2} пороговая линия смещения стенок отодвигается от ОН, а это и приводит к уменьшению угла $\varphi_{2c \max}^-$.

Для полей H^+ при $\varphi=90^\circ$ и невысоких значениях H_{c2}/H_{k2} пороговое поле вращения оказывается значительно выше новой коэрцитивной силы НКП $H_{c2}+H_{D1}$. Поэтому пленка переключается образованием зародышей и смещением их стенок. При H^- , на первый взгляд, должна наблюдаться обратная картина, то есть смещению стенок должно предшествовать вращение (теперь коэрцитивная сила равна $H_{c2}-H_{D1}$). Однако однородное вращение не может осуществляться из-за разброса пороговых полей, а при частичном вращении возникают неелевские стенки с очень высокой энергией, поскольку угол между переключенной и непереключенной фазами составляет около 180° (рис. 12). Из опыта известно, что переход от смещения стенок к частичному вращению для пленок с $D=1200$ Å наступает при $\varphi=30-50^\circ$. Согласно рис. 12, это соответствует углам между переключенной и непереключенной фазами $100-130^\circ$. Значения этих углов приблизительно согласуются с оценками энергий стенок, показавшими, что переход от блоховских к неелевским стенкам для $D=1200$ Å осуществляется при углах между векторами в соседних доменах около 120° [11].

Таким образом, магнитооптические наблюдения перемангничивания двойных пленок не получают удовлетворительного обоснования в чисто вращательной модели: необходимо учесть особенности распределения размагничивающих полей и роль доменных стенок.

ВЫВОДЫ

1) Доменные структуры ТМП в форме узких полосок определяются размагничивающими полями из-за геометрического фактора, типом, величиной и направлением внешнего поля и внутренними свойствами пленок.

2) Различие доменных структур, возникающих после действия полей вдоль ОЛН и ОН, а также переменного и постоянного полей связано с намагниченностью стенок. Поле рассеяния стенок на расстоянии 5 мк от ее середины экспериментально оценено в 1,2 э.

3) Оценка энергии стенок из доменных структур разных типов дает величину на порядок меньше теоретической. Высказаны соображения о причинах такого расхождения.

4) В полосках с ОЛН, перпендикулярной длине, наблюдалось одновременное присутствие стенок разных типов (блоховские, неелевские и типа «колючей проволоки»). Сверхтонкие и очень узкие пленки

демонстрируют некоторые ранее не наблюдавшиеся особенности доменной структуры.

5) Благодаря большому отношению H_c/H_0 в полосках с ОЛН, параллельной длине, возможно наблюдение «гофрировки» намагниченности средствами порошковой техники.

6) При $H_{D2} > H_{c2}$ векторы НКП двойных пленок после наложения и снятия любого поля в любом направлении выстраиваются преимущественно антипараллельно расположенным над ними векторам ВКП.

7) НКП в двойной пленке обнаруживает зону обратимого вращения. Зона ограничена пороговой кривой смещения стенок ВКП, минимальным пороговым полем вращения ВКП и углом $\varphi_{2c \max}^-$, возрастающим с увеличением H_{D1} и уменьшением H_{c2}/H_{k2} и H_{k2}/H_{k1} .

8) Вращательная модель, модифицированная с учетом распределения размагничивающих полей, влияния полей рассеяния доменных стенок и процессов смещения, дает удовлетворительное описание перемагничивания ВКП и НКП в различных направлениях.

9) Границы перехода от одностороннего вращения к частичному и от частичного — к смещению стенок согласуются с энергетическими оценками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuwahara K et al. J. Appl. Phys., 1964, 35, № 3, pt. 11.
2. Gharg T. IBM J. Res. Develop., 1962, 6, № 4, p. 419.
3. Heel L. Compt. Rend., 1962, 255, № 4.
4. Киренский Л. В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 19, 41, 610.
5. Daughton J. M., Pohn A. V. IEEE Trans. Commun. and Electr., 1964, 83, 72.
6. Hoffmann H. Phys. Kondens. Mater., 1964, 2, № 1.
7. Middelhoeck S. IBM J. Res. Develop., 1962, 6, № 4.
8. Ландау Л., Лифшиц И. Сов. Phys., 1935, 8, 153.
9. Feldtkeller E. Zs. angew. Phys., 1963, 15, 3.
10. Collette R. J. Appl. Phys., 1964, 35, № 11.
11. Middelhoeck S. J. Appl. Phys., 1963, 34, № 4, pt. 2.
12. Middelhoeck S. Zs. angew. Phys., 1962, 14, 4.

О ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ КРИСТАЛЛОВ МАГНЕТОПЛОМБИТА

Г. С. Кандаурова, Я. С. Шур

На плоскостях, наклоненных под небольшим углом к гексагональной оси кристалла $PbO \cdot 6Fe_2O_3$, наблюдалось изменение доменной структуры в поле, перпендикулярном к оси [0001]. Делается вывод о том, что под действием магнитного поля меняется плотность граничной энергии.

Для построения теории процессов намагничивания необходимо располагать подробными сведениями о перестройке доменной структуры (д. с.) в магнитном поле. Настоящая работа посвящена изучению некоторых особенностей поведения д. с. магнитоодноосных кристаллов магнетопломбита в магнитном поле.

1. Наблюдения д. с. кристаллов $PbO \cdot 6Fe_2O_3$, как правило, проводились на естественной плоскости скола. Это базисная плоскость гексагонального кристалла, перпендикулярная к оси [0001], которая является осью легкого намагничивания (ОЛН). На этой плоскости массивных кристаллов наблюдалась сложная д. с., состоящая из основных лабиринтных и замыкающих клинообразных доменов. Обнаружен целый ряд особенностей поведения д. с. в поле, перпендикулярном к ОЛН. Например, с ростом поля меняется тип структуры, вместо лабиринтной она становится слоистой, с границами доменов, перпендикулярными к полю, резко уменьшается ширина доменов [1—3]. Причины, обуславливающие эти изменения д. с., остаются во многом неясными. Высказывалось предположение [3, 4], что под действием поля, перпендикулярного плоскости 180° -ной блоховской границы, меняется внутренняя структура границы, она приобретает неелевский характер. Можно ожидать, что непосредственное наблюдение границ на плоскостях кристалла, ОЛН к которым наклонена под небольшим углом или параллельна им, даст дополнительную информацию об изменении д. с. в поле, перпендикулярном к ОЛН, и позволит высказать некоторые суждения о характере процессов намагничивания в этом случае.

2. Доменная структура наблюдалась методом порошковых фигур на естественных плоскостях кристалла $PbO \cdot 6Fe_2O_3$, имевших блестящую поверхность и не требовавших для наблюдения д. с. никакой дополнительной обработки. Схематически общий вид образца показан на рис. 1. Длина образца вдоль оси [0001] 3,5 мм, площадь торцов примерно 15 и 5 мм².

Ориентация плоскостей относительно ОЛН определялась следующим образом. Считалась известной плоскость скола — базисная плоскость 4, перпендикулярная к ОЛН. Она устанавливалась перпендикулярно оптической оси микроскопа. При этом достигалось наиболее яркое и ровное освещение поля зрения. Затем образец поворачивался так, чтобы любая из плоскостей типа 1, 2, 3 на рис. 1 оказалась перпендикулярной к оптической оси микроскопа. Углы поворота отсчитывались

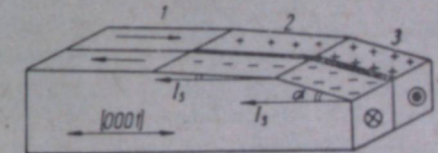


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого кристалла магнетопломбита.

вались по лимбу держалки образца, закрепленной между полюсами электромагнита. Фактически это несколько видоизмененный метод гониометра. Погрешности в определении угла α , который образует ОЛН с наблюдаемой поверхностью, составляют 1,5—2°.

Магнитное поле H создавалось электромагнитом, максимальная напряженность достигала 20 кэ, при расстоянии между полюсами 12 мм. Площадь торцов сплошных полюсных наконечников составляла 200 мм². Образец помещался в центре межполюсного пространства. Поле прикладывалось поперек ОЛН. Насколько угол φ между H и ОЛН составлял 90°, можно было судить по поведению порошковых фигур в полях, близких к полю насыщения H_s , подобно тому, как это делалось в работе [2]. Как правило, угол $\varphi=90^\circ$ в месте наблюдения

д. с. фиксировался с точностью $\pm 1^\circ$, а иногда удавалось устанавливать его точнее. Ориентация поля относительно поверхности специально не контролировалась, но при изготовлении наконечников и держалки, а также при креплении образца принимались все меры, чтобы это поле было параллельно наблюдаемой поверхности.



Рис. 2. Вид порошковых фигур на плоскостях, составляющих с ОЛН угол α , равный: а) 9° ; б) 1° ; в) меньше 1° . Темные поперечные полосы на рис. а и в — дефекты поверхности.

3. Рассмотрим сначала результаты наблюдения д. с. в отсутствие поля. При наблюдении в одних и тех же условиях заметна совершенно различная выявляемость 180° -ных доменных границ на разных кристаллографических плоскостях. Например, на рис. 2а, б приведены фотографии порошковых фигур на плоскости, которая составляет с ОЛН угол $\alpha=9^\circ$ (рис. 2а), и на плоскости с $\alpha=1^\circ$ (рис. 2б). Видно, что очень плотный осадок порошка образуется на границах доменов на плоскости, составляющей большой угол с ОЛН. На плоскости, почти параллельной ОЛН, границы выявляются очень слабо. Можно найти участки поверхности кристалла (рис. 2в), где при данном увеличении вовсе не видны границы основных доменов. Лишь при большем увеличении здесь заметны чрезвычайно слабые следы 180° -ных границ. В то же время замыкающие клинообразные домены на краю этой плоскости видны четко (рис. 2в).

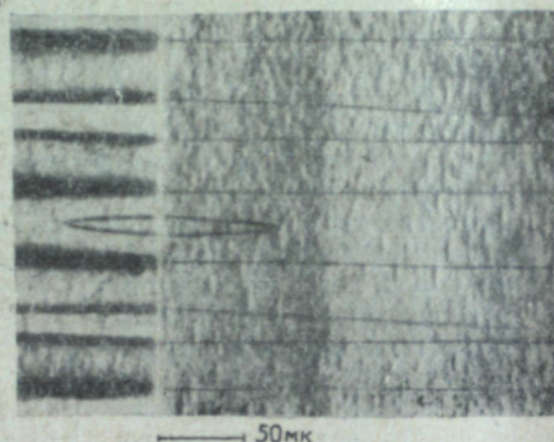


Рис. 3. Иллюстрация выявляемости одних и тех же 180° -ных границ, проходящих по плоскостям, составляющим с ОЛН углы $\alpha=18^\circ$ (левая часть) и $\alpha=0 \div 1^\circ$ (средняя и правая части).

На рис. 3 показана часть кристалла, где смыкаются плоскости с $\alpha=18^\circ$ (левая часть рисунка) и $\alpha=0$ (точнее, здесь две плоскости с близкой ориентацией — средняя и правая части рисунка; угол между ними менее 1°). Видно, что одна и та же граница, проходя через всю наблюдаемую поверхность выявляется по-разному. Границы замыкающих областей — клиньев по сравнению с границами основных доменов — очерчиваются более четко.

Описанные результаты можно объяснить следующим образом. Если плоскость наблюдения параллельна ОЛН (рис. 1, плоскость 1), то в том месте, где граница блоховского типа пересекает эту плоскость, возникает полоска магнитных зарядов шириной, равной ширине доменной границы δ . Магнитное поле, созданное этими зарядами, быстро убывает с увеличением расстояния r от границы. Считая, что $\delta \approx 0,05$ мк на расстоянии $r \approx 2-3$ мк от границы напряженность поля рассеяния по грубой оценке Киттеля [6] равна $H_p = 2I_s \delta / r \approx 10$ э, где было принято для намагниченности насыщения магнетоплюмбита значение $I_s = 320$ эс.

Если плоскость наблюдения наклонена к ОЛН (рис. 1, плоскость 2), то магнитные полюса создаются на самих доменах. Напряженность поля рассеяния можно приближенно оценить таким образом:

$$H_p' = 2\pi I_s \sin \alpha \frac{2}{1 + \mu^*},$$

где $\mu^* = 1 + 2\pi I_s^2 / K$, $K = 2,2 \cdot 10^6$ эрг/см³ — константа магнитной анизотропии [6]. При $\alpha \approx 2-5^\circ$ получаем соответственно 60—160 э. Это значение на порядок величины больше, чем H_p в первом случае. Кроме того, появление зарядов противоположного знака справа и слева от границы увеличивает градиент поля рассеяния. Поэтому в рассматриваемом случае образуется более плотный осадок частиц суспензии (рис. 2а), чем раньше (рис. 2б). С увеличением угла α растет плотность поверхностных магнитных зарядов ($\sigma = I_s \sin \alpha$), градиент поля H_p в области границы увеличивается и соответственно образуется все более плотный слой частиц на границе (рис. 1, плоскость 3). Естественно, что это увеличение плотности порошкового осадка на границе может идти только до того момента, когда на поверхности возникают замыкающие домены, уменьшающие поле рассеяния. Как отмечалось выше, границы дополнительных клиновидных доменов всегда очерчиваются четче, чем границы основных доменов. Это связано, вероятно, с тем, что намагниченность I_s в доменах не параллельна границе, а наклонена под некоторым углом. Вследствие этого возникают дополнительные магнитные заряды и поля рассеяния, обеспечивающие более плотный осадок частиц суспензии. Подобный эффект наблюдался в тонких пленках [7].

Таким образом, в наших кристаллах выявляемость 180° -ных границ порошковым методом определяется, в первую очередь, полями рассеяния от самих доменов, а не от доменных границ, как это наблюдалось и на некоторых других ферромагнетиках [8].

4. Рассмотрим поведение 180° -ных границ в поле, перпендикулярном к ОЛН ($\varphi = 90 \pm 1^\circ$). На рис. 4 приведена серия фотографий, снятых на плоскости, составляющей угол $\alpha=9^\circ$ с ОЛН. Во внешнем поле напряженностью выше 17 кэ образец намагничивается до насыщения, и порошковые фигуры отсутствуют. С понижением поля возникают обрывистые тонкие линии (рис. 4а), перпендикулярные к H . В еще более низких полях выделяются линии, пересекающие все поле зрения (рис. 4б). Это, как показывают дальнейшие наблюдения, границы основных доменов. Кроме них видны короткие, резко очерченные линии, обрисовывающие дополнительные поверхностные домены. Они сохра-

няются (рис. 4а) до полей $h \approx 0,3 \div 0,2$ ($h = H/H_s$, где H_s — поле, при котором д. с. на поверхности исчезает), а далее сохраняются только границы основных доменов (рис. 4г).

В слабых полях ($h < 0,05$) появляется новая система невидимых ранее 180° -ных границ, чередующихся с первыми. При $h=0$ обе системы границ выявляются одинаково (рис. 4д). В отрицательном поле снова заметно чередование границ по окраске («светлые» и «темные» границы на рис. 4е). Этот эффект чередования границ и «исчезновения» некоторых связан со специфическим поведением частиц магнитной суспензии в горизонтальном магнитном поле. Он наблюдался ранее на кристаллах кобальта [8—10], кремнистого железа [11] и объяснен в работе [12] тем, что порошинки, намагничиваясь полем, образуют цепочки—диполи, способные оседать на границы лишь в соответствии со знаком магнитных зарядов на поверхности доменов. Поэтому естественно картину порошковых фигур на рис. 4а—г, ж, з мысленно дополнить границами, которые существуют, хотя и не выявляются суспензией.

В больших отрицательных полях д. с. усложняется. Начиная с $h \sim 0,5$, снова появляются дополнительные замыкающие домены (рис. 4ж, з), и порошковые фигуры становятся все более мелкими. Если угол ϕ между ОЛН и H близок к 90° с точностью до десятых долей градуса, то на поверхности можно получить очень тонкую структуру порошковых линий. Например, на рис. 5 показана исходная д. с. (рис. 5а) в отсутствие поля и в поле $h \sim 0,98$ (рис. 5б). Расстояние между порошковыми линиями в присутствии поля в 20 с лишним раз меньше, чем в исходном состоянии (это с учетом того, что из-за эффекта чередования границ в поле видна только половина границ от их общего числа). Подобное резкое уменьшение ширины доменов было обнаружено ранее [2, 3] при наблюдении д. с. на базисной плоскости кристаллов магнетоплюмбита.

В процессе перемагничивания имеет место гистерезис в зарождении и уничтожении основной д. с. (соответствующие поля $h \approx 0,95$ и $h \approx 1$), а также гистерезис в возникновении и исчезновении дополнительной поверхностной структуры. Например, дополнительные домены, как видно на рис. 4в, сохраняются до полей $h \approx 0,3 \div 0,2$, а возникают в отрицательных полях напряженностью $h \approx 0,5 \div 0,6$ (рис. 4ж, з).

В интервале полей $h \approx +0,4 \div -0,4$ границы основных доменов почти не меняют своего положения. В полях $0,5 \div 0,6$ можно заметить перемещение некоторых границ или их участков, но наиболее интенсивная перестройка всей поверхностной структуры происходит в полях выше 0,7. Это означает, по-видимому, что в малых и средних полях преобладают процессы вращения векторов спонтанной намагниченности в доменах, а в сильных полях, наряду с процессами вращения, большую роль играют процессы смещения границ. Этот вывод находится в качественном согласии с наблюдениями д. с. на базисной плоскости кристаллов магнетоплюмбита [2] и с результатами теоретической работы [13].

Наблюдения показали, что в течение всего процесса перемагничивания сохраняется эффект чередования границ, порошковые фигуры все время видны очень четко. Отсюда можно полагать, что в состояниях, соответствующих рис. 4, вектор I_s составляет заметный угол с поверхностью. Причиной такого отклонения I_s является большая величина энергии магнитной анизотропии магнетоплюмбита.

Таким образом, на наблюдаемой поверхности существуют магнитные заряды, создающие размагничивающее поле. Уменьшение энергии этого поля может идти за счет образования замыкающих поверхностных доменов и уменьшения ширины основных доменов. Опыт показывает, что эта возможность реализуется в относительно больших на-



Рис. 4. Изменение порошковых фигур на плоскости, составляющей угол $\alpha = 9^\circ$ с ОЛН в полях h , равных:

а) 0,9; б) 0,47; в) 0,19; г) 0,01; д) 0; е) -0,02; ж) -0,5; з) -0,75.

магнитизирующих полях и не осуществляется в слабых полях и при $h=0$ (рис. 4г, д, е; 5а). Косвенно этот результат доказывает правильность теоретических расчетов [3, 13], из которых следует, что с увеличением напряженности поля h , перпендикулярного плоскости 180° -ной границы, плотность граничной энергии γ уменьшается. Поэтому образование замыкающих доменов выгодно в большом поле (γ мало) и невыгодно при $h \rightarrow 0$ (γ велико). В последнем случае снижение магнито-статической энергии кристалла может идти за счет μ^* эффекта [15].



Рис. 5. То же, что на рис. 4, в полях:
а) 0; б) 0.98.



Рис. 6. Изменение порошковых фигур на плоскости, составляющей угол $\alpha = 1^\circ$ с ОЛН в полях h , равных:
а) 0.98; б) 0.80; в) 0.01; г) 0.

5. Рассмотрим границы на плоскости, составляющей угол $\alpha = 1^\circ$ с ОЛН (рис. 6). С уменьшением намагничивающего поля, перпендикулярного ОЛН и доводящего кристалл до насыщения, на поверхности возникают слабо заметные линии, перпендикулярные к H (рис. 6а). Число их уменьшается при снижении поля. В полях $h \approx 0.95 \div 0.8$ хорошо видны широкие расплывчатые полосы порошкового осадка (рис. 6б). Далее их число и положение меняются. Четко очерченные 180° -ные границы видны лишь в слабых полях $h \approx 0.1 \div 0.2$ (рис. 6в). Судя по еле заметным светлым линиям на этом рисунке, чередующимся с наблюдаемыми границами, можно ожидать, что имеется еще система границ, не выявляемых суспензией. Действительно, при $h=0$ видны уже все границы (ср. рис. 6в и 6г). Таким образом, и в случае плоскости, почти параллельной ОЛН ($\alpha = 1^\circ$), обнаруживается эффект чередования окраски границ и «исчезновения» некоторых из них (см. пункт 4).

Значит, в слабых полях существуют магнитные заряды на поверхности доменов и они действуют на частицы магнитной суспензии

в большей степени, чем заряды от самих доменных границ. Нельзя сказать определенно, что этот эффект имеет место и в более высоких полях, т. к. расшифровка порошковых фигур здесь очень затруднена. Можно предполагать, что появление широких расплывчатых порошковых полос (рис. 6а, б) связано с изменением внутренней структуры границ, например, с переходом от блоховского к неелевскому [3] или смешанному [4] типу границ, а также с изменением ширины доменной границы под действием поля. Однако из приведенных экспериментальных данных пока не представляется возможным сделать окончательное заключение о причинах появления такого типа порошковых осадков. В заключение авторы благодарят А. Г. Титову за любезно предоставленные кристаллы магнетоплюмбита.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шур Я. С. и Кандаурова Г. С. ФММ, 1963, 16, 2, 310.
2. Шур Я. С. и Кандаурова Г. С. ФММ, 1967, 23, 627.
3. Gemperle R., Zeleniy M. Phys. Status Solidi, 1964, 6, 3, 839.
4. Мицек А. И. ФТТ, 1966, 20, 5, 653.
5. Киттель Ч. Сб. Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951, 19.
6. Pauthenet R., Remet G. Compt. Rend., 1959, 249 (19), 1875.
7. Шишков А. Г., Буравихин В. А. и Казаков В. Г. ФММ, 1966, 22, 3, 361.
8. Вильямс Х., Шервуд Р. Магнитные свойства металлов и сплавов. Сб. под ред. С. В. Вонсовского, М., ИИЛ, 1961, стр. 67.
9. Кандаурова Г. С., Мочалова Г. Л. Изв. вузов, Физика, 1965, № 5, 111.
10. Мее С. D. Proc. Phys. Soc., 1950, 63A, 922.
11. Вильямс Х. и др. Сб. Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951, 133.
12. Неель Л. Сб. Физика ферромагнитных областей, М., ИИЛ, 1951, 240.
13. Оноприенко Л. Г. ФММ, 1962, 13, 1, 149.
14. Кацер Я., Гемперле Р. Чехосл. физ. журнал, 1961, В11, 3, 157.
15. Carey R., Isaacs E. D. Phys. Letters, 1964, 8, 4, 239.

О МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНОГО СПЛАВА Мп—АІ

Я. С. Шур, Г. С. Кандаурова, Н. Н. Быханова, Н. И. Соколовская

Как известно [1—8], сплав Мп—АІ является перспективным материалом для постоянных магнитов, благодаря его дешевизне и высокой коэрцитивной силе H_c . Физическая природа высокой коэрцитивной силы этого сплава до сих пор окончательно не выяснена. Этот вопрос представляет самостоятельный интерес с точки зрения теории процессов намагничивания в магнитножестких ферромагнетиках. В работах [8, 12] на основе исследования кристаллической структуры и магнитных свойств сплава Мп—АІ сделана попытка связать высокую H_c и изменение магнитных свойств закаленного сплава в процессе отпуска с высокой константой кристаллографической анизотропии и изменением эффективного размера зерен ферромагнитной τ -фазы. Данная работа посвящена дальнейшему изучению магнитных свойств изотропных и анизотропных поликристаллических образцов сплавов Мп—АІ (70—74 вес. % Мп) с целью получения новых данных, необходимых для понимания особенностей магнитных свойств этих сплавов и природы высококоэрцитивного состояния.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы сплава Мп—АІ составов 70, 72, 74 вес. % Мп подвергались гомогенизации при 1000—1100°С в течение 1—2 ч, затем закаливались в воде или охлаждались на воздухе с критической скоростью $\sim 20^\circ/\text{сек}$. Образцы, закаленные в воде, были немагнитны, для получения в них ферромагнитной τ -фазы они отпускались при различных температурах в интервале 300—800°С. В зависимости от температуры отпуска при выдержке 30—60 мин в них получалась τ -фаза различной дисперсности и в различном количестве. Образцы, охлажденные на воздухе, были ферромагнитны. В этом состоянии они подвергались деформации на 30% путем гидроэкструзии [11].

Исследуемые образцы имели форму цилиндрических стержней диаметром 3—5 мм и длиной 40—60 мм. Магнитные свойства измерялись баллистическим методом сброса в полях до 32 кэ. Анизотропия магнитных свойств сплава Мп—АІ после деформации изучалась на дисках диаметром 5 мм и толщиной 1 мм, плоскость которых совпадала с направлением оси текстуры или была перпендикулярна к ней. При измерении магнитных свойств дисков учитывалось изменение «магнитного изображения» каждого образца в полюсных наконечниках электромагнита в зависимости от изменения их магнитной проницаемости с увеличением магнитного поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Зависимость магнитных свойств от термообработки

На рис. 1 показано изменение максимальной намагниченности ($4\pi I_m$, измеренной в поле 30 кэ), остаточной намагниченности ($4\pi I_r$) и коэрцитивной силы H_c образцов сплава Мп—АІ состава 70 и 74 вес. % Мп в результате последовательных изотермических отпусков. Аналогичные кривые были получены ранее на сплавах Мп—АІ других составов [3, 8]. Общим в них является немонотонная зависимость магнитных свойств от температуры отпуска. Это связано, в первую очередь, с тем, что при отпуске закаленного сплава Мп—АІ сначала происходит превращение высокотемпературной немагнитной ϵ -фазы в ферромагнитную метастабильную τ -фазу, а затем переход

τ -фазы в немагнитные, равновесные при комнатной температуре фазы. Отметим некоторые характерные детали в изменении магнитных свойств в процессе отпуска. Из рис. 1 видно, что образование магнитной τ -фазы и ее распад на равновесные в образцах, содержащих 74% Мп, начинается при более низких температурах отпуска и происходит в более узком температурном интервале, чем в образцах с 70% Мп. На начальных стадиях распада ϵ -фазы при температурах 300—350°С, когда максимальная намагниченность $4\pi I_m$ составляет около 300 эс, остаточная намагниченность и коэрцитивная сила прак-

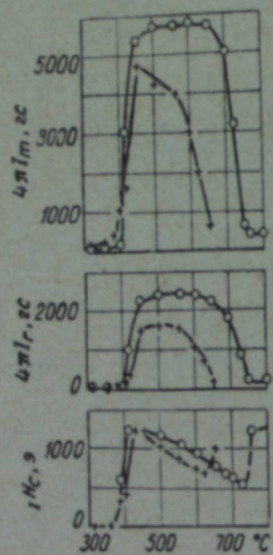


Рис. 1. Зависимость магнитных свойств закаленного сплава Мп—Ал от температуры отпуска: $\circ$ — для сплава с 70 вес. % Мп; $+$ — с 74 вес. % Мп.

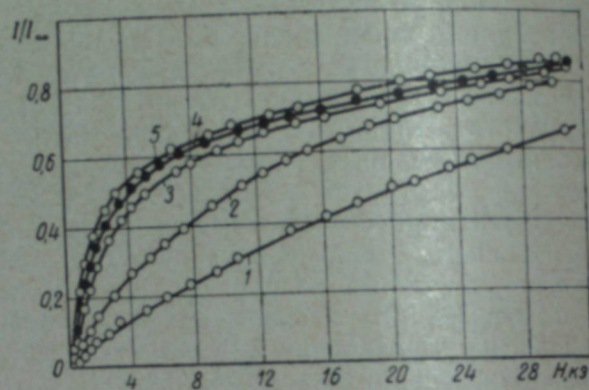


Рис. 2. Кривые намагничивания сплава Мп—Ал (74% Мп) после отпуска образцов при температурах: 1—380; 2—420; 3—500; 4—600°С; 5—после охлаждения от 1000°С на воздухе.

тически равны нулю. С ростом температуры отпуска намагниченность увеличивается до 5800 эс для сплава с 70% Мп и до 4800 эс для сплава с 74% Мп. Аналогично изменяется и остаточная намагниченность. Характер изменения H_c с увеличением температуры отпуска такой же, но максимум H_c сдвинут относительно максимума намагниченности в сторону меньших температур отпуска и более ярко выражен. После отпуска при 650—750°С может наблюдаться резкий рост H_c .

На рис. 2 приведены кривые намагничивания для образцов, содержащих 74% Мп, после отпуска при разных температурах. Кривые построены в координатах I/I_∞ от H , где I_∞ — значение намагниченности в бесконечно большом поле, полученное путем экстраполяции. После отпуска при 300—380°С процессы намагничивания чрезвычайно затруднены, кривая намагничивания идет очень полого, и в полях ~30 кэ намагниченность далека от насыщения (рис. 2, кривая 1). В этом состоянии H_c не превышает 400 э. В дальнейшем, после отпуска при 400—450°С, коэрцитивная сила резко возрастает и достигает максимального значения ~1300 э (рис. 1), а кривые намагничивания, несмотря на рост H_c , идут все более круто (кривые 1, 2 на рис. 2). Облегчение процесса намагничивания продолжается при увеличении температуры отпуска, хотя разница между кривыми намагничивания выражается все менее ярко (кривые 3, 4 на рис. 2). Для сравнения на рис. 2 приведена кривая намагничивания образца того же состава, но охлажденного от 1000°С со скоростью ~20°/сек (кривая 5). После та-

кой обработки коэрцитивная сила образца составляла ~600 э. Видно, что в этом случае получаются те же магнитные свойства и, по-видимому, структурное состояние сплава, что и после отпуска при температуре 600°С.

II. Температурная зависимость магнитных свойств

Измерения зависимости магнитных свойств от температуры в интервале 20—200°С проведены на образце, прошедшем после закалки в воде ряд последовательных отпусков при 300—470°С. На рис. 3 показана зависимость кривых намагничивания от температуры для образца, содержащего 72 вес. % Мп и прошедшего отпуск при 300, 330 и 370°С. Кривые даны в координатах σ от H , где σ — удельная намаг-

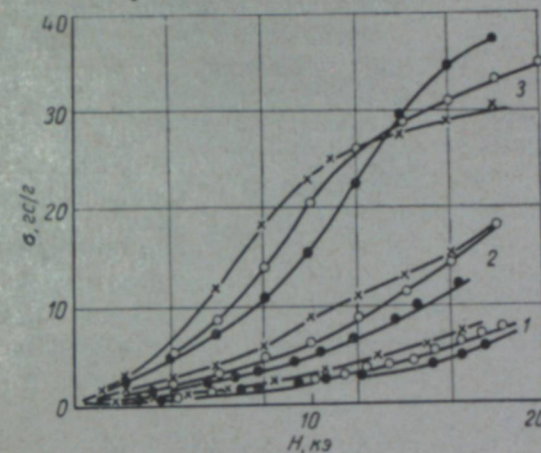


Рис. 3. Кривые намагничивания, измеренные при температурах: $\circ$ — 20; $\bullet$ — 100; $\times$ — 200°С для образца сплава Мп—Ал (72% Мп), прошедшего отпуск при: 1—300; 2—330; 3—370°С.

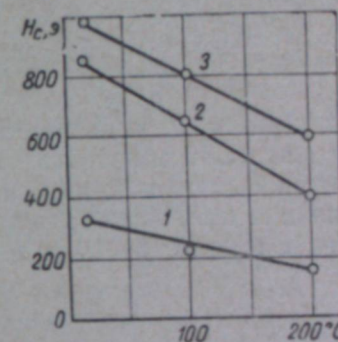


Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы от температуры для того же образца, что и на рис. 3, после отпусков при: 1—370; 2—420; 3—470°С.

ниченность сплава. Как видно из рис. 3, после отпусков при 300 и 330°С (кривые 1 и 2) с увеличением температуры процесс намагничивания облегчается, при 200°С кривые намагничивания идут заметно выше кривых, измеренных при 100 и 20°С. После отпуска образца при 370°С наблюдается еще более резкая зависимость кривых намагничивания от температуры: с ростом температуры от 20 до 200°С кривые идут все более круто (рис. 3, кривые 3), в полях ~12 кэ имеет место пересечение кривых намагничивания. Последнее, по-видимому, связано с температурной зависимостью намагниченности насыщения сплава. Такой же характер имеют кривые намагничивания образца после отпусков при 420 и 470°С.

Еще раз отметим, что после отпуска закаленного образца при 300, 330°С коэрцитивная сила и остаточная намагниченность практически равны нулю. Надежные измерения этих величин возможны только после отпусков при температурах выше 350°С. На рис. 4 показана зависимость H_c от температуры после отпусков образца при 370, 420 и 470°С. Видно, что с повышением температуры от комнатной до 200°С коэрцитивная сила значительно уменьшается.

III. Магнитные свойства пластически деформированного сплава

Известно [2, 6, 9, 11], что пластическая деформация сплава Мп—Ал приводит к сильному изменению магнитных свойств: увеличению коэрцитивной силы и магнитной энергии сплава, изменению хода кривых

намагничивания. В работе [11] методом рентгеноструктурного анализа было показано, что в результате обжата цилиндрического образца путем гидроэкструзии создается кристаллографическая текстура, при которой направления $\langle 001 \rangle$, являющиеся осями легкого намагничивания ферромагнитной τ -фазы, составляют углы 15–45° с осью образца. Вместе с кристаллографической возникает и магнитная текстура, которая проявляется в анизотропии магнитных свойств.

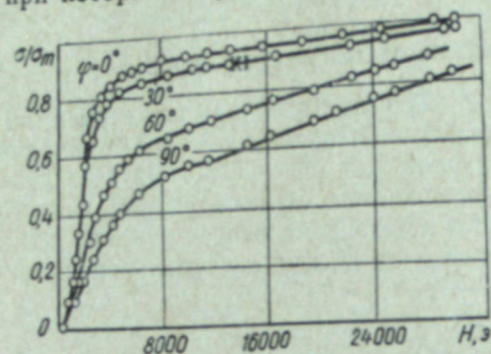


Рис. 5. Анизотропия кривых намагничивания образца в виде диска из деформированного на 30% сплава Mn—Al (72% Mn).

На рис. 5 для сплава Mn—Al, содержащего 72% Mn, после обжата на 30% показана анизотропия кривых намагничивания, измеренных на диске, в плоскости которого лежит ось текстуры. Обозначим угол между этой осью и направлением приложенного поля через φ . Размагниченное состояние получалось в каждом случае путем подбора обратного магнитного поля. Из рис. 5 видно, что если магнитное поле параллельно оси текстуры ($\varphi=0^\circ$), то процесс намагничивания протекает сравнительно легко, кривая намагничивания идет круто, и в полях 8–10 кэ намагниченность близка к насыщению. При

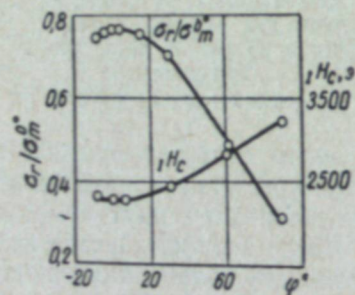


Рис. 6. Угловая зависимость коэрцитивной силы и относительной остаточной намагниченности для того же образца, что и на рис. 5.

увеличении угла φ процесс намагничивания все более затрудняется. В направлении, перпендикулярном к оси текстуры ($\varphi=90^\circ$), в полях 30 кэ намагниченность составляет только 0,8 от намагниченности, достигнутой в этих же полях вдоль оси текстуры. Если продолжить кривые намагничивания для $\varphi=0$ и для $\varphi=90^\circ$ до их пересечения, то последнее имеет место в полях ~ 42 кэ. Это значение близко к ранее сообщенной величине поля анизотропии $H_a=46$ кэ [5], определенной из закона приближения к насыщению, и несколько больше отличается от величины $H_a=34$ кэ, определенной в работе [13] из анизотропии кривых намагничивания монокристалла сплава Mn—Al. Следует сказать, что никаких аномалий в ходе кривых намагничивания, подобных тем, что наблюдались в работе [9], нами не замечено.

На рис. 6 приведена угловая зависимость коэрцитивной силы и остаточной намагниченности для того же образца в форме диска. Видно, что H_c монотонно растет от 2300 до 3200 э с увеличением угла φ от 0 до 90° . Относительная остаточная намагниченность σ_r/σ_m^0 (где σ_m^0 — удельная намагниченность в поле 30 кэ вдоль оси текстуры) соответственно падает от 0,77 до 0,30. Было установлено, что в диске, плоскость которого перпендикулярна к оси текстуры, магнитные свойства полностью изотропны.

На рис. 7 показано изменение магнитных свойств пластически деформированного образца в результате последовательных отпусков при температурах 230 ÷ 600°С (выдержка при каждой температуре 30 мин). Из рисунка видно, что нагрев до 230°С не меняет исходные свойства образца. Но увеличение температуры отпуска до 270–300°С приводит к заметному падению H_c . Далее с ростом температуры отпуска H_c и относительная остаточная намагниченность I_r/I_m непрерывно падают, намагниченность в поле 30 кэ — $4\pi I_m$ и остаточная намагниченность — $4\pi I_r$, сначала несколько увеличиваются, а затем резко падают. Надо отметить, что гомогенизация при 1000°С полностью разрушает текстуру, созданную пластической деформацией. Магнитные свойства сплава становятся сравнимыми со свойствами недеформированных образцов.

Обсуждение экспериментальных результатов

В предыдущей работе [8] было показано, что изменение магнитных свойств закаленного сплава марганец—алюминий в процессе отпуска нельзя связывать ни с изменением состава ферромагнитной τ -фазы, т. к. параметры ее кристаллической решетки остаются постоянными, ни с изменением величины и характера внутренних напряжений. В работе предполагалось, что изменение намагниченности сплава при отпуске определяется изменением количества ферромагнитной τ -фазы в сплаве. Немонотонная зависимость коэрцитивной силы от температуры отпуска связывалась в основном с тем, что в начале распада ϵ -фазы возникающие частицы τ -фазы суперпарамагнитны (H_c мала), потом их размер увеличивается и приближается к однодоменному (H_c растет), далее частицы становятся многодоменными (H_c снова падает). Однако в работе указывалось, что ни суперпарамагнитное, ни однодоменное состояние не реализуются в чистом виде. Было показано, что с момента появления четких линий τ -фазы на рентгенограммах частицы τ -фазы имели размер 10^{-4} ÷ 10^{-5} см. Этот размер намного больше того, при котором можно ожидать явления суперпарамагнетизма в материале с такой большой константой магнитной анизотропии ($K \sim 10^7$ эрг/см³).

Результаты температурных измерений, приведенные в данной работе, по-видимому, также подтверждают, что частицы τ -фазы, возникающие в образцах, отожженных при 300–350°С (рис. 3), не являются суперпарамагнитными, несмотря на то, что эти образцы имеют остаточную намагниченность и коэрцитивную силу, практически равные нулю. Для суперпарамагнитных частиц кривые намагничивания должны понижаться с повышением температуры, а построенные в координатах $\sigma(H/T)$ — совпадать друг с другом. Ни то, ни другое не имеет места в нашем случае. Как показывает опыт, с повышением температуры процессы намагничивания облегчаются, кривые идут все круче (рис. 3). Если построить их в координатах $\sigma(H/T)$, то указанное различие в кривых только усиливается (не меняет последовательности кривых и учет температурной зависимости намагниченности сплава). Можно предполагать, что наблюдаемое облегчение процессов намагничивания с повышением температуры, так же как и резкое падение

уменьшения силы у образцов, отожженных при 370—470°С (рис. 14), а также с уменьшением температуры отжига сплава. Такая тенденция в температурном ходе $K(17)$ замечена в работе [13].

Результаты рентгеновских исследований было показано [8], что в образцах сплава Мп—Ал при 300—350°С частицы τ -фазы размером 10^{-4} — 10^{-5} см (этот размер близок к d_c — критическому размеру однодоменности для одноосного ферромагнетика с $K \sim 10^7$ эрг/см³ и $I_s \sim 500$ эе) состоят из антифазных областей упорядочения. Размер этих областей на порядок — два меньше размера частиц¹. Границы антифазных областей упорядочения — доменов — представляют собой своеобразный дефект в упорядоченной кристаллической структуре. Не исключено, что они представляют собой области с антиферромагнитным упорядочением [15]. Объем их настолько мал, что рентгеновским путем не удастся заметить здесь неупорядоченную (антиферромагнитную) τ -фазу. Но влияние границ антифазных доменов упорядочения на магнитные свойства может быть большим вследствие взаимодействия ферро- и антиферромагнитных фаз и появления обменной анизотропии. Дополнительная энергия, характеризующая это взаимодействие, может увеличивать суммарную энергию анизотропии сплава и существенно затруднять процессы намагничивания (например, рис. 2, кривая 1). Другими словами, действие антифазных границ подобно в некотором смысле действию «пружин», удерживающих векторы намагничивания в ферромагнитных доменах в исходных состояниях. Поэтому после выключения намагничивающего поля остаточная намагниченность и коэрцитивная сила образцов ничтожны.

После отжига при более высоких температурах растет размер антифазных доменов [8]. Уменьшается роль поверхностных дефектов, к которым могут быть отнесены и границы антифазных доменов упорядочения. Значит уменьшается эффективность «пружин», препятствующих процессам намагничивания. В результате кривые намагничивания идут круче (рис. 2, кривая 2), резко увеличивается остаточная намагниченность. Наблюдаемый при этом рост H_c , возможно, связан с тем, что частицы становятся более однородными в структурном, а следовательно, и в магнитном отношении, т. е. они в какой-то степени приближаются к однородным, однодоменным частицам. Однако, наряду с этим, происходит увеличение размеров частиц τ -фазы и образование в наиболее крупных из них многодоменной структуры. В результате наблюдаемое максимальное значение $H_c \sim 1300$ э (рис. 1) много меньше того, которое можно было бы ожидать для однодоменных частиц ($H_c = \frac{0,96 K}{I_s} \approx 20$ кэ).

В многодоменных частицах τ -фазы, в которых основным процессом намагничивания является процесс смещения границ, указанные выше структурные дефекты могут препятствовать смещению доменных границ и приводить к высокой H_c . Подобная же идея высказывается в работе [15].

Надо иметь в виду особенности кристаллической структуры сплава Мп—Ал при интерпретации магнитных свойств пластически деформированного сплава. Как отмечалось раньше, деформации подвергался сплав после охлаждения его от 1000°С со скоростью $\sim 20^\circ/\text{сек}$. Согласно [16], в этом состоянии образцы содержат в основном зерна τ -фазы с многодоменной структурой и обладают $H_c \sim 600$ э. После деформации H_c увеличивается в несколько раз (до 2—3 кэ). Хотя внут-

¹ На еще более ранних стадиях распада α -фазы [10], до того как на рентгенограммах появляются структурные линии τ -фазы, уже видны сверхструктурные линии этой фазы, соответствующие упорядоченным областям размером ~ 100 А, когерентно связанным с матрицей.

ренние напряжения в деформированном сплаве могут приводить к росту коэрцитивной силы, однако, вследствие малости магнитострикции сплава [12], трудно ожидать, чтобы эта причина целиком объясняла столь резкое увеличение H_c . По-видимому, этот рост связан с изменением кристаллической структуры сплава. Ссылаясь на результаты исследования магнитных свойств порошков сплава Мп—Ал [12], можно полагать, что при деформации происходит частичное разупорядочение τ -фазы и образование немагнитных (а согласно [2, 4] — антиферромагнитных) прослоек. Это может привести к уменьшению эффективного размера зерен τ -фазы и приближению к однодоменности. Однако характер угловой зависимости коэрцитивной силы $H_c(\varphi)$ (рис. 6) указывает, по-видимому, на то, что преобладающая масса зерен τ -фазы имеет многодоменную структуру и основным процессом намагничивания является процесс смещения границ (H_c вдоль оси текстуры меньше, чем поперек). В таком случае увеличение H_c обусловлено, в первую очередь, тем, что возникающие при деформации структурные дефекты создают большие препятствия для смещения границ. Аналогией сплава Мп—Ал в этом состоянии может служить бариевый феррит, высокая коэрцитивная сила которого связана в основном с очень затрудненным процессом смещения доменных границ [17].

Таким образом, магнитные свойства сплава марганец — алюминий определяются не только количеством и размером частиц ферромагнитной τ -фазы, но и сложным изменением кристаллической структуры сплава в результате термообработок или пластической деформации.

В заключение авторы выражают благодарность Л. В. Смирнову за изготовление сплавов Мп—Ал.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kono H. J. J. Phys. Soc. Japan, 1958, 13, 1444.
2. Koch J., Hokkeling P., v. d. Steeg M., de Vos K. J. Appl. Phys., 1960, 31, 759.
3. Köster W., Wachtel E. Zs. Metallkunde, 1960, 51, 271.
4. Campbell P., Julian C. J. Appl. Phys., 1961, 32, 346 S.
5. Ellenkamp, Zijlstra H. Zs. Angew. Phys., 1964, 16, 40.
6. Makino N., Kimura J., Suzuki M. J. Japan Inst. Met., 1964, 28, 483.
7. Kawaguchi T., Nagakura H., Kanuko K. J. Japan Inst. Met., 1964, 28, 384.
8. Магат Л. М., Шур Я. С., Кандаурова Г. С., Макарова Г. М. и Гусельникова Н. И. ФММ, 1967, 23, 226.
9. Bohlmann M. A. J. Appl. Phys., 1962, 33, 1315 S.
10. Магат Л. М., Макарова Г. М. Сб. Упорядочение атомов и его влияние на свойства сплавов, Киев, изд. «Наукова думка», 1967.
11. Шур Я. С., Родионов К. П., Булычев Д. К., Олейник М. И., Магат Л. М., Смирнов Л. В., Кандаурова Г. С. и Быханова Н. Н. ФММ, 1967, 23, 338.
12. Шур Я. С., Кандаурова Г. С., Магат Л. М. и Быханова Н. Н. ФММ, 1966, 22, 39.
13. Kamino K., Kanaguchi T., Nagakura M. IEEE Trans. of Magnetism, 1966, 2, 506.
14. Jacobs J. S., Bean C. P. Cb. „Magnetizm“, 3, 1963, под. ред. G. Rado и H. Shul.
15. Zijlstra H. Zs. Angew. Phys., 1966, 21, 6.
16. Шур Я. С., Кандаурова Г. С. и Гусельникова Н. И. ФММ, 1966, 22, 132.
17. Шур Я. С., Кандаурова Г. С. Сб. Ферриты, Минск, Изд. АН БССР, 1960.

ВОЛЬТАМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МАГНЕТИЗМА МЕТАЛЛОВ

Я. Г. Дорфман

Эффект воздействия магнитного поля на контактный потенциал металла проанализирован в различных предположениях о состоянии электронов проводимости. Рассмотрены результаты экспериментального исследования этого эффекта в железе. Показано, что из опытных данных непосредственно следует, что примерно около 70—100% спинов электронов проводимости железа ориентированы антипараллельно направлению поля и намагниченности металла. Этот прямой вывод из вольтамагнитного эффекта согласуется с косвенными результатами изучения эффективных полей на ядрах.

I

Среди разнообразных эффектов, связанных с воздействием магнитных полей на электроны проводимости в металлах, наибольшее внимание привлекают гальвано- и термомагнитные кинетические эффекты, вызываемые воздействием магнитного поля на гальванический ток или термоток. Значительно менее изучен термодинамический эффект изменения под действием магнитного поля работы выхода электрона (контактного потенциала Вольты) из-за его сравнительной малости (10^{-4} — 10^{-5} в) и трудности измерений. Этот эффект, называемый нами здесь вольтамагнитным, был впервые описан автором и И. К. Киконим в 1930 г. [1]. Экспериментальное исследование вольтамагнитного эффекта было недавно опубликовано (1962) Вольмсли [2], впрочем без упоминания нашей работы. Систематических исследований в этой области до сих пор не имеется. Мы намерены здесь показать, что изучение вольтамагнитного эффекта могло бы пролить свет на некоторые важные вопросы магнетизма электронов проводимости. Одновременно мы проанализируем результаты работы Вольмсли, поскольку они были, по нашему мнению, истолкованы им неправильно.

Известно, что работа выхода электрона из металла в изотермических условиях численно равна $\phi = U - \zeta$ — разности между потенциальной энергией покоящегося электрона в металле U и максимальной кинетической энергией его в том же металле ζ .

Рассмотрим, как должна изменяться работа выхода ϕ при наложении внешнего магнитного поля H в различных случаях (заметим, что поле H действует как внутри, так и в вакууме вне металла).

МОДЕЛЬ I. ЭЛЕКТРОНЫ В МЕТАЛЛЕ ОБРАЗУЮТ ИДЕАЛЬНЫЙ ФЕРМИ-ГАЗ; $T=0$ ВНУТРИ И ВНЕ МЕТАЛЛА

Магнитная восприимчивость идеального ферми-газа, рассчитанная на 1 электрон, $\chi' > 0$. При включении магнитного поля потенциальная энергия электрона внутри металла возрастает по абсолютной величине на $\Delta U_i = \chi' H^2/2$, потенциальная энергия электрона вне металла также возрастает, однако (при $T=0$) на величину $\Delta U_e = \mu H$. Таким образом, разность потенциальных энергий между внутренним и внешним состоянием, равная первоначально U_0 , теперь оказывается равной

$$U = U_0 + \Delta U_i - \Delta U_e = U_0 + \frac{\chi' H^2}{2} - \mu H. \quad (1)$$

Однако при намагничивании электронного газа в металле его максимальная кинетическая энергия должна возрасти на $\Delta \zeta = \mu H$, ввиду того что поле H ориентирует спины некоторого числа электронов параллельно H , переводя их в «верхние» фазовые ячейки. Таким образом, в присутствии H максимальная кинетическая энергия становится равной

$$\zeta = \zeta_0 + \mu H. \quad (2)$$

Новая работа выхода

$$\phi = \phi_0 + \Delta \phi = U - \zeta = \phi_0 + \frac{\chi' H^2}{2} - 2\mu H; \quad (3)$$

$$\Delta \phi = \frac{\chi' H^2}{2} - 2\mu H. \quad (4)$$

Учитывая, что в данном случае $\chi' = 2\mu^2/3\zeta_0$, получаем

$$\Delta \phi = -2\mu H + \frac{\mu^2 H^2}{3\zeta_0}. \quad (5)$$

Обычно второй член во много раз меньше первого и им можно пренебречь.

МОДЕЛЬ II. ЭЛЕКТРОНЫ В МЕТАЛЛЕ ОБРАЗУЮТ ИДЕАЛЬНЫЙ ФЕРМИ-ГАЗ, НО $T > 0$; ПРИ $T \ll \theta$, ГДЕ $3k\theta/2 = \zeta_0$ (T ВНУТРИ И ВНЕ МЕТАЛЛА ОДИНАКОВА)

В этом случае в металле имеется некоторое количество «больцмановских» электронов. Магнитная восприимчивость этого газа равна (в расчете на 1 электрон) $\chi' = 2\mu^2/3kT$, причем $\chi' > 0$. Точно такой же восприимчивостью обладают электроны в вакууме вне металла. Таким образом,

$$U = U_0 + \Delta U_i - \Delta U_e = U_0, \quad (6)$$

поскольку

$$\Delta U_i = \Delta U_e = \frac{\chi' H^2}{2}. \quad (7)$$

Ввиду того, что в металле уже имеются «больцмановские» электроны с неспаренными спинами, то при намагничивании их максимальная кинетическая энергия не меняется, то есть $\Delta \zeta = 0$, откуда следует, что

$$\Delta \phi = 0. \quad (8)$$

На первый взгляд, может показаться, что поскольку при $T=0$ (случай I) $\Delta \phi = 2\mu H$, а при $T > 0$ (случай II) $\Delta \phi = 0$, существует некий разрыв вблизи $T=0$. Необходимо, однако, заметить, что приведенное нами в случае II рассуждение справедливо лишь при $\mu H \ll kT$. Если $\mu H \gg kT$, то при включении поля H происходит переход электронов из фазовых ячеек, лежащих вблизи границы, в еще более высокие ячейки, то есть намагничивание не ограничивается одними лишь «больцмановскими» электронами, а, так сказать, захватывает и более глубокие их слои. Этот процесс приводит, очевидно, к увеличению их кинетической энергии. Таким образом, при понижении T или увеличении H случай II непрерывно приближается к I.

МОДЕЛЬ III. ЭЛЕКТРОНЫ В МЕТАЛЛЕ ПРЕДСТАВЛЯЮТ СОБОЮ ФЕРМИ-ГАЗ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЙ С РЕШЕТКОЙ. $T > 0$, НО $T \ll \theta$, ГДЕ $3k\theta/2 = \zeta_0$; $\mu H \ll kT$; T ОДИНАКОВА ВНУТРИ И ВНЕ МЕТАЛЛА

Магнитная восприимчивость (на 1 электрон) χ' может быть как больше нуля, так и меньше нуля. Потенциальная его энергия внутри

металла изменяется на $\Delta U_i = \pm \chi' H^2/2$ (знак плюс соответствует $\chi' > 0$). Потенциальная энергия вне металла возрастает на $\Delta U_e = \mu^2 H^2/3kT$. Поскольку кинетическая энергия тепловых электронов не изменяется (при $\mu H \ll kT$),

$$\Delta\varphi = -\frac{\mu^2 H^2}{3kT} \pm \frac{\chi' H^2}{2}. \quad (9)$$

В приближении эффективной массы при $m^* \gg m$

$$\chi' = \frac{2\mu^2}{3kT} \left(\frac{m^*}{m} \right); \quad (10)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{\mu^2 H^2}{3kT} \left(1 - \frac{m^*}{m} \right). \quad (11)$$

Напротив, при $m^* \ll m$

$$\chi' = \frac{\mu^2}{kT} \frac{m^*}{m} \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{m}{m^*} \right)^2 \right]; \quad (12)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{\mu^2 H^2}{kT} \left[\frac{1}{3} - \frac{m^*}{m} + \frac{1}{3} \frac{m}{m^*} \right]. \quad (13)$$

Таким образом, изменение вольтамагнитного эффекта может служить источником информации о магнитной восприимчивости χ' электронов проводимости (на 1 электрон) или, точнее, о величине эффективной массы m^* . Несомненный интерес представило бы исследование вольтамагнитного эффекта у переходных неферромагнитных металлов (напр., Sc, Ti, V, Cr, Mn, платиновых и палладиевых металлов). Оно позволило бы отделить парамагнетизм электронов проводимости от магнетизма локализованных d - или f -электронов и проверить современные представления об этих металлах. Такого рода исследований в литературе не имеется до сих пор.

МОДЕЛЬ IV. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ. ЭЛЕКТРОНЫ ПРОВОДИМОСТИ ЧАСТИЧНО УЧАСТВУЮТ В СПОНТАННОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ БЛАГОДАРЯ $s-d$ ИЛИ $s-f$ ОБМЕННУМУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ. $T > 0$, НО $T \ll \theta$, ГДЕ θ — ТОЧКА КЮРИ; $\mu H \ll kT$

Поскольку благодаря наличию взаимодействия вырождение уже снято, кинетическая энергия электронов при наложении внешнего поля H не меняется. Если поле H достаточно сильно, чтобы спонтанная намагниченность металла была ориентирована в направлении поля (магнитное насыщение), то работа выхода электронов проводимости φ должна отличаться от работы в нулевом поле на величину

$$\Delta\varphi = \pm \alpha\mu H - \frac{\mu^2 H^2}{3kT}, \quad (14)$$

где знак плюс соответствует ориентации спинов электронов проводимости параллельно намагниченности металла, то есть параллельно H ; α — доля электронов, участвующих в этой ориентации.

Если магнитное насыщение еще не достигнуто, то, очевидно, $\Delta\varphi$ пропорционально доле элементарных магнитов (d - или f -электронов), ориентированных параллельно полю:

$$\Delta\varphi = \pm \alpha\mu \left(\frac{I}{I_0} \right) H - \frac{\mu^2 H^2}{3kT}, \quad (15)$$

где I — намагниченность металла в поле H , а I_0 — намагниченность насыщения.

II

В описанном нами эксперименте [1] исследовалось влияние H на контактную разность потенциалов Ni—Au при комнатной температуре при $H \approx 2 \cdot 10^4$ э. Изменение φ_{Au} можно считать близким нулю при $\mu H \ll kT$, так как у Au $m^*/m \approx 1$. Хотя нами было обнаружено некоторое изменение контактной разности потенциалов Ni—Au, однако измерить его мы не смогли из-за недостаточной чувствительности установки и побочных эффектов.

В опытах Вольмсли [2] исследовалась контактная разность потенциалов Fe—Cu, где $\Delta\varphi_{Cu}$ также можно считать равной нулю. В этом исследовании была достигнута настолько высокая чувствительность, что удалось измерить изменение контактной разности потенциалов ΔV в интервале магнитных полей от $1,7 \cdot 10^3$ до 10^4 э. Вольмсли отмечает, что под действием поля H на железе возникает **положительный** потенциал. ΔV измерялась на плоском конденсаторе, представлявшем собой пластинку диэлектрика, покрытую с одной стороны тонкой плен-

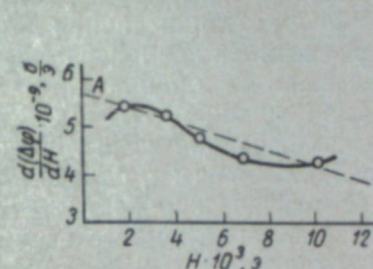


Рис. 1. Экспериментальная кривая по данным Вольмсли [2].

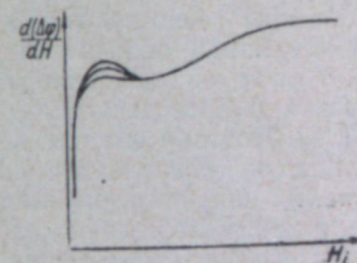


Рис. 2. Приблизительная теоретическая кривая, полученная по формуле (17).

кой Fe, с другой — Cu. Конденсатор располагался так, что плоскость железной пленки была параллельна линиям магнитного поля. Вольмсли ошибочно предполагал, что поле H_i внутри Fe равно внешнему полю H_e , между тем как $H_i = H_e - NI$, где коэффициент размагничивания N зависит от формы контура пленки (напр., для круглой пластинки $N = 2\pi$). Т. о. можно полагать, что истинные внутренние поля H_i в опытах Вольмсли были значительно ниже H_e . Он представил результаты своих опытов графически в виде зависимости $\frac{d(\Delta V)}{dH} = \frac{d(\Delta\varphi)}{dH}$

от H , проведя прямую через экспериментальные точки, смысл которой ему объяснить не удалось. Мы приводим результаты Вольмсли в несколько ином виде, увеличив масштаб ординат (рис. 1). Экспериментальные точки ложатся на плавную кривую. Далее мы попытались проанализировать эти данные в свете теории обменной $s-d$ -модели (модель IV).

Дифференцируя (15) по H , находим

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{dH} = \pm \frac{\alpha\mu}{I_0} \left(I + H \frac{dI}{dH} \right) - \frac{2\mu^2 H}{3kT}. \quad (16)$$

По данным Вольмсли $d(\Delta\varphi)/dH$ имеет порядок величины 10^{-9} в/э, между тем последний член в (16) в условиях эксперимента Вольмсли должен быть порядка 10^{-11} в/э (или даже меньше). Очевидно, последний член относительно ничтожен и может быть в дальнейшем опущен. Кроме того, поскольку железо в опытах Вольмсли приобретает **положительный** потенциал, это означает, что $\Delta\varphi$ должен иметь отрицательный знак, то есть

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{dH} = -\frac{\alpha\mu}{I_0} \left(I + H \frac{dI}{dH} \right). \quad (17)$$

Так как аналитический вид функции $I=f(H)$ не известен, можно построить только приблизительный ход зависимости $d(\Delta\varphi)/dH$ от H по имеющимся табличным данным для различных образцов мягкого железа. Эта зависимость представлена графически на рис. 2. Можно видеть, что зависимость, приведенная на рис. 1, приблизительно соответствует кривой рис. 2 в слабых и средних полях. Последнее неудивительно, поскольку, как уже указывалось, величина истинного поля внутри образца ($H_i = H_s - NI$) значительно слабее внешнего. Для того чтобы определить из экспериментального хода зависимости $d(\Delta\varphi)/dH$ от H значение величины α , надо было бы, согласно (17), иметь экспериментальные данные для достаточно сильных полей (насыщение), когда $I \rightarrow I_s$, а $dI/dH \rightarrow 0$. Из данных Вольмсли такая экстраполяция может быть сделана лишь очень грубо приближенно. Она дает $(4-6) \cdot 10^{-9}$ е/э, откуда $\alpha = 0,7 \div 1,0$.

Следует заметить, что Вольмсли допустил ряд серьезных ошибок при теоретической трактовке своих экспериментальных результатов. Во-первых, он не придал значения отрицательному знаку $\Delta\varphi$ и сделал необоснованный вывод о якобы параллельной ориентации спинов. Во-вторых, не найдя объяснения для экспериментальной зависимости $d(\Delta\varphi)/dH$ от H , он ошибочно приписал значение α ординате точки пересечения A проведенной им прямой с осью ординат ($H=0$) (см. рис. 1 и 2). Поэтому выводы, действительно вытекающие из его опытных данных, не совпадают с выводами, сделанными им в работе [2]. В частности, например, оказывается, что эти фактические результаты не только не подтверждают гипотетической схемы электронного строения металлического железа, предложенной Гудинафом [10], а скорее, наоборот, ее опровергают.

С помощью вольтамагнитного эффекта убедительно доказана «антиферромагнитная» поляризация спинов $4s$ -электронов в Fe. В свое время С. В. Вонсовский и К. Б. Власов [3] пришли к аналогичному предположению из анализа температурного хода намагниченности и величины насыщения. Мы обращали внимание [9] на то, что именно вольтамагнитный эффект позволил бы однозначно проверить предположение, сделанное в [3]. С тех пор уже накоплено много разнообразных экспериментальных данных, которые рассматриваются в качестве свидетельств «антиферромагнетизма» электронов проводимости в Fe. К этому заключению приводят исследования Б. Н. Самойлова и В. В. Скляревского [4] по изучению симметрии β -излучения ядер Au^{198} , In^{114} и Sb^{123} , вкрапленных в металлическое железо. Аналогичный вывод делается из изучения эффективных полей на ядрах, осуществленного либо с помощью эффекта Мессбауэра, либо с помощью ЯМР [5-8].

Но необходимо все же подчеркнуть, что все примененные в работах [4-8] методы информации о состоянии электронов проводимости ферромагнетика получены лишь косвенным путем, через посредство данных о полях, действующих на ядра. Ценность использования вольтамагнитного эффекта состоит именно в том, что он дает непосредственную информацию о поведении самих спинов электронов проводимости. Тем более замечательно, что в случае железа эти результаты прямого и косвенных методов, по-видимому, совпадают.

Результаты Вольмсли нельзя, к сожалению, признать вполне надежными из-за допущенных им ошибок, они требуют тщательной проверки. Но не подлежит сомнению, что изучение вольтамагнитного эффекта на Fe, Co и Ni и на их сплавах могло бы вскрыть ряд весьма интересных особенностей магнетизма их электронов проводимости. Надо ожидать существенных результатов от изучения вольтамагнитного эффекта на редкоземельных ферромагнитных металлах, где электроны проводимости, по-видимому, осуществляют косвенное обменное

взаимодействие между f -оболочками атомов. Безусловно, полезно было бы изучить вольтамагнитный эффект и у некоторых ферромагнетиков.

Мы здесь не рассматривали вольтамагнитный эффект в полупроводниках. Однако изучение этого эффекта у полупроводников могло бы дать сведения о магнитной восприимчивости электронов или дырок в полосе проводимости. В частности, интересной представляется возможность изучения этим путем магнитных свойств электронов проводимости в тончайших пленках, адсорбированных на поверхности металлов.

Резюмируя все вышесказанное, мы приходим к выводу, что экспериментальное изучение вольтамагнитного эффекта заслуживает серьезного внимания, так как оно может пролить свет на ряд особенностей магнитных свойств электронов проводимости в металлах и полупроводниках.

Имеющиеся в литературе первые, пока еще скудные, данные о вольтамагнитном эффекте в ферромагнетиках дают прямое подтверждение информации об «антиферромагнетизме» электронов проводимости в железе, полученной ранее косвенными путями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дорфман Я. Г. и Кикоин И. К. Le Magnétisme. Rapports et discussions du sixième conseil de physique tenu à Bruxelles du 20 au 25 octobre 1930 sous les auspices de L'Institut International de Physique Solvay. Paris (1932), p. 265.
2. Walmsley R. H. Phys. Rev. Letters, 1962, 8, 6, 242.
3. Вонсовский С. В., Власов К. Б. ЖЭТФ, 1953, 25, 3(9), 327.
4. Самойлов В. Н., Скляревский В. В., Степанов Е. П. ЖЭТФ, 1960, 38, 261.
5. Hanna S. S., Haberle J., Perlow G. J., Preston R. S., Vincent D. H. Phys. Rev. Letters, 1960, 4, № 10, 513.
6. Boyle A. J. F., Bunbury D. St. P., Edwards C. Phys. Rev. Letters, 1960, 5, № 12, 553.
7. Stearns M. B., Wilson S. S. Phys. Rev. Letters, 1964, 13, № 9, 313.
8. Overhauser A. W., Stearns M. B. Phys. Rev. Letters, 1964, 13, № 9, 316.
9. Дорфман Я. Г. Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955, стр. 323.
10. Goodenough J. B. Magnetism and the chemical bond, Interscience publ. N. Y.—London, 1963, p. 311.

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В НИКЕЛЕ

Д. И. Волков, Т. М. Козлова

Проведено экспериментальное исследование эффекта Холла, намагниченности и электрического сопротивления в никеле в широком температурном интервале, включающая ферромагнитную ($T < \Theta$) и парамагнитную ($T > \Theta$) области температур, в магнитных полях, соответствующих техническому намагничиванию ($I < I_s$) и парапроцессу ($I > I_s$). Полученные результаты используются для проверки современных теорий по температурной зависимости аномального эффекта Холла в ферромагнитных металлах.

За последнее время появилось большое число теоретических исследований аномального эффекта Холла (АЭХ) в ферромагнитных металлах [1—7]. На основе учета спин-орбитального взаимодействия рассмотрены различные механизмы рассеяния электронов проводимости на спиновой системе, примесях, фононах.

В большинстве экспериментальных работ, посвященных эффекту Холла, проверка выводов теории проводится по результатам, полученным для области технического намагничивания ферромагнетиков. Между тем, как показано в отдельных экспериментальных работах [8], более полные сведения об аномальном эффекте Холла могут быть получены, когда исследования этого эффекта проводятся в области технического и истинного намагничивания, включая область температур, близкую к точке Кюри, и парамагнитное состояние. Как известно, подобные исследования на чистых ферромагнитных металлах до сих пор не проводились. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования эффекта Холла в чистом никеле ($\frac{\rho_{293^\circ\text{K}}}{\rho_{4,2^\circ\text{K}}} = 138$)

в области температур от комнатных до $T \cong 793^\circ\text{K}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. На рис. 1 показана зависимость приведенной и рассчитанной на единицу плотности тока э. д. с. Холла E от намагниченности I при температуре $341,6^\circ\text{C}$ (точка Кюри $\Theta = 358,4^\circ\text{C}$). Как видно, зависимость $E(I)$ в широком интервале изменения намагниченности имеет довольно сложный вид. Между тем на кривой $E(I)$ могут быть выделены два участка, соответствующие области технического намагничивания ($I < I_s$) и области парапроцесса ($I > I_s$; I_s при данной температуре равна $182,5 \text{ гс}$), где E от I изменяется по линейному закону.

Нелинейная зависимость $E(I)$ может внести существенные ошибки в определение аномальной постоянной Холла R_s , если последнюю определять, как это обычно делается, из соотношения $R_s = E/I_s$. Поэтому постоянная Холла, соответствующая области технического намагничивания, была определена нами из соотношения $R_s = (dE/dI)_{I=0}$, а для области парапроцесса — из соотношения

$$R_l = \left(\frac{dE}{dI} \right)_{I=I_s} \quad (1)$$

Следовательно, общее выражение для э. д. с. Холла может быть представлено в виде:

$$E = R_s I + R_l I_l + R_0 H, \quad (2)$$

где R_0 — обычная постоянная Холла; I_l — намагниченность, обусловленная парапроцессом ($I_l = \chi_p H$, χ_p — восприимчивость парапроцесса).

С целью выяснения отклонения зависимости $E(I)$ от линейной была проведена оценка члена $R_0 H$, обусловленного влиянием на аномальный эффект Холла обыкновенного эффекта, связанного с действием силы Лоренца на носители тока. Постоянная Холла R_0 никеля определялась нами по измерениям в парамагнитной области и

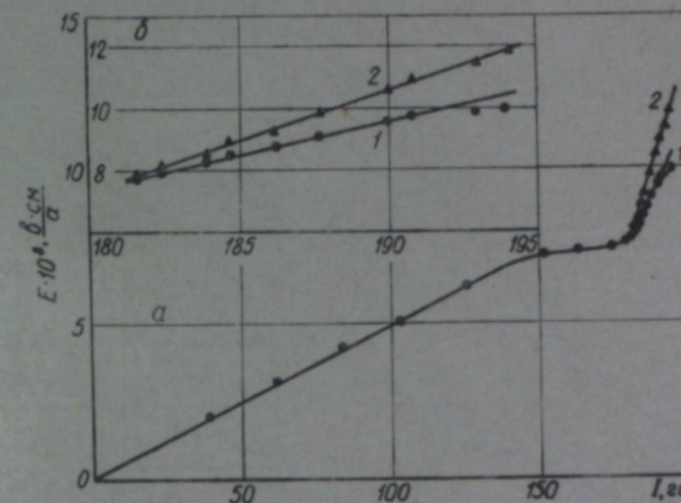


Рис. 1. а — зависимость э. д. с. Холла E от намагниченности I при $T = 341,6^\circ\text{C}$; б — то же для области парапроцесса.

оказалась равной $-7 \cdot 10^{-13} \text{ в} \cdot \text{см/а} \cdot \text{э}$. Указанное значение R_0 оказывается близким к значению, полученному в работе [9] в области низких температур $R_0 = -6,4 \cdot 10^{-13} \text{ в} \cdot \text{см/а} \cdot \text{э}$. Это указывает, очевидно, на то, что R_0 не имеет сильной зависимости от температуры, и поэтому для оценки влияния члена $R_0 H$ можно использовать величину R_0 , полученную из парамагнитной области. Проведенная таким способом оценка $R_0 H$ показала, что ход кривой $E(I)$ при этом практически не изменяется. Как видно непосредственно из равенства (2), в области парапроцесса должно выполняться соотношение

$$\frac{dE}{dH} = R_0 + R_l \frac{dI}{dH} \quad (3)$$

Следовательно, если провести графическое дифференцирование экспериментально полученных кривых $E(H)$ и $I(H)$ в области парапроцесса, то из (3) можно получить значения R_0 . Очевидно, что при методе графического дифференцирования могут быть получены лишь значения R_0 для грубой оценки этой величины. Указанный метод был использован при анализе ряда кривых $E(H)$ и $I(H)$ вблизи точки Кюри, в частности, для $T = 341,6^\circ\text{C}$, при этом получено значение $R_0 = +9 \cdot 10^{-12} \text{ в} \cdot \text{см/а} \cdot \text{э}$. На рис. 1 приведены значения э. д. с. Холла (отмечены треугольником) с учетом члена $R_0 H$, где для R_0 взята величина R_0 , полученная указанным графическим способом. Видно, что общий ход кривой $E(I)$ не изменяется, возрастает лишь несколько наклон в области насыщения, что приводит к увеличению численного коэффициента R_l при данной температуре; при этом величина постоянной Холла, определенная в области технического намагничивания, R_s остается неизменной. Аналогичная картина наблюдается при других температурах.

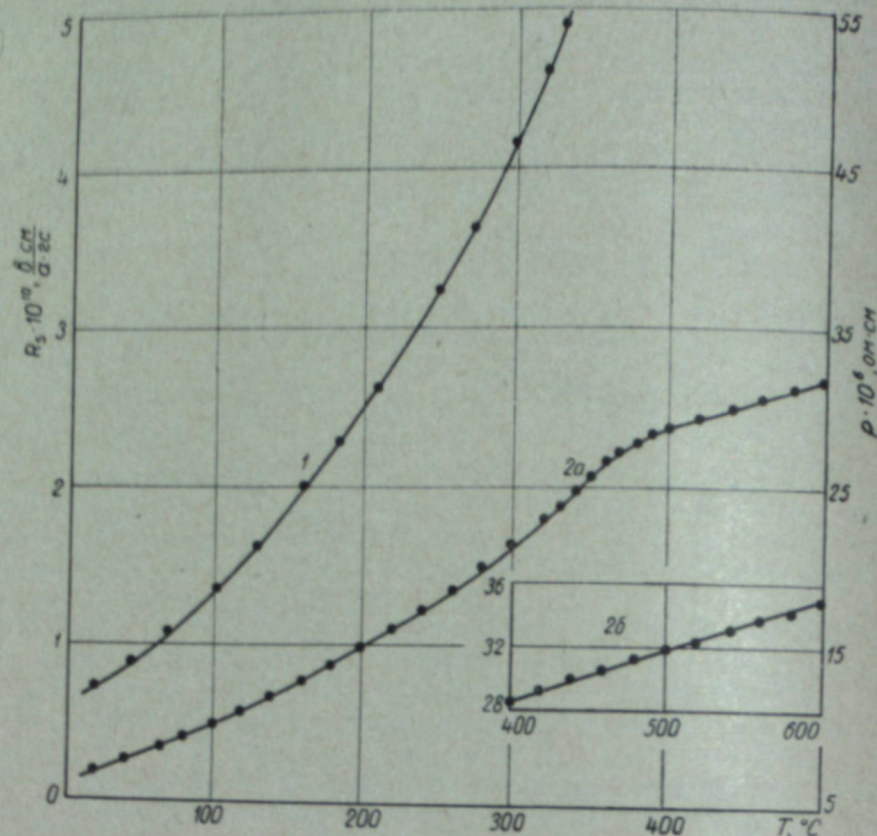


Рис. 2. Температурная зависимость аномальной константы Холла R_s (кривая 1) и удельного электросопротивления ρ (кривые 2).

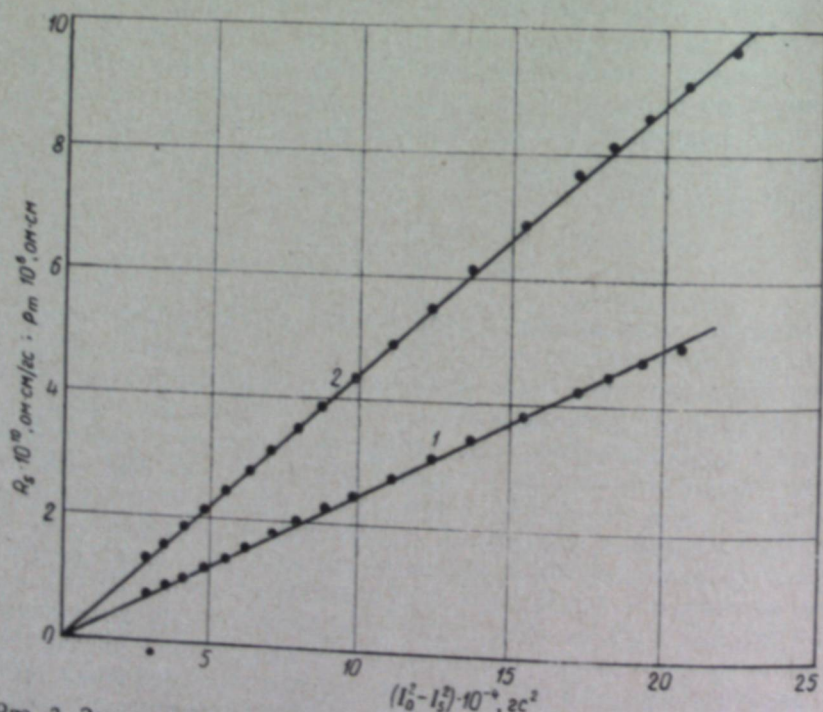


Рис. 3. Зависимость от величины $(I_0^2 - I_s^2) \cdot 10^{-4}$, A^2/cm^2 аномальной константы Холла R_s (кривая 1), магнитного сопротивления ρ_m (кривая 2).

На рис. 2 приведены результаты исследования температурной зависимости константы Холла R_s от комнатной температуры до 330°C (кривая 1) и сопротивления ρ (кривая 2) от комнатной температуры до 600°C . Вблизи температуры Кюри определение R_s затруднено из-за влияния парапроцесса. Получена также температурная зависимость спонтанной намагниченности I_s никеля, которая в области,

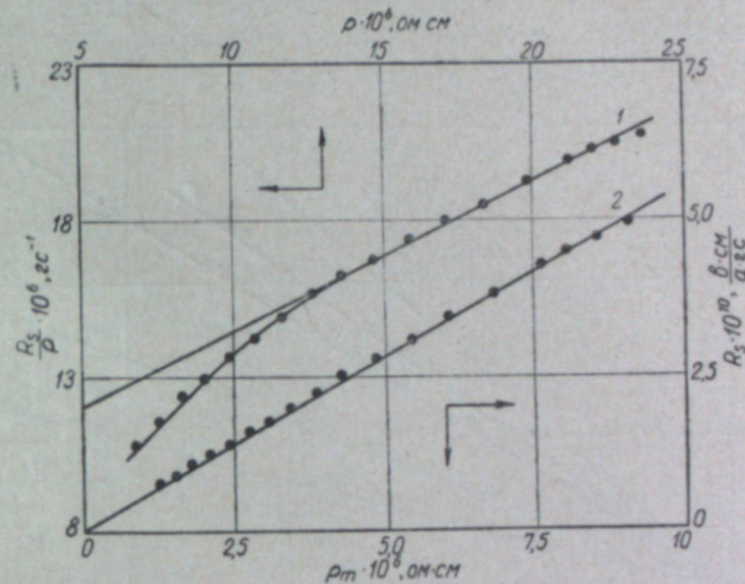


Рис. 4. Зависимость величины R_s/ρ от полного сопротивления ρ (кривая 1). Зависимость константы Холла R_s от магнитной части сопротивления ρ_m (кривая 2).

сравнительно далекой от точки Кюри, определялась экстраполяцией кривых намагничивания $I(H)$ к $H=0$, вблизи температуры Кюри — известным методом термодинамических коэффициентов [10].

По зависимости $\rho(T)$ известным графическим методом была выделена магнитная часть электрического сопротивления ρ_m , связанная с рассеянием электронов проводимости на неоднородностях спиновой системы; в согласии с теорией, ρ_m оказывается пропорциональным квадрату спонтанной намагниченности (рис. 3, кривая 2). На том же рисунке (кривая 1) показана зависимость константы АЭХ R_s от квадрата спонтанной намагниченности. В той области температур (до $\sim 300^\circ\text{C}$), где R_s пропорциональна I_s^2 , выполняется пропорциональная зависимость R_s от магнитного сопротивления ρ_m (рис. 4, кривая 2); наблюдается отклонение при приближении к температуре Кюри. Связь R_s с полным электрическим сопротивлением ρ в виде

$$R_s = a\rho + b\rho^2 \quad (4)$$

представлена на рис. 4 (кривая 1). Как видно, указанная зависимость $R_s(\rho)$ выполняется в ограниченном интервале температур. По-видимому, никель является не очень подходящим объектом для изучения связи R_s с полным сопротивлением. В самом деле, сравнительно невысокая точка Кюри ($358,4^\circ\text{C}$) и высокая температура Дебая ($\sim 100^\circ\text{C}$) ограничивают температурный интервал, в котором должно выполняться теоретически полученное соотношение (4).

Кроме того, была получена зависимость константы АЭХ R_s никеля от температуры в явном виде способом, описанным в работе авторов [11]. Во всем исследованном интервале температур R_s описывается выражением

$$R_s = b_0 + b_1T + b_2T^2, \quad (5)$$

где коэффициенты b_0, b_1, b_2 не зависят от температуры исследования.

2. Эффект Холла в начальной области магнитного насыщения был нами исследован в окрестности температуры Кюри, где, как известно, парапроцесс начинается в достаточно слабых полях. На рис. 5 показана зависимость величины поля Холла, соответствующего парапроцессу $(E-E_s)$, от намагниченности парапроцесса $(I-I_s)$ при некоторых температурах. Здесь E, I — измеренные экспериментально поле Холла и намагниченность; E_s, I_s — спонтанное поле Холла, спонтанная намагниченность при данных температурах. Видно, что постоянная R_i

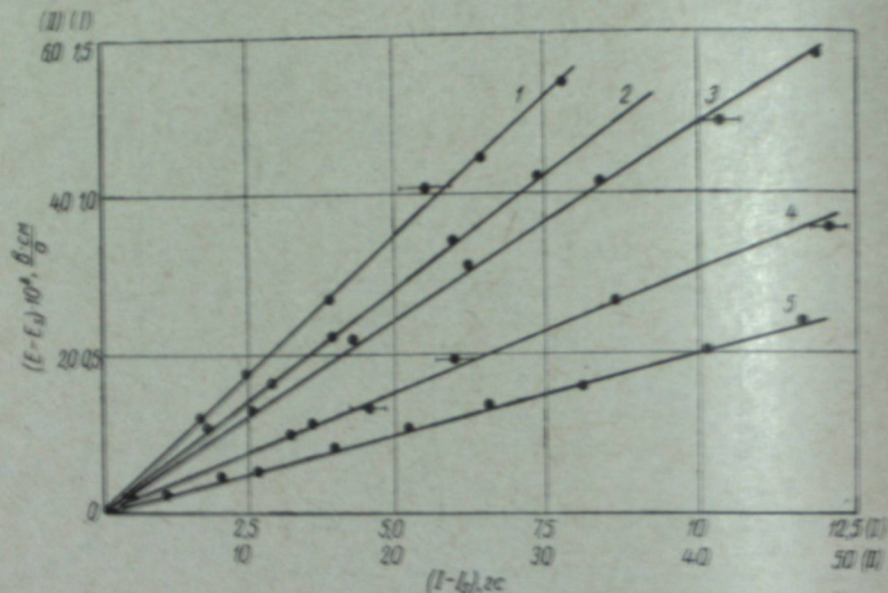


Рис. 5. Зависимость величины $(E-E_s)$ от намагниченности $(I-I_s)$ в области парапроцесса при температурах: 1—348,7; 2—351,8; 3—353; 4—356,1; 5—357,9° К (1—4 — в масштабе I; 5 — в масштабе II).

падает с температурой, причем, как следует из рис. 6, падение с температурой происходит пропорционально квадрату спонтанной намагниченности. Прямые 1 и 2 дают соответственно значения парапроцессной константы АЭХ R_i , определенной по непосредственно измеренным значениям поля Холла E и по значениям поля Холла, полученным после поправки на величину обыкновенного эффекта Холла R_0/H . Обе прямые экстраполируются на $I_s = 0$ к значению $R_i = -5 \cdot 10^{-10}$ в·см/а·эс, что соответствует значению постоянной АЭХ R_s вблизи температуры Кюри ($R_s = -5 \cdot 10^{-10}$ в·см/а·эс) и значению постоянной АЭХ в парамагнитной области R_p ($R_p = -5 \cdot 10^{-10}$ в·см/а·эс). Таким образом, эта зависимость может быть представлена в виде

$$R_i = R_p + a I_s^2. \quad (6)$$

3. Исследование эффекта Холла в парамагнитной области температур было проведено в интервале от парамагнитной точки Кюри ($\Theta_K = 372^\circ \text{C}$) до $T = 520^\circ \text{C}$.

В парамагнитной области, где восприимчивость χ не зависит от поля $H, I = \chi H$, э. д. с. Холла может быть представлена в виде

$$E = R_0 H + R_p I = (R_0 + R_p \chi) H. \quad (7)$$

Во всем исследованном интервале температур зависимость $E(H)$ при фиксированной температуре действительно оказывается прямолиней-

ной. Из равенства (7) следует, что величина dE/dH должна удовлетворять соотношению

$$(dE/dH)_T = R_0 + R_p \chi(T). \quad (8)$$

Как видно из рис. 7, величина $(dE/dH)_T$, действительно, пропорционально меняется с восприимчивостью χ , что свидетельствует о независимости постоянной R_0 и R_p от температуры в исследованном интервале температур. Экстраполяция к $\chi = 0$ и тангенс угла наклона прямой $\frac{dE}{dH}(\chi)$ дают соответственно значения постоянных R_0 и R_p . При этом для никеля получены следующие значения:

$$R_0 = -7 \cdot 10^{-13} \text{ в} \cdot \text{см/а} \cdot \text{э}; R_p = -5 \cdot 10^{-10} \text{ в} \cdot \text{см/а} \cdot \text{эс}.$$

Из опытных данных, как уже было указано, следует, что аномальная постоянная Холла R_s никеля связана со спонтанной намагниченностью I_s . При изменении I_s с температурой постоянная R_s изменяется пропорционально I_s^2 . Наличие этой зависимости приводит тем са-

мым к тому, что аномальная постоянная Холла как функция магнитной части сопротивления R_m оказывается линейной. Аналогичная зависимость была получена в теории Ирхина и Абельского [3], Кагана и Максимова [4], учитывающих при наличии спин-орбитального взаимодействия рассеяние электронов проводимости на спиновой системе. Поскольку между опытными данными и теорией наблюдается качественное согласие, можно полагать, что существенный вклад в аномальное поле Холла в никеле вносит рассеяние электронов проводимости на спиновой системе. Неясным здесь остается, однако, то обстоятельство, что зависимость R_s от I_s^2 , получаемая из опыта, имеет место достаточно далеко от точки Кюри и нарушается вблизи температуры Кюри, где, как следовало бы ожидать, должно иметь место лучшее согласие с теорией, поскольку последняя исходит из приближения молекулярного поля.

Качественным подтверждением того, что вклад в аномальное поле Холла в никеле дает рассеяние на спиновой системе, является также и то, что постоянная Холла в парамагнитной области остается приблизительно постоянной. Следует между тем заметить, что для выяснения вопроса о независимости постоянной R_p от температуры исследование в парамагнитной области необходимо было бы провести в области температур $T \gg \Theta$. Очевидно, если бы вклад в аномальное поле Холла был связан лишь с рассеянием на спиновой системе, то при истинном намагничивании должно было бы наблюдаться уменьшение аномальной постоянной Холла. Однако исследования аномального эффекта Холла в никеле в области парапроцесса вблизи температуры

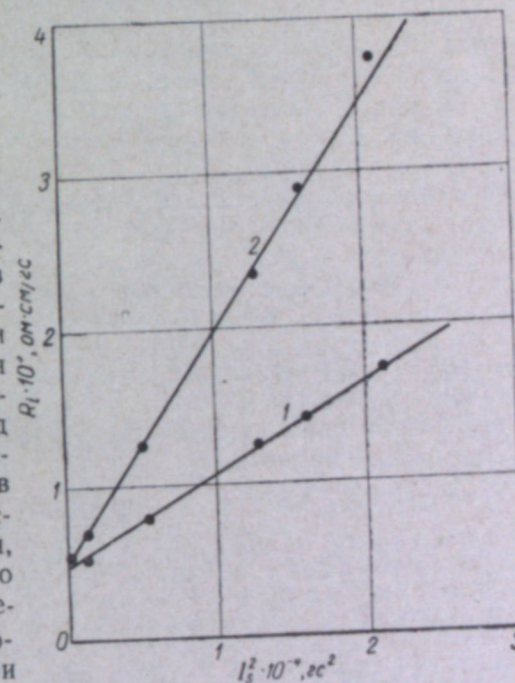


Рис. 6. Зависимость аномальной константы Холла в области парапроцесса R_i от квадрата спонтанной намагниченности I_s^2 (кривая 1) и с учетом поправки $R_0 H$ (кривая 2).

Кюри, как сказано, показали, что аномальная постоянная Холла для парапроцесса R_i оказывается заметно больше величины R_s , определенной ниже магнитного насыщения. Согласно Кондорскому [12, 13], это обусловлено тем, что наряду с рассеянием на спиновой системе в

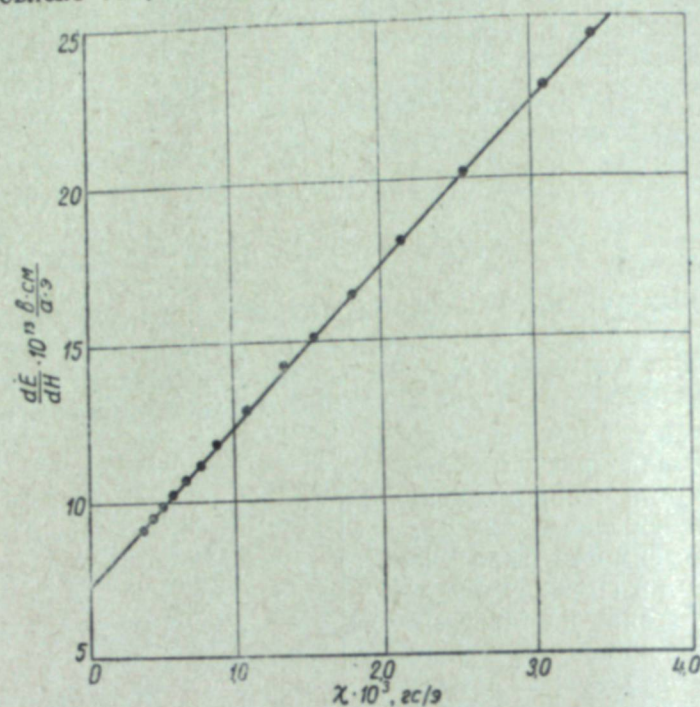


Рис. 7. Зависимость величины (dE/dH) от восприимчивости χ в парамагнитной области температур.

аномальный эффект Холла существенный вклад дает и рассеяние на фонах. При этом фонная и магнитная части аномальной постоянной Холла оказываются сравнимыми по абсолютной величине, но имеют разные знаки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ирхин Ю. П., Шавров В. Г. ЖЭТФ, 1962, 42, 1233.
2. Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1963, 45, 511.
3. Абельский Ш. Ш., Ирхин Ю. П. ФТТ, 1964, 6, 1635.
4. Каган Ю. М., Максимов Л. А. ФТТ, 1965, 7, 530.
5. Гуревич Л. Э., Ясневич И. Н. ФТТ, 1962, 4, 2854; 1963, 5, 2620.
6. Волошинский А. Н. ФММ, 1964, 18, 492; 1964, 18, 10.
7. Ирхин Ю. П., Пустовалов В. Г. ФТТ, 1966, 8, 439.
8. Волков Д. И. и Козлова Т. М. ФММ, 1965, 20, 355.
9. Fawcett E., Reed W. A. Phys. Rev., 1963, 131, 2463.
10. Белов К. П. Магнитные превращения, М., 1959.
11. Волков Д. И., Козлова Т. М. ЖЭТФ, 1965, 48, 65.
12. Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1965, 48, 506.
13. Кондорский Е. И. ФММ, 1966, 22, 168.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ УДЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ В ГОРЯЧЕКАТАНОЙ ТРАНСФОРМАТОРНОЙ СТАЛИ

В. В. Дружинин, Ю. А. Лазарев, А. А. Кожуров, А. А. Воронина

Магнитные характеристики различных листов и партий горячекатаной трансформаторной стали заметно неоднородны. Первое исследование полистной неоднородности удельных потерь на большом количестве листов в промышленных партиях стали было проведено Р. И. Янусом [1] с помощью целоголистного аппарата [2], и полученные зависимости оказались близкими к нормальному распределению [3].

Учитывая значительную неоднородность магнитных характеристик стали, в существующих стандартах была изменена методика отбора контрольных листов при оценке свойств стали. Вместо 4 листов от каждой стопы отбирается по 1 листу от тонны стали, когда же вес партии достигает 7—8 т, число контрольных листов увеличивается вдвое.

Для оценки магнитных характеристик в контрольных листах производится определение коэрцитивной силы [4]; для окончательной оценки магнитных характеристик отбирается 4 листа, 2 из которых имеют наибольшую, а 2 наименьшую коэрцитивную силу.

При такой системе оценки значительная разность в удельных потерях между партиями обусловлена поплавоочной и внутриплавочной неоднородностью. Поплавоочная неоднородность определяется различием химического состава, а внутриплавочная — неодинаковыми условиями проката и отжига. В настоящей работе исследовалось одновременное действие этих факторов на изменение удельных потерь, для чего был применен статистический метод обработки большого количества промышленных партий стали (2500 партий).

Для каждой партии стали фиксировались 4 элемента, наиболее влияющие на удельные потери: кремний, алюминий, сера и углерод в слитке; из факторов прокатки и отжига были взяты 3 показателя: фактическая толщина листов (или их вес Q); максимальная разность коэрцитивной силы 7—8 контрольных листов, характеризующая одновременно условия прокатки и отжига ΔH_c ; степень волнистости и коробоватости (сумма высот волн по длинной и короткой сторонам короба Σh). Пределы изменения каждого показателя (за исключением ΔH_c) обуславливаются технологическими инструкциями и ГОСТом (см. табл. 1).

В рассматриваемом нами случае удельные потери являлись функцией 7 показателей:

$$P_{15/50} = f(\text{Si, Al, S, C, } Q, \Delta H_c, \Sigma h).$$

Для изучения влияния каждого из них составлялись таблицы корреляционной зависимости, на основе которых устанавливалась корреляционная связь между удельными потерями и изучаемым показателем.

Значения коэффициентов корреляции r , характеризующих линейную зависимость, и корреляционных отношений η , учитывающих более сложную зависимость, получились близкими между собой [5] (для Si: $\eta=0,32$, $r=0,28$; для C: $\eta=0,16$, $r=0,13$; для Q: $\eta=0,26$, $r=0,24$ и т. д.).

Учитывая, что изменение удельных потерь, вызванное каждым показателем, составляет менее 10% от общих потерь, а каждый показатель изменяется в небольших строгих ограниченных пределах, и принимая во внимание близость значений r и η , с помощью метода наименьших квадратов построили уравнения линий регрессии:

$$P_{15/50} = a_1 Si + b_1; P_{15/50} = a_2 C + B_2 \text{ и т. д.,}$$

по которым оценивалась степень полезности или вредности изучаемых показателей. По коэффициенту корреляции оценивалась достоверность получаемой зависимости [6]. Так, при коэффициенте корреляции $r=0,14$ необходимое число испытаний должно быть более 800, что у нас всегда выполнялось. Только в случае зависимости $P_{15/50} - \Sigma h$ значение r было менее 0,1, тогда и фактическое число испытаний было несколько меньше необходимого.

Кроме двойных зависимостей ($P_{15/50} \rightarrow Si$ и т. д.) определялось суммарное действие всех показателей на удельные потери.

Исследованию подвергалась горячекатаная трансформаторная сталь марок Э41—Э43 толщиной листа 0,5 мм, выплавляемая в электрических печах. Анализ удельных потерь проводился при индукции 1,5 тл ($P_{15/50}$) как основной характеристики по ГОСТ 802—58.

Таблица 1

Показатель	Пределы изменения		$\Delta P_{15/50} = P_{\max} - P_{\min}, \text{ вт/кг}$	Коэффициент корреляции
	минимальные	максимальные		
Si, %	3,70—3,80	4,21—4,30	—0,18	—0,28
Al, %	0,05	>0,11	—0,11	—0,23
S, %	0,002	0,006—0,007	+0,07	+0,14
C, %	0,06	>0,11	+0,09	+0,13
Q, кг	7900	9000		
(толщина листов, мм)	(0,46)	(0,54)	+0,14	+0,24
ΔH_c (деления прибора)	0—5	25—30	+0,12	+0,24
Σh	11—20	60—70	+0,04	+0,05

Корреляционная зависимость для $P_{15/50} - Si$ представлена в табл. 2, а на рис. 1 показана линия регрессии. Из всех точек только одна при 3,75% Si заметно отходит от прямой линии, среднее значение которой было найдено путем определения $P_{15/50}$ только 4 стоп, что не могло существенно сказаться на наклоне линии регрессии. Основное количество испытаний приходится на 3 предела содержания кремния: 3,91—4,00; 4,01—4,10 и 4,11—4,20. Эти точки и определяют наклон прямой линии.

Для зависимостей $P_{15/50} - C$ и $P_{15/50} - Q$ это явление тоже имеет место (см. рис. 1).

На основании линий регрессии была определена разность удельных потерь $\Delta P_{15/50}$ при изменении пределов внутри каждого показателя от наименьшего до наибольшего.

Для 2500 стоп стали значения $\Delta P_{15/50}$ выявлены статистической обработкой (см. табл. 1). Из рассматриваемых 7 показателей только 2 (Si и Al) являются полезными, остальные показатели относятся к категории вредных.

Из химических элементов Si, Al, S и C в указанных пределах изменения наибольшее влияние на $P_{15/50}$ оказывает кремний ($\Delta P_{15/50} = 0,18 \text{ вт/кг}$).

Таблица 2

$P_{15/50}, \text{ вт/кг}$	Si, %					
	до 3,80	3,81—3,90	3,91—4,00	4,01—4,10	4,11—4,20	4,21—4,30
До 2,70	—	—	—	—	9	2
2,71—2,80	—	1	3	35	53	20
2,81—2,90	1	5	39	106	115	26
2,91—3,00	2	10	40	87	73	17
3,01—3,10	1	11	31	42	29	4
3,11—3,20	—	—	9	14	5	3
3,21—3,30	—	1	5	3	3	—
3,31—3,40	—	—	4	5	—	1
3,41—3,50	—	—	—	1	—	—
Всего	4	28	131	293	287	73
$P_{15/50}, \text{ вт/кг}$ (среднее значение)	2,95	2,975	2,976	2,925	2,88	2,873

Влияние углерода в слитке, алюминия и серы по отдельности получилось примерно в 2 раза меньше. При изучении зависимости удельных потерь по углероду лучше было бы определять содержание углерода не в слитке, а в листах после отжига. Но систематический контроль углерода в листах после отжига отсутствует. Однако, благодаря корреляции между углеродом в слитке и листах после отжига, изучаемая зависимость $P_{15/50} - C$ может быть принята. Изменение толщины листов с 0,54 до 0,46 мм приводит к снижению удельных потерь на 0,14 вт/кг.

Неоднородность ΔH_c имеет большее значение, чем такие элементы, как Al, S и C. Неоднородность коэрцитивной силы в пределах одной стопы зависит от неодинаковой коэрцитивной силы в листах одного и разных пакетов, изменения коэрцитивной силы по высоте отжигаемой стопы—в средней части стопы из-за худшего прогрева H_c больше, чем вверху и внизу стопы.

Влияние волнистости и коробоватости на удельные потери при такой обработке получилось меньше, чем остальных 6 показателей. Но здесь необходимо отметить, что удельные потери измерялись в полулистах, которые устанавливались в соленоиды с достаточно большой высотой. Если бы листы, обладающие заметной волнистостью и коробоватостью, перед измерением подвергнуть принудительному выпрямлению, то вредное влияние волнистости было бы значительно больше, чем от изменения толщины листов.

Далее устанавливалась корреляционная связь между всеми показателями. Зависимость между любой парой элементов химического состава (Si, Al, C и S) оказалась незначительной, что видно из следующих данных.

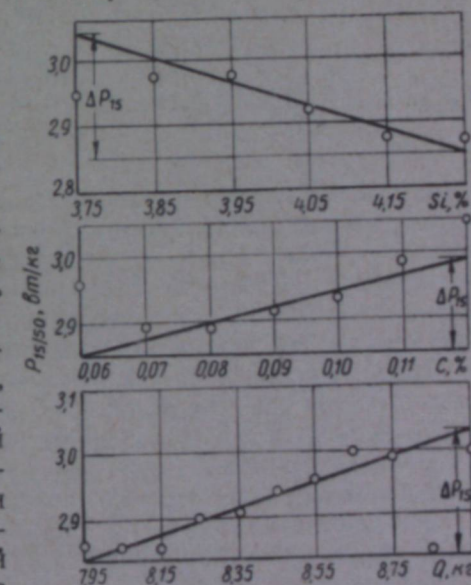


Рис. 1. Линии регрессии для зависимостей $P_{15/50} - Si$, $P_{15/50} - C$ и $P_{15/50} - Q$.

Химические элементы	C—Si	C—Al	C—S	Si—Al	Si—S	Al—S
Коэффициент корреляции	+0,09	+0,01	-0,03	+0,08	-0,07	+0,04

Наибольший коэффициент корреляции получился для C—Si и Si—Al.

Рассмотрим теперь зависимость ΔH_c от содержания любого из четырех элементов. В этом случае коэффициент корреляции получился малым ($r_{\Delta H_c-Si} = 0,04$; $r_{\Delta H_c-Al} = 0,03$). Затем рассмотрим зависимость между $P_{15/50}$ и одним из показателей химического состава при фиксированных значениях какого-либо другого показателя.

Например, зависимость $P_{15/50}$ —Si при фиксированных значениях алюминия и зависимость $P_{15/50}$ —Al при фиксированных значениях кремния (табл. 3).

Таблица 3

Al, %	Si, %					r	$\Delta P_{15/50}$
	3,80—3,89	3,90—3,99	4,00—4,09	4,10—4,19	4,20—4,29		
0,05	3,09	3,00	2,93	2,86	2,78	-0,44	0,37
0,06	3,04	2,95	2,89	2,87	2,83	-0,28	0,19
0,07	2,97	2,92	2,87	2,84	2,81	-0,28	0,18
0,08	2,95	2,89	2,84	2,81	2,79	-0,28	0,16
0,09	2,89	2,87	2,85	2,79	2,78	-0,34	0,21
0,10	—	2,88	2,81	2,81	2,78	-0,20	0,12
0,11	—	—	—	—	—	—	—
0,12	—	2,88	2,83	2,79	2,76	-0,37	0,19
r	-0,51	-0,24	-0,22	-0,26	-0,14	—	—
$\Delta P_{15/50}$	0,31	0,12	0,10	0,13	0,06	—	—

Из табл. 3 видно, что наибольшие коэффициенты корреляции получились при наиболее неблагоприятных пределах второго элемента состава. Так, для $P_{15/50}$ —Al коэффициент корреляции при Si=3,80—3,89 соответствует 0,51, при Si=3,90—4,19 (наибольшее количество плавок) — 0,22—0,26 и при содержании кремния более 4,20% — 0,14. Объясняется это тем, что основная роль кремния и алюминия сводится к укрупнению зерна в стали, а связь между величиной зерна и значением $P_{15/50}$ очень жесткая ($r=0,7-0,8$).

При малом содержании кремния роль алюминия в укрупнении зерна проявляется более сильно, при большем содержании кремния (когда кремний сам значительно укрупняет зерно) — более слабо.

Необходимо отметить, что количество плавок с Si=3,80—3,89, где коэффициент корреляции заметно отличается от остальных значений, составляет всего 4%.

Для изучения совместного влияния всех 7 показателей на удельные потери каждый показатель с учетом табл. 2 был разделен на группы таким образом, что при переходе от одной группы к следующей изменение потерь по прямой регрессии составляло $0,02 \pm 0,005$ вт/кг.

Например, содержание алюминия в подавляющем большинстве стоп (90%) заключается между 0,06 и 0,09%. Исходя из этого, стопам стали по алюминию были присвоены следующие баллы.

Содержание алюминия	<0,06	0,07	0,08	>0,09%
Баллы	1	2	3	4

По кремнию, в соответствии с табл. 2 и рис. 1, стопам с наименьшим содержанием Si соответствовал 1 балл, а с наибольшим — 9 баллов. Затем для каждой стопы подсчитывалось общее число баллов по всем 7 показателям.

Естественно, что в стопах стали с наименьшим числом баллов было малое содержание кремния и алюминия, большое содержание серы и углерода, толщина листов была на верхнем допуске, значительная неоднородность по коэрцитивной силе, большая волнистость и коробатость.

Для стоп с наибольшим числом баллов показатели должны соответствовать лучшим условиям. Количество баллов в исследуемых нами стопах колебалось от 10 до 26.

По таблице корреляционной зависимости $P_{15/50}$ — баллы было определено среднее значение удельных потерь, соответствующее каждой сумме баллов (рис. 2).

По расположению точек с большим основанием можно говорить о линейной зависимости $P_{15/50}$ — баллы (за исключением 12—15 стоп с малыми баллами). Коэффициент корреляции в этом случае повысился до 0,55.

Рис. 2 иллюстрирует влияние всех 7 показателей на удельные потери. Кривые 1 и 2 соответственно относятся к двум смежным периодам работы завода, причем прямая регрессия за второй период идет несколько ниже прямой за первый период. Во второй период было произведено некоторое повышение температуры отжига стали (на 15°), которое и дало снижение потерь до 0,05 вт/кг. Однако совместное изменение $P_{15/50}$ от 7 показателей получилось почти одинаковым за оба периода — 0,33 вт/кг.

Изменение количественных показателей завода по линиям регрессии можно проводить еще следующим образом.

Количество стоп с одинаковыми баллами за разные промежутки времени меняется. Для примера приведем данные по количеству стоп с разными баллами за промежутки времени, указанные на рис. 2 (табл. 4). Если произвести расчет средних удельных потерь за второй

Таблица 4

Период времени	Количество стоп с баллами																
	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
Первый	4	2	13	14	24	47	57	66	104	128	112	74	76	45	33	18	3
Второй	—	1	6	8	16	30	56	69	100	129	127	122	102	71	43	13	16

период, то за счет увеличенного количества стоп с баллами 20—27 по отношению к первому периоду снижение средних потерь составит 0,02 вт/кг.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Применение регрессивного и корреляционного методов статистического анализа электромагнитных свойств стали позволило установить степень полезности или вредности технологических показателей,

создающих неоднородность удельных потерь горячекатаной трансформаторной стали.

2. Коэффициент корреляции между удельными потерями и каждым из рассматриваемых показателей колеблется от 0,05 до 0,28.

3. При совместном влиянии всех показателей на удельные потери коэффициент корреляции увеличивается до 0,55.

4. Для дальнейшего повышения коэффициента корреляции до 0,7—0,8 необходимо включение дополнительного количества показателей (большого количества химических элементов, углерода в листах, величину текстуры и т. п.), влияющих на удельные потери горячекатаной стали, а также дальнейшее совершенствование методов оценки электромагнитных свойств в отдельных партиях стали.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И. ФММ, 1955, 1, 101.
2. Соколов А. Д. и Янус Р. И. ФММ, 1955, 1, 110.
3. Янус Р. И., Вонсовский С. В. Вестник электропромышленности, 1938, 12, 28.
4. Янус Р. И., Фридман Л. Х., Дрожжина В. И. Заводская лаборатория, 1955, № 10, 1193.
5. Длин А. М. Математическая статистика в технике, М., изд. «Советская наука», 1958.
6. Леонтьев Н. А. Техника статистических вычислений, М., 1961.

МАГНИТОСТРИКЦИЯ ЖЕЛЕЗОКРЕМНИСТЫХ И ЖЕЛЕЗНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Ф. Н. Дунаев, А. В. Маргарян

Усовершенствована методика измерения магнитострикции с помощью механического рычага. Проведено сравнение двух методов определения констант магнитострикции из измерений магнитострикций поликристаллических образцов. Получены значения констант магнитострикции низкокремнистых сплавов.

Магнитострикция играет весьма существенную роль в процессах технического намагничивания, особенно в случае магнитномягких ферромагнетиков, где магнитоупругая энергия может определять весь ход процессов смещения доменных стенок. Четность эффекта магнитострикции позволяет определить относительную роль тех или иных процессов на различных этапах намагничивания. Знание магнитострикции насыщения дает возможность рассчитать исходное распределение магнитных фаз и определить исходную магнитную структуру.

В большинстве случаев мы имеем дело с поликристаллическими ферромагнетиками. Но во всех случаях (при расчете магнитоупругой энергии, определении относительной роли различных процессов намагничивания, расчете исходной магнитной текстуры, определении типа и величины магнитной текстуры, возникающей под воздействием внешних упругих напряжений, и т. п.) необходимо знать не только магнитострикцию данного поликристаллического образца, но и константы магнитострикции материала образца.

Определение констант магнитострикции на монокристаллах во многих случаях затруднено, так как не удается получить достаточно крупные монокристаллы. Поэтому приобретает важное значение разработка методов определения констант магнитострикции с помощью измерений магнитострикции поликристаллических образцов.

Один из таких методов был предложен Акуловым [1] на основе закона приближения четных эффектов к насыщению. Этот метод получил развитие в ряде теоретических работ Дьякова, Нееля, Ли, Волкова [2—5]. Экспериментальной проверке он подвергался еще мало [6—9].

В работе Антонова [10] развивался метод определения констант магнитострикции, основанный на использовании соотношения Акулова и Кондорского [11] для магнитострикции в области процессов смещения. Систематических исследований, сопоставления различных методов до сих пор не проводилось.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию магнитострикции и намагниченности ряда ферромагнитных сплавов как в слабых, так и в достаточно сильных магнитных полях и сопоставлению различных методов определения констант магнитострикции на основе измерений магнитострикции поликристаллических образцов.

1. Для исследований были выбраны сплавы с различным сочетанием величин и знаков констант магнитострикции λ_{100} и λ_{111} . Состав материала образцов указан в табл. 1. Все образцы имели форму эллипсоидов вращения с длинной осью $a=150$ мм, а малой осью $b=5$ мм. Как показали предыдущие опыты [12], при таком соотношении осей эффект формы даже в железных образцах мал и его можно не учитывать. Во всех наших образцах намагниченность насыщения I_s меньше, чем у железа, следо-

Таблица 1

№ образцов	Химический состав, вес. %									
	Si	C	Mn	P	S	Cu	Cr	Al	Ni	Fe
1	1,05	0,08	0,20	0,042	0,032	—	—	—	—	Ост.
2	2,20	0,09	0,35	0,043	0,019	—	—	—	—	»
3	3,40	0,08	0,21	0,029	0,012	0,30	—	0,03	—	»
4	4,10	0,06	0,11	0,014	0,005	0,19	0,06	0,07	—	»
5									46,8	»
6									38,3	»

вательно, меньше и эффект формы. Эллипсоидальная форма образцов была взята с целью обеспечить однородное намагничивание образца по всей его длине. Намагниченность I измерялась баллистическим гальванометром с помощью дифференциальной катушки. Максимальная чувствительность установки была 0,03 гс на 1 деление.

Случайная погрешность измерения намагниченности в сильных полях не превышала 3 гс (около 0,2%), а при измерении скачков намагниченности ΔI (для определения магнитной восприимчивости) — 0,05 гс (около 3%). Магнитное поле H и его скачки ΔH измерялись также с помощью дифференциальной катушки. Максимальная случайная погрешность при измерении H была 1,5 э (около 0,2%), а при измерении ΔH — 0,2 э (около 1%). Магнитострикция измерялась с помощью механооптического рычага. Для получения высокой чувствительности и точности измерений эта методика была нами усовершенствована. Кроме использовавшегося ранее неравноплечного механического рычага [13] был применен отсчет смещения зайчика по шкале с помощью отсчетного микроскопа МИР-2.

Рис. 1. Схема установки для измерения магнитострикции.

Схема измерительной установки изображена на рис. 1. Образец 1 снизу упирается в медный упор 2 с контргайкой 3, с помощью которого устанавливается нужное положение образца, а сверху — в кварцевый стержень 4, соединенный с помощью пружин 5 с кварцевой основой 6. Кварцевый стержень 4 упирается в стальную иглу текстолитового рычага 7, к противоположному концу которого на бронзовой пружине 8 прикреплены подвижные салазки 9. Изменение длины образца вызывает поворот вольфрамового ролика 10 с прикрепленным к нему зеркальцем и перемещение зайчика по шкале 11. С помощью высококачественной длиннофокусной линзы 12 на шкале 11 получается четкое изображение тонкой нити, помещенной в источнике света 13. Шкала проградуирована с помощью микроскопа УИМ-21 с точностью до 0,001 мм. Отсчет смещения края изображения нити в случае небольших смещений (до 3—4 мм) производился с помощью одного отсчетного микроскопа 14. При больших перемещениях изображения нити использовались два микроскопа.

Для компенсации температурных изменений длины образца часть основы 15 была медная. Кроме того, для уменьшения возможных колебаний температуры образца и медной части основы последняя покрывалась сверху теплоизоляционным асбестом. Измерительная катушка 17 помещалась в центре образца. Намагничивание производилось соленоидом, витки которого охлаждались дистиллированной водой, протекающей самотеком из бака, поднятого на 10 м над уровнем солевого охлаждения, так как вода имеет примерно в 2 раза большую теплоемкость и значительно меньшую вязкость, чем масло. Применение самотека вместо напора, создаваемого насосом, устраняло вибрации, которые являются одним из основных препятствий для повышения чувствительности и точности измерений магнитострикции механооптическим методом. Для устранения различных вибраций вся установка монтировалась на массивном вибропоглощающем фундаменте.

При измерении ΔI , ΔH , $\Delta \lambda$, необходимых для определения магнитной $\chi = \Delta I / \Delta H$ и магнитострикционной $\eta = \Delta \lambda / \Delta H$ восприимчивости, подмагничивание ΔH производилось специальной подмагничивающей обмоткой 18. Однородность намагничивающего и подмагничивающего магнитных полей на длине образца была около 99,5%. В результате усовершенствования установки, уменьшения различных помех чувствительность достигла $1,8 \cdot 10^{-9}$ мм⁻¹, что на два порядка превышает чувствительность

обычно используемых механооптических установок. При этом получена высокая точность измерений. Погрешность измерений абсолютных значений составляла $5 \cdot 10^{-8}$ (в среднем около 2,5%). Без учета постоянных ошибок, которые не играют существенной роли при сравнительных измерениях, эта погрешность была $2 \cdot 10^{-8}$, или в среднем около 1%.

Погрешность измерения $\Delta \lambda$ была $4,5 \cdot 10^{-9}$ (в среднем 2,5%). Без учета постоянных погрешностей ошибка в $\Delta \lambda$ была $2 \cdot 10^{-9}$ (или 1%). Такая высокая чувствительность ($\sim 10^{-9}$ мм⁻¹) получалась ранее [6] только с помощью фотоэлектрооптического усилителя ФЭОУ. Однако применение этого усилителя затрудняет получение достаточно высокой точности измерений из-за всевозможных помех. Нам представляется, что совершенствование механооптического метода открывает надежную перспективу для повышения чувствительности и точности измерений магнитострикции.

Некоторые соотношения, используемые в настоящей работе, требуют, чтобы в образцах отсутствовали кристаллическая и магнитная текстуры. При наличии таких текстур должна была наблюдаться анизотропия магнитных свойств и магнитострикции. Для контроля мы измеряли магнитную проницаемость, коэрцитивную силу и магнитострикцию в дисках, вырезанных из соседних участков прутков (поковок), как с плоскостью, параллельной большой оси эллипсоидального образца, так и с плоскостью, перпендикулярной этой оси. Измерения показали отсутствие анизотропии свойств.

2. На рис. 2 и 3 представлены соответственно зависимость магнитной и магнитострикционной восприимчивости железокремнистых сплавов от величины магнитного поля. Подробный анализ экспериментальных

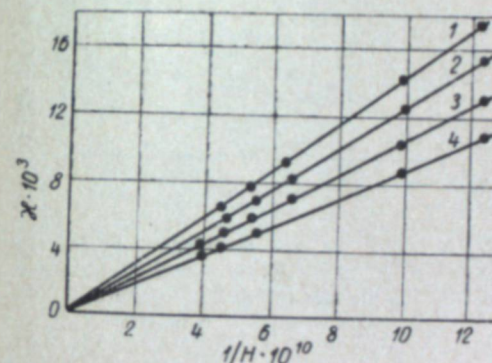


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости железокремнистых сплавов от величины магнитного поля: 1 — 1,05%; 2 — 2,20%; 3 — 3,40%; 4 — 4,10% Si.

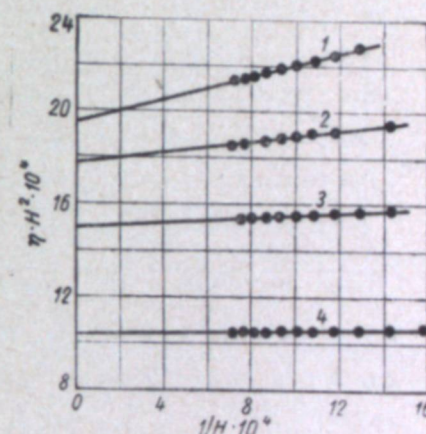


Рис. 3. Зависимость магнитострикционной восприимчивости железокремнистых сплавов от величины магнитного поля: 1 — 1,05%; 2 — 2,20%; 3 — 3,40%; 4 — 4,10% Si.

данных с использованием всех имеющихся выражений для законов приближения намагниченности и магнитострикции к насыщению показал, что для всех исследованных железокремнистых сплавов эти данные лучше всего удовлетворяют соотношениям:

$$\chi = \frac{a_2}{H^2} + \chi_p; \quad (1)$$

$$\eta = \frac{b_1}{H^2} + \frac{b_2}{H^3}, \quad (2)$$

где a_2 , b_1 , b_2 — некоторые константы, не зависящие от поля; χ_p — магнитная восприимчивость парапроцесса. Поэтому в координатах $\chi(1/H^2)$ и $\eta H^2(1/H)$ показанные на рис. 2 и 3 зависимости представляют прямые линии. Тангенс угла наклона этих прямых равен соответственно a_2 и b_2 , а отрезок, отсекаемый продолжением этой прямой на оси ординат, равен соответственно χ_p и b_1 . (Заметим, что в работе Киренского и Храмова [14] χ поликристаллических образцов кремнистого железа также удовлетворяло соотношению (1).) Расчеты Акуло-

ва, Киренского и Дьякова показали [1, 2], что некоторые из этих параметров могут быть выражены через константы материала: намагниченность насыщения I_s , константы магнитной кристаллографической анизотропии K_1 и магнитоэлектрики λ_{100} и λ_{111} —

$$a_2 = \frac{16}{105} \frac{K_1^2}{I_s} + \frac{6}{25} \frac{F^2}{I_s} (2\lambda_{100}^2 + 3\lambda_{111}^2), \quad (3)$$

где F — упругие напряжения.

$$b_1 = \frac{8}{35} \frac{K_1}{I_s} (\lambda_{111} - \lambda_{100}); \quad (4)$$

$$b_2 = \frac{K_1^2}{I_s^2} \left(\frac{64}{1001} \lambda_{100} + \frac{1968}{5005} \lambda_{111} \right). \quad (5)$$

Анализ показывает, что для всех исследованных нами сплавов после их отжига второй член в (3) мал по сравнению с первым членом, мы будем им пренебрегать. Измеряя I_s и получив из наклона прямой

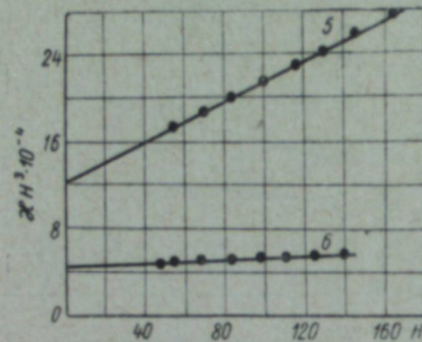


Рис. 4. Зависимость магнитной восприимчивости железоникелевых сплавов от величины магнитного поля: 5 — 46,8%; 6 — 38,3% Ni.

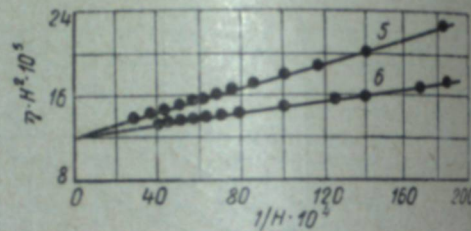


Рис. 5. Зависимость магнитоэлектрической восприимчивости железоникелевых сплавов от величины магнитного поля: 5 — 46,8%; 6 — 38,3% Ni.

$\chi(1/H^2)$ значение a_2 , можно определить K_1 . Подставляя эти K_1 и I_s в (4) и (5) и получив указанным выше путем значения b_1 и b_2 , можно вычислить значения λ_{100} и λ_{111} .

На рис. 4 и 5 представлена зависимость χ и η образцов железоникелевых сплавов от H . В этом случае зависимость χ от H удовлетворяет соотношению

$$\chi = \frac{a_1}{H^2} + \frac{a_2}{H^4}. \quad (6)$$

Поэтому на рис. 4 получаются прямые линии в координатах $\chi H^2(H)$.

На рис. 6 показана зависимость магнитоэлектрики от квадрата намагниченности в области процессов смещения. Из рисунка видно, что для всех исследованных нами сплавов эта зависимость отображается прямой линией. Последнее соответствует теоретически найденной Акуловым и Кондорским [11] зависимости

$$\lambda = C I^2, \quad (7)$$

где в случае трехосных ферромагнетиков

$$C = \frac{3}{5} \frac{\lambda_{100}}{I_s^2}. \quad (8)$$

Соотношения (7) и (8) позволяют определить λ_{100} , так как C равно тангенсу угла наклона прямой $\lambda(I^2)$. Если образец не имеет кристаллической и магнитной текстуры, то, измерив магнитоэлектрику насыще-

ния λ_s , можно определить и вторую константу магнитоэлектрики λ_{111} , пользуясь известным соотношением Акулова [1].

$$\lambda_s = \frac{2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}}{5}. \quad (9)$$

Таким образом, имеется второй независимый способ определения констант магнитоэлектрики из измерений магнитоэлектрики на поликристаллических образцах. Измеряя I , λ , χ и η на каждом из образцов, мы имели возможность вычислить константы магнитоэлектрики обоими методами.

В табл. 2 представлены значения констант K_1 , λ_{100} , λ_{111} , полученные этими двумя путями, а также средние (из имеющихся в литературе [15, 16]) значения этих констант, полученные путем измерения их на монокристаллических образцах. Из табл. 2 видно, что значения K_1 , полученные с помощью закона приближения намагниченности к насыщению, близки к литературным данным в случае железоникелевых сплавов и значительно отличаются от последних в случае железоникелевых сплавов. Из таблицы видно также, что почти во всех случаях значения констант λ_{100} и λ_{111} , полученные из закона приближения магнитоэлектрики к насыщению, ближе к значениям этих констант, полученным на монокристаллах, чем величины констант, полученные с помощью соотношений (7), (8) и (9). Это объясняется, возможно, тем, что в области процессов смещения, наряду с процессами, при которых фаза с намагниченностью, параллельной полю или

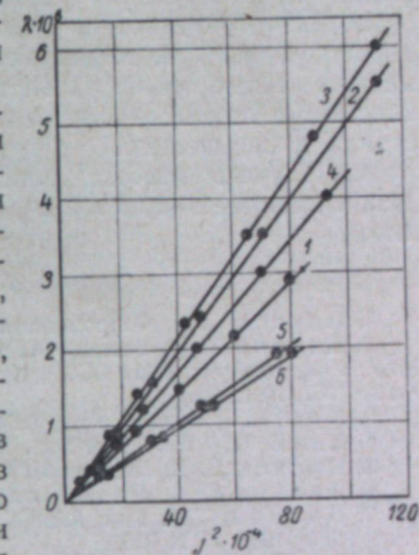


Рис. 6. Зависимость магнитоэлектрики от квадрата намагниченности в области процессов смещения: 1 — 1,05%; 2 — 2,20%; 3 — 3,40%; 4 — 4,12% Si; 5 — 46,8%; 6 — 38,3% Ni.

Таблица 2

№ образцов	$K_1 \cdot 10^{-5} \text{ эрг см}^{-3}$		$\lambda_{100} \cdot 10^6$			$\lambda_{111} \cdot 10^6$		
	лит. данные	по закону приближения $I \rightarrow I_s$	лит. данные	по закону приближения $\lambda \rightarrow \lambda_s$	из соотношений (7), (8), (9)	лит. данные	по закону приближения $\lambda \rightarrow \lambda_s$	из соотношений (7), (8), (9)
1	4,3	4,0	—	21	17	—	—15	—12
2	4,0	3,7	—	25	22	—	—10	—8
3	3,5	3,4	26	25	22	—4	—7	—7,5
4	3,1	3,0	23	20	17	—2	—4	—3,2
5	0,1	0,19	—7	—6,8	—6	28	27	23
6	0,5	0,32	4	6,2	6,8	27	27	29

близкой к нему, растет за счет фаз с намагниченностью, близкой к плоскости, перпендикулярной полю, идут процессы, при которых последние растут за счет фаз с намагниченностью, антипараллельной полю. Продольная магнитоэлектрика, обусловленная этими двумя типами процессов смещения 90° -стенок, имеет противоположные знаки, и измеряемая магнитоэлектрика уменьшается. Значительная роль процессов смещения 90° -стенок, дающих отрицательную магнитоэлектрику, была обнаружена на образцах электротехнической кремнистой стали [17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В железоремнистых сплавах константы магнитной кристаллографической анизотропии могут быть с удовлетворительной точностью получены из закона приближения намагниченности поликристалла к насыщению.

2. Константы магнитострикции всех исследованных материалов могут быть получены с удовлетворительной точностью из закона приближения магнитострикции поликристалла к насыщению.

3. Метод определения констант магнитострикции с помощью зависимости $\lambda = CI^2$, имеющей место в области процессов смещения доменных стенок, менее удовлетворителен, чем метод определения этих констант с помощью закона приближения магнитострикции поликристалла к насыщению.

4. Получены значения констант магнитострикции для сплавов железа с кремнием (1,05 и 2,2% Si), для которых в литературе нет данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акулов С. Н. Ферромагнетизм, М.—Л., ГИТТЛ, 1939.
2. Дьяков Г. П. Вестник МГУ, 1949, № 9, 43; ЖЭТФ, 1952, 23, 525; Вестник МГУ, 1951, № 6, 45; ДАН СССР, 1951, 76, 201; ДАН СССР, 1952, 82, 867; Вестник МГУ, 1957, № 3, 75.
3. Neel L. J. Phys. et Rad., 1954, 15, 376.
4. Lee E. W. Proc. Phys. Soc., 1954, A67, 381.
5. Волков Д. И. Вестник МГУ, 1960, № 3, 52.
6. Дьяков Г. П., Резникова Р. А. ДАН СССР, 1954, 97, 633.
7. Дьяков Г. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, 81, 1133; 1958, 22, 1254; Вестник МГУ, 1958, № 3, 935.
8. Lee E. W. Proc. Phys. Soc., 1952, A65, 162.
9. Гуськова Л. И. Изв. вузов, Физика, 1960, № 4, 23; Сб. Магнитная структура ферромагнетиков, Новосибирск, СО АН СССР, 1960, стр. 241.
10. Антонов И. В. Изв. вузов, Физика, 1964, № 5, 178.
11. Акулов Н. С., Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1933, 3, 109.
12. Дунаев Ф. Н. и Калинин В. М. ФММ, 1962, 14, 462.
13. Kognetzki M. Z. Phys., 1934, 87, 560.
14. Киренский Л. В., Храмов Б. П. Сб. Магнитная структура ферромагнетиков, Новосибирск, СО АН СССР, 1960, стр. 217.
15. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм, М.—Л., ГИТТЛ, 1948.
16. Бозорт Р. Ферромагнетизм, М., ИИЛ, 1956.
17. Дунаев Ф. Н. Сб. Физика магнитных явлений, УрГУ, Свердловск, 1964, стр. 23.

О НЕСТАБИЛЬНОСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАРГАНЦЕВОЦИНКОВЫХ ФЕРРИТОВ ВО ВРЕМЕНИ

Л. И. Рабкин, З. И. Новикова

Исследовано изменение магнитной проницаемости во времени некоторых промышленных марок марганцевоцинковых ферритов при хранении в естественных (комнатных) условиях и после размагничивания, производившегося как воздействием сильного магнитного поля с постепенно уменьшающейся до нуля амплитудой («магнитная встряска»), так и нагревом выше температуры Кюри (термическое размагничивание). Показано, что изменение проницаемости во времени является в основном обратимым дезаккомодационным процессом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования ферритов показали, что их параметры существенным образом изменяют свою величину во времени. Эти изменения протекают в течение всего времени наблюдения, начиная с момента их изготовления, сначала с большей скоростью, а затем все более медленно. По-видимому, эти изменения продолжают и через десятилетия [1, 2].

В процессе старения ферритов происходит изменение большинства их магнитных характеристик и параметров, таких как форма петли гистерезиса, коэрцитивная сила, намагниченность насыщения, относительная остаточная индукция, магнитная проницаемость и потери.

Такая величина, как магнитная проницаемость, может различно изменяться во времени в зависимости от того, в каких полях, слабых или сильных, производятся измерения. Этот факт становится понятным, если учесть, что намагниченность в слабых и сильных полях для магнитомягких ферритов осуществляется различными процессами: в слабых полях доминирует намагничивание за счет процесса смещения граничных слоев доменов, тогда как в сильных полях оно осуществляется в основном за счет процесса вращения векторов намагниченности.

В наших исследованиях неустойчивости магнитной проницаемости ферритов во времени мы ограничились измерениями одной величины — начальной магнитной проницаемости μ_n . Этот параметр выбран нами потому, что его изменения во времени у ферритов, используемых в качестве сердечников катушек индуктивности техники связи, работающих в слабых полях, могут, в неблагоприятных случаях, привести к весьма серьезным нежелательным последствиям [2].

На практике известны случаи, когда собранная и отрегулированная аппаратура дальней связи переставала работать вследствие изменения начальной магнитной проницаемости сердечников катушек индуктивности фильтров, поэтому с первых шагов применения ферритов в аппаратуре дальней связи встала задача изучения временной неустойчивости их начальной магнитной проницаемости и методов ее максимального снижения. Однако процессы, приводящие к изменению магнитной проницаемости ферритов во времени, до сих пор еще недостаточно исследованы.

В качестве сердечников катушек индуктивности широкое применение нашли марганцевоцинковые ферриты, поэтому возникла необходимость исследовать изменение магнитной проницаемости во времени промышленных марок этих ферритов.

Общее изменение магнитной проницаемости ферритов во времени можно разделить на две составляющие — обратимую и необратимую. Необратимая составляющая является результатом медленных физико-химических процессов, вследствие которых происходят необратимые изменения структуры ферритов, такие как окисление или выпадение второй фазы (например, в результате распада метастабильных соединений), изменения структуры, связанные с перераспределением атомов или ионов, а также частиц примесей, изменения степени обращенности, рассасывания внутренних напряжений и т. д.

Обратимая составляющая является результатом взаимодействия граничных слоев с диффузионными частицами — ионами, вакансиями и другими дефектами решетки, в результате чего со временем изменяются условия перемещения граничных слоев. При этом изменение проницаемости во времени является дезаккомодационным процессом.

Первые исследования явления длительной дезаккомодации магнитной проницаемости в ферритах принадлежат Р. И. Янусу с сотрудниками [3]. Они обнаружили значительный спад проницаемости у натурального магнетита; при комнатной температуре этот процесс длится месяцами. Наибольшая скорость спада проницаемости наблюдалась в первый период после размагничивания. Далее этот спад происходил все медленнее и медленнее. Авторы предположили, что процесс дезаккомодации в магнетите определяется содержащимися в нем примесями, каждая из которых характеризуется своим временем релаксации.

В последующие годы процесс дезаккомодации в ферритах, протекающий в первые минуты, а иногда и сутки после магнитной встряски или термического удара, явился предметом многочисленных исследований [4—9], которые показали, что важную роль в механизме этого процесса играют двухвалентные ионы железа, а также вакансии в кристаллической решетке феррита.

В настоящей работе предпринят ряд исследований, целью которых было выяснить, можно ли по величине дезаккомодации судить о стабильности проницаемости марганцевоцинковых ферритов в слабых полях и, если это так, то какие пределы времени для измерения дезаккомодации, по которым можно было бы предсказать стабильность ферритового сердечника катушки индуктивности, должны быть выбраны.

Проницаемость ферритовых сердечников, находящихся в комнатных условиях, может изменяться по многим причинам. Если исключить такие факторы, как изменение напряженности поля при измерении, эффект подмагничивания постоянными или переменными полями и непосредственное обратимое воздействие изменения температуры (эффект которого можно рассчитать по величине температурного коэффициента проницаемости), то остаются следующие факторы.

1) Структурное старение — необратимое изменение проницаемости во времени.

2) Дезаккомодация. Если магнитный материал подвергается магнитной термической или механической встряске, то проницаемость, измеренная в слабом поле, возрастает по сравнению с начальной величиной и после прекращения возмущения она будет медленно изменяться во времени.

3) Термомагнитный гистерезис проницаемости. Под термомагнитным гистерезисом проницаемости подразумевается изменение магнитной проницаемости ферритов, находящихся в слабом магнитном поле, при циклическом изменении температуры (например, при колебаниях комнатной температуры). Из этого определения следует, что магнитная проницаемость по прошествии температурного цикла, как правило, не возвращается к исходному состоянию.

4) Влияние изменения атмосферных условий, таких как давление и влажность.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Были исследованы образцы марганцевоцинковых ферритов промышленных марок — 2000НМ, 2000НМ1, 1500НМ2, 1500НМ3 и 700НМ. Состав ферритов и их основные электромагнитные параметры приведены в таблице.

Марка материала	Состав, вес. %				$T_{сп}, ^\circ C$	№ вакуумн. режима
	Fe_2O_3	MnO	ZnO	др. окислы		
2000НМ . . .	70,8	19,6	9,6	—	1200—1300	II—III
2000НМ1 . . .	70,8	19,4	9,6	0,2	1200—1300	III—IV
1500НМ2 . . .	70,8	19,4	9,6	0,2	1220—1300	IV—V
1500НМ3 . . .	70,8	19,2	9,6	0,2	1220—1300	IV—V
700НМ . . .	72,3	21,1	6,2	0,2	1200—1300	IV—V

Марка материала	μ_n	μ_m	H при $\mu_m, \text{ }^\circ/\text{м}$	$\alpha_m \cdot 10^6$ в интервале от 20 до 70°C	$f_{гр},$ МГц	$\theta, \text{ }^\circ\text{C}$ не ниже	
2000НМ . . .	2000	$\begin{cases} +500 \\ -300 \end{cases}$	3500	20	от -2 до +4,5	0,6	200
2000НМ1 . . .	2000	$\begin{cases} +500 \\ -300 \end{cases}$	3500	32	от -0,1 до +1,1	0,6	200
1500НМ2 . . .	1500	$\begin{cases} +200 \\ -300 \end{cases}$	3000	32	от -0,5 до +0,8	0,7	200
1500НМ3 . . .	1500	$\begin{cases} \pm 300 \end{cases}$	3000	48	от 0 до +0,7	1,5	200
700НМ . . .	700	± 150	2000	128	от 0 до +1,0	4	240

Образцы имели форму колец прямоугольного сечения размером $21,5 \times 11,5 \times 5$ мм и изготавливались методом термического разложения солей [10]. Образцы размагничивались в переменном поле с частотой 50 Гц.

На величину дезаккомодации могут влиять условия, в которых происходит процесс намагничивания — размагничивания, а именно, напряженность поля, частота и скорость намагничивания. Как было показано [11, 12], величина магнитной проницаемости практически не зависит от частоты и времени, в течение которого происходит намагничивание. Максимальное поле намагничивания было принято равным 80 э. При размагничивании напряженность поля плавно уменьшалась до нуля. Сразу же после размагничивания образец присоединялся к низкочастотному мосту Максвелла, на котором производилось измерение индуктивности в слабом магнитном поле (в той области, где магнитная проницаемость не зависит от поля) на частоте 1 кГц. Точность измерения индуктивности составляла 0,05%.

Обмотка для измерения индуктивности использовалась и для размагничивания образца. Измерения проводились при комнатной температуре без термостатирования и без защиты ферритового сердечника от воздействия внешних магнитных полей (в том числе и поля Земли). Колебания комнатной температуры составляли $7^\circ C$.

Относительное изменение проницаемости во времени рассчитывалось по измеренным величинам индуктивности: $\Delta\mu/\mu (\%) = \Delta L/L (\%)$. Результаты испытаний по естественному старению контролировались по измерениям 10—20 образцов каждой марки феррита, а исследования явления термомагнитного гистерезиса и явления дезаккомодации — по измерениям 3 образцов каждой марки.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

а) Естественное старение. Кривые изменения проницаемости во времени различных промышленных марок марганцевоцинковых ферритов, при хранении и измерении в комнатных условиях, представлены на рис. 1. Образцы всех исследованных марок уменьшают свою проницаемость во времени. Величина изменения проницаемости во времени в сильной степени зависит от марки феррита: наибольшие изменения проницаемости наблюдаются у образцов феррита марки 2000НМ и наименьшие — у образцов марки 700НМ. Кроме того, у образцов марки 2000НМ наблюдаются заметные флуктуации величины

проницаемости. Марганцевоцинковый феррит марки 2000НМ не содержит присадок других катионов. Замена части ионов Мп ионами других металлов практически не изменяет величину начальной магнитной проницаемости, но приводит при этом к уменьшению изменения проницаемости во времени и уменьшению флуктуаций (марки 2000НМ1 и 1500НМ2).

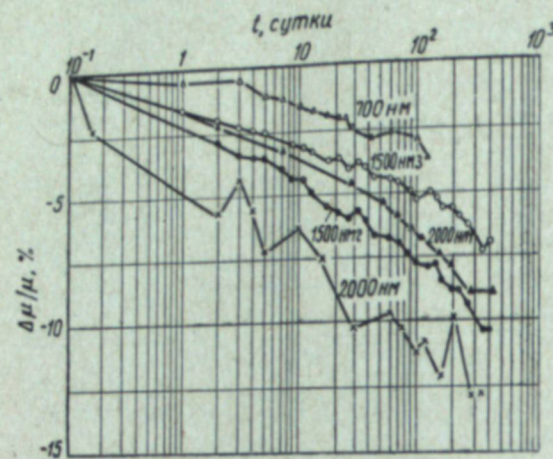


Рис. 1. Изменение проницаемости во времени марганцевоцинковых ферритов промышленных марок при хранении и измерении в комнатных условиях.

не являются единственным фактором, вызывающим наблюдаемые флуктуации величины проницаемости (рис. 2). Имеются, по-видимому, также другие внешние факторы, вызывающие флуктуации. Одним из таких факторов может быть изменение атмосферного давления. Однако и оно не может полностью объяснить наблюдаемые значительные флуктуации величины проницаемости. Возможно, явление термомагнитного гистерезиса проницаемости является одним из факторов, вызывающим флуктуации магнитной проницаемости ферритов. Исследование этого явления вызывает практической необходимость, поскольку ферриты, используемые в аппаратуре связи, в процессе их эксплуатации и транспортировке часто находятся в условиях циклически меняющихся температур.

Явление термомагнитного гистерезиса проницаемости подробно исследовано Я. С. Шуром с сотрудниками [13—18]. Систематическое исследование этого явления на ферритах началось с конца 50-х годов. Отдельные работы по этому вопросу [19—25] касаются лишь некоторых образцов Ni—Mg—Zn, Ni—Zn, Мп—Zn и Mg—Мп ферритов.

Для исследования термомагнитного гистерезиса магнитной проницаемости марганцевоцинковых ферритов промышленных марок при различных температурных циклах образцы вместе с обмоткой нагре-

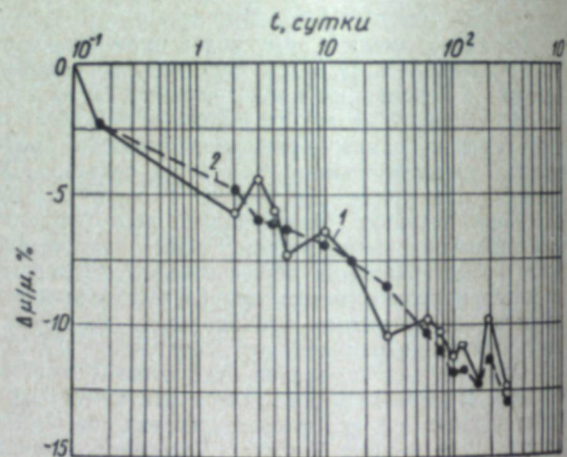


Рис. 2. Относительное изменение магнитной проницаемости марганцевоцинкового феррита марки 2000НМ при естественном старении: 1 — кривая без учета температурного коэффициента проницаемости; 2 — кривая с учетом температурного коэффициента проницаемости.

вались до различных температур как выше, так и ниже температуры Кюри, выдерживались при заданной температуре в течение 2 ч и затем вместе с термостатом охлаждались до комнатной температуры, при которой и производились измерения индуктивности в слабых магнитных полях. Скорость возрастания температуры, как было показано в работе [12], не играет роли.

Графики рис. 3 показывают относительное изменение проницаемости при комнатной температуре под воздействием различных температурных циклов для марганцевоцинковых ферритов промышленных марок (каждый нагрев проводился на новых образцах). В зависимости $\Delta\mu/\mu$ от температуры цикла наблюдаются два максимума, один в интервале температур 100—120°С и второй — вблизи температуры Кюри.

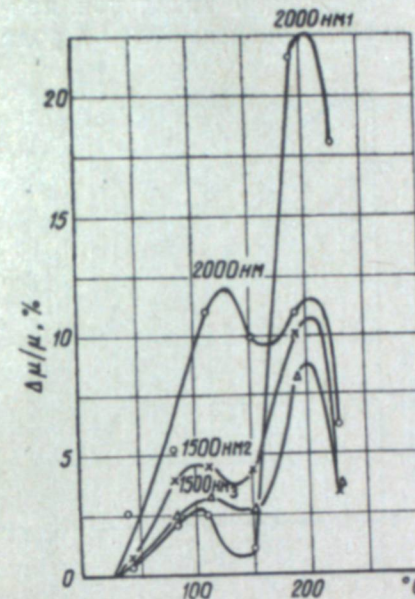


Рис. 3. Относительное изменение проницаемости при комнатной температуре под воздействием различных температурных циклов для некоторых промышленных марок марганцевоцинковых ферритов.

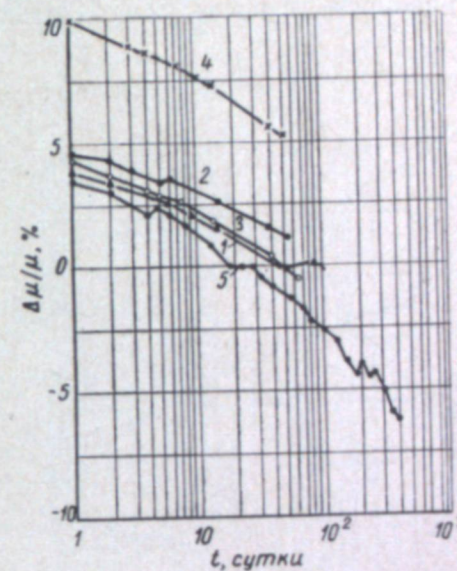


Рис. 4. Изменение проницаемости во времени образцов марганцевоцинкового феррита марки 1500НМ2 после нагрева: 1 — до 80; 2 — до 110; 3 — до 150; 4 — до 190; 5 — до 225°С (выше температуры Кюри).

Наибольшая величина термомагнитного гистерезиса проницаемости наблюдается после нагрева образцов до температуры, близкой к температуре Кюри, за исключением феррита марки 2000НМ, у которого величина $\Delta\mu/\mu$ превалирует в области первого максимума. При дальнейшем повышении температуры выше температуры Кюри величина термомагнитного гистерезиса проницаемости заметно уменьшается.

Как видно из графиков рис. 3, термомагнитный гистерезис проницаемости у марганцевоцинковых ферритов, измеренных в слабых полях, наблюдается при любых по величине температурных циклах, в том числе и в интервале колебаний комнатной температуры, что особенно заметно для образца феррита марки 2000НМ. Нагрев образца вызывает не только увеличение проницаемости после охлаждения до комнатной температуры, но и последующее уменьшение ее во времени (рис. 4). Оба эти явления могут явиться одной из причин флуктуаций величины магнитной проницаемости во времени при комнатной температуре.

Следует заметить, что с явлением термомагнитного гистерезиса проницаемости и изменением проницаемости во времени после температурных ударов (явление дезаккомодации) необходимо считаться при

определении как величины температурного коэффициента проницаемости, так и при измерении магнитных свойств ферритов в функции температуры.

б) О влиянии способа размагничивания на начальную проницаемость ферритов. Чтобы магнитный материал привести в исходное состояние (размагнитить), могут быть применены два различных способа, а именно:

1) нагрев выше температуры Кюри с последующим охлаждением до комнатной температуры в отсутствие магнитного поля (термическое размагничивание);

2) воздействие сильного переменного поля с постепенно уменьшающейся до нуля амплитудой (магнитная встряска).

Оба способа ведут к первоначальному увеличению начальной проницаемости, с последующей дезаккомодацией. В зависимости от рода

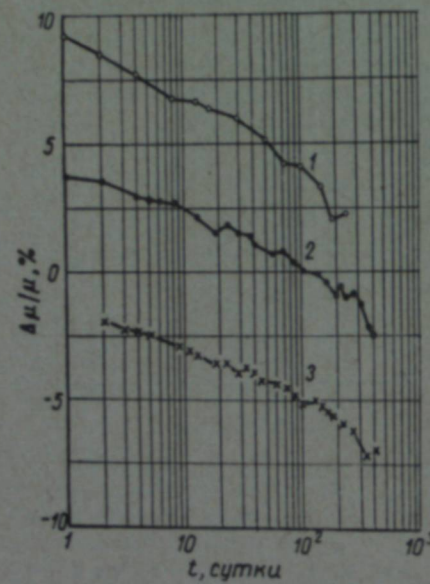


Рис. 5. Изменение проницаемости во времени образцов феррита марки 1500NM3 при естественном старении и после размагничивания:

1 — переменным полем; 2 — нагревом выше температуры Кюри; 3 — естественное старение.

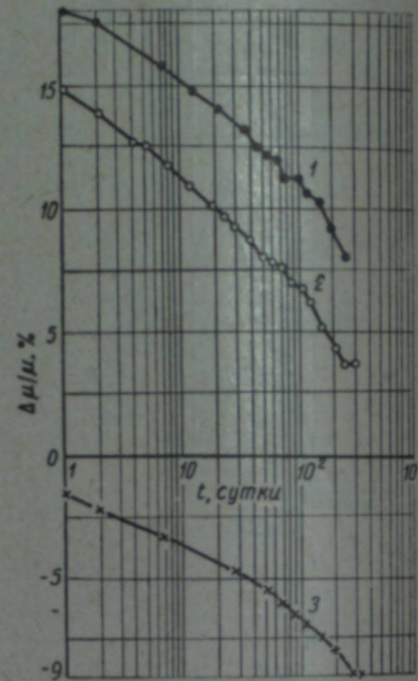


Рис. 6. Изменение проницаемости образцов феррита марки 2000NM1 во времени при естественном старении и после размагничивания:

1 — нагревом выше температуры Кюри; 2 — переменным полем; 3 — естественное старение.

ферромагнетика в одних случаях к более высоким значениям проницаемости приводит термическое размагничивание, в других — магнитная встряска [26—31].

Наши измерения показали (рис. 5), что начальная проницаемость исследованных марганцевоцинковых ферритов, за исключением феррита марки 2000NM1, после магнитной встряски значительно превышает магнитную проницаемость, полученную воздействием нагрева выше температуры Кюри (рис. 6). Изменения начальной магнитной проницаемости марганцевоцинковых ферритов во времени после обоих видов размагничивания имеют одинаковый характер, подобный естественному дезаккомодационному старению.

Часть образцов марганцевоцинковых ферритов была подвергнута повторным термическим размагничиваниям (рис. 7) и магнитным

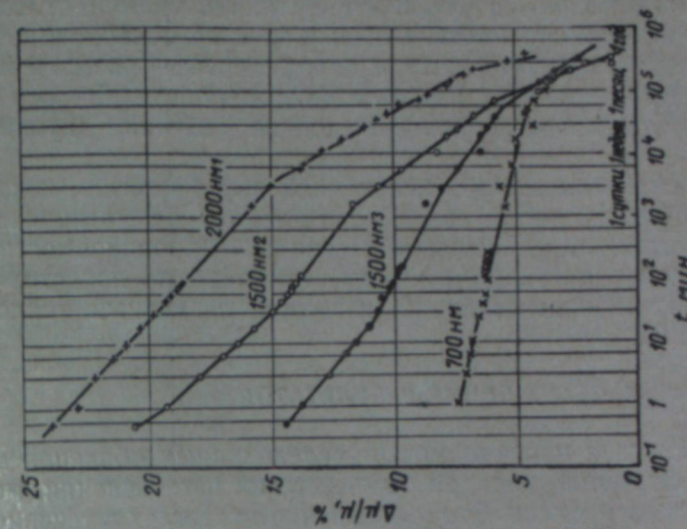


Рис. 9. Изменение проницаемости во времени образцов марганцевоцинковых ферритов некоторых промышленных марок после размагничивания переменным полем.

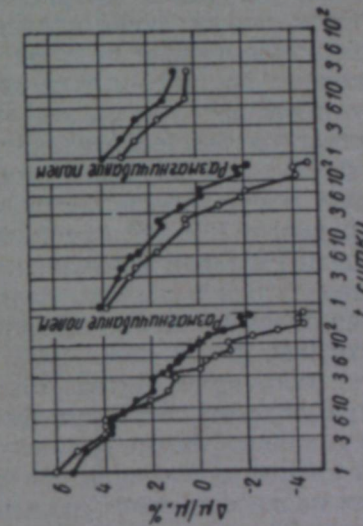


Рис. 8. Изменение проницаемости образцов ферритов марок 1500NM2 и 1500NM3 во времени при повторных размагничиваниях переменным полем («магнитная встряска»):

○ — 1500NM2; ● — 1500NM3.

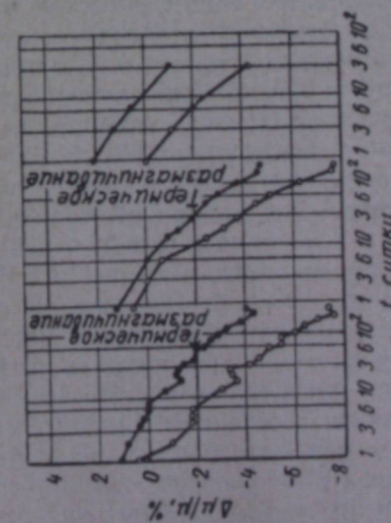


Рис. 7. Изменение проницаемости образцов ферритов марок 1500NM2 и 1500NM3 во времени при повторных размагничиваниях нагревом выше температуры Кюри:

○ — 1500NM2; ● — 1500NM3.

встряскам (рис. 8). На рис. 7 и рис. 8 по вертикальной оси отложена величина изменения проницаемости, отнесенная к ее первоначальному измерению при комнатной температуре перед первым размагничиванием. Как видно из полученных результатов, уже после второго размагничивания получается стабильное исходное значение проницаемости.

У образцов промышленных марганцевоцинковых ферритов, как после магнитной встряски, так и после термического размагничивания наблюдается монотонное уменьшение магнитной проницаемости во времени, причем зависимость $\Delta\mu/\mu = f(\lg t)$ может быть представлена отдельными отрезками прямых линий, имеющих различный наклон к оси времени (рис. 9).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Начальная магнитная проницаемость исследованных образцов марганцевоцинковых ферритов, начиная с момента их изготовления, монотонно уменьшается во времени. Это уменьшение достигает в течение года 10—15% от первоначальной величины. Тот факт, что в результате теплового удара или магнитной встряски величина μ_n возрастает, свидетельствует о том, что старение является в основном дезаккомодационным процессом. Изменения проницаемости этих ферритов вследствие других временных процессов, приводящих к структурному старению, по-видимому, невелики.

Большинство исследователей, изучавших явление дезаккомодации в течение короткого времени после размагничивания, полагают, что оно является следствием локальной диффузии двухвалентных ионов железа в присутствии вакансий [32, 33], приводящей к перегруппировке различных конфигураций Fe^{2+} в неэквивалентных октаэдрических местах решетки. В явлении дезаккомодации марганцевоцинковых ферритов, по-видимому, имеет значение также присутствие ионов марганца различной валентности [34].

Один из авторов настоящей статьи [26], сопоставляя явление индуцированной прямоугольности некоторых ферритов после термоманитной обработки, перминварэффекта, дезаккомодации, магнитных потерь и старения, высказал предположение, что все они, как и дезаккомодация, обязаны своим происхождением созданию «отпечатков» граничных слоев в результате диффузии частиц и квазичастиц под влиянием сильных полей граничных слоев.

«Отпечатки» создаются таким образом, что потенциальная энергия граничного слоя с течением времени уменьшается, вследствие чего уменьшается подвижность границ под влиянием слабого магнитного поля, что приводит к понижению значения начальной магнитной проницаемости. После длительного старения, так же как и после кратковременного процесса дезаккомодации, и термическое размагничивание и магнитная встряска повышают значение начальной магнитной проницаемости ферритов. Это можно объяснить тем, что упомянутые возмущения приводят к созданию новой доменной системы с границами, расположенными на «свежих» местах, в районе которых опять начинают создаваться «отпечатки». Это, в свою очередь, приводит к повышению подвижности границ в слабых магнитных полях, вследствие чего повышается также величина начальной магнитной проницаемости.

Эти «отпечатки» уплотняются сначала за счет диффузии наиболее подвижных частиц, а с течением времени начинает сказываться диффузия все менее и менее подвижных частиц. Кривая зависимости при старении (см. рис. 9) исследованных марганцевоцинковых ферритов состоит из нескольких прямолинейных участков с определенным наклоном к оси времени. Каждый из них, по-видимому, характеризует собой

преимущественную диффузию какого-то сорта частиц в соответствующий промежуток времени. Если предположить далее, что изменения проницаемости вследствие электронной диффузии, ответственной за потери типа Рихтера, протекают в течение более короткого промежутка времени, чем измеряемое при старении, то можно считать, что электронные процессы в явлении старения не участвуют. Тогда наблюдаемые прямолинейные участки кривой $\Delta\mu/\mu = f(\lg t)$ на рис. 9 объясняются, по-видимому, диффузией других частиц или квазичастиц, таких, например, как катионные вакансии, катионы, анионы, анионные вакансии, бивакансии и, возможно, анионы. Распределение диффундирующих частиц под воздействием магнитных полей доменов при образовании и уплотнении «отпечатков» таково, что положение граничных слоев все более и более стабилизируется с течением времени. Энергия границы при этом постепенно уменьшается, причем даже за период времени порядка десятилетий этот процесс не прекращается.

В настоящее время многие исследователи [10] придерживаются мнения, что по величине дезаккомодации, измеренной за короткий промежуток времени (секунды, минуты), можно судить об изменении начальной магнитной проницаемости ферритов в течение длительного времени (месяцы, годы). Однако форма кривой зависимости $\Delta\mu/\mu = f(\lg t)$, приведенная на рис. 9, опровергает это мнение, так как показывает, что начальный прямолинейный участок кривой $\Delta\mu/\mu = f(\lg t)$ имеет наклон, отличающийся от наклона других участков, поэтому по его величине нельзя предвидеть, как будет изменяться проницаемость ферритов за длительный промежуток времени.

Флуктуации проницаемости (см. рис. 1) являются, по-видимому, результатом изменений, происходящих во внешней среде. Если исключить влияние непосредственного воздействия температуры на значение начальной магнитной проницаемости, воспользовавшись известным температурным коэффициентом (см. рис. 2), то становится очевидным, что имеются еще факторы, приводящие к флуктуациям. Одним из них может быть температурная предыстория образца, определяемая термомагнитным гистерезисом (см. рис. 3). Однако и это явление не во всех случаях может количественно объяснить наблюдаемые величины флуктуации. Имеются основания предполагать, что одним из источников флуктуаций является изменение атмосферного давления, которое, с одной стороны, может вызвать явление дезаккомодации [35], а с другой, — может приводить к изменению равновесного давления кислорода над образцом. Учитывая чрезвычайную чувствительность начальной магнитной проницаемости к количеству содержащегося в феррите кислорода [36], можно ожидать, что потеря или прибыль даже ничтожно его количества могут сказаться на величине проницаемости. К другим факторам, могущим вызывать флуктуации величины магнитной проницаемости ферритов, относится изменение содержания водяных паров в атмосфере и изменение напряженности магнитного поля Земли. Однако для того чтобы определить причину флуктуации величины магнитной проницаемости, необходимо более подробно исследовать влияние указанных выше источников.

Следующим важнейшим вопросом, связанным с проблемой нестабильности проницаемости ферритов во времени, является искусственное остаривание ферритов при повышенных температурах. Приведенный в настоящей работе экспериментальный материал показывает, что поскольку старение ферритов является в основном дезаккомодационным процессом, то любой нагрев должен приводить к повышению начальной проницаемости ферритов и последующему процессу дезаккомодации. С точки зрения повышения стабильности проницаемости ферритов во времени предварительное остаривание при повышенных температурах неэффективно. Если же учесть, что предварительное оста-

ривание уменьшает явление термомагнитного гистерезиса и делает проницаемость ферритов более стабильной к возможным изменениям температуры в процессе их эксплуатации, то следует признать искусственное остаривание полезным и желательным.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. И. Шольц и К. А. Пискареву за предоставление образцов для измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ситидзе Ю., Сато Х. Ферриты, М., изд. «Мир», 1964.
- 2а. Рабкин Л. И. Высокочастотные ферромагнетики, М., Физматгиз, 1960.
- 2б. Рабкин Л. И. Сборник трудов НИИТС, № 15, М., 1965, стр. 3.
3. Вьюхина А. М., Дрожжина В. И., Шур Я. С., Янус Р. И. ЖТФ, 1947, 17, 129.
4. Enz U. Physica, 1958, 24, 609.
5. Miyahara S., Yamada T. J. Phys. Soc. Japan, 1959, 14, 1635.
6. Ohta K. J. Phys. Soc. Japan, 1961, 16, 250.
7. Jida S. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, 123.
8. Yanase A. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, 1005.
9. Ohta K., Yamada T. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, VII, 2919.
10. Шольц Н. И., Пискарев К. А. Ферриты для радиочастот, М., изд. «Энергия», 1966.
11. Rasmussen A. L., J. Res. Nat. Bur. Standarts, 1965, A69, № 2, 181.
12. Mullard Techn. Com. March., 1962, № 55, p. 207.
13. Шур Я. С., Дрожжина В. И. ЖЭТФ, 1967, 17, 7, 607.
14. Шур Я. С., Баранова Н. А. ЖЭТФ, 1960, 20, 183.
15. Шур Я. С., Баранова Н. А., Зайкова В. А. ДАН СССР, 1951, 81, 557.
16. Баранова Н. А., Шур Я. С. ДАН СССР, 1954, 94, 825.
17. Шур Я. С., Старцева И. Е. ЖЭТФ, 1960, 39, 566.
18. Сирота И. И., Кацнельсон Э. З. Сб. Ферриты, Минск, изд. АН БССР, 1960, стр. 242.
19. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм, М.—Л., ГИТТЛ, 1960.
20. Мишин Д. Д., Пластун Н. Т., Адамович Э. Э. Сб. Ферриты, Минск, изд. АН БССР, 1960, стр. 279.
21. Дрокин А. И. Автореф. докт. дисс., Красноярск, 1966.
22. Andreescu N., Lăbucă E. Rev. roumaine phys., 1964, 9, № 3, 315.
23. Лаптей Д. А., Дрокин А. И. Изв. вузов, Физика, 1961, 4.
24. Абельс В. Р., Николаева Е. Л. Сб. Физические и физико-химические свойства ферритов, Минск, изд. АН БССР, 1966, стр. 175.
25. Киренский Л. В., Дрокин А. И., Лаптей Д. А. Температурный магнитный гистерезис ферромагнетиков и ферритов, Новосибирск, 1965.
26. Klitzing K. H. V., Zentgraf G. Zs. Physik, 1964, 180, № 5, 470.
27. Gerlach W. Zs. Metallkunde, 1947, 38, 275.
28. Snoek J. L., Fast J. F. Nature, 1948, 161, 887.
29. Fahlenbrach H., Sixtus K. Zs. Metallkunde, 1949, 40, 187.
30. Jackson R. C., Lee E. W., Troughton A. G. H. Brit. J. Appl. Phys., 1958, 9, 495.
31. Rathenau G. W., Fast J. F. Physica, 1955, 21, 964.
32. Marais A., Merceron Th. Compt. rend., 1961, 252, 23, 3553.
33. Braginski A., Marais A., Merceron Th. Compt. rend., 1961, 253, 2, 239.
34. Heister W. Techn. Mitt. Krupp., 1959, Bd. 17, № 2, 82.
35. Schäfer D., Semmelhack H.—Ch., Dietzman G. Phys. stat. sol., 1965, 10, № 1.
36. Рабкин А. И., Новикова З. И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, № 11, 1413.

ПРОБЛЕМА СТАБИЛЬНОСТИ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ И ВЫБОР РАЦИОНАЛЬНОГО ПУТИ К ЕЕ РЕШЕНИЮ

А. В. Миткевич

Рассматривается проблема стабильности постоянных магнитов. Как перспективный путь к решению этой проблемы автором предлагается квазиуравновешенный метод измерений магнитной индукции с повышенной точностью, пригодный для контрольных испытаний магнитов на стабильность в условиях заводских лабораторий, а также ряд ускоренных методов исследования стабильности, которые позволяют сравнительно просто и быстро выявлять основные характеристики стабильности разного рода.

Проблема стабильности постоянных магнитов является одной из актуальных проблем современного приборостроения. Однако до последнего времени она остается недостаточно изученной и практически нерешенной. Действительно, очень малые в процентном отношении изменения магнитной индукции, обусловленные нестабильностью магнитов, обычно определялись как разность двух близких значений магнитной индукции. Поэтому необходимо было сильно повышать чувствительность и точность специальных магнитометров, используемых для измерения индукции. Почти метрологическая обстановка опытов не позволяла широко поставить исследования стабильности постоянных магнитов и магнитных систем. Испытаниям на стабильность подвергалось относительно небольшое число магнитов и систем и было получено ограниченное количество экспериментальных данных.

Заводы, изготавливающие постоянные магниты, лишены были возможности контролировать их стабильность и разрабатывать технологию, ее улучшающую. Предприятия, применяющие магниты, не имели по этим же причинам достаточного количества сведений о стабильности магнитов и систем при различных условиях эксплуатации. Отсутствовали даже критерии для сравнения их между собой по стабильности, кроме температурного коэффициента. Стабильность постоянных магнитов до сих пор не была включена в соответствующие справочники и ГОСТ. С другой стороны, требования к стабильности магнитов предъявляются все более и более жесткие. Иногда встречается необходимость обеспечить их стабильность порядка сотых и даже тысячных долей процента.

Таким образом, в настоящее время назрела необходимость постановки проблемы стабильности постоянных магнитов и выбора наиболее целесообразного пути к ее решению. Ясно, конечно, что этим путем является разработка таких новых методов измерения магнитной индукции и такой новой методики исследования стабильности постоянных магнитов, которые позволили бы возможно скорее, проще и дешевле обеспечить проведение массовых контрольных испытаний магнитов на стабильность и накопление необходимых экспериментальных данных.

С этой точки зрения весьма перспективным следует признать разработанный автором квазиуравновешенный метод измерения магнитной индукции с повышенной точностью. Как известно, применяя дифференциальный баллистический метод измерений магнитной индукции, Тенцер [1] уравновешивал импульс э. д. с., возникающий в измерительной катушке, сдерживаемой с исследуемого магнита, другим импульсом,

который имел место во вторичной обмотке катушки взаимной индукции, при коротком замыкании ее первичной обмотки. Измеряемый и сглаживающий импульсы здесь сильно отличались по форме, что очень затрудняло их уравнивание. Клегг и Мак Кайг [2] использовали в своих работах измерительное устройство с двумя включенными навстречу измерительными катушками, одновременно сдвигаемыми с двух магнитов — исследуемого и известного. Отброс баллистического гальванометра, присоединенного к катушкам, был пропорционален разности этих двух магнитных потоков. Большие трудности возникают, однако, при подборе соответствующего магнита с известным магнитным потоком, который должен быть одинаковым по конфигурации с исследуемым магнитом и близким по величине магнитного потока.

Для того чтобы возможно больше упростить измерения магнитной индукции, желательно использовать неполное уравнивание импульса э. д. с., возникающего в измерительной катушке, сдвигаемой с магнита, и обеспечить при этом возможность регулировать уравнивающий импульс э. д. с. как по величине, так и по форме. Такая регулировка может быть осуществлена с помощью двух одинаковых катушек взаимной индукции, первичные обмотки которых имеют различные добавочные сопротивления и включены параллельно, а вторичные — включены последовательно навстречу друг другу. При замыкании накоротко первичных обмоток катушек взаимной индукции на зажимах двух вторичных обмоток возникает импульс э. д. с., представляющий собой разность двух экспонент. Изменяя добавочные сопротивления первичных обмоток, удается подбирать требуемую форму импульса, что следует делать так же, как и регулировку момента короткого замыкания первичных обмоток, для отдельной партии магнитов или систем одинаковой конфигурации.

Потокоцепление двух встречно включенных вторичных обмоток катушек взаимной индукции Ψ_M пропорционально разности токов в первичных обмотках этих катушек: $\Psi_M = M(i_1 - i_2)$. Удобно выразить Ψ_M через сумму этих токов $i = i_1 + i_2$, тогда $\Psi_M = M \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1} i$, где r_1 и r_2 складываются из одинаковых сопротивлений первичных обмоток и неодинаковых добавочных сопротивлений, изменение которых регулирует форму импульса э. д. с. При неполном уравнивании потокоцепление измерительной катушки, сдвигаемой с исследуемого магнита, равно $C_1 i + C_2 \alpha$, где $C_1 = M \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1}$, i — сумма токов в первичных обмотках катушек взаимной индукции, измеряемая потенциометром; C_2 — постоянная баллистического гальванометра, а α — его отброс. Повышение воспроизводимости измерительного устройства, основанного на вышеописанном методе, требует обеспечения быстрого удаления измерительной катушки из поля магнита или системы, очень надежной работы контактов, осуществляющих короткое замыкание первичных обмоток катушек взаимной индукции и хороших фиксаторов, ограничивающих установку измерительной катушки и магнита или системы. Чувствительность и воспроизводимость такой установки удастся получить порядка 0,02—0,04%. В настоящее время ведется работа по улучшению этих показателей.

Исключительная простота, с которой выполняются измерения магнитной индукции с повышенной точностью этим методом, позволяет утверждать, что такой квазиуравновешенный метод даст возможность контролировать стабильность магнитов и систем на заводах, их изготавливающих, и предприятиях, их применяющих.

Перейдем к другому возможному пути к накоплению опытных материалов. Этим путем является разработка новых, ускоренных и упро-

щенных методов исследования стабильности магнитов и систем. Какие же упрощения можно внести в методику исследования стабильности магнитов и магнитных систем? Что необходимо ускорить в этих испытаниях?

Во-первых, желательно, когда это возможно, заменять испытания магнитных систем аналогичными испытаниями постоянных магнитов, подбирая при этом соответствующие значения коэффициентов размагничивания и учитывая то особое влияние на стабильность магнитных систем, которое может иметь иногда магнитопровод [3, 4].

Во-вторых, весьма существенно использовать уже известные закономерности, определяющие стабильность магнитов и систем во времени, и вместо того, чтобы каждый раз в течение длительных промежутков времени снимать кривые, выражающие зависимость магнитной индукции от времени, находить эти зависимости за короткие промежутки времени.

В-третьих, наиболее важным упрощением, которое может быть внесено в методику исследования стабильности постоянных магнитов, а иногда и магнитных систем, является переход к непосредственному измерению самих приращений магнитной индукции, обусловленных нарушением стабильности. В этом случае мы имеем право удовлетвориться значительно большей относительной погрешностью, чем тогда, когда такие приращения определялись как разность двух близких значений индукции. Здесь уже не требуется специальная, уникальная аппаратура. Приращения магнитной индукции, обусловленные нестабильностью, очень часто могут быть измерены с помощью фотоэлектронных микроверметров, а иногда и обычных баллистических гальванометров.

Такие методы, заменяющие исследование стабильности магнитных систем исследованием стабильности магнитов, использующие уже известные закономерности и применяющие в некоторых случаях непосредственные измерения самих приращений магнитной индукции, могут дать возможность действительно широко поставить исследовательскую работу в этой области и частично вынести ее в заводские лаборатории.

Рассмотрим некоторые ускоренные методы исследования стабильности магнитов и систем и результаты их применения. Сначала остановимся на стабильности во времени. Изменения магнитной индукции во времени у современных магнитов из высококоэрцитивных сплавов можно принять пропорциональными логарифму времени для промежутков времени от секунд до нескольких лет. Зависимость приращений магнитной индукции от времени удобно записать в относительных величинах [5]:

$$\Delta B = \eta \lg(t/t_1) \%,$$

где ΔB — приращение магнитной индукции в % за промежуток времени $t - t_1$, причем t — время; t_1 — некоторый момент времени, относительно которого и определяется ΔB , а η — коэффициент нестабильности. При этом t и t_1 отсчитываются с момента какого-нибудь магнитного возмущения, например, намагничивания. Откладывая по оси абсцисс $\lg(t/t_1)$, а по оси ординат ΔB , получаем прямые линии — так называемые прямые нестабильности, наклон которых определяется коэффициентом нестабильности η , представляющим собой приращение индукции в % за промежуток времени от t_1 до $10 t_1$. Разумеется, коэффициент нестабильности η и следует выбрать как критерий для сравнения магнитов и систем по стабильности во времени.

Обращает на себя внимание универсальность этих прямых нестабильности, построенных в относительных величинах. Определив ΔB

для сравнительно небольших интервалов времени порядка секунд, минут, часов, можно использовать полученные прямые при иных, значительно больших промежутках времени (дни, месяцы, годы), которые могут быть в десятки, сотни и даже тысячи раз больше первоначального значения t_1 , для которого строилась прямая неустойчивости. Это позволяет чрезвычайно сильно расширить выполняемые исследования и для каждого из магнитов или систем снять десяток прямых неустойчивости при разной магнитной стабилизации за несколько дней или недель и сразу же иметь необходимые выводы.

За последние годы автором было получено ускоренными методами несколько тысяч таких прямых неустойчивости, из них около 700 для 200 систем с магнитами из разных сплавов. Прямые неустойчивости в этом случае снимались с помощью измерений магнитной индукции в воздушном зазоре систем, которые осуществлялись электродинамическими магнитометрами с чувствительностью, достигающей до 0,002%, и воспроизводимостью порядка 0,02% [6]. При отсутствии магнитной стабилизации первое измерение индукции производилось через 2—5 мин после намагничивания, а последующие измерения — через 20—30 мин. Значения коэффициента неустойчивости лежали в пределах 0,05—0,7%. После магнитной стабилизации испытаниям подвергались только 40 систем с магнитами из разных сплавов, для них было получено 500 прямых неустойчивости. Первое измерение индукции выполнялось большей частью через 2 мин после намагничивания и частичного размагничивания, а последующие уже через несколько дней. Здесь пришлось сильно увеличить промежутки времени, так как иначе не удавалось уловить весьма малые изменения магнитной индукции. При этом было обнаружено, что для систем, частично размагниченных переменным магнитным полем на 5—50%, значения η оказывались порядка $\pm 0,01\%$. В случае же частичного размагничивания постоянным магнитным полем на 5—50% системы были менее стабильны и η изменялся в пределах от $-0,01$ до $+0,1\%$.

Для стержневых магнитов и нескольких магнитных систем с магнитами больших размеров прямые неустойчивости снимались с помощью измерений самих приращений магнитной индукции. Эти изменения индукции, обусловленные неустойчивостью, измерялись обычным баллистическим гальванометром, который присоединялся на короткий промежуток времени (порядка 2 сек) к измерительной обмотке, навитой на исследуемый магнит. Тогда, включая гальванометр, например, на 2 сек, через 10 сек после намагничивания, можно по полученному отклонению гальванометра легко рассчитать коэффициент неустойчивости [5]. Такой ускоренный метод позволяет получать прямые неустойчивости за несколько минут. Автором были сняты прямые неустойчивости для стержневых магнитов из разных сплавов в различных точках гистерезисного цикла. Было исследовано влияние частичного размагничивания постоянным и переменным магнитным полем на стабильность во времени. Результаты испытаний примерно совпадают с теми, которые были получены для магнитных систем с помощью электродинамических магнитометров.

Изучалась также зависимость стабильности во времени от температуры. Прямые неустойчивости были получены при $+20$ и -180°C . Было обнаружено, что для сплава ЮНДК24 коэффициент неустойчивости η прямо пропорционален корню квадратному из абсолютной температуры, причем это соотношение не соблюдается для других сплавов, а иногда изменения индукции во времени уменьшаются при повышении температуры.

С помощью непосредственных измерений самих приращений магнитной индукции можно определять ускоренным методом температурный коэффициент и необратимые изменения индукции, сопровожда-



Р. И. ЯНУС (1937 г.)

щие изменения температуры. Однако здесь необходимо преодолеть целый ряд технических трудностей. Следует обеспечить быстрое изменение температуры исследуемого магнита. Этого удастся добиться при погружении магнита в среду с хорошей теплопроводностью, достаточно сильно отличающейся от магнита по температуре. Очень важно обеспечить и хорошую изоляцию измерительной обмотки, одеваемой на магнит и присоединяемой к фотоэлектронному микровеберметру. Наилучшей изоляцией обладали обмотки с покрытием из фторопласта. Результаты испытаний нескольких десятков стержневых магнитов показали, что таким ускоренным методом можно определять температурный коэффициент с относительной погрешностью порядка 5—10%.

Аналогичными ускоренными методами, основанными на измерении приращений магнитной индукции, обусловленных нестабильностью, можно воспользоваться и в некоторых других случаях, которые имеют место при исследовании влияния внешних магнитных полей, механических воздействий и облучения.

На основании всего вышеизложенного можно полагать, что для решения проблемы стабильности постоянных магнитов и систем весьма перспективным является использование квазиуравновешенного метода измерений магнитной индукции в сочетании с применением новых, ускоренных методов исследования стабильности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tenzer R. K. Archiv für Elektrotechnik, Bd. 40, H. 7, 1952, S. 406.
2. Clegg A. G. and McCaig M. British Journal of Appl. Phys., 1958, 9, № 5, p. 194.
3. Миткевич А. В. и Шрамков Е. Г. Электричество, 1962, № 1, 69.
4. Миткевич А. В. и Шрамков Е. Г. Тр. Совещания по постоянным магнитам, Саратов, 1964, стр. 170.
5. Миткевич А. В. Электричество, 1965, № 5, 64.
6. Миткевич А. В. и Шрамков Е. Г. Тр. Совещания по новым методам и аппаратуре для испытания ферромагнитных материалов, ВНИИМ им. Менделеева, 1962, 64 (124), стр. 134.

О МАГНИТНЫХ ШУМАХ КОЛЬЦЕВЫХ МАГНИТНЫХ МОДУЛЯТОРОВ

В. И. Дрожжина, Ю. Я. Реутов, Р. И. Янус

Приводятся результаты измерений магнитных шумов на второй гармонике кольцевых магнитных модуляторов с сердечниками из пермаллоя 79НМ и 50Н.

В измерительной технике все более широкое применение находят кольцевые магнитные модуляторы (КММ) типа второй гармоники — измерители циркулярных (кольцевых) магнитных полей. Циркулярное магнитное поле может быть создано, например, пропусканием постоянного тока по сигнальной обмотке, охватывающей сердечник модулятора, имеющий форму замкнутого кольца. Таким образом, измерив циркулярное магнитное поле, мы можем измерить и создающий его постоянный ток. При измерении таким способом слабых токов (10^{-7} — 10^{-9} а) приходится измерять и весьма слабые циркулярные магнитные поля порядка 10^{-2} э и менее ($1\text{ э} = 10^{-5}$ э).

В настоящее время считается, что принципиальным препятствием к снижению порога чувствительности КММ по циркулярному магнитному полю являются магнитные шумы материала сердечников модулятора. Если магнитные шумы КММ в стороне от второй гармоники частоты возбуждения более или менее изучены [1, 2], то о магнитных шумах такого рода измерителей на второй гармонике сведения практически отсутствуют [3]. Между тем именно шумы на второй гармонике и в непосредственной близости от нее создают наибольшие помехи при измерении слабых постоянных и медленно меняющихся полей (или токов). В настоящей работе приводятся некоторые результаты измерений магнитных шумов на второй гармонике кольцевых магнитных модуляторов.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерительная установка состояла из следующих блоков (см. рис. 1):

1. Генератор тока возбуждения 500 гц (ЗГ-10) с усилителем мощности 20 вт.
 2. Фильтр тока возбуждения, подавляющий все гармоники, кроме основной (500 гц), не менее чем в 10 тыс. раз.
 3. Кольцевой магнитный модулятор (КММ).
 4. Ультранинейный катодный повторитель для обеспечения режима холостого хода выходной обмотки модулятора.
 5. Полосовой фильтр второй гармоники, подавляющий все гармоники, кроме второй (1000 гц), не менее чем в 3 тыс. раз.
 6. Измерительный усилитель типа 28ИМ.
 7. Фазовращатель и фазовый детектор второй гармоники.
 8. Самопишущий прибор типа Н-373-2.
 9. Выпрямитель анодного напряжения ВС-12.
 10. Электронный стабилизатор переменного напряжения.
- Полоса пропускания измерительного тракта по несущей частоте была порядка 400 гц, а по измеряемому сигналу около 1 гц. Уровень шумов и наводок схемы в полосе 400 гц, приведенный ко входу катодного повторителя, составлял 1,5 мкв.
- Образцы. Были исследованы три кольцевых магнитных модулятора с продольным возбуждением:
1. Магнитный модулятор № 1 с витым сердечником из ленточного пермаллоя марки 50Н, ширина ленты 6 мм, толщина 0,1 мм. Средний диаметр сердечника 166 мм, поперечное сечение 30 мм². Статическая коэрцитивная сила 0,18 э.

2. Модулятор № 2. Сердечник набран из 20 точеных колец пермаллоя марки 50Н толщиной 0,1 мм. Внешний диаметр кольца 42 мм, внутренний — 30 мм.

3. Модулятор № 3 отличался от модулятора № 2 лишь материалом сердечника — пермаллой марки 79НМ. Статическая коэрцитивная сила 0,03 э.

Сердечник модулятора после нормальной термообработки помещался в защитный контейнер (каркас), после чего на него наносилась обмотка возбуждения. Изготовленные таким образом два элемента модулятора складывались вместе и на них наносилась общая выходная (измерительная) обмотка. Обмотки возбуждения двухэлементного модулятора соединялись последовательно-встречно. Подмагничивающее циркулярное поле создавалось пропусканием постоянного тока известной величины по прямому проводу, проходящему через окно кольцевого модулятора. Для защиты от вредного воздействия магнитных полей внешних источников (например, поля Земли) модулятор помещался в пермалловый магнитный экран.

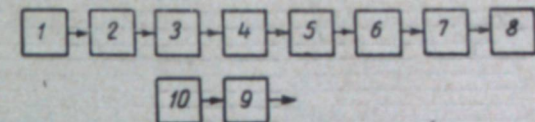


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки.

Процесс измерений заключался в следующем: в обмотки возбуждения модулятора подавался ток возбуждения, создающий поле возбуж-

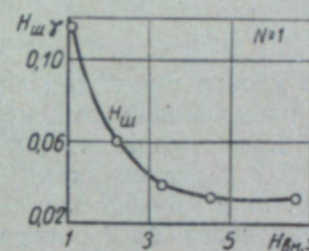


Рис. 2. Зависимость магнитных шумов от амплитуды поля возбуждения для модулятора № 1.

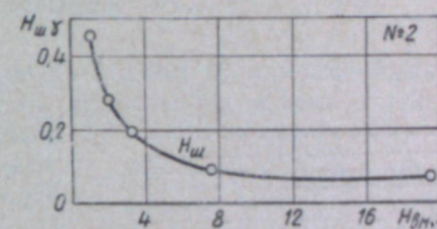


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для модулятора № 2.

дения амплитудой $H_{вм}$ (применялся режим перемагничивания, близкий к режиму синусоидальной индукции); фазовращателем устанавливалась наибольшая чувствительность установки к циркулярному полю.

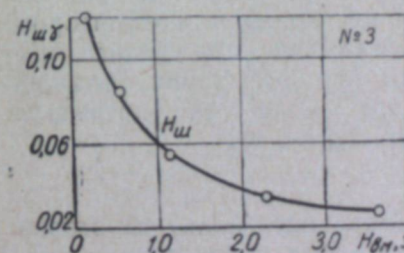


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для модулятора № 3.

Записывались флуктуации напряжения на выходе фазового детектора при отсутствии подмагничивания сердечников модулятора циркулярным полем, а также калибровочный сигнал при пропускании по прямому проводу через окно модулятора постоянного тока заданной величины. На ленте самописца измерялся наибольший из появляющихся за 10 мин размах флуктуаций выходного напряжения (в обе стороны от нулевого положения) в единицах измеряемого циркулярного поля. За уровень магнитного шума $H_{ш}$ принималась половина этого размаха.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 2—4 приводится зависимость магнитного шума от амплитуды поля возбуждения для разных модуляторов. Увеличение поля возбуждения вызывает уменьшение уровня магнитных шумов; это уменьшение особенно заметно при $H_{вм}$ менее 4—5 э для модуляторов с сердечниками из пермаллоя марки 50Н и $H_{вм}$ менее 2—3 э из пер-

маллоя 79НМ. Увеличение объема сердечников модулятора приводит к уменьшению магнитного шума (уровень шума модулятора № 1 с сер-

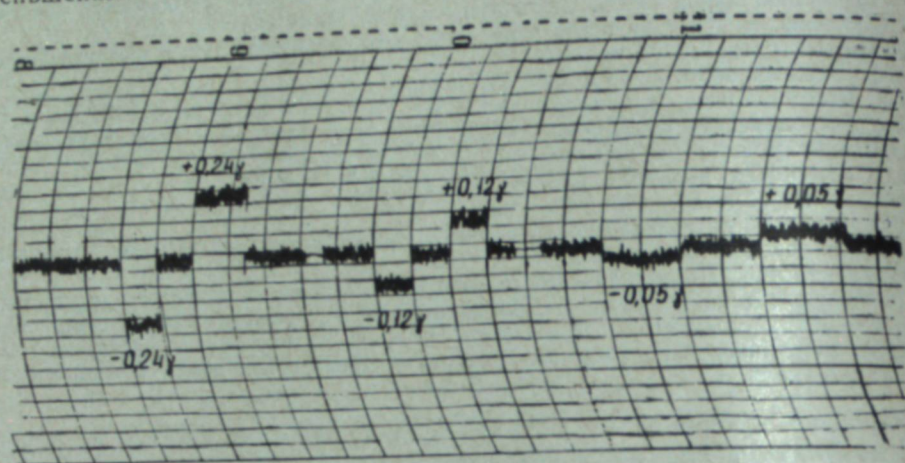


Рис. 5. Пример записи малых сигналов на фоне магнитных шумов с помощью модулятора № 1.

дечниками объемом 31 см^3 в 2—5 раз меньше уровня шума модулятора № 2 с объемом сердечников $2,7 \text{ см}^3$). При одинаковой амплитуде поля возбуждения уровень шумов модулятора № 3 с сердечниками из пермаллоя 79НМ в 2,5—5,5 раз меньше, чем у модулятора № 2 с сердечниками того же размера, но из пермаллоя 50Н.

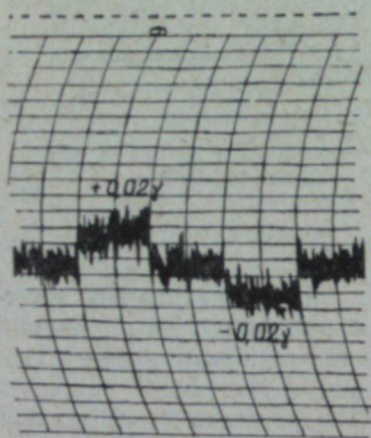


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, с помощью модулятора № 3.

На рис. 5 и 6 приведены кривые записи сигналов постоянного кольцевого магнитного поля с помощью модуляторов № 1 и № 3 на фоне магнитных шумов.

При непрерывной в течение суток проверке стабильности работы измерительной схемы с модулятором № 1 максимальный уход средней линии записи при отсутствии подмагничивающего поля не превышал $0,02 \gamma$ (при $H_{\text{ам}} = 6 \text{ э}$).

ВЫВОДЫ

Магнитные шумы КММ (в единицах измеряемого поля) на второй гармонике в несколько раз превышают магнитные шумы между гармониками (шумы Баркгаузена), также выраженные в единицах измеряемого поля [2].

В основном, шумы на второй гармонике в кольцевых модуляторах подчиняются тем же закономерностям, которым следуют магнитные шумы на второй гармонике феррозондов — магнитных модуляторов с сердечниками, разомкнутыми относительно измеряемого магнитного поля [4—6]. Из результатов наблюдения долговременной стабильности нуля использованной магнитометрической схемы с КММ можно заключить, что составляющая магнитных шумов, соответствующая частоте измеряемого поля порядка 10^{-3} — 10^{-4} гц , по крайней мере, не превышает составляющей шумов с частотой порядка 10^{-1} — 10^{-2} гц ; полученные результаты не совпадают с данными [6] для феррозондов.

С помощью КММ с сердечниками, изготовленными из отечественных материалов, можно измерять постоянные и медленно меняющиеся циркулярные (кольцевые) магнитные поля порядка $10^{-2} \gamma$ (10^{-7} э).

ЛИТЕРАТУРА

1. Грачев А. А. Шумы при периодическом перемагничивании ферромагнетиков, канд. диссертация, НИРФИ, Горький, 1960.
2. Розенблат М. А. Магнитные усилители, М., изд. «Советское радио», 1960, т. 2, стр. 206.
3. Williams F. C., Noble S. W. Proc. IEE, 1950, p. II, 97, № 58, 445.
4. Михайловский В. Н. Современные возможности измерения и контроля магнитных величин при помощи магнитомодуляционных датчиков. В сб. Магнитные элементы автоматики, телемеханики, измерительной и вычислительной техники (Труды Всесоюзного научно-технического совещания, Львов, 1962), Киев, 1964.
5. Беркман Р. Я. Собственные шумы феррозондов и методика их исследования. В сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению ОКБ МГ и ОН СССР, вып. 7, Гостоптехиздат, 1960.
6. Виноградова Л. Д. и Чеблов И. В. К вопросу о нестабильности нуля феррозонда. В сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению ОКБ МГ и ОН СССР, вып. 18, Гостоптехиздат, 1964.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ СОЛЕНОИД НАПРЯЖЕННОСТЬЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДО 87 кэ

Б. Г. Лазарев, Л. С. Лазарева, В. Р. Голик, С. И. Горидов

В последние годы в иностранной и отечественной литературе приводятся данные о лабораторных сверхпроводящих соленоидах напряженностью магнитного поля до ~ 100 кэ с объемом поля, достаточным для исследования ряда задач в области физики твердого тела. При этом имеются в виду лишь соленоиды, изготовленные из проволоки деформируемых сплавов на основе ниобия.

Соленоид с наибольшей напряженностью поля (~ 100 кэ) [1] состоит из пяти независимо питаемых секций. Внутренние секции намотаны из проволоки ниобийтитанового сплава (60 ат. % Ti), имеющего, как известно [2], наибольшее значение критического магнитного поля для деформируемых сплавов. Критический ток внутренней секции этого соленоида при приближении к 100 кэ составлял 7 а. Сравнительно невелики также токи и в других секциях. Поэтому размеры соленоида (внешний диаметр ~ 19 см, длина ~ 11 см), вес его (больше 10 кг), общее количество проволоки (больше 30 км) были очень велики. Диаметр рабочего отверстия — 5 мм.

В одном из описанных в нашей литературе соленоидов [3, 4] с напряженностью поля до 76 кэ диаметр рабочего отверстия составляет 16 мм. Соленоид состоит из двух параллельно питаемых секций.

Описан также сверхпроводящий магнит с полем до 85 кэ [5] (в объеме $\sim 0,03$ см³), достигаемым при помощи пары полюсных накопечников из пермендюра, вставленных внутрь соленоида со сравнительно небольшим собственным магнитным полем ($\sim 57,5$ кэ). Внутренний диаметр соленоида — 18 мм.

Оказалось очень удобным применять сверхпроводящие соленоиды для ряда исследований (сверхпроводников с сильно искаженной решеткой [6], минимума сопротивления у хрома [7], поля проникновения в сплавы [8] и др.). Решение этих исследований потребовало существенного повышения магнитного поля соленоидов с сохранением при этом наибольшей возможной простоты обращения с ними. В настоящем сообщении описывается соленоид с магнитным полем до 87 кэ.

Соленоид изготовлен из проволоки сверхпроводящего сплава на основе ниобия. Сплав разработан совместно с Гиредметом, и проволока из него изготавливается опытным производством Гиредмета. Проволока диаметром 0,25 мм имеет медное покрытие, термообработана и эмалирована. Соленоид намотан на каркас из органического стекла. Диаметр рабочего отверстия — 11 мм, внешний диаметр намотки — 101 мм, длина — 71 мм. Длина проволоки ~ 4 км в трех кусках, последовательно соединенных между собой. Постоянная соленоида 3410 э/а, индуктивность примерно 9 генри. Критические токи были: при 4,2° К — 20,5 а, при 1,9° К — 25,6 а, что соответствовало максимальным полям при этих температурах 70 и 87 кэ. Время включения их ~ 10 мин, время охлаждения после перехода через критический режим ~ 15 мин.

Однородность поля в центре этого соленоида была удовлетворительной для ряда задач и составляла 2,5% на длине 5 мм. Общий вид соленоида показан на рисунке.

Благодаря сравнительно небольшому весу соленоида (~ 2 кг), количество гелия, необходимое для охлаждения его и длительной работы с ним, не выходит за рамки потребляемого обычно в криостатах с подобным по весу наполнением. Токковые подводы на 25—30 а также не вызывают большого испарения жидкого гелия.

Существенное обстоятельство, которое следует иметь в виду, — это особенности работы криостата под откачкой при переходе соленоида через критический режим. Максимальная запасенная энергия описываемого соленоида составляет около 3000 дж, что при полном выделении ее в криостате привело бы к испарению примерно 1,1 л гелия. В действительности испарилось 0,4—0,5 л, так как большая часть энергии, запасенной в соленоиде, рассеивалась во внешних частях питающей схемы. При этом процесс испарения довольно сильно растянут во времени (до 3 мин) и при использовании для откачки достаточно мощных насосов (например, ВН-2, ВН-1) давление в системе не превышает атмосферного. При использовании маломощных насосов необходима была бы установка параллельных буферных объемов и более тщательная забота о рассеивании запасенной энергии вне криостата [9].

Для питания соленоида использовался низковольтный (до 6 в) источник постоянного тока (до 50 а), изготовленный по схеме, близкой к описанной в литературе. Последовательное включение частей обмотки соленоида и питание его от одного источника тока делает соленоид с полем почти до 90 кэ достаточно удобным и простым в работе.

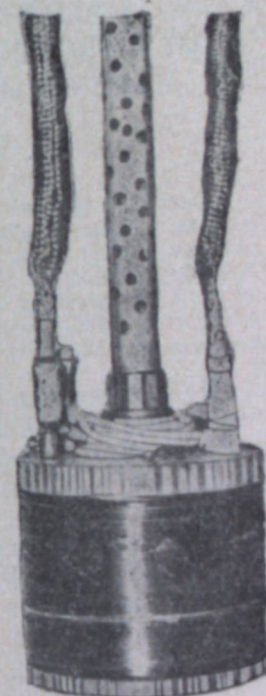
Использование ферромагнитных вставок, как упоминалось выше, по-видимому, даст возможность получить в подобном соленоиде поле напряженностью до 110 кэ, правда, в существенно уменьшенном рабочем объеме зазора.

При изготовлении соленоида и в работе с ним активное участие принимали инженер Г. А. Черкашин, техники-лаборанты В. А. Калинин и Л. М. Задорожный, которым авторы выражают свою признательность.

Авторы благодарны также инженерам Г. В. Сухине и А. И. Борченко за изготовление блока питания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Coffey H., Hulm J. и др. J. Appl. Phys., 1965, 36, № 1, 128.
2. Jones C. K., Hulm J. K., Chandrasekhar B. S. Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 74.
3. Андрианов В. В. Автореферат канд. диссертации, М., 1966.
4. Андрианов В. В., Зенкевич В. Б., Соколов В. И. и др. ДАН СССР, 1966, 169, 316.
5. Гончаров И. Н. Всесоюзный симпозиум по сильным магнитным полям (тезисы докладов), Красноярск, июль, 1966.
6. Лазарев Б. Г., Семенов Е. Е., Судовцов А. И., Кузьменко В. М. ДАН СССР, 1965, 165, 1275.
7. Семенов Е. Е. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 1966, 3, № 11, 443.
8. Лазарев Б. Г., Овчаренко О. Н., Мацакова А. А. Совещание по физико-химии и металлургии сверхпроводников, май, 1966, Институт металлургии им. А. А. Байкова АН СССР.
9. Dowley M. W. Cryogenics, 1964, 4, № 3, 153.



Сверхпроводящий лабораторный соленоид с напряженностью магнитного поля до 87 кэ.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ МАГНИТОМЕТР С ФЕРРОЗОНДОВЫМ ИНДИКАТОРОМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

М. А. Веденев, В. И. Дрожжина, В. А. Куликов

Описывается высокочувствительный магнитометр для исследования магнитных свойств тонких ферромагнитных пленок и других образцов малого размера, в котором используется феррозондовый индикатор полей, создаваемых исследуемым образцом. Феррозондовый индикатор имеет сердечник длиной 10 мм, порог чувствительности к измеряемому полю 10^{-5} э и пределы измерений от 10^{-3} до 1 э на шкалу прибора. В работе проводится анализ работы магнитометра при измерении намагниченности образца и его коэрцитивной силы.

При исследовании магнитных свойств ферромагнитных образцов разомкнутой формы стали применять феррозондовые индикаторы полей исследуемых образцов, которые имеют целый ряд преимуществ, по сравнению с магнитометрами, где используется подвесная система магнитов [1]. Впервые на возможность построения магнитометров с феррозондовым индикатором указано в работе [2]. В Институте физики металлов АН СССР было создано несколько вариантов таких магнитометров [1, 3, 4], в которых применялись феррозонды с длиной сердечника 90 мм, что ограничивало их возможности при изучении маг-

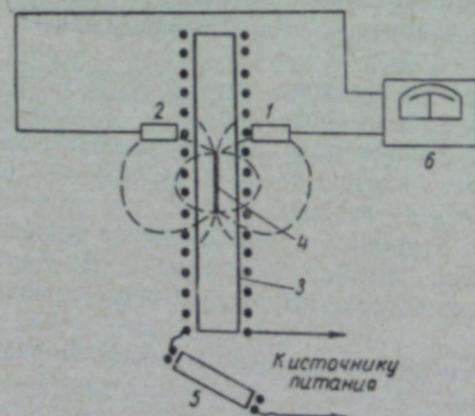


Рис. 1. Блок-схема магнитометра с одним соленоидом:
1 и 2 — ферроэлементы; 3 — соленоид; 4 — исследуемый образец; 5 — дополнительная катушка; 6 — электронная схема.

нитных свойств тонких ферромагнитных пленок и образцов малого размера. Нами разработан магнитометр с длиной сердечников феррозонда 10 мм и порогом чувствительности к магнитному полю, создаваемому исследуемым образцом, около 10^{-5} э. Магнитометр позволяет снимать по точкам статические петли гистерезиса и кривые намагничивания с ферромагнитных пленок и образцов малого размера (с магнитным моментом порядка 10^{-3} CGSM), а при необходимости записывать их на бумагу с помощью двухкоординатного самописца; определять (с точностью $\pm 10-15\%$) значение

магнитного момента исследуемого образца, имеющего форму тонкой круглой пластинки или вытянутой полоски (проволоки). Из-за малости размеров феррозонд практически не оказывает влияния на магнитное состояние образца и на топографию поля в окружающем его пространстве, то есть является зондом в полном смысле слова. На рис. 1 представлена схема одного из вариантов магнитометра с феррозондовым индикатором. Здесь магниточувствительные элементы (ферроэлементы 1 и 2) размещены на одной прямой перпендикулярно оси соленоида 3 вблизи одного из концов образца 4; таким образом,

они измеряют составляющую поля образца, перпендикулярную направлению его намагничивания. Схема включения обмоток ферроэлементов такова, что э. д. с., возникающие в измерительных обмотках под действием однородного магнитного поля (например, поля Земли), взаимно вычитаются, а при воздействии поля образца — складываются (астатическая система). Внешнее поле соленоида оказывает весьма слабое влияние на показания прибора, поскольку ферроэлементы размещены в центральном его сечении. Однако при работе на самых чувствительных шкалах полностью устранить влияние этого поля путем симметрирования ферроэлементов относительно оси соленоида чрезвы-

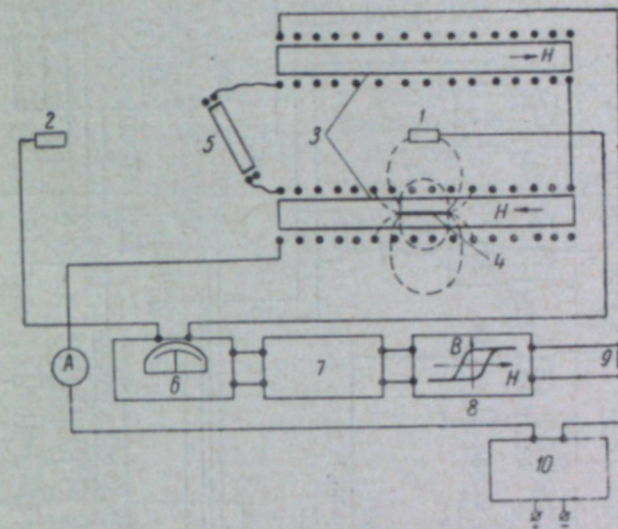


Рис. 2. Блок-схема магнитометра с двумя соленоидами:
1 — измерительный ферроэлемент; 2 — компенсирующий ферроэлемент; 3 — соленоиды; 4 — исследуемый образец; 5 — дополнительная катушка; 6 — электронная схема; 7 — фотоусилитель; 8 — двухкоординатный самописец; 9 — сопротивление; 10 — источник намагничивающего тока.

чайно трудно. Поэтому мы использовали дополнительную катушку 5, включенную последовательно с соленоидом и отнесенную на некоторое расстояние от ферроэлементов. При изменении положения этой катушки удается добиться компенсации поля соленоида в местах расположения ферроэлементов с точностью до 10^{-5} э (при поле внутри соленоида около 100 э). Эта схема удобна при измерении коэрцитивной силы образцов. Недостатком ее является то, что поле образца в местах расположения ферроэлементов носит резко неоднородный характер, а это вносит значительную ошибку при измерении абсолютной величины магнитного момента M образца.

Более точные измерения величины M могут быть проведены при использовании другого варианта магнитометра (рис. 2). Здесь используют два соленоида 3, включенные последовательно-встречно [1], между ними параллельно их осям помещен измерительный ферроэлемент 1. Ферроэлемент 2, компенсирующий эффект однородного поля и, следовательно, астазирующий индикаторную систему, вынесен на расстояние 15 см от первого. В этом варианте магнитометра неоднородность поля образца в месте расположения измерительного ферроэлемента значительно меньше, чем в схеме рис. 1. Для точной компенсации внешних полей соленоидов использовалась также дополнительная катушка 5.

Основным узлом магнитометра является феррозондовый прибор для измерения магнитного поля исследуемого образца, принципиальная схема которого показана на рис. 3. В приборе использован дифференциальный феррозонд с продольным возбуждением [5], состоящий из

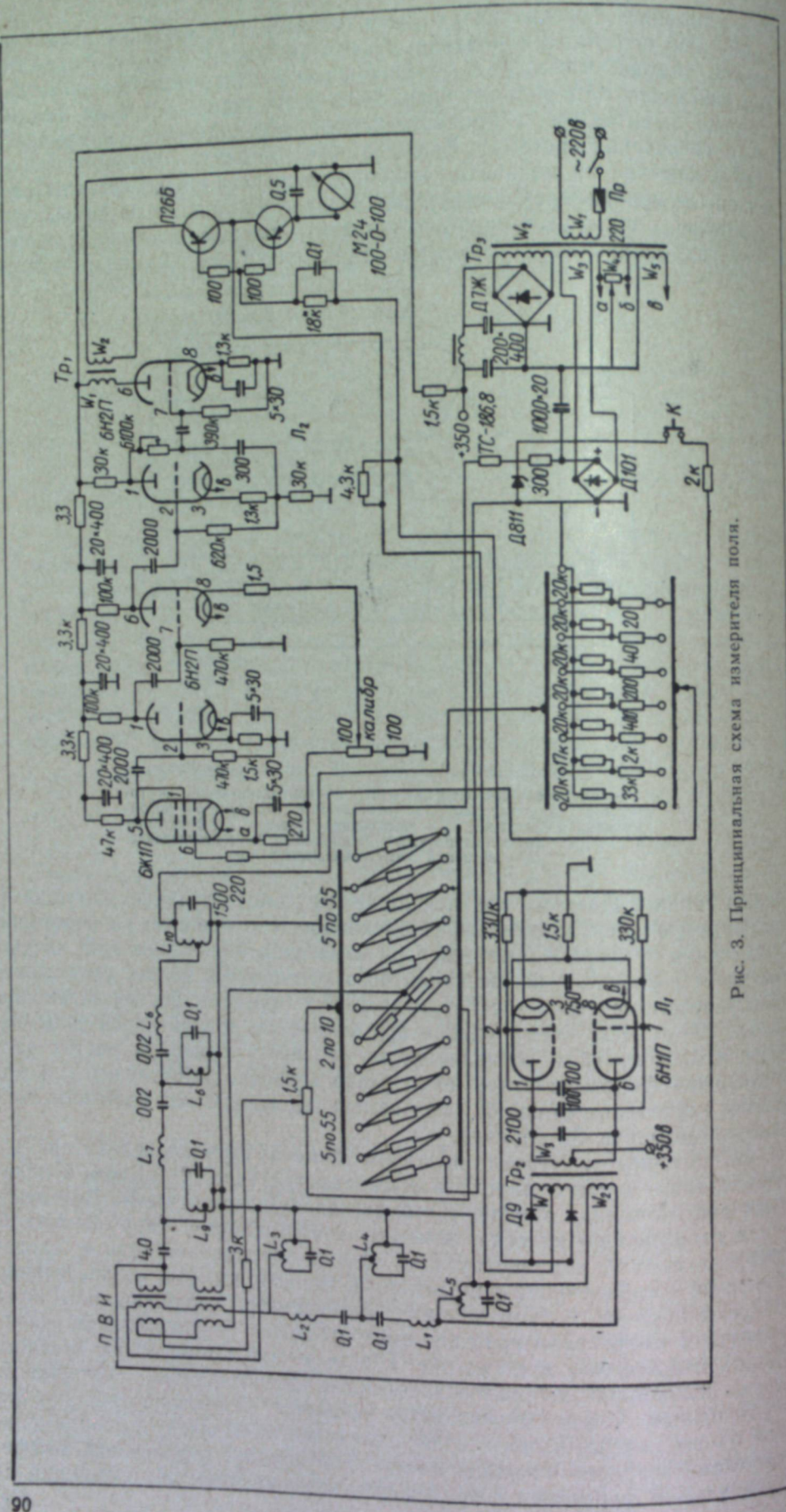


Рис. 3. Принципиальная схема измерителя поля.

двух ферроэлементов, размещенных в отдельных каркасах. Каждый ферроэлемент содержит по три обмотки: возбуждения B , измерительную I и подмагничивающую $П$, которые охватывают пермалловый сердечник-проволочку длиной 10 мм и диаметром 0,07 мм, отожженный в вакууме при 1100°С. В случае параллельного расположения ферроэлементов измеряется сумма, а при антипараллельном — разность магнитных полей в двух областях пространства, где размещены ферроэлементы. Обмотки возбуждения длиной 10 мм содержат по 190 витков провода диаметром 0,09 мм. Амплитуда поля возбуждения составляет 18 э, что превосходит поле оптимальной чувствительности в 9 раз; этим значительно снижается величина магнитных шумов и практически устраняется уход нуля-пункта за счет необратимых гистерезисных явлений. Измерительная обмотка длиной 3 мм содержит 73 витка провода диаметром 0,05 мм. Применение узкой измерительной обмотки способствует уменьшению эффекта магнитных шумов, гистерезисного ухода нуля и снижению квадратурной составляющей.

Чувствительность феррозонда к однородному полю составляет 0,03 мкв/гамма при величине импеданса измерительной обмотки 8 ом, а величина пороговой мощности (при поле 10^{-5} э) равна 10^{-16} вт. Подмагничивающая обмотка длиной 10 мм служит для компенсации внешнего поля, она содержит 190 витков провода диаметром 0,09 мм. Источником переменного напряжения является генератор, настроенный на частоту 25 кГц и собранный на лампе L_1 .

Для подавления четных гармоник между феррозондом и генератором поставлен двузвенный полосной фильтр с коэффициентом затухания по второй гармонике в 70 дБ. Для выделения второй гармоники в цепи измерительной обмотки на входе усилительного устройства применен двузвенный полосной фильтр на частоту 50 кГц с коэффициентом затухания по соседним гармоникам в 70 дБ. В усилителе имеется ламповый фазовращатель, дающий плавный поворот фазы до 180°, он необходим для настройки синхронного фазового детектора на синфазную составляющую напряжения сигнала. Фазовый детектор собран на двух триодах [6]. Напряжение, подаваемое на подмагничивающую обмотку, стабилизировано диодом Д811. Применение делителя $П$ и переменного сопротивления R позволило плавно изменять поле компенсации в пределах $0 \div 0,2$ э. Калибровка прибора осуществляется на шкале 0,1 э нажатием кнопки K . Весь диапазон измеряемых полей разбит на 7 пределов (1; 5; 10; 50; 100; 500 и 1000) $\times 10^{-3}$ э.

Для записи петель гистерезиса с образцов служит двухкоординатный самописец Н-359, у которого по оси y записывается величина, пропорциональная магнитной индукции, а по оси x величина, пропорциональная полю в соленоиде. Мощности выходного каскада резонансного усилителя L_2 для нормальной работы самописца по оси y недостаточно, поэтому дополнительно применен усилитель постоянного тока Ф-359.

Поскольку феррозондовый индикатор в отличие от подвесной системы магнитов позволяет измерять абсолютную величину поля, соз-

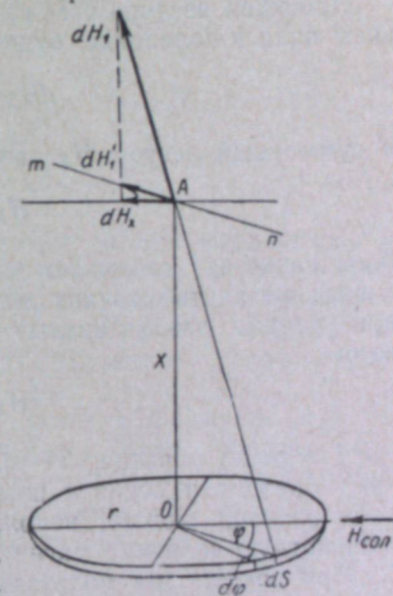


Рис. 4. К расчету напряженности поля образца.

даваемого исследуемым образцом, то здесь имеется возможность произвести оценку абсолютной величины магнитного момента (с точностью $\pm 10-15\%$). Найдем связь между величиной поля, создаваемого образцом, его геометрическими размерами и намагниченностью. Рассмотрим простой и вместе с тем интересный для практики случай, когда исследуемый образец имеет форму тонкого диска, намагниченного вдоль диаметра (рис. 4), и определим величину тангенциальной составляющей поля в точке, отстоящей от центра образца на расстоянии X (в дальнейшем примем X равным расстоянию между серединами образца и измерительного ферроэлемента). Вектор напряженности поля dH_1 , создаваемый магнитными зарядами, сосредоточенными на поверхности dS , в точке A , будет равен

$$dH_1 = \frac{J \cos \varphi r \delta d\varphi}{X^2 + r^2},$$

где δ и r — толщина и радиус пластинки соответственно; φ — угол между направлением поля в соленоиде $H_{\text{сол}}$ и подвижным радиусом; J — намагниченность образца.

Проекция вектора dH_1 на направление, совпадающее с направлением поля в соленоиде, будет

$$dH_x = \frac{J r^2 \delta \cos^2 \varphi d\varphi}{(X^2 + r^2)^{3/2}},$$

а суммарный вектор H_x запишется как

$$H_x = \frac{\pi J r^2 \delta}{(X^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (1)$$

Выражение (1) связывает интересующие нас величины. Для образцов в виде вытянутых тонких пластин или цилиндров величина поля H_x при условии, что магнитные заряды размещены на их концах, будет равна

$$H_x = \frac{8JSI}{(4X^2 + l^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

где l — длина образца; S — площадь поперечного сечения образца. Таким образом, измерив с помощью феррозонда абсолютную величину поля образца, можно, используя формулы (1) или (2), определить абсолютную величину магнитного момента.

При расчете мы полагали, что все магнитные заряды для дисков сосредоточены на боковой поверхности образца, а для вытянутых пластин — на их концах. Это условие достаточно хорошо выполняется для магнитнотвердых материалов и для образцов с малым размагничивающим фактором, если же размагничивающий фактор велик (например, цилиндр с отношением длины к диаметру 10), то для магнитномягких материалов расстояние между магнитными полюсами принимают равным 0,8 его длины. У эллипсоидов вращения это расстояние равно $2/3$ длины оси, вдоль которой он намагничен [7]. Это обстоятельство следует учитывать при определении абсолютной величины магнитного момента. Для ферромагнитных пленок такими ограничениями можно пренебречь.

Формулы (1) и (2) справедливы при условии, если измерительный ферроэлемент считать точечным или когда он отнесен на достаточно большое расстояние X от исследуемого образца. При небольших расстояниях X , соизмеримых с длиной ферроэлемента, и малых размерах образца будет иметь место дополнительная погрешность при определении M за счет неоднородного распределения поля образца по длине ферроэлемента (заметим, что феррозонд всегда градуируется в однородном поле). Для того чтобы избежать такого рода погрешности, необходимо удалить измерительный ферроэлемент на такое расстояние X ,

при котором неоднородность поля образца составляла бы незначительную величину (порядка нескольких процентов). Определим условия, при которых указанной погрешностью можно пренебречь. Рассмотрим самый неблагоприятный случай, когда длина исследуемого образца l много меньше длины ферроэлемента $2L$. Для этого определим среднюю по длине ферроэлемента величину напряженности поля $H_{\text{ср}}$ и сравним ее с H_x , рассчитанной по формуле (2) для отдельной точки. Составляющая напряженности поля вдоль оси зонда в любом его сечении равна

$$H_y = \left\{ \frac{\frac{l}{2} - y}{\left[\left(\frac{l}{2} - y \right)^2 + X^2 \right]^{3/2}} + \frac{\frac{l}{2} + y}{\left[\left(\frac{l}{2} + y \right)^2 + X^2 \right]^{3/2}} \right\} JS, \quad (3)$$

где y — расстояние от центрального сечения ферроэлемента до точки, где вычисляется H_y . После интегрирования при $2L \gg l$, получим

$$H_{\text{ср}} = \frac{JSI}{(L^2 + X^2)^{3/2}},$$

а отношение

$$\frac{H_{\text{ср}}}{H_x} = \frac{1}{\left(\frac{L^2}{X^2} + 1 \right)^{3/2}} \quad (4)$$

будет характеризовать погрешность измерения за счет неоднородности поля образца в месте расположения измерительного ферроэлемента.

Этой погрешностью можно пренебречь, если условия опыта будут таковы, что $X \approx 4L$, то есть удвоенной длине сердечника феррозонда.

С целью проверки формулы (1) мы провели измерения поля образца H_x с помощью десятимиллиметрового феррозонда на пяти намагниченных до насыщения пермалловых дисках различной толщины δ и диаметра $2r$. Измерения проводились при различных расстояниях между исследуемым образцом и измерительным ферроэлементом в пределах $1,5 \div 6,0$ см. Зависимость $H_x(X)$ нанесена в виде отдельных точек на рис. 5. На этом рисунке сплошными линиями нанесены значения полей H_x , рассчитанных по (1). Как видно, совпадение результатов достаточно хорошее.

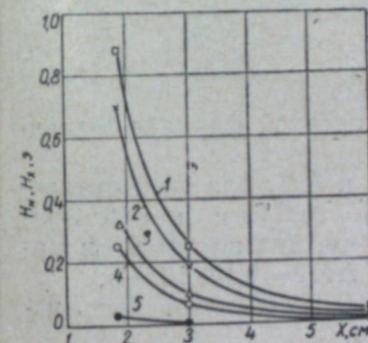


Рис. 5. Зависимость величины поля образца от X :

сплошные линии — расчет по (1), отдельные точки — опыт. 1 — $r=7,5$ мм, $\delta=0,05$ мм; 2 — $r=9$ мм, $\delta=0,05$ мм; 3 — $r=9$ мм, $\delta=0,018$ мм; 4 — $r=7,5$ мм, $\delta=0,018$ мм; 5 — $r=2,5$ мм, $\delta=0,05$ мм.

Используя формулы (1) и (2), можно сделать количественную оценку порогового значения намагниченности J_n , которое может быть измерено с помощью заданного феррозондового магнитометра: для диска —

$$J_n = \frac{(X^2 + r^2)^{3/2}}{\pi r^2 \delta} H_{xn};$$

для вытянутой пластины и проволоки —

$$J_n = \frac{(4X^2 + l^2)^{3/2}}{8IS},$$

где H_{xn} — пороговое значение напряженности поля, которое может быть замечено с помощью измерителя поля.

Погрешность при определении коэрцитивной силы исследуемого образца $H_{хп}$ можно оценить, исходя из выражения

$$\Delta B = \mu_r \Delta H_c,$$

где μ_r — максимальная дифференциальная проницаемость тела образца. Используя формулы (1) и (2), соответственно получим два выражения:

для диска —

$$\Delta H_c = \frac{4(X^2 + r^2)^{3/2}}{r^2 \delta \mu_r} H_{хп} + \frac{H_c}{\mu_r}$$

для вытянутой пластины и проволоки —

$$\Delta H_c = \frac{\pi(4X^2 + l^2)^{3/2}}{2Sl \mu_r} H_{хп} + \frac{H_c}{\mu_r}.$$

Отношение H_c/μ_r следует учитывать только в случае исследования магнитножестких образцов. При измерении тонких ферромагнитных пленок μ_r может быть заменена максимальной дифференциальной проницаемостью вещества μ . Если же размагничивающий фактор достаточно велик, то следует вычислять по известной формуле Аркадьева:

$$\mu_r = \frac{m\mu}{\mu + m - 1},$$

где m — проницаемость формы.

Величину m для дисков можно определить, приняв в формуле (1) $X=0$:

$$m = \pi r/\delta.$$

Для вытянутых пластин и проволок по приближенной формуле Фельд-ткеллера $m = l^2/5S$.

В качестве примера приведем значения J_H и ΔH_c для двух различных образцов, при условии $X=2$ см, $H_{хп}=10^{-5}$ э и $\mu=10^5$ гс/э:

а) ферромагнитная пленка толщиной 10^{-5} см, диаметром 2 см может быть измерена с точностью $J_H=3,5$ гс и $\Delta H_c=0,45 \cdot 10^{-3}$ э;

б) проволока длиной 0,5 см и диаметром 0,005 см может быть измерена с точностью $J_H=8,5$ э и $\Delta H_c=0,05$ э.

С помощью разработанного магнитометра были записаны петли гистерезиса пермаллоевых пленок толщиной $5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ см и диаметром 0,5 см, а также образцов ортоферрита (слабого ферромагнетика) размерами $1 \times 1 \times 1$ мм. При этом источником намагничивающего тока служила автоматическая управляемая мостовая схема, с помощью которой ток изменялся от $+I$ до $-I$ с постоянной скоростью. Время записи нисходящей (или восходящей) петли гистерезиса могло варьироваться в пределах 1,5 сек $\div$ 1,5 мин.

ВЫВОДЫ

Описанный высокочувствительный астатический магнитометр с феррозондовым индикатором позволяет автоматически записывать на бумагу статические петли гистерезиса малых образцов с магнитным моментом в состоянии насыщения порядка 10^{-3} CGSM. Примером таких образцов являются тонкие ферромагнитные пленки толщиной $5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ см и диаметром 0,5 см, а также образцы ортоферритов размером $1 \times 1 \times 1$ мм.

На основе проведенного анализа можно оценить для выбранного образца наименьшее значение намагниченности, измеряемое с помощью магнитометра и определить погрешность при измерении коэрцитивной силы образца.

Авторы выражают благодарность П. А. Халилееву и Ю. Ф. Пономареву за ценные замечания по данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дрожжина В. И., Фридман Л. А. Изв. АН СССР, 1957, 21, 9, 1320.
2. Förster F. Zs. Metallkunde, 1955, 46, 4, 297.
3. Францевич В. М. и Фридман Л. А. ФММ, 1963, 16, 2, 316.
4. Фридман Л. А., Францевич В. М. и Мочалова Г. Л. ФММ, 1963, 16, 6, 921.
5. Янус Р. И., Фридман Л. А. и Дрожжина В. И. Сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению ОКБ МГ и ОН СССР, вып. 3, 1959, стр. 73.
6. Веденев М. А., Дрожжина В. И., Амромин А. Л. и Васильев Н. К. Дефектоскопия, 1966, № 5, 66.
7. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов, М.—Л., Госэнергоиздат, 1962, стр. 171.

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ СТАЛЕЙ В ОТКРЫТОЙ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ

Н. М. Рудный, В. В. Гаухштейн

Важнейшими характеристиками качества электротехнической стали являются магнитная индукция при заданном значении напряженности поля и удельные потери на перемагничивание. Измерение этих характеристик в настоящее время осуществляется в основном в аппаратах Эпштейна и сопряжено с большой трудоемкостью и расходом материала. Вследствие значительной по листной неоднородности магнитных свойств стали внутри партии выборочный контроль по методу Эпштейна дает только приближенное представление о средних магнитных свойствах листов данной партии.

Актуальной задачей является создание аппаратуры для массового неповреждающего контроля. Из множества решений этой задачи [1—5] только некоторые нашли практическое применение при массовом контроле.

Основная трудность при контроле средних магнитных характеристик листа электротехнической стали заключается в создании равномерного намагничивания в каждой его точке. Наиболее предпочтительным в этом отношении является способ, использованный в установке, изготовленной на киевском заводе «Точэлектроприбор».

Измерение производится в открытой магнитной цепи при сравнительно высокой неоднородности намагничивания образцов. Измерительные катушки, являющиеся датчиками магнитных величин, расположены по всей ширине образца в достаточно узкой по его длине области, чтобы можно было считать магнитное поле в зоне их расположения равномерным.

При движении образца сигналы, поступающие от датчиков, модулируются кривой изменения магнитных характеристик по длине листа, причем огибающая является функцией времени. Задача определения средних по длине образца свойств сводится к нахождению определенного интеграла этой функции в пределах требуемой области усреднения.

Датчиком магнитной индукции служат два витка, охватывающие испытуемый лист стали. Для компенсации э. д. с., индуцированной в витках потоком в воздухе, используются компенсационные катушки, расположенные над поверхностью листа.

Измерение напряженности поля осуществляется плоскими калиброванными катушками, расположенными по всей ширине листа с обеих его сторон. Благодаря этому при достаточно малой высоте отверстия катушки уменьшается погрешность, вызванная изменением положения листа в соленоиде по вертикали.

Известно [2, 6], что поле образца складывается из внешнего поля, создаваемого контуром с током, и поля, вызванного кажущейся магнитной полярностью, распределенной на пограничных поверхностях образца, то есть на его концах. Однако в случае, если длина образца значительно превосходит длину намагничивающей обмотки, с некоторым приближением можно считать, что образец не поляризуется и, следовательно, неравномерность поля в листе определяется неравномерностью поля намагничивающей обмотки. Это предположение наиболее полно оправдывается при контроле свойств рулонной стали.

Пусть обмотка представляет собой две токонесущие плоскости, по которым протекает ток I ; длина этих плоскостей (в направлении движения листа) — $2b$, ширина — $2a$, а расстояние между ними — $2h$, на-

чало координат находится в центре соленоида (между плоскостями), а координатные оси направлены таким образом, что OX совпадает с направлением движения образца; OZ — вдоль ширины образца; OY — перпендикулярна его плоскости. При условии, что $a \gg h$ и $b \gg h$, в первом приближении можно считать, что в относительных координатах напряженность поля в плоскости YOZ изменяется по следующему закону:

$$\frac{H_x b}{I} = 2\pi - \frac{2h}{a} \left[\sqrt{\frac{1}{(1+z)^2} + \gamma^2} + \sqrt{\frac{1}{(1-z)^2} + \gamma^2} \right], \quad (1)$$

где H_x — составляющая поля вдоль оси OX ; $z = z/a$ — относительная координата; $\gamma = a/b$ — отношение ширины намагничивающей обмотки к ее длине.

Если в первом приближении считать, что индукция в образце B линейно зависит от напряженности поля H , то из выражения (1) следует, что зависимость индукции от координаты Z в испытуемом однородном образце будет иметь вид

$$B = A + f(Z), \quad (2)$$

где A — постоянный член.

Если предположить, что удельные потери на перемагничивание пропорциональны квадрату индукции, то среднее значение потерь по ширине листа можно определить из выражения

$$P_{\text{ср}} = \frac{1}{2Z_0} \int_{-Z_0}^{Z_0} K [A + f(z)]^2 dz, \quad (3)$$

где Z_0 — координата крайней точки листа; K — коэффициент пропорциональности.

Вследствие того, что датчики магнитных величин дают средние по ширине листа магнитные характеристики, преобразователь мощности измеряет величину

$$P = K \left\{ \frac{1}{2Z_0} \int_{-Z_0}^{Z_0} [A + f(z)]^2 dz \right\}. \quad (4)$$

Нетрудно убедиться в том, что погрешность измерения потерь за счет неравномерности намагничивания в этом случае определяется выражением

$$\delta = \frac{P - P_{\text{ср}}}{P_{\text{ср}}} = \frac{\left[\frac{1}{2Z_0} \int_{-Z_0}^{Z_0} f(z) dz \right]^2 - \frac{1}{2Z_0} \int_{-Z_0}^{Z_0} [f(z)]^2 dz}{\frac{1}{2Z_0} \int_{-Z_0}^{Z_0} [A + f(z)]^2 dz}. \quad (5)$$

Если магнитная проницаемость листа μ остается постоянной в каждой его точке, то, согласно выражению (1), функция $f(z)$ в выражении (5) имеет вид

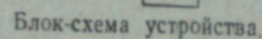
$$f(z) = \sqrt{\frac{1}{(1+z)^2} + \gamma^2} + \sqrt{\frac{1}{(1-z)^2} + \gamma^2} \quad (6)$$

и постоянный член $A = a\pi/h$.

Подставляя (6) в (5), после интегрирования получаем

$$\delta = \frac{h^2 \cdot 100}{\pi^2 a^2} \left\{ \frac{\sqrt{1 + \gamma^2 (1 + z_0)^2} - \sqrt{1 + \gamma^2 (1 - z_0)^2}}{z_0} + \right.$$

Расчет погрешности усреднения от неравномерности намагничивания по формуле (7) показывает, что величина δ не превышает 0,5% при $\gamma = (1 \div 4)$; $h/a = 0,1$ и $z_0 \leq 0,9$. Учитывая неравномерность свойств об-


$$f = K_f P, \quad (8)$$

При движении испытуемого образца частота f изменяется во вре-

Частота $f(t)$ измеряется цифровым частотомером, показания которого N пропорциональны среднему значению частоты за время измерения T .

Если испытуемый образец движется со скоростью v , то за время измерения T_{Σ} показания частотомера пропорциональны среднему значению удельных потерь $P(t)$ на длине образца $L = v \cdot T_{\Sigma}$.

Для обеспечения высокой производительности и точности при измерении магнитной индукции используется способ измерения отношения магнитного потока в образце при заданном значении напряженности поля к потоку насыщения [7]. Для этого используется автоматическое устройство [8], блок-схема которого приведена на рисунке.

Образец подается в намагничивающее устройство (плоский соленоид) 1, перематывается в магнитном поле с напряженностью $H = 3 \cdot 10^4$ а/м, соответствующей индукции насыщения B_s . Э. д. с., индуцируемая в датчике напряженности KH , поступает на вход автоматического регулятора 2, который, управляя магнитным усилителем 3, подерживает заданное значение напряженности поля $H = 3 \cdot 10^4$ а/м. Э. д. с. датчика индукции KB подается на входы прецизионного 4 и фазочувств-

1. Власов В. Ф. Электричество, 1927, № 2.
2. Янус Р. И., Шубина Л. А., Соколов А. Д. ЖТФ, 1938, вып. 19.
3. Koppelman F. Elektrotechnik u. Maschinenbau, 1951, № 2, № 9.
4. Edmipson D. Proc. Instr. Eng., 1955, 102, № 4.
5. Вдовин Ю. А. Вестник электропромышленности, 1958, № 7.
6. Хег Б. Электромагнитные расчеты, М., Энергоиздат, 1934.
7. Янус Р. И., Вдовин Ю. А. Авт. свид. № 124547, Бюллетень изобретений, 1959, № 2.
8. Гаухштейн В. В., Лещинер М. М. Авт. свид. № 162249. Бюллетень изобретений, 1964, № 9.

ПРИМЕНЕНИЕ ДВУХСТЕРЖНЕВОГО ФЕРРОЗОНДА К ИССЛЕДОВАНИЮ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ И ПОТЕРЬ НА ГИСТЕРЕЗИС МАГНИТНОГО ВРАЩЕНИЯ

Н. Л. Брюхатов, В. Н. Кузнецов, Г. К. Морарь

Показана возможность определения магнитной анизотропии и сравнительной оценки потерь на гистерезис магнитного вращения в листовых ферромагнитных материалах с помощью прибора, состоящего из подковообразного электромагнита и феррозондового полемера, смонтированного между его полюсами.

Применение феррозондов в настоящее время получает все большее развитие в самых различных областях магнитных измерений, как в области измерений минимальных полей, так и в области неразрушающего контроля магнитных материалов [1—4]. Исключительно большой вклад в исследование работы зондов и их применения для целей магнитного анализа сделан Р. И. Янусом и его сотрудниками [5—11]. В их работах, в частности, полностью разрешен вопрос о применении феррозонда для измерения коэрцитивной силы в листовых магнитных материалах. Однако возможность исследования феррозондом магнитной кристаллографической анизотропии и гистерезисных потерь остается еще недостаточно изученной [12]. Нами проведены исследования возможности применения двухстержневого зонда для решения этого вопроса.

МЕТОД ПРИМЕНЕНИЯ ДВУХСТЕРЖНЕВОГО ЗОНДА

В настоящей работе использовался двухстержневой зонд, сердечники которого представляли собой проволоочки из пермаллоя 80НХС. Длина сердечников 6,2 мм, диаметр 0,2 мм. Обмотки возбуждения, наносимые на каждый из сердечников, состояли по 50 витков, измерительная обмотка — 200 витков. Обмотки возбуждения, присоединенные к генератору звуковой частоты, питались переменным током частотой 24 кГц. При этом в обмотках создавалось переменное магнитное поле амплитудой порядка 15 э, близкой к насыщающему для стержней указанных размеров. Вторая гармоника ЭДС индукции, возникающая при действии постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси сердечников зонда, измерялась электронным вольтметром. Чувствительность зонда составляла 470 мВ/э.

Зонд располагался между полюсами подковообразного электромагнита так, что сердечники его были перпендикулярны оси электромагнита¹ (направлению магнитного поля) и лежали в плоскости, параллельной поверхности полюсов. При таком расположении ЭДС в измерительной обмотке отсутствовала. При помещении электромагнита с зондом на поверхность анизотропного материала, в котором вектор намагниченности I не совпадает по направлению с намагничивающим полем, появляется компонента поля H_n , нормальная к оси электромагнита и совпадающая с направлением сердечников зонда. Изменение H_n при вращении электромагнита с зондом на поверхности образца имеет тот же характер, что и изменение нормальной компоненты намагниченности I_n , и вследствие этого может характеризовать магнитную анизотропию исследуемого листового материала, так же как и I_n . Исследования показали, что H_n всегда направлено в сторону, противоположную I_n , и является компонентой намагничивающего поля, возникающего в образце.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 представлены зависимости H_n от угла между осью электромагнита и направлением проката в листе холоднокатаной текстурованной стали Э320 с «ребровой» текстурой. Измерения проводились при

¹ Мы называем осью электромагнита прямую, соединяющую центры его полюсов.

различных значениях намагничивающего поля при вращении электромагнита с зондом относительно листа в пределах от 0 до 180°, а затем в противоположную сторону.

Магнитограммы, полученные при вращении поля в прямом и обратном направлениях, как видно из рисунка, не совпадают друг с другом из-за гистерезиса во вращающихся полях. Магнитограмма 2 действительно соответствует «ребровой» текстуре и позволяет определить направления легкого и трудного намагничивания в листе. Исследования

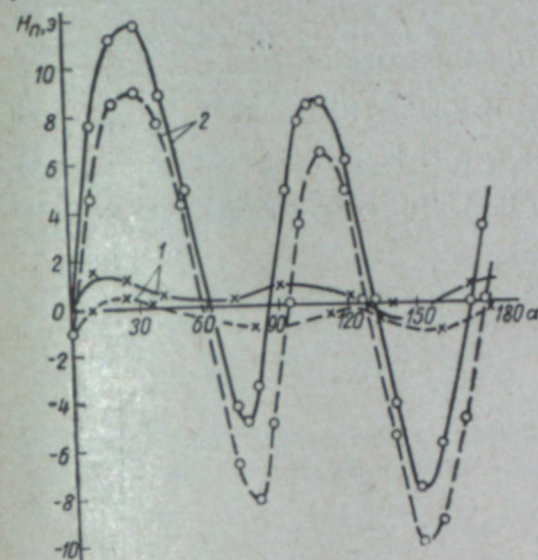


Рис. 1. Магнитограммы листа стали Э320, снятые при вращении зонда в прямом направлении (сплошные кривые) и обратном (пунктир) в полях 15 э (кривые 1) и 120 э (кривые 2).

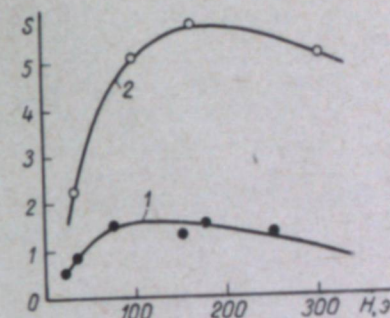


Рис. 2. Зависимость площадей магнитограмм в относительных единицах от напряженности намагничивающего поля в сталях Э320 (кривая 1) и Э12 (кривая 2).

текстуры методом структурного динамометра, проведенные на диске, вырезанном из этого же листа стали, находятся в хорошем согласии с приведенными результатами.

По магнитограммам можно судить и о величине потерь на гистерезис во вращающихся полях. Чем сильнее гистерезис, тем больше площадь, заключенная между магнитограммами, полученными при прямом и обратном вращении зонда. Планиметрирование площадей магнитограмм, полученных при разных значениях намагничивающего поля в листах холоднокатаной стали Э320 и динамной стали Э12 позволяет произвести сравнительную оценку потерь на гистерезис магнитного вращения при разных полях в различных сортах стали. Результаты измерений приведен на рис. 2, где ход потерь на гистерезис магнитного вращения представлен кривыми, выражающими зависимость планиметрированных площадей от величины намагничивающего поля. Эти результаты качественно согласуются с исследованиями гистерезиса магнитного вращения, проведенными методом структурного динамометра [13] в этих же материалах.

Таким образом, применение феррозонда дает возможность исследовать магнитную анизотропию и давать сравнительную оценку потерь на гистерезис магнитного вращения в листовых ферромагнитных материалах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aschenbrenner H., Goubéan G. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, 1936, 47, 6, 177.

2. Feldkeller R. Stuttgarter Arbeitsgemeinschaft, H. 2, 1943.
3. Wurm M. Zs. Angew. Phys., 1950, 2, 5, 210.
4. Förster F., Zizelman G. Zs. Metallkunde, 1954, B. 45, H. 5, 245.
5. Янус Р. И. Труды ИФМ УФАИ, вып. 15, 1954, стр. 76.
6. Янус Р. И., Фридман Л. А. и Дрожжина В. И. ФММ, 1955, 1, вып. 1.
7. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Заводская лаборатория, 1955, 21, 10, 1193.
8. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Сб. трудов Совещания по магнитным методам производственного контроля, ИФМ, УФАИ, вып. 21, 1958.
9. Дрожжина В. И., Янус Р. И., Фридман Л. А. Сб. произв.-технич. информ. геофиз. приборостроения, МГОИ СССР, ОКБ ОНТИ, вып. 4, 1959, стр. 44.
10. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Сб. произв.-технич. информ. по геофиз. приборостроению МГОИ СССР, ОКБ ОНТИ, вып. 3, 1959, стр. 73.
11. Янус Р. И., Дрожжина В. И., Фридман Л. А., Веденев М. А. Сб. Геофизическое приборостроение, ОНТИ, ОКБ, МГОИ СССР, вып. 7, 1960, стр. 5.
12. Брюхатов Н. Л., Кожевников Г. И. Заводская лаборатория, 1959, № 11.
13. Брюхатов Н. Л., Гринчар Н. А. Изв. вузов, Физика, 1963, № 1.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТЕРЬ НА ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ВРАЩЕНИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИСКОВ

Г. С. Корзунин, В. В. Ляпунов

Описывается простой способ определения потерь на вращательный гистерезис путем измерения потребляемой мощности микроэлектродвигателем, вращающим ферромагнитные диски во внешнем однородном магнитном поле.

Если диск из магнитного материала поместить в однородное внешнее магнитное поле, параллельное плоскости диска, то намагниченность его в общем случае будет составлять с направлением поля некоторый угол φ . В результате на диск будет действовать крутящий момент

$$M = HI \sin \varphi.$$

Энергия, поглощаемая при медленном повороте диска на 360° , называется потерями на гистерезис во вращающемся поле за цикл [1]. Эти потери равны

$$Q_r = \int_0^{2\pi} M d\varphi = H \int_0^{2\pi} I \sin \varphi d\varphi = H \int_0^{2\pi} I_n d\varphi.$$

Для идеально изотропных материалов величина M не зависит от угла φ . В этом случае

$$Q_r = 2\pi M.$$

В соответствии с выражениями потерь на гистерезис вращения их определение сводится к измерению механического момента M на крутильных анизометрах различных типов [2—10] или нормальной составляющей вектора намагниченности I_n , определяемой различными способами [11—15]. Известны и другие, более сложные, способы измерения потерь на гистерезис вращения, основанные на определении коэффициента затухания момента количества движения вращающегося образца после выключения внешнего поля или на непосредственном измерении угла φ [16—19]. Однако применение этих способов очень трудоемко. В ряде практических случаев, например в электрических машинах при их работе, потери на гистерезис вращения играют значительную роль. Однако в настоящее время при оценке качества электротехнической стали потери на вращательный гистерезис во внимание не принимаются и, вследствие технической трудности их измерения, прямым способом не контролируются [20].

Весьма желательно иметь более простой и удобный способ определения этих потерь. С этой целью нами¹ был опробован предложенный Р. И. Янусом способ определения потерь на гистерезис вращения путем измерения потребляемой микроэлектродвигателем мощности при вращении образцов во внешнем однородном магнитном поле. Поскольку величина потерь на вращательный гистерезис представляет собой работу внешних сил, совершаемую при повороте диска в магнитном поле на угол 2π , то мощность, потребляемая электродвигателем при повороте

¹ Часть экспериментальной работы была выполнена студентом-дипломником Уральского госуниверситета Н. В. Сосуновым.

им диска на один оборот, за вычетом энергии, расходуемой на трение, определит потери на гистерезис вращения.

Схематическое устройство установки приведено на рис. 1. Микроэлектродвигатель постоянного тока 1 укреплен на железной плите 6, которая экранирует его от влияния магнитного поля электромагнита. Между полюсами 2 электромагнита в каркасе из гетинакса 3 помещается легкая обойма 4, выточенная из эбонита. Ко дну и к отвинчивающейся крышке обоймы прикреплены тонкие мельхиоровые оси, проходящие через тефлоновые подшипники 10, расположенные в верхней и нижней пластинах каркаса. Верхняя ось соединяется с валом микроэлектродвигателя соединительной тягой 5 через кардан 12, состоящий из попарно спаянных концами расходящихся под углом 120° шести лепестков фосфористой бронзы (три лепестка соединены с тягой, три — с осью обоймы). Таким образом, получается гибкое соединение, устраняющее влияние возможного перекоса осей электродвигателя и

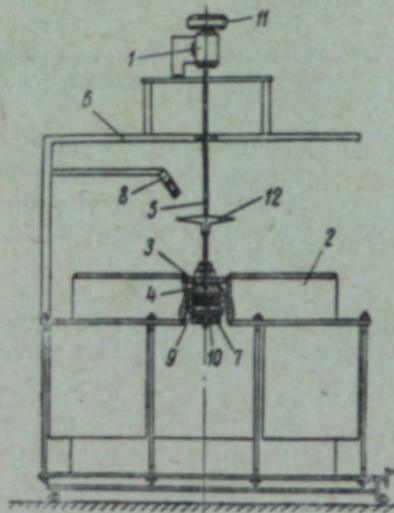


Рис. 1. Схематическое устройство установки для определения потерь на гистерезис вращения:

1 — микроэлектродвигатель; 2 — полюсы электромагнита; 3 — остои обоймы; 4 — обойма; 5 — соединительная тяга; 6 — экран; 7 — испытываемые образцы; 8 — неоновая лампа; 9 — прокладка; 10 — тефлоновый подшипник; 11 — маховик; 12 — карданное соединение.

обоймы и позволяющее образцам 7 самоцентрироваться по высоте между полюсами электромагнита. Кроме обеспечения пружинящего соединения блестящие лепестки фосфористой бронзы служат хорошим индикатором скорости вращения, которая определяется по стробоскопическому эффекту при освещении лепестков неоновой лампой 8. На ось микроэлектродвигателя насажен маховик 11, необходимый для исследования образцов с большой магнитной анизотропией. Электрическая схема установки приводится на рис. 2.

Процесс определения потерь на гистерезис вращения на описанной установке сводится к следующему. Набор дисков из магнитных материалов диаметром 30 мм весом 10—30 г укладывается в обойму. Диски, имеющие сильно выраженную анизотропию магнитных свойств, при укладке в набор ориентируются направлениями легкого намагничивания таким образом, чтобы высокие направления легкого намагничивания M отдельных дисков в значительной мере компенсировали друг друга. Такую укладку трех дисков применял Брейлсфорд [21]. Подобная укладка значительно уменьшает общий момент пондеромоторных сил, действующих на набор дисков, вращающихся в магнитном поле, что облегчает и повышает точность измерения Q_r . Обойма с образцами укладывается в каркас между полюсами электромагнита, и производится

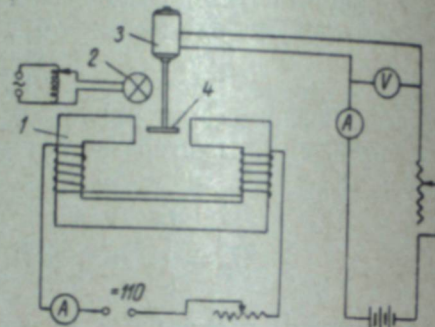


Рис. 2. Электрическая схема установки для измерения потерь на гистерезис вращения:

1 — электромагнит; 2 — неоновая лампа ТН-0,2; 3 — микроэлектродвигатель; 4 — исследуемые образцы.

определение потребляемой мощности P_1 микроэлектродвигателем при вращении дисков со строго фиксированной скоростью без включенного поля. Затем определяется потребляемая микроэлектродвигателем мощность P_2 с включенным полем. Разность $P_2 - P_1$, деленная на число оборотов двигателя в секунду, даст величину потерь на гистерезис за цикл вращения.

На установке были исследованы образцы из ферромагнитных материалов различного качества. Основной целью этих измерений было опробование работы установки.

На рис. 3 в качестве примера приведены кривые потерь на гистерезис вращения в холоднокатаном и рекристаллизованном поликристаллическом никеле при разной величине приложенного поля. Потери определялись при скорости вращения микроэлектродвигателя 16,6 об/сек (1000 об/мин). Толщина дисков составляла 0,1 мм. При укладке в обойму они изолировались друг от друга такого же диаметра дисками конденсаторной бумаги. Общая толщина набора без изолирующих прокладок составляла 2,9 мм (вес набора 18,03 г). При быстром вращении дисков в магнитном поле возможно влияние на результаты определения Q_r потерь на вихревые токи [22]. В данной работе ввиду сравнительно медленного вращения дисков и небольшой их толщины влияние вихревых токов не учитывалось.

Общая закономерность в ходе кривых на рис. 3 — наличие максимума потерь на гистерезис вращения и последующее убывание их практически до нуля с увеличением внешнего поля — говорит о качественном соответствии результатов, получаемых при измерении на описанной установке, с теоретическим ходом кривых зависимости потерь на гистерезис вращения от величины намагниченности материала. Большое различие между Q_r холоднокатаного и рекристаллизованного никеля согласуется с результатами работы [23]. Качественно такая же закономерность на образцах кремнистого железа при небольших степенях деформации наблюдалась авторами работы [20].

О точности измерений на установке можно получить представление, если сравнить полученные на ней результаты с данными других авторов. Максимальное значение потерь на гистерезис вращения в отожженном никеле, полученное на описанной установке, с точностью $\pm \sim 10\%$ совпадает с данными Баскакова и Брюхатова [24], Втюрина [6] и Брюхатова и Гринчар [23]. Следует заметить, что в работах [6] и [24] определение потерь производилось в плоскости (100) на монокристалле никеля, обточенном в виде шара диаметром $d = (9,75 \pm 0,01)$ мм в работе [6] и $d = (8,50 \pm 0,02)$ мм в работе [24]; в работе [23] — на диске никеля с текстурой куба, имеющего диаметр 15 мм и толщину 0,125 мм.

Из приведенных данных можно сделать вывод о возможности измерять потери на гистерезис вращения описанным здесь методом. Удобство и быстрота измерений по этому методу выгодно отличают его от других способов. При некотором техническом усовершенствовании закладки образцов и стабилизации скорости вращения микроэлектродвигателя этот способ может быть применен для массовых измерений характеристик магнитных материалов во вращающемся поле.

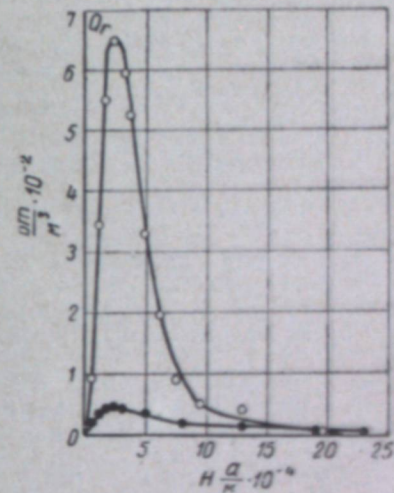


Рис. 3. Потери на гистерезис во вращающемся поле за цикл в поликристаллическом холоднокатаном и рекристаллизованном никеле при разных полях:

○ — сырой никель; ● — отожженный никель.

В заключение считаем необходимым заметить, что по ходу работы мы получали ряд ценных советов от Р. И. Януса. Выражаем также искреннюю благодарность В. И. Дрожжиной за предоставление весьма ценных сведений по вопросам измерения вращательного гистерезиса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бозорт Р. Ферромагнетизм, М., ИИЛ, 1956, стр. 411.
2. Weiss P. J. Physik, 1905, 4, 4, 469.
3. Акулов Н. С., Брюхатов Н. Л. ЖЭТФ, 1933, 3, 59.
4. Tarasov L. P. Phys. Rev., 1939, 56, 15, 1224.
5. Miller D. S. Rev. Sci. Inst., 1950, 21, 7, 605.
6. Втюрия Н. И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1952, 16, 6, 690.
7. Assmus P., Roll R., Gaus D., Pfeifer F. Zs. Metallkunde, 1957, 48, 6, 341.
8. Penoyer R. F. Rev. Sci. Inst., 1959, 30, 8, 711.
9. Schuler K. Zs. Metallkunde, 1961, 52, 7, 492.
10. King A. P., Robinson G., Cundale I. A., Hight M. I., J. Sci. Inst., 1964, 41, 766.
11. Weiss P. J. Phys., 1896, 5, 3, 435.
12. Аксенов Г. И., Кондратьев П. И. Заводская лаборатория, 1938, 7, № 11, 1271.
13. Ingerson W. E., Beck F. I. Rev. Sci. Inst., 1938, 9, 1, 31.
14. Cole R. W., Honeycutt C. R. J. Appl. Phys., 1959, 30, suppl., 4, 250S.
15. Bazan C. Z., Matheisel Z. Arch. Elektrotechn., 1962, 11, 3, 441.
16. Kelly I. M. Phys. Rev., 1956, 103, 2, 499.
17. Kelly I. M. Rev. Sci. Inst., 1957, 28, 12, 1038.
18. Parker H. M., Bullock B. W., Dancy W. H. J. Appl. Phys., 30, suppl., 4, 1959, 32S.
19. Bonnefons I. C. R., 1962, 255 (№ 15), 1706.
20. Дрожжина В. И., Янус Р. И. и Вершинина В. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1952, 16, № 6, 695.
21. Brailsford F. J. Inst. Electr. Eng., 1938, 83, 566.
22. Brailsford F. J. Inst. Electr. Engr., 1948, 95, р. II, № 43, 38.
23. Брюхатов Н. Л. и Гринчар Н. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, 25, № 12, 1486.
24. Баскаков А. А. и Брюхатов Н. Л. ЖЭТФ, 1939, 9, 8, 984.

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ОСНОВНОЙ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Ю. А. Вдовин, Г. С. Корзунин

Сообщается о возможности снятия точек основной кривой намагничивания с ферромагнитных образцов на переменном токе без предварительного определения площади их поперечного сечения.

По ГОСТ 802—58 «Сталь электротехническая тонколистовая» предусматривается снятие основной кривой намагничивания на постоянном токе, хотя в большинстве случаев электротехническая сталь используется в устройствах, предназначенных для работы в переменных магнитных полях. В связи с этим все больше утверждается мнение о необходимости внедрять контроль качества электротехнической стали на переменном токе той частоты, при которой материал будет работать в процессе эксплуатации [1]. Остро стоит вопрос о необходимости автоматизировать процесс контроля в производственном потоке, сочетаемого с рассортировкой листов стали на партии, достаточно однородные по качеству [2].

Серьезным препятствием для автоматизации контроля является необходимость предварительного определения площади поперечного сечения испытуемого образца. Определение сечения по любому из известных способов (например, путем взвешивания, измерения геометрических размеров, радиационным способом и т. д.) производится перед измерениями, вне измерительной установки, что затрудняет автоматизацию процессов магнитных измерений.

Р. И. Янусом и Ю. А. Вдовиным предложен способ определения точек динамической петли перемагничивания без предварительного определения площади поперечного сечения образца [3, 4]. Для этого достаточно определить отношение потока индукции в образце при заданной напряженности магнитного поля к потоку индукции насыщения в том же образце

$$\frac{\Phi_H}{\Phi_s} = \frac{B_H S}{B_s S} = \frac{B_H}{B_s} = k.$$

По величине отношения k и по известному значению индукции насыщения для данной марки материала определяется действительная величина индукции в образце. Однако этот способ имеет существенный недостаток: при помощи его нельзя измерить точки основной кривой намагничивания.

Ниже описывается схема, применение которой устраняет указанный недостаток. Блок-схема получения основной кривой намагничивания на переменном токе без определения площади поперечного сечения испытуемых образцов приведена на рис. 1. В схеме имеются генераторы низкой 1 и высокой 2 частоты. Напряжение низкой Ω и высокой частоты ω подается на кольцевой модулятор 3, питающий намагничивающую обмотку 4. Для снятия основной кривой намагничивания испытуемый образец 6 перемагничивается в амплитудно-модулированном поле с коэффициентом модуляции 100%. Результирующее поле $H = H_{\max} \sin \omega t$ представляет собой высокочастотное колебание с амплитудой $H_{\max}$, медленно изменяющейся во времени [5]. Магнит-

ное состояние образца меняется при этом по непредельным, почти симметричным гистерезисным циклам, амплитуда которых по индукции, в свою очередь, периодически меняется от нуля до максимального значения, близкого к индукции насыщения, и снова до нуля. Период изменения амплитуды частных циклов равен половине

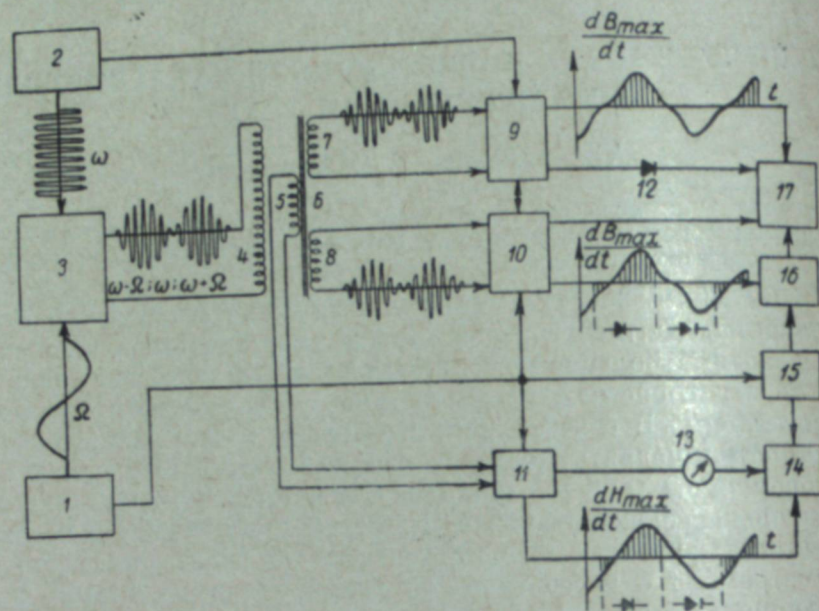


Рис. 1. Блок-схема метода получения основной кривой намагничивания на переменном токе без определения площади поперечного сечения ферромагнитных образцов.

периода модулирующей частоты, определяющего при этом изменение $H_{\max}$ во времени. Кривая намагничивания снимается для поля несущей частоты. Модулирующая частота определяет в этом случае как

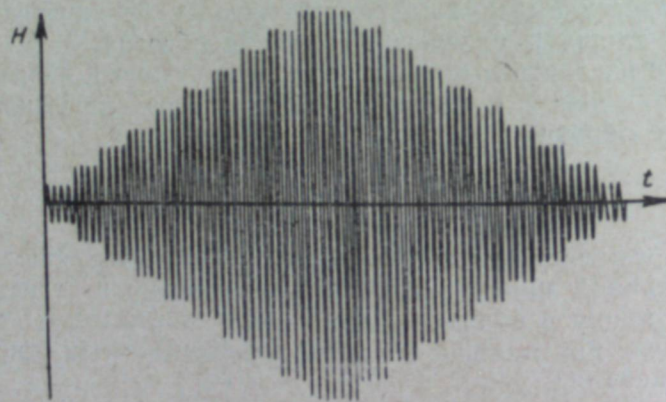


Рис. 2. Процесс изменения напряженности магнитного поля при снятии кривой намагничивания на переменном токе.

бы скорость изменения $H_{\max}$ (частоту поочередной смены циклов намагничивания и размагничивания образца).

Обычно для снятия основной кривой намагничивания на переменном токе одним из общепринятых методов (например, методом амперметра и вольтметра [6]) исследователь задает ряд значений поля от нуля до максимума и снова до нуля через определенные, интересую-

щие его интервалы. Графически процесс изменения поля выглядит так, как показано на рис. 2. Число ступенек и высота их зависят от того, какие экспериментальные точки на кривой намагничивания требуется получить. При этом нужно следить, чтобы длина ступенек была достаточной и обеспечивала бы стабилизацию кривой намагничивания [7]. Переходя к плавному изменению поля $H_{\max}$, мы всегда можем выбрать такое соотношение между несущей и модулирующей частотами (скорость изменения $H_{\max}$), чтобы вышеупомянутое требование выполнялось с достаточной точностью. Для этого требуется соблюдение условия $\omega \gg \Omega$. При этом условии динамика процессов перемагничивания в основном будет определяться частотой ω . Следует заметить, что перемагничивание образцов амплитудно-модулированным полем из-

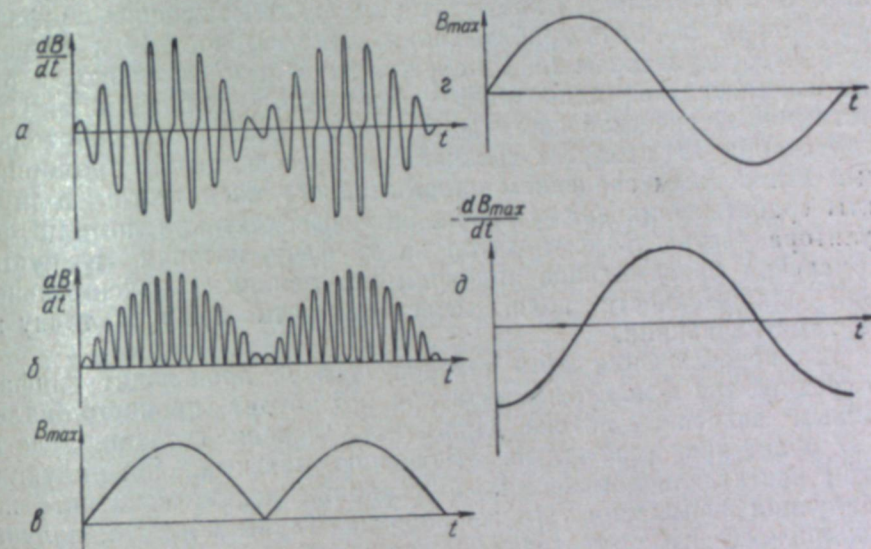


Рис. 3. Последовательность преобразования сигналов в демодуляторах: а — сигнал на входе; б — двухполупериодное выпрямление; в — интегрирование; г — деление частоты и устранение постоянной составляющей; д — дифференцирование.

вестно в литературе [8—10], однако до сих пор такое перемагничивание применялось лишь для визуального наблюдения кривой намагничивания на экране осциллографа.

К образцу прикладывается катушка поля 5 и на него наносятся две одинаковые измерительные обмотки индукции 7 и 8. Сигналы с измерительных обмоток 7 и 8 (вид сигнала показан на рис. 3а) и с катушки поля 5 подаются на управляемые демодуляторы (рис. 3б) и выделения среднего значения напряжений — интегрирование (рис. 3в) для получения из поступивших на демодуляторы сигналов, пропорциональных dB/dt и dH/dt , кривых $B_{\max}(t)$ в демодуляторах 9 и 10 и кривой $H_{\max}(t)$ в демодуляторе 11. Полученные кривые пульсируют с двойной по сравнению с модулирующей частотой (рис. 3в). После поочередного опрокидывания полупериодов (рис. 3г) устраняется постоянная составляющая в кривых $B_{\max}(t)$ и $H_{\max}(t)$ и период изменения амплитуды этих кривых становится равным периоду модулирующей частоты. Для такого опрокидывания может быть использована, например, схема преобразования постоянного тока в переменный [11]. Симметричные относительно нулевой линии кривые $B_{\max}(t)$ и $H_{\max}(t)$ дифференцируются (рис. 3д).

В результате этих операций на выходе демодуляторов 9 и 10 получаются периодические кривые изменения $dB_{\max}/dt$ во времени, не содер-

жащие четных гармоник; на выходе демодулятора 11 получается кривая $\frac{dH_{\max}}{dt}(t)$. Для наглядности процессов, происходящих в демодуляторах, кривые на рис. 3 показаны в небольшом соотношении между модулирующей и несущей частотой.

Имея кривые $\frac{dH_{\max}}{dt}(t)$ и $\frac{dB_{\max}}{dt}(t)$, можно производить дальнейшие измерения ряда точек кривой намагничивания по методу, указанному в работах [3, 4], позволяющему в данном случае определить ряд отношений $B_{\max}/H_{\max}$ при заданных значениях $H_{\max}$. Для этого сигнал с демодулятора 9 подается через выпрямитель 12 на одну из катушек логометра 17. Другая катушка логометра замыкается на демодулятор 10 через фазоуправляемый коммутатор 16. Напряжение с демодулятора 11 управляется коммутатором 14, действующим синфазно с коммутатором 16. Фаза срабатывания коммутаторов 14 и 16 регулируется фазорегулятором 15. Коммутаторы 14 и 16 замыкают и размыкают измерительные цепи точно через каждые полупериода. Прибор магнитоэлектрической системы 13, включенный последовательно с коммутатором 14, измеряет средний ток в этой цепи, пропорциональный мгновенным значениям напряженности магнитного поля в моменты срабатывания коммутатора. Это позволяет при помощи фазорегулятора настроить коммутатор на ту фазу, которая требуется для измерения максимальной индукции при заданном максимальном значении напряженности поля, то есть выбрать нужную точку на кривой намагничивания.

Так как переключение коммутаторов 14 и 16 происходит синфазно, то средний ток в цепи коммутатора 16 будет пропорционален мгновенным значениям потока. При этих условиях показания логометра 17 будут пропорциональны отношению максимальной индукции в образце при заданной максимальной напряженности магнитного поля к индукции насыщения того же образца. Таким образом, получается возможность измерять точки, лежащие на основной кривой намагничивания $B_{\max} = f(H_{\max})$, не определяя при этом площадь поперечного сечения образца.

Применение описанной схемы может оказаться полезным не только в аппаратуре для массового контроля индукции в электротехнической стали. В ряде случаев, когда определение площади поперечного сечения испытуемых образцов затруднено, например, при определении характеристик витых магнитопроводов, применение подобной схемы может существенно облегчить процесс измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Векслер А. З., Дружинин В. В. Электротехника, 1965, № 2, 32.
2. Вдовин Ю. А., Янус Р. И. Труды ВНИИМ, М.—Л., 1962, вып. 64 (124), стр. 70.
3. Янус Р. И., Вдовин Ю. А. Авт. свид. № 124547, кл. 21е, 37, Бюллетень изобретений, 1959, № 23.
4. Янус Р. И., Вдовин Ю. А. Измерительная техника, 1961, № 12, 37.
5. Малов Н. Н. Курс электротехники и радиотехники, М., ГИТТЛ, 1955, стр. 256.
6. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов, М.—Л., ГЭИ, 1962, стр. 265.
7. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, М., ОНТИ, 1935.
8. Векслер Г. С. Электричество, 1952, № 10, 53.
9. Подгорнов И. П. Авт. свид. № 125615, кл. 21е, 12, Бюллетень изобретений, 1960, № 2, стр. 22.
10. Шишков А. Г., Иванов Ю. Д., Гладков В. М. Электричество, 1962, № 2, 68.
11. Конев Ю. И. Полупроводниковые триоды в автоматике, М., изд. «Советское радио», 1960.

О СОЗДАНИИ СИНУСОИДАЛЬНОГО ПОТОКА ИНДУКЦИИ В ФЕРРОМАГНИТНОМ ОБРАЗЦЕ С ПОМОЩЬЮ СЛЕДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ

Ю. А. Вдовин, Э. И. Попов

Предлагается способ получения синусоидального потока магнитной индукции в ферромагнитном образце с помощью управляемого активного сопротивления, включенного в намагничивающую цепь последовательно с обмоткой. Методом математического моделирования на аналоговых машинах показана возможность осуществления следящей системы, управляющей таким сопротивлением. Рассматривается схема для создания синусоидального потока индукции в движущейся ферромагнитной ленте с переменными магнитными свойствами с помощью управляемого сопротивления и управляемой индуктивности. Выводятся соотношения между амплитудой и фазой получающейся синусоидальной индукции и параметрами цепи.

Ввиду нелинейного характера кривой перемагничивания ферромагнетика ток в цепи перемагничивания содержит нечетные гармонические составляющие. При синусоидальной форме кривой приложенной э. д. с. падение напряжения на активном сопротивлении приводит к искажению формы кривой магнитного потока в ферромагнетике. Это явление затрудняет определение динамических характеристик ферромагнетика, а следовательно, в значительной мере усложняется анализ и расчет цепей с ферромагнетиками.

С целью обеспечения действительной основы для сравнения динамические испытания проводят, в основном, в условиях синусоидального магнитного потока. Так, например, ГОСТ 802—58 на электротехнические стали указывает потери для нескольких значений максимальной индукции в режиме синусоидального потока индукции.

Более чем полувековая история развития испытаний магнитных материалов в динамических режимах неразрывно связана с усилиями по обеспечению синусоидального режима перемагничивания. Эти усилия были приложены в двух основных направлениях:

- 1) использование пассивных элементов (дрессели, фильтры и т. п.);
- 2) использование активных элементов (специальные генераторы, усилители с обратной связью).

Наиболее полное представление о достигнутых в этих направлениях успехах можно получить из обзора собственных работ В. Круга [1—3].

В данной работе рассматривается возможность получения синусоидального потока магнитной индукции в ферромагнитном образце с помощью следящей системы. В качестве регулируемого элемента предлагается использовать переменное сопротивление и переменную индуктивность.

1

Рассмотрим намагничивающую цепь, изображенную на рис. 1. Она состоит из источника синусоидальной э. д. с. $U_{\sim}$, намагничивающей обмотки с числом витков W , охватывающей ферромагнитный сердечник, активного сопротивления R_0 (в него мы включаем омическое сопротивление всех элементов цепи) и переменного сопротивления $R_{\sim} \geq 0$.

Для простоты положим, что кривая перемагничивания не имеет гистерезиса. Процессы в такой цепи при $R_{\sim} = 0$ изображены на рис. 2

сплошными линиями. Условимся в дальнейшем называть фазовым сдвигом тока i относительно напряжения $U \sim$ угол φ — расстояние между нулевыми значениями тока и напряжения на оси ωt (ω — кру-

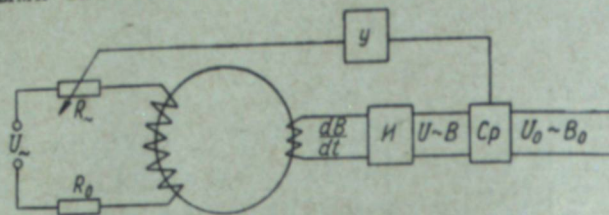


Рис. 1. Схема для получения синусоидальной индукции с помощью переменного сопротивления $R \sim$, управляемого разностью $|U_0| - |U| \sim |B_0| - |B|$. И — интегратор; Ср — схема сравнения, на выходе ее получаем $|U_0| - |U|$; У — усилитель следящей системы.

говая частота э. д. с. $U \sim$; t — время). Этот фазовый сдвиг зависит от соотношения активного и реактивного сопротивлений в цепи.

С помощью переменного сопротивления $R \sim$ можно добиться такой формы тока i , чтобы индукция менялась во времени по синусоиде.

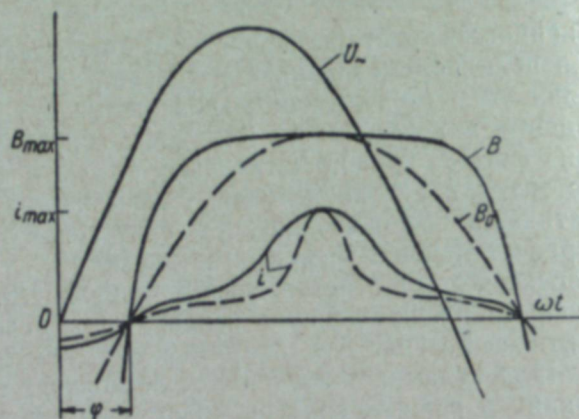


Рис. 2. Временная диаграмма процессов в схеме рис. 1 для безгистерезисной аппроксимации кривой намагничивания (штриховые линии — индукция и ток при синусоидальном потоке).

изображенной на рис. 2 штриховой линией. Ясно, что в моменты, когда достигается максимальное значение индукции $B_{\max}$, $R \sim = 0$, а в остальное время $R \sim > 0$.

Допустим, что мы имеем возможность сравнивать величину индукции B с некой синусоидальной индукцией B_0 . Если мы сумеем управлять величиной $R \sim$ по закону

$$R \sim = k \{ |B_0| - |B| \} \quad (1)$$

(здесь k — некоторый коэффициент), то мы получим следящую систему для реализации синусоидальной индукции в нашем образце.

Будем искать условия, необходимые для работы такой схемы. Предположим, что мы получили в образце индукцию $B = B_0 = B_{\max} \sin(\omega t - \varphi)$. В этом случае для намагничивающей цепи справедливо уравнение

$$U_{\max} \sin \omega t = i(R_0 + R \sim) + B_{\max} \omega S \cos(\omega t - \varphi). \quad (2)$$

Здесь $U_{\max}$ — амплитуда э. д. с. $U \sim$; $B_{\max}$ — амплитуда индукции; S — сечение сердечника.

Падение напряжения на сопротивлениях в этом случае синусоидально

$$i(R_0 + R \sim) = i_{\max} R_0 \sin(\omega t - \varphi) \quad (3)$$

($i_{\max}$ — максимальное значение тока i).

Из (2) и (3) можно получить следующие соотношения:

$$\sin \varphi = \frac{B_{\max} \omega S}{U_{\max}}; \quad (4)$$

$$\cos \varphi = \frac{i_{\max} R_0}{U_{\max}}. \quad (5)$$

Из (2) и (5) можно получить выражение для максимального значения $R \sim$, которое необходимо для достижения синусоидальной индукции в момент перехода через нуль. В окрестностях нуля можно положить

$$i = \frac{B_{\max} \sin(\omega t - \varphi)}{W \mu_{d\max}} l$$

(l — длина магнитопровода; $\mu_{d\max}$ — максимальное значение дифференциальной проницаемости).

Тогда

$$(R_0 + R \sim)_{\max} = \lim_{\omega t \rightarrow \varphi} \frac{U_{\max} \sin \omega t - B_{\max} \omega S \cos(\omega t - \varphi)}{B_{\max} \sin(\omega t - \varphi)} \cdot \frac{W}{l} \mu_{d\max}.$$

Воспользовавшись правилом Лопиталья и обозначив нормальную проницаемость при максимальном поле и индукции через $\mu_{\max}$, получим после несложных преобразований

$$R \sim = R_0 \left(\frac{\mu_{d\max}}{\mu_{\max}} - 1 \right).$$

Выполнение полученных соотношений является необходимым условием для создания синусоидальной индукции с помощью следящей системы.

Управляющий сигнал можно получить, проинтегрировав разность двух напряжений: одно из них ($\sim dB/dt$) снять со вторичной обмотки сердечника, а другое, синусоидальной формы, представить как $\sim dB_0/dt$. Можно также проинтегрировать сигнал со вторичной обмотки сердечника и сравнить его с синусоидальным напряжением $U_0 \sim B_0$, которое в дальнейшем будем называть опорным (см. рис. 1).

Было проведено моделирование работы этой схемы на аналоговой вычислительной машине применительно к характеристикам пермаллоя 79НМ. Моделирование показало, что выполнение условий (4) и (5) является достаточным для получения синусоидальной индукции с помощью следящей системы, воздействующей на переменное активное сопротивление в цепи намагничивания. Было установлено:

1) форма кривой намагничивания не оказывает влияния на фазу синусоидальной индукции;

2) с помощью следящей системы наиболее точно получается вершина синусоиды, менее точно достигается синусоидальность около нуля, так как в это время $R \sim$ должно быть максимальным, а управляющий сигнал $|B_0| - |B|$ из-за близости к нулю обеих индукций — минимальным. Улучшения синусоидальности можно добиться увеличением коэффициента k или использованием для управления еще и разности производных индукций: эта разность при переходе через нуль максимальна;

3) если в процессе получения синусоидальной индукции уменьшить R_0 , то наше управляемое сопротивление начинает работать с постоянной составляющей ΔR_0 , дополняющей активное сопротивление цепи до нужной величины, определяемой соотношением (5).

Совпадение получающейся индукции с опорной синусоидой контролировали с помощью двухлучевого осциллографа, при этом добивались неразличимого на глаз расхождения двух синусоид (B_0 и B) во всех точках.

II

Реальный ферромагнетик перемещается по динамической петле гистерезиса. С учетом этого ход кривых тока и индукции в схеме рис. 1 при $R_{\sim} = 0$ будет иметь вид, изображенный на рис. 3 сплошными линиями. Индукция отстает от тока, поэтому через нуль они проходят в разные моменты времени. В момент, когда ток равен нулю, индукция по величине равна остаточной индукции B_r . Следовательно, мы можем создать синусоидальную индукцию только с вполне определенным отставанием по фазе от тока. Это отставание α , как видно из рис. 3, находится по формуле

$$\sin \alpha = \frac{B_r}{B_{\max}}. \quad (6)$$

Процессы в цепи намагничивания в этом случае описываются следующим уравнением:

$$U_{\max} \sin \omega t = \frac{i_{\max} R_0}{\cos \alpha} \sin (\omega t - \varphi) + B_{\max} WS \omega \cos (\omega t - \varphi - \alpha). \quad (7)$$

Отсюда получаем равенства, связывающие φ и α с коэффициентами уравнения:

$$\frac{\sin \varphi}{\cos \alpha} = \frac{B_{\max} WS \omega}{U_{\max}}; \quad (8)$$

$$\cos (\varphi + \alpha) = \frac{i_{\max} R_0}{U_{\max}}. \quad (9)$$

Обозначим сдвиг по фазе синусоидальной индукции относительно напряжения $U_{\sim}$ через ψ , тогда $\psi = \varphi + \alpha$.

Таким должен быть сдвиг по фазе опорного напряжения $U_0 \sim B_0$, чтобы с помощью следящей системы, воздействующей на переменное сопротивление в цепи намагничивания, можно было создать синусоидальную индукцию в материале, обладающем гистерезисом. При $B_r = 0$ равенства (8) и (9) переходят в равенства (4) и (5).

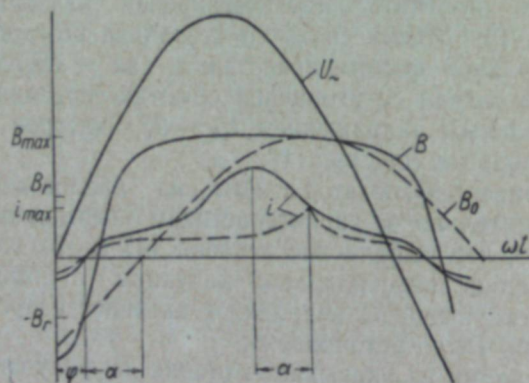


Рис. 3. Временная диаграмма процессов в схеме по рис. 1 для аппроксимации гистерезисной кривой перемещения.

Моделирование работы схемы, создающей синусоидальную индукцию в образце с гистерезисной кривой перемещения, показало:

- 1) соотношения (8) и (9) являются достаточными условиями для работы такой схемы;
- 2) как и ранее, управляемое сопротивление может иметь постоянную составляющую ΔR_0 , если это необходимо для выполнения равенства (9);
- 3) на фазовом сдвиге ψ сказывается лишь величина остаточной индукции B_r , остальные же параметры динамической петли гистерезиса: коэрцитивная сила, проницаемость на петле и т. д. роли не играют;
- 4) для следящей системы, работающей от разности индукций, управляющий сигнал минимален на участке около B_r . Поэтому здесь имеет место наибольшее отклонение от синусоидальности.

III

Предложенная выше схема годится для создания синусоидальной индукции в образце с постоянными свойствами. Из (8) видно, что из-

менение в правой части равенства, а также B_r , повлечет за собой изменение угла φ , а следовательно, и сдвига по фазе ψ создаваемой индукции. Поэтому для создания в каждом новом образце синусоидальной индукции с помощью предложенной выше схемы необходимо каждый раз подстраивать фазу опорного напряжения.

В схеме с управляемым $R_{\sim}$ изменялась только величина тока, а его фаза φ оставалась неизменной.

Если мы имеем дело, например, с движущейся ферромагнитной лентой, у которой колеблется в некоторых пределах сечение или меняются от места к месту магнитные свойства, то, даже осуществив непрерывную подстройку фазы опорного напряжения, мы не получим в участке сердечника, охватываемом намагничивающей обмоткой, синусоидального потока индукции, так как непрерывный переход от одной фазы к другой будет искажать синусоиду.

Для создания синусоидальной индукции в этом случае надо ввести управляемый элемент, который менял бы одновременно и величину и

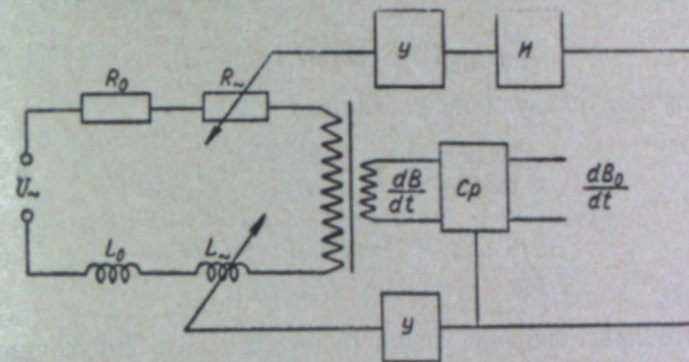


Рис. 4. Схема для получения синусоидального потока магнитной индукции в движущейся ферромагнитной ленте.

фазу тока. При этом фаза создаваемой синусоидальной индукции будет определяться управляющей системой, которая подстроит ее под неизменную фазу опорного напряжения.

Рассмотрим работу схемы, изображенной на рис. 4. Положим, что в намагничивающей цепи есть постоянная индуктивность L_0 и управляемая переменная индуктивность $L_{\sim} \geq 0$. Предполагаем, как и прежде, самое простое управление: $R_{\sim}$ управляется разностью $|B_0| - |B|$, $L_{\sim}$ — с помощью разности производных от этих индукций $|dB_0/dt| - |dB/dt|$.

Если $R_{\sim} = 0$ и $L_{\sim} = 0$, то процессы будут идти примерно так же, как на рис. 3; только в последнем случае угол φ будет определяться соотношением активного сопротивления R_0 и реактивного сопротивления образца и L_0 . Управляемые элементы $L_{\sim}$ и $R_{\sim}$ при наличии управляющего сигнала изменяют форму тока так, чтобы индукция была синусоидальной.

Уравнение для намагничивающей цепи в этом случае следующее:

$$U_{\max} \sin \omega t = i R_0 + i R_{\sim} + \frac{d}{dt} (i L_0 + i L_{\sim}) + WS \frac{dB}{dt}. \quad (10)$$

В образце мы получаем индукцию $B = B_{\max} \sin (\omega t - \varphi - \alpha)$.

Падение напряжения на четырех элементах (R_0 ; $R_{\sim}$; L_0 ; $L_{\sim}$) имеет синусоидальную форму и по фазе опережает ток на некоторый угол γ из-за наличия индуктивности L_0 . Значения R_0 и L_0 однозначно определяют амплитуду и фазу этого напряжения. Можно вычислить и то и другое в предположении, что на омических сопротивлениях падение напряжения имеет, как и прежде, синусоидальную форму.

В момент достижения максимальной индукции ток максимален и $R_{\sim}=L_{\sim}=0$. Таким образом, падение напряжения на омических сопротивлениях и индуктивностях имеет вид:

$$iR_0 + iR_{\sim} = \frac{i_{\max} R_0}{\cos \alpha} \sin(\omega t - \varphi);$$

$$\frac{d}{dt}(iL_0 + iL_{\sim}) = \frac{d}{dt} \left[\frac{L_0 i_{\max}}{\cos \alpha} \sin(\omega t - \varphi) \right] = \frac{L_0 i_{\max} \omega}{\cos \alpha} \cos(\omega t - \varphi),$$

а угол γ определится из соотношения

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{L_0 \omega}{R_0}.$$

С учетом этого уравнение (10) запишется так:

$$U_{\max} \sin \omega t = \frac{i_{\max} \sqrt{R_0^2 + L_0^2 \omega^2}}{\cos \alpha} \sin(\omega t - \varphi + \gamma) + B_{\max} \omega S \cos(\omega t - \varphi - \alpha). \quad (11)$$

Из него получаем следующие равенства:

$$\frac{\sin(\varphi - \gamma)}{\cos(\alpha + \gamma)} = \frac{B_{\max} \omega S}{U_{\max}}; \quad (12)$$

$$\frac{\cos(\varphi + \alpha)}{\cos(\alpha + \gamma)} = \frac{i_{\max} \sqrt{R_0^2 + L_0^2 \omega^2}}{U_{\max} \cos \alpha}. \quad (13)$$

Убедимся, что предложенная схема будет создавать синусоидальный поток индукции с неизменной амплитудой и фазой при изменении таких величин, как B_r , $U_{\max}$ и S . Докажем, что если произошло изменение B_r , то можно найти такие R_0 и L_0 , что амплитуда и фаза синусоидального потока индукции останутся неизменными. Обозначив изменившиеся величины штрихом, запишем уравнение для намагничивающей цепи

$$U_{\max} \sin \omega t = \frac{i_{\max} \sqrt{R_0'^2 + L_0'^2 \omega^2}}{\cos \alpha'} \sin(\omega t - \varphi' + \gamma') + B_{\max} \omega S \cos(\omega t - \varphi' - \alpha').$$

Сравнивая это уравнение с (11), видим, что для неизменности амплитуды и фазы синусоидального потока индукции необходимо, чтобы в этих уравнениях совпадали амплитуды и фазы первых членов правой части, то есть

$$\begin{cases} \frac{\sqrt{R_0'^2 + L_0'^2 \omega^2}}{\cos \alpha'} = \frac{\sqrt{R_0^2 + L_0^2 \omega^2}}{\cos \alpha}; \\ \operatorname{tg}[\gamma - (\alpha' - \alpha)] = \frac{L_0' \omega}{R_0'}. \end{cases}$$

Получили систему из двух уравнений для нахождения R_0' и L_0' . Эта система разрешима при $-(\pi/2 - \gamma) < (\alpha' - \alpha) < \gamma$.

Аналогичным образом можно доказать, что при изменении амплитуды питающего напряжения можно так изменить падение напряжения на элементах R_0 ; $R_{\sim}$; L_0 ; $L_{\sim}$ за счет новых значений R_0' и L_0' , что синусоидальный поток останется неизменным по амплитуде и фазе.

Если бы наши управляемые элементы работали от разности индукций и их производных, то в сердечнике при изменяющемся сечении поддерживалась бы неизменность амплитуды и фазы магнитной индукции. Но поскольку работа следящей системы осуществляется от разности потоков магнитной индукции и э. д. с., то в сердечнике поддерживается неизменность амплитуды и фазы потока магнитной индукции. Как видно из уравнения (11), неизменность амплитуды потока в этом случае обеспечивается за счет изменения амплитуды индукции

$$B_{\max}' = \frac{S}{S'} B_{\max}.$$

Таким образом, колебание любой из следующих величин B_r , $U_{\max}$ и S не помешает созданию синусоидального потока с неизменной амплитудой и фазой, если соответствующим образом менять R_0 и L_0 . А этого постоянства мы и добивались, чтобы работала следящая система, опираясь на опорное напряжение с неизменной фазой.

Теперь обратим внимание на то, что регулируемые элементы могут работать с постоянными составляющими, и, если надо, следящая система может делать эти постоянные составляющие большими или меньшими.

Таким образом, мы рассмотрели принцип построения схемы для создания синусоидального потока магнитной индукции в движущейся ферромагнитной ленте. На ее работу не влияют изменение магнитных свойств листа, его сечения и колебание амплитуды питающего напряжения. Правда, имеются пределы изменения этих величин: они не должны выходить за границы, когда для создания синусоидального потока требуемой амплитуды и фазы необходимы R_0 и L_0 меньшие, чем есть в цепи на самом деле, или большие, чем максимальное значение $R_{\sim}$ и $L_{\sim}^{\max}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Krug W. ATM, 1962, № 11, 257.
2. Krug W. ATM, 1962, № 12, 283.
3. Krug W. ATM, 1963, № 1, 21.

К РАСЧЕТУ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДВУХЭЛЕМЕНТНЫХ ФЕРРОЗОНДОВ

Ю. Ф. Пономарев, Л. А. Фридман

Излагается методика определения мгновенного значения выходной э.д.с. двухэлементного феррозонда с учетом магнитного взаимодействия между сердечниками. Даются простые выражения для расчета проницаемости формы системы из двух сердечников. Приводятся экспериментальные зависимости чувствительности двухэлементных феррозондов от расстояния между его ферроэлементами при различных условиях возбуждения.

Расчет чувствительности дифференциальных феррозондов с продольным возбуждением с учетом магнитного взаимодействия между его сердечниками ферроэлементов проводился в ряде работ [1—3]. В них излагается методика расчета только для предельной чувствительности феррозонда, причем результаты расчета сравниваются с данными эксперимента, проведенного при синусоидальном поле возбуждения, которое, как известно, не обеспечивает получение предельной чувствительности. Исследование влияния магнитного взаимодействия на чувствительность феррозонда при различных режимах его возбуждения не публиковались.

В данной работе излагается методика определения мгновенного значения э. д. с. на выходе феррозонда с учетом магнитного взаимодействия между сердечниками для случаев полемера и градиентометра, а также приводятся экспериментальные данные по зависимости чувствительности от расстояния между ферроэлементами при различных режимах возбуждения; в частности, сравниваются экспериментальные данные при прямоугольной форме волны поля возбуждения, обеспечивающей получение предельной чувствительности, с соответствующими расчетами.

Мгновенное значение э. д. с. в измерительной обмотке феррозонда равно

$$e = 2WS \Delta H \frac{d\mu_c}{dt} \cdot 10^{-8}. \quad (1)$$

Здесь W и S — число витков измерительной обмотки и площадь поперечного сечения сердечника одного ферроэлемента; ΔH — малое измеряемое магнитное поле; μ_c — мгновенное значение магнитной проницаемости системы сердечников феррозонда по отношению к измеряемому полю ΔH (мгновенное значение магнитной модуляторной проницаемости [4]).

Из (1) следует, что для расчета чувствительности феррозонда необходимо знать временную зависимость $\mu_c(t) = \Delta B(t)/\Delta H$, где

$$\Delta B = 4\pi \Delta J + \Delta h. \quad (2)$$

Здесь приращения индукции ΔB , намагниченности ΔJ и внутреннего поля Δh обусловлены наличием малого измеряемого поля ΔH .

Однако часто бывают известны временные зависимости проницаемости вещества μ или тела μ_t и даются (измеренные или вычисленные) значения проницаемости формы m и коэффициента m_{12} [5], определяющего связь между намагниченностью одного сердечника и его полем рассеяния в месте расположения второго сердечника. Наша задача —

найти зависимость между μ_c и указанными выше параметрами.

Примем следующие обозначения и упрощающие предположения.

1. Форма волны магнитного поля, создаваемого обмоткой возбуждения, нам известна и $H_b(t)$ — мгновенное значение этого поля.

2. Постоянные поля H' и H'' , действующие соответственно на первый и второй сердечники, представим в виде:

$$H' = H_{cp} + \Delta H; H'' = H_{cp} - \Delta H, \quad (3)$$

где

$$H_{cp} = 0,5(H' + H''); \Delta H = 0,5(H' - H''). \quad (4)$$

Заметим, что знаки полей H' и H'' определяются относительно соответствующих направлений в каждом ферроэлементе мгновенных значений переменных полей, обусловленных протеканием переменного тока через обмотку возбуждения; ΔH — измеряемая часть полей H' и H'' , а поле H_{cp} трактуется нами как постоянная составляющая поля возбуждения. Для полемера обычно $H_{cp} = 0$.

3. Намагниченности J_1 и J_2 в центральных сечениях соответственно первого и второго сердечников полагаем мало отличающимися друг от друга, то есть равными

$$J_1 = J_b + \Delta J; J_2 = J_b - \Delta J. \quad (5)$$

Здесь $J_b = 0,5(J_1 + J_2)$ — намагниченность, обусловленная полями $H_b(t)$ и H_{cp} ; $\Delta J \ll J_s$; J_s — намагниченность насыщения.

4. Поля рассеяния H'_{12} и H'_{21} от одного сердечника в месте расположения другого с учетом (5) и равенства $m_{12} = m_{21}$ запишем в виде

$$H'_{12} = H_{12} + \Delta H_{12}; H'_{21} = H_{21} - \Delta H_{21}, \quad (6)$$

где

$$\Delta H_{12} = \Delta H_{21} = 4\pi \Delta J / m_{12}; H_{12} = H_{21} = 4\pi J_b / m_{12}. \quad (7)$$

5. Собственные размагничивающие поля H_{11} и H_{22} , обусловленные конечными размерами сердечников, с учетом (5), соответственно равны

$$H_{11} = H_o + \Delta H_o; H_{22} = H_o - \Delta H_o, \quad (8)$$

где

$$H_o = 4\pi J_b / m; \Delta H_o = 4\pi \Delta J / m. \quad (9)$$

6. Поверхностным эффектом пренебрегаем.

Тогда внутренние поля в первом и во втором сердечниках соответственно равны

$$h_1 = h + \Delta h; h_2 = h - \Delta h, \quad (10)$$

где

$$h = H_b + H_{cp} - H_o \pm H_{12}; \quad (11)$$

$$\Delta h = \Delta H - \Delta H_o \mp \Delta H_{12}. \quad (12)$$

В уравнениях (11) — (12) и во всех последующих выражениях верхний знак перед членами соответствует случаю полемера, а нижний — случаю градиентометра (см. рис. 1а и 1б).

Отличительная особенность поля h заключается в том, что оно не зависит от измеряемого поля ΔH , в то время как последнее является причиной появления поля Δh и соответствующей индукции в измерительной обмотке, а следовательно, и э. д. с., определяемой уравнением [1].

Из уравнений (2), (7), (9) и (12) найдем

$$\Delta H = \Delta h + \left(\frac{1}{m} \pm \frac{1}{m_{12}} \right) (\Delta B - \Delta h) = \Delta h + \frac{\Delta B - \Delta h}{m_c}, \quad (13)$$

где [6]

$$\frac{1}{m_c} = \frac{1}{m} \pm \frac{1}{m_{12}}. \quad (14)$$

Здесь $m_c = 4\pi J/(\Delta H_0 \pm \Delta H_{12})$ — проницаемость формы системы из двух сердечников в направлении измеряемого поля.

Поделив почленно уравнение (13) на ΔB , получим искомое уравнение

$$\frac{1}{\mu_c} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{m_c} \left(1 - \frac{1}{\mu}\right) = \frac{1}{\mu_r} \pm \frac{1}{m_{12}} \left(1 - \frac{1}{\mu}\right), \quad (15)$$

где

$$\frac{1}{\mu_r} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{m} \left(1 - \frac{1}{\mu}\right). \quad (16)$$

Здесь $\mu = \Delta B/\Delta h$ — мгновенное значение модуляторной проницаемости вещества, а $\mu_r = \Delta B/(\Delta H \mp \Delta H_{12})$ — модуляторная проницаемость тела.

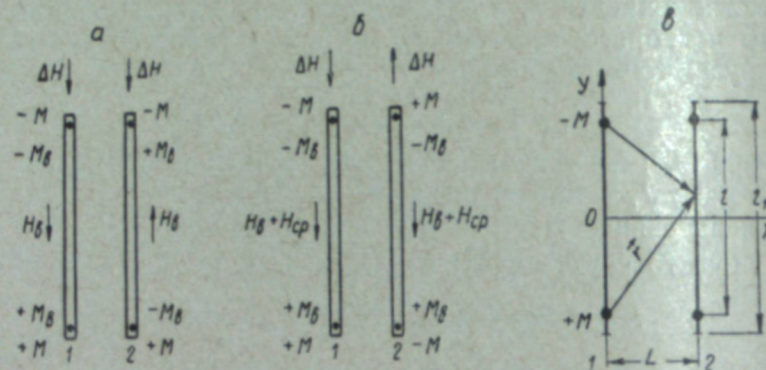


Рис. 1. К расчету чувствительности феррозонда:
а — феррозонд-полемер; б — феррозонд-градиентометр; в — к расчету поля рассеяния намагниченного сердечника; $M_\pm$ — магнитные заряды, обусловленные полями H_δ и H_{cp} ; M — магнитные заряды, обусловленные измеряемым полем ΔH .

Обозначим через μ_{cp} и μ_{cr} магнитные модуляторные проницаемости системы соответственно в случае полемера и в случае градиентометра. Полагая $\mu \gg 1$ из (15) получаем соотношения:

$$\frac{2}{\mu_r} = \frac{1}{\mu_{cp}} + \frac{1}{\mu_{cr}}; \quad (17)$$

$$\frac{2}{m_{12}} = \frac{1}{\mu_{cp}} - \frac{1}{\mu_{cr}}, \quad (18)$$

то есть мгновенное значение проницаемости μ_r и коэффициент m_{12} могут быть определены для любого фиксированного расстояния между феррозондами без предварительного измерения характеристик одиночного сердечника. Для этого необходимо измерить мгновенные значения проницаемостей μ_{cp} и μ_{cr} системы из двух сердечников соответственно в полевом и градиентометрическом вариантах.

В частном случае при $\mu \gg m$ из (17) имеем

$$\frac{m}{m_{cp}} + \frac{m}{m_{cr}} = 2, \quad (19)$$

где

$$m_{cp} = \frac{mm_{12}}{m_{12} + m}; \quad m_{cr} = \frac{mm_{12}}{m_{12} - m} \quad (20)$$

— проницаемости формы феррозонда-полемера и феррозонда-градиентометра в направлении измеряемого поля.

Справедливость выражения (17) неоднократно проверялась экспериментально и неизменно подтверждалась со случайной погрешностью, не превышающей $\pm 1,5\%$.

Если заданы волна поля обмотки возбуждения $H_\delta(t)$ и кривая перемагничивания материала сердечника $B(h)$, то, используя (11), можно найти зависимость от времени как индукции возбуждения $B(t)$, так и проницаемости $\mu(t)$. Поэтому в дальнейшем будем полагать, что последняя нам известна. Тогда при заданных геометрических характеристиках феррозонда по формуле (15) можно найти искомую временную зависимость проницаемости $\mu_c(t)$, если известны значения m , а также m_{12} или m_c , связь между которыми определяется уравнением (14). Проницаемость формы m для вытянутых стержней может быть измерена, а также определена аналитически или по таблицам [7—9] и поэтому будем полагать ее известной. Остается определить величину m_{12} или m_c или их относительные значения m_{12}/m и m_c/m .

Из (7), (9) и (14) имеем

$$m_c/m = 1/(1 \pm \Delta H_{12}/\Delta H_0) = 1/(1 \pm m/m_{12}). \quad (21)$$

Для определения отношения $\Delta H_{12}/\Delta H_0$ воспользуемся результатами, полученными различными способами в работах [1, 2, 10].

1. Способ, описанный в [1], использует эмпирическое выражение. Для рассматриваемого нами случая оно приводится к виду

$$\Delta H_{12}/\Delta H_0 = m/m_{12} = 0,5e^{-L/B}/(1 - 0,5e^{-L/B}). \quad (22)$$

Здесь L — расстояние между длинными осями параллельно расположенных сердечников с длиной l и со сторонами a и b ; $B = 2b(\ln \frac{Kl}{a+b} - 1)$. Значения коэффициента K берутся из таблицы [1].

Для рассматриваемых нами цилиндрических сердечников при расчетах полагалось $K=2,4$ и $a=b=d$, где d — диаметр сердечников.

2. Способ, описанный в [10], состоит в том, что поле рассеяния намагниченного сердечника прямоугольной формы со сторонами a , b и l приравнивается полю рассеяния вписанного эллипсоида с осями a , b и l в центре соседнего сердечника.

При намагничивании вдоль оси l

$$\frac{\Delta H_{12}}{\Delta H_0} = \frac{m}{m_{12}} = \frac{F(\varphi_r, K^2) - E(\varphi_r, K^2)}{F(\varphi, K^2) - E(\varphi, K^2)}, \quad (23)$$

где $F(\varphi, K^2)$, $F(\varphi_x, K^2)$ и $E(\varphi, K^2)$, $E(\varphi_x, K^2)$ — неполные эллиптические интегралы первого и второго рода;

$$\sin^2 \varphi = 1 - \frac{a^2}{l^2}; \quad \sin^2 \varphi_x = \frac{l^2 - a^2}{l^2 - a^2 + L^2}; \quad K^2 = \frac{l^2 - b^2}{l^2 - a^2}.$$

Расстояние L отсчитывается от центра эллипсоида по направлению оси a до центра соседнего сердечника.

3. Способ, описанный в [2, 3], состоит в том, что поле рассеяния ΔH_{12} и собственное размагничивающее поле ΔH_0 стержневых сердечников представляются в виде поля от двух сосредоточенных магнитных зарядов $M = \Delta J \cdot S$ (рис. 1в). При этом ΔH_{12} полагается равным полю магнитных зарядов одного сердечника в центре другого, а расстояние l_1 между зарядами определяется из условия равенства размагничивающего поля $\Delta H_0 = 4\pi \Delta J/m$ полю в центре сердечника от собственных магнитных зарядов M . При этом способе имеем

$$\frac{\Delta H_{12}}{\Delta H_0} = \frac{m}{m_{12}} = \left[\left(\frac{2}{F} \frac{L}{l} \right)^2 + 1 \right]^{-1/2}; \quad F^2 = \left(\frac{l_1}{l} \right)^2 = \frac{2}{\pi} \frac{mS}{l^2}. \quad (24)$$

Нами была экспериментально измерена зависимость m_c/m от относительного расстояния между сердечниками L/l . Результаты измерений сравнивались с расчетами, произведенными по указанным выше способам.

Для упрощения измерений максимального значения проницаемости μ_c нами было использовано импульсное поле возбуждения, форма волны которого представлена на рис. 2а [11, 12]. При этом проницаемость имеет вид прямоугольных импульсов (рис. 2б), а выражение для амплитуды n -й четной гармоники выходной э. д. с. имеет вид

$$E_n = 16WS \Delta H f (\mu_{c \max} - \mu_{c \min}) \sin n\theta \cdot 10^{-8}, \quad (25)$$

где f — частота поля возбуждения; $\mu_{c \max}$ и $\mu_{c \min}$ — соответственно максимальное и минимальное значения μ_c ; θ — угол отсечки в радианах (рис. 2).

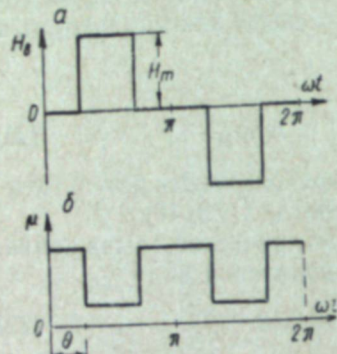


Рис. 2. Зависимости импульсного поля возбуждения H и магнитной проницаемости μ сердечников феррозонда от времени.

При проведении эксперимента выполнялись следующие условия.

1. Максимальное значение дифференциальной проницаемости вещества было намного выше максимального значения проницаемости μ_c . При этом с большой точностью можно было положить $\mu_{c \max} = m_c$.

2. Амплитуда поля возбуждения была выбрана настолько большой, что выполнялось неравенство $\mu_{c \min} \ll \mu_{c \max}$.

3. Величина угла отсечки θ при измерении второй гармоники была выбрана из условия $\sin n\theta = 1$ при $n=2$, при выполнении которого практически осуществляется

предельная чувствительность феррозонда по второй гармонике [13].

При выполнении всех этих трех условий из (25) имеем

$$E_n = 16WS \Delta H f m_c \cdot 10^{-8}, \quad (26)$$

откуда и определялось значение m_c .

Экспериментальные измерения зависимости m_c от расстояния между ферроэлементами были проведены для двух цилиндрических сердечников диаметром 0,69 мм, длиной 110 и 36 мм. Сердечники были изготовлены из пермаллоя Н79МЧ и отжигались в вакууме в течение 1,5 ч при температуре 1200°С. Значения дифференциальной проницаемости формы (учитывая большие значения максимальной дифференциальной проницаемости вещества) полагались равными соответствующим экспериментально измеренным значениям максимальной дифференциальной проницаемости тела по предельной кривой перемангничивания сердечников, а именно 5100 и 830. Импульсное поле возбуждения создавалось электронным инвертором постоянного тока, управляемым напряжением от генератора ГЗ-2. Частота поля возбуждения была равна 250 гц. Остальные данные феррозондов представлены в таблице.

Результаты расчета показаны соответствующими кривыми 1, 2 и 3 для сердечников длиной 110 мм на рис. 3а, а для сердечников длиной 36 мм на рис. 3б; на тех же рисунках приведены экспериментальные данные.

Из сравнения экспериментальных данных с расчетными следует, что ни один из вышеперечисленных способов расчета m_c/m (L/l) не дает хорошего совпадения с экспериментом. Поэтому нами был исследован еще один способ (способ 4).

Параметры феррозондов	Феррозонд 1	Феррозонд 2
Длина сердечников, мм	110	36
Диаметр сердечников, мм	0,69	0,69
Обмотка возбуждения:		
длина, мм	130	40
число витков	1740	540
Измерительная обмотка:		
длина, мм	7	7
число витков	520	520
Чувствительность одиночного ферроэлемента, мв/γ:		
1) предельная	1,37	0,225
При синусоидальном напряжении возбуждения:		
2) оптимальная	1,10	0,221
3) 5-кратное перевозбуждение	0,60	0,093
При синусоидальном токе возбуждения:		
4) оптимальная	1,00	0,210
5) 5-кратное перевозбуждение	0,33	0,64

Исследованный нами способ во многом совпадает со способом 3, но, в отличие от него, поле рассеяния первого сердечника в месте расположения второго полагается равным среднеинтегральному значению вдоль длины второго сердечника поля от магнитных зарядов первого сердечника и наоборот. Размагничивающее поле полагается равным среднеинтегральному вдоль длины сердечника значению поля от собственных магнитных зарядов. При этом имеем (рис. 1б)

$$\Delta H_{12} = \frac{2M}{l} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{rdl}{r^3} = \frac{2\Delta JS}{l^2} \left\{ \left[\left(\frac{L}{l} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{l_1}{l} \right)^2 \right]^{-1/2} - \left[\left(\frac{L}{l} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(1 + \frac{l_1}{l} \right)^2 \right]^{-1/2} \right\}. \quad (27)$$

Для случая, когда $L=0$, из (27) получаем

$$\Delta H_c = (\Delta H_{12})_{L=0} = \frac{8\Delta JS}{l^2} \frac{l_1}{l} \left[1 - \left(\frac{l_1}{l} \right)^2 \right]^{-1},$$

откуда, с учетом (9), имеем

$$F = \frac{l_1}{l} = \sqrt{1 + (Sm/\pi l^2)^2} - Sm/\pi l^2. \quad (28)$$

Для исследованных сердечников длиной 110 и 36 мм относительные расстояния l_1/l между магнитными зарядами были равны соответственно 0,949 и 0,934.

Результаты расчета m_c/m по четвертому способу представлены на рис. 3 кривыми 4. Из этих рисунков видно, что способ 4 дает наилучшее совпадение с экспериментом.

При оценке зависимости чувствительности ферроэлементами следует да от относительного расстояния между ферроэлементами следует учитывать, что выходное напряжение зависит от временного хода μ_c и определяется, в частности, глубиной модуляции μ_c . Вследствие этого ход зависимости относительной чувствительности G/G_0 (и G_0 — чувствительность феррозонда при расстоянии L между ферроэлементами и при $L=\infty$) от L/l зависит от условий возбуждения; эта зависимость при некоторых реальных условиях возбуждения может не совпадать с зависимостью m_c/m от L/l . Для определения степени этого несовпадения нами были проведены измерения оптимальной (наивысшей) чувствительности исследуемых феррозондов при различ-

ных L/l в режиме синусоидального тока возбуждения и синусоидального напряжения возбуждения. Для каждого значения L/l подбирались оптимальные величины поля и напряжения возбуждения. Кроме того, были проведены измерения при пятикратном перевозбуждении по максимальному значению тока возбуждения как в режиме синусоидального тока, так и синусоидального напряжения возбуждения. При этом как ток, так и напряжение поддерживались неизменными при всех расстояниях L/l .

Из приведенных на рис. 3 экспериментальных данных видно, что зависимости G от L в относительных единицах при различных режимах возбуждения практически совпадают с зависимостями m_c от L .

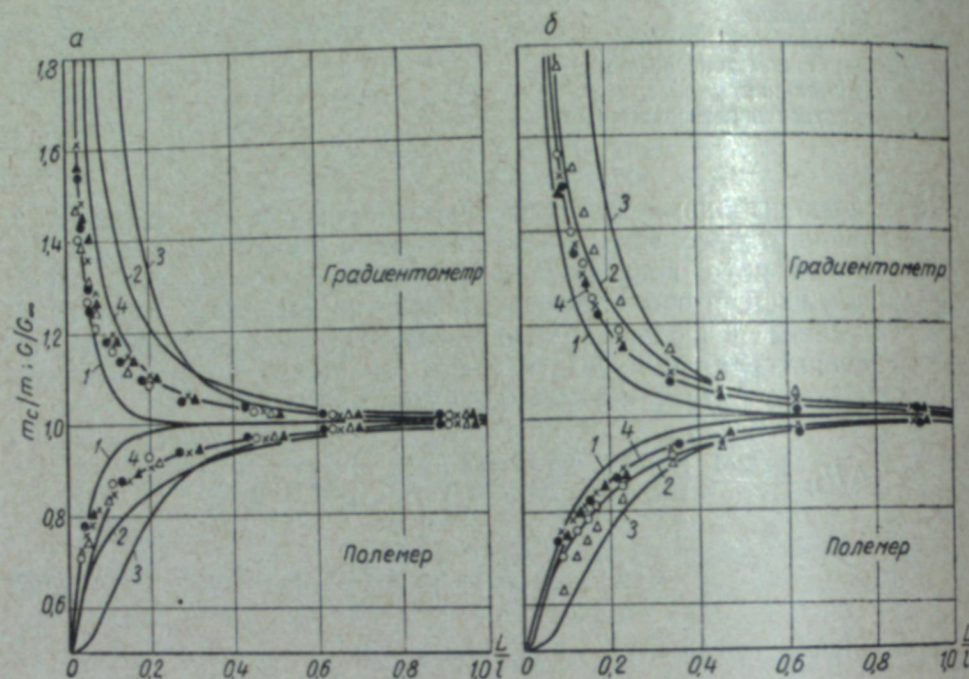


Рис. 3. Зависимость m_c и G от расстояния L между ферроэлементами: а — цилиндрические сердечники длиной 110 мм и диаметром 0,69 мм; б — цилиндрические сердечники длиной 36 мм и диаметром 0,69 мм; кривые 1, 2, 3 и 4 рассчитаны соответственно по способам 1, 2, 3 и 4; экспериментальные точки: $\times$ — прямоугольное поле возбуждения, Δ — синусоидальное напряжение возбуждения при оптимальной амплитуде напряжения возбуждения и при пятикратном перевозбуждении по току; $\bullet$, $\circ$ — синусоидальный ток возбуждения при оптимальной амплитуде тока и при пятикратном перевозбуждении по току.

за исключением образцов с малым значением m при большом перевозбуждении и при синусоидальном поле возбуждения, у которых кривые $G(L)$ и $m_c(L)$ несколько отличаются друг от друга. Следует отметить, что указанные закономерности имеют место только при работе в режиме оптимального возбуждения или перевозбуждения. При работе в режиме недовозбуждения с уменьшением расстояния между ферроэлементами чувствительность феррозонда-полемера может увеличиваться, а феррозонда-градиентометра — уменьшаться в значительное число раз.

Экспериментальные данные позволяют сделать следующий вывод: при практической оценке зависимости чувствительности феррозонда от расстояния между его ферроэлементами можно удовлетвориться расчетом зависимости m_c от L , так как реальные феррозонды работают либо при оптимальном возбуждении, либо при перевозбуждении.

В заключение авторы благодарят В. И. Дрожжину за полезные советы при обсуждении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенблат М. А. Электричество, 1957, № 7, 24.
2. Веденев М. А., Дрожжина В. И., Фридман Л. А. Труды ИФМ АН СССР, вып. 24, 1965, стр. 110.
3. Штуркин Д. А. Дефектоскопия, 1967, № 4.
4. Пономарев Ю. Ф. ФММ, 1962, 13, 850.
5. Бурцев Г. А. Дефектоскопия, 1965, № 4, 23.
6. Бурцев Г. А. Дефектоскопия, 1966, № 2, 34.
7. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, М.—Л., ОНТИ, 1934, стр. 120.
8. Аркадьев В. К. Избранные труды, М., Изд. АН СССР, 1961, стр. 259.
9. Розенблат М. А. ЖТФ, 1954, 24, 637.
10. Дмитриев Ф. С. Труды ВНИИЭП, Л., 1960, № 2, стр. 13.
11. Пономарев Ю. Ф. ФММ, 1961, 12, 660.
12. Беркман Р. Я., Синицкий Л. А. Автоматика и телемеханика, 1962, № 10, 1384.
13. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Труды ИФМ АН СССР, вып. 21, 1959, стр. 313; Сборник производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, МГ и ОН СССР, ОКБ, вып. 3, Л., 1959, стр. 73.

О ПРИМЕНЕНИИ ФЕРРОЗОНДОВОЙ АППАРАТУРЫ В МЕДИЦИНЕ

*Р. И. Янус, М. А. Веденев, В. И. Дрожжина,
Ю. Я. Реутов, В. П. Леман*

Феррозондовые приборы позволяют измерять однородное постоянное магнитное поле и разность полей в двух различных местах пространства. Область применения таких приборов в практике весьма многообразна. Они используются в геофизической разведке полезных ископаемых, для контроля размагничивания кораблей, для целей магнитной дефектоскопии — при обнаружении ферромагнитных включений в неферромагнитных изделиях, при оценке качества размагничивания деталей, при обнаружении разрывов сплошности стальных изделий — и т. д.

Сравнительно недавно и пока еще в очень ограниченных масштабах феррозондовый метод обнаружения ферромагнитных предметов в неферромагнитной среде нашел применение и в медицине. В результате сотрудничества магнитологов Института физики металлов АН СССР и медицинских работников феррозондовые приборы начали применяться хирургами ряда больниц города Свердловска.

Иногда внутри человеческого тела в результате стечения различных обстоятельств оказываются инородные предметы, извлечение которых требует хирургического вмешательства. В таких случаях прежде всего устанавливают местоположение предмета по рентгеновским снимкам; затем хирург, постепенно разрезая ткани, закрывающие предмет, пытается разыскать и удалить его. Медицинская практика показала, что по ряду причин хирургу это далеко не всегда удается. Основной часто непреодолимой трудностью является точное определение местоположения извлекаемого предмета в ходе операции, что особенно важно, если операция проводится в области расположения жизненно важных центров (например, крупных нервных сплетений). Предварительное рентгенологическое обследование больного чаще всего оказывается недостаточным, ибо инородный предмет вследствие подвижности тканей способен перемещаться как во время операции, так и в промежутке между рентгенологическим обследованием и операцией (наибольшая подвижность наблюдается у некорродирующих в человеческом теле предметов, например, обломков медицинских шприцевых игл).

Проведение операции под рентгеновским контролем нежелательно по ряду причин: как больной, так и врач получают значительную дозу облучения; оперируя в темноте, хирург может нарушить стерильность, а также нанести травму, опасную для здоровья больного.

В прошлом известны успешные попытки облегчить нахождение извлекаемых инородных металлических предметов в ходе операции с помощью «щупов» и «локаторов» [1—3], в которых использовались явления изменения индуктивности или добротности колебательного контура при поднесении его к искомому предмету (принцип миноискателя) или просто замыкания электрической цепи между двумя острыми электродами при их соприкосновении с металлическим предметом.

Однако эти способы не получили широкого распространения вследствие присущих им недостатков: с помощью таких локаторов индицировались лишь инородные предметы достаточно больших размеров, расположенные на очень близком расстоянии от «щупа».

В тех случаях, когда инородный предмет содержит ферромагнитное вещество (железо, никель, сталь и т. п.), авторами предложено применять при операции феррозондовый полюсоискатель [4]. Нами использовался выпускаемый промышленностью феррозондовый полюсоискатель типа ФП-1у, переделанный нами с целью повышения его чувствительности (чувствительность прибора после переделки повысилась в 10 раз).

Искательная головка полюсоискателя по размерам и внешнему виду напоминает авторучку и соединена с электронной частью прибора гибким кабелем. В ней размещен феррозонд-градиентометр, который реагирует на неоднородность магнитного поля вдоль продольной оси искательной головки. Во время операции искательная головка закладывается в стерильную оболочку.

При обследовании больного к его телу, в месте предполагаемого расположения инородного предмета, подносят на короткое время сильный постоянный магнит (или электромагнит). В результате инородный предмет (если он ферромагнитен) приобретает остаточную намагниченность; в пространстве, окружающем намагниченный предмет, на магнитное поле Земли накладывается дополнительное магнитное поле, создаваемое предметом, которое имеет максимумы вблизи магнитных полюсов этого предмета.

Непосредственно перед началом операции с помощью полюсоискателя намечается место разреза, для этого искательная головка перемещается перпендикулярно поверхности тела больного вблизи предполагаемого расположения инородного предмета. При прохождении искательной головки над магнитными полюсами стрелочный прибор полюсоискателя показывает максимальное отклонение. В случае, когда обнаруживается лишь один максимум (один полюс), разрез делается непосредственно над ним. При обнаружении двух полюсов — по линии, соединяющей эти полюса.

В ходе операции по мере углубления разреза местоположение инородного предмета уточняется путем периодического (повторного) введения искательной головки внутрь разреза, следовательно, по показаниям стрелочного прибора полюсоискателя корректируется то направление, в котором нужно продолжать разрез и искать удаляемый предмет.

Применение феррозондового полюсоискателя при извлечении инородных предметов делает операцию более надежной и значительно сокращает время ее проведения, что, в свою очередь, позволяет снизить дозу наркотического вещества. Точная ориентация на инородный предмет уменьшает травматизацию тканей тела больного и облегчает труд хирурга. В отличие от разработанных к настоящему времени радиощупов, применение феррозондового полюсоискателя позволяет уверенно удалять инородные предметы очень малых размеров, например обломки швейных или инъекционных игл длиной 3—5 мм.

Чувствительность использованного нами полюсоискателя к градиенту магнитного поля составляет $\sim 10 \div 15$ мЭ/см на полную шкалу. Используя этот прибор, можно обнаружить: инъекционную иглу с расстояния ~ 50 мм, швейную иглу со 100 мм, унифицированную пулю с $30 \div 50$ мм.

В сомнительных случаях для заблаговременного определения степени магнитности инородного предмета и, следовательно, возможности применения при операции феррозондового полюсоискателя может быть использован чувствительный феррозондовый магнитометр [5].

К настоящему времени по описанному способу в больницах города Свердловска проведено свыше ста операций; все операции прошли успешно, большинство из них проводились после неудачных, иногда многократных хирургических вмешательств в других клиниках без использования полюсоискателя. Извлекались инородные тела (пули, швейные и инъекционные иглы, а также их обломки и др.) из грудной, брюшной и черепной полостей, области позвоночного столба, суставов и мягких тканей различных участков человеческого тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кагальницкий Г. М. Труды Второго Закавказского съезда хирургов, ч. II, 1937, Тбилиси, стр. 701.
2. Очкин А. Д. Хирургия, 1942, № 11—12, стр. 92.
3. Кочергин И. Г. Хирургия, 1942, № 11—12, стр. 94.
4. Справочник машиностроителя, т. 6, стр. 92, М., Машгиз, 1964.
5. Веденев М. А., Дрожжина В. И., Амромин А. Л. и Васильев Н. К. Дефектоскопия, 1966, № 5, 66.



Президент Академии наук СССР академик М. В. Келдыш и профессор Р. И. Янус в одной из лабораторий Института физики металлов АН СССР.

Магнитная дефектоскопия и магнитоструктурный анализ

О МАГНИТНОМ КОНТРОЛЕ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ВКЛЮЧЕНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ДЕТАЛЕЙ ИЗ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ

Р. И. Янус, М. А. Веденев, В. И. Дрожжина, В. А. Мирмельштейн

Описывается опыт магнитного контроля крупногабаритных деталей типа дисков, изготовленных из слабомагнитной аустенитной стали (марки ЭИ481), на отсутствие в них плоских инородных ферромагнитных включений (из малоуглеродистой стали).

Практикой установлено, что в отдельных экземплярах большой партии крупногабаритных поковок (типа дисков, изготавливаемых путем осадки предварительно прокованного слитка) из слабомагнитной стали (марки ЭИ481) встречались плоские ферромагнитные включения инородного происхождения. При определенных условиях эти включения могли создать реальную угрозу целостности детали при ее эксплуатации. Из-за отсутствия четко выраженной поверхности раздела ультразвуковой метод контроля невозможно было использовать для обнаружения такого рода дефектов.

Резкое различие магнитных свойств основного металла и ферромагнитного включения позволило нам выбрать метод, основанный на измерении поля рассеяния дефекта, находящегося в состоянии остаточной намагниченности. В качестве индикатора поля рассеяния был выбран астатический феррозондовый магнитометр; наибольшая чувствительность последнего достигала $50 \text{ гамм} = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ э}$ на шкалу индикаторного прибора. В процессе контроля деталей выяснилось, что на показания магнитометра некоторое влияние оказывало поле, создаваемое остаточной намагниченностью ферромагнитной структурной компоненты, всегда имеющейся в небольшом количестве в аустенитной стали. Эту структурную компоненту условно назовем α -фазой. Вопрос о природе ферромагнитной α -фазы в данной марке стали исследован недостаточно, однако известно, что количество ее может изменяться под действием таких факторов, как, например, механическая и термическая обработка.

Наличие α -фазы и составило основную трудность при проведении контроля деталей. Трудность состояла в следующем. После локального намагничивания любого места контролируемой детали (с помощью приставного электромагнита или точечного полюса) величина поля рассеяния, обусловленного остаточной намагниченностью α -фазы, в 2—3 раза превышала поле рассеяния, создаваемое предельно допустимым дефектом, расположенным на одинаковом расстоянии от верхней и нижней поверхности детали. Однако то обстоятельство, что изделие является телом вращения, а ферромагнитная компонента в основном распределена равномерно по всему объему, позволило нам выбрать способ намагничивания и контроля, который обеспечил круговую симметрию и дал возможность существенно уменьшить вредное влияние α -фазы в процессе контроля.

Намагничивание детали производилось с помощью небольшого электромагнита последовательно по концентрическим окружностям («поясам», рис. 1), ширина которых была обусловлена размерами выбранного нами электромагнита с межполюсным расстоянием 80 мм.

Электромагнит устанавливался неподвижно таким образом, чтобы обеспечить намагничивание в данном «поясе» вдоль радиуса детали. (Следы полюсов электромагнита изображены на рис. 1 в виде прямоугольников). После этого включался ток, деталь поворачивалась вокруг своей оси на два полных оборота и ток выключался. Затем электромагнит перемещался по радиусу детали на величину межполюсного расстояния, поворачивался вокруг вертикальной оси на 180° и операция намагничивания повторялась. Таким образом, направление намагниченности смежных «поясов» было противоположным. Выбранный способ обеспечил одинаковую намагниченность α -фазы на любой concentрической окружности — на каждом «поясе».

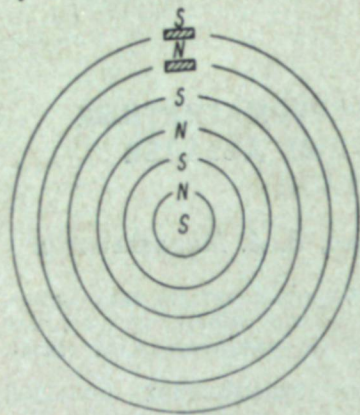


Рис. 1.

Контроль величины магнитного поля рассеяния дефекта над поверхностью детали осуществлялся при помощи феррозондового магнитометра типа второй гармоники [1, 2].

Прибор имеет 9 пределов измерений (0,5; 1; 5; 10; 50; 100; 500; 1000; 5000) $\cdot 10^{-3}$ э на всю шкалу с погрешностью $\pm 2\%$. Принципиальная схема прибора приведена на рис. 2. В приборе использован

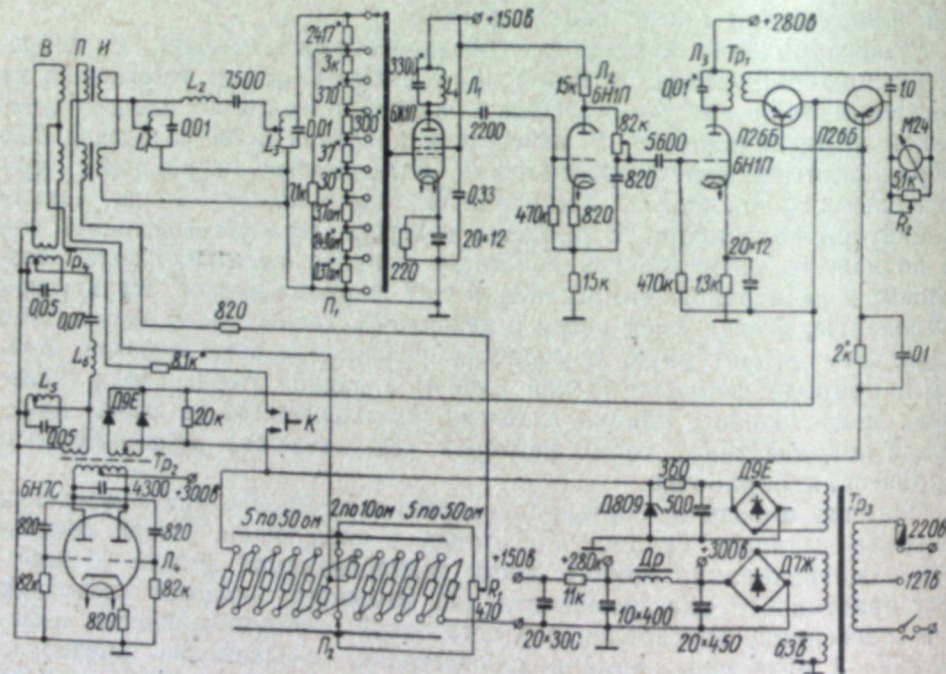


Рис. 2.

дифференциальный феррозонд с продольным возбуждением, состоящий из двух ферроэлементов, размещенных в отдельных текстолитовых каркасах. Каждый ферроэлемент содержит по три обмотки: возбуждения (В), измерительную (И) и подмагничивающую (П), которые охватывают пермалловый (марки 79НМ) сердечник — пластину размерами $30 \times 1 \times 0,1$ мм. К каждому ферроэлементу подведен отдельный шланг. Ферроэлементы при необходимости могут быть разнесены в пространстве на расстояние 4 м. При параллельном расположении ферроэлементов измеряется сумма, а при антипараллельном —

разность напряженностей магнитных полей двух областей пространства, где размещены ферроэлементы.

Обмотки возбуждения длиной 30 мм содержат по 214 витков провода диаметром 0,25 мм. Переменное напряжение частотой 8 кГц с генератора, собранного на лампе 6Н7С (L_4), подается через однозвенный полосной фильтр (L_5, L_6, Tr_4) на обмотки возбуждения. Амплитуда поля возбуждения составляет 23 э. Измерительные обмотки длиной 10 мм содержат по 250 витков провода диаметром 0,06 мм и включены так, что нечетные гармоники, возникающие в отдельных ферроэлементах, взаимно вычитаются. Для выделения второй гармоники служит полосной фильтр, настроенный на частоту 16 кГц.

На входе резонансного усилителя имеется делитель напряжения (P_1), который предназначен для переключения пределов измерения. Резонансный усилитель выполнен на двух лампах 6Ж1П (L_1) и 6Н1П (L_2). Лампа (L_2) используется в качестве 180-градусного фазовращателя, позволяющего настраивать синхронный фазовый детектор (триоды П26Б) на синфазную составляющую второй гармоники. В схеме применен синхронный фазовый детектор четных гармоник, описанный в работе [2]. В качестве индикаторного прибора применен микроамперметр М24 (100—0—100 мкА).

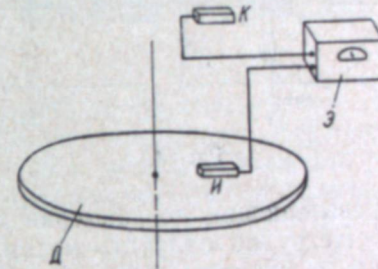


Рис. 3. Схема расположения ферроэлементов в процессе контроля: Д — деталь; З — генератор и индикаторная электронная схема; И — измерительный ферроэлемент; К — компенсирующий ферроэлемент.

Подмагничивающие обмотки длиной 30 мм содержат по 495 витков провода диаметром 0,1 мм. Они служат для компенсации внешнего поля в месте расположения феррозонда. Стабилизированное напряжение, подаваемое в подмагничивающие обмотки, снимается с диода Д 810 и может плавно регулироваться в широких пределах посредством переключателя P_2 и переменного сопротивления R_1 . В среднем положении ручки переключателя схема компенсации выключена, при этом можно производить измерение поля в абсолютных единицах. Наибольшая величина магнитного поля, которое можно скомпенсировать с помощью этой схемы, составляет 0,2 э.

Калибровка прибора осуществляется нажатием кнопки (К) на шкале 100 мА. При этом стрелка прибора должна отклониться на всю шкалу, в противном случае необходимо изменить величину переменного R_2 , подключенного параллельно микроамперметру М24.

При проведении контроля деталей измерительный ферроэлемент (И) (рис. 3) находился в непосредственной близости от поверхности контролируемой детали (с зазором 3—4 мм), компенсирующий был отнесен на расстояние 15 см от нее и служил для ослабления вредного влияния однородного магнитного поля Земли и его вариаций (астатическая система). Подмагничивающая обмотка П (рис. 2) позволяла компенсировать тангенциальную составляющую поля, создаваемого компенсировать тангенциальную составляющую поля, создаваемого α -фазой. Это поле при повороте детали вокруг своей оси на 360° , вследствие круговой симметрии при намагничивании детали, практически оставалось постоянным. Перемещая феррозонды с определенным шагом вдоль радиуса детали и каждый раз поворачивая деталь на 360° вокруг оси, постепенно контролировали весь ее объем (контроль производился с двух сторон детали). Бесспорно годной считалась та деталь, у которой колебания поля H — тангенциальной составляющей поля дефекта — вблизи ее поверхности удовлетворяли условию

$$H \leq 10^{-3} \text{ э.}$$

(1)

Эта величина H соответствовала полю рассеяния остаточного намагниченного ферромагнитного включения, расположенного на равном расстоянии от верхней и нижней поверхностей детали (см. рис. 4а), размеры которого были наибольшими из допустимых: $5 \times 5 \times 0,1$ мм.

Детали, у которых колебания H превышали величину 10^{-3} э, подвергались повторному обследованию и тщательному анализу, дабы не отнести их в брак, что было особенно важно в данном случае из-за высокой стоимости каждой детали.

Прежде всего, поверхность детали тщательно обследовалась на наличие различного рода локальных наклепов, которые могли быть причиной увеличения количества α -фазы и, следовательно, повышенных показаний магнитометра. Детали, для которых все всплески показаний магнитометра могли быть объяснены локальным увеличением количества α -фазы, относились к категории годных¹.

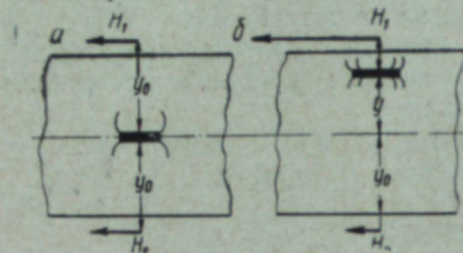


Рис. 4.

Затем выяснялся вопрос, действительно ли большая величина поля рассеяния H вызвана дефектом, превышающим по размерам предельно допустимый.

Нетрудно получить математическое соотношение, позволяющее судить о годности детали, если известны значения тангенциальной составляющей поля дефекта, измеренные над дефектом со стороны одной (H_1) и другой (H_2) поверхностей детали (рис. 4а, $H_1 = H_2$; рис. 4б, $H_1 \neq H_2$). Примем следующие допущения:

а) дефект является магнитным диполем по отношению к измерительному ферроэлементу,

б) размеры самого ферроэлемента таковы, что тангенциальная составляющая H на протяжении всей его длины остается практически постоянной.

Тогда условие (1), при указанных ограничениях, можно записать в виде

$$10^{-3} \geq \frac{M}{y_0^3}, \quad (2)$$

где M — магнитный момент дефекта; y_0 — половина расстояния между положениями сердечника измерительного ферроэлемента при измерении величин H_1 и H_2 .

Если дефект расположен ближе к одной из поверхностей детали на величину y (рис. 4б), то

$$H_1 = \frac{M}{(y_0 - y)^2}; \quad H_2 = \frac{M}{(y_0 + y)^2} \quad (3)$$

или с учетом (2)

$$H_1 \leq \frac{10^{-3} y_0^3}{(y_0 - y)^2}; \quad H_2 \leq \frac{10^{-3} y_0^3}{(y_0 + y)^2} \quad (4)$$

Решая совместно эти два выражения, получим условие, которое обязательно должно выполняться для годной детали

$$10^{-3} \geq \frac{8H_1 H_2}{(\sqrt{H_1} + \sqrt{H_2})^2} \quad (5)$$

В ходе настоящего исследования была подтверждена высказанная ранее [3] возможность применения (в некоторых случаях) феррозондов для количественного определения α -фазы в слабомагнитных аустенитных сталях.

Разработанная нами методика обнаружения инородных ферромагнитных включений была использована для осуществления проверки партии деталей в количестве более 100 штук.

В результате контроля было забраковано 8 деталей. Из них 4 детали были разрезаны и подвергнуты металлографическому обследованию. Контроль микроструктуры показал, что обнаруженные дефекты являлись включениями из мягкой углеродистой стали. Все дефекты имели сильно вытянутую форму размерами от $30 \times 25 \times 0,5$ до $5 \times 5 \times 0,1$ мм.

На рис. 5 показан поперечный разрез одной из забракованных деталей, где видно инородное включение размером $30 \times 25 \times 0,5$ мм.



Рис. 5.

Опыт применения этого метода показал, что он является простым и удобным для использования его в цеховых условиях. Он обеспечивает надежное обнаружение сравнительно небольших инородных ферромагнитных включений, несмотря на присутствие в детали небольшого количества равномерно распределенной ферромагнитной компоненты (α -фазы).

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, ОКБ МГ и ОН СССР, вып. 3, 1959; Сб. трудов ИФМ АН СССР, вып. 21, 1959.
2. Веденев М. А., Дрожжина В. И., Амромин А. Л. и Васильев Н. К. Дефектоскопия, 1966, № 5, 66.
3. Förster F. Nondestructive Testing, 1955, 13, № 5, 31.

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ФЕРРОДАТЧИКА В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПРИБОРЕ

В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Р. И. Янус

Проведено исследование работы ферродатчика в дифференциальном магнитном приборе. Дается аналитическое выражение для чувствительности ферродатчика и приводится условие, при котором будет соблюдаться линейная зависимость показаний прибора от разности характеристик испытуемого и эталонного изделий.

Ферродатчик является разновидностью феррозонда полемера с продольным возбуждением [1]. Отличие состоит в том, что сердечники ферродатчика составляют часть магнитной цепи прибора. Ферродатчики применяются для контроля изделий в замкнутой магнитной цепи. При этом, в отличие от разомкнутых магнитных цепей, значительно

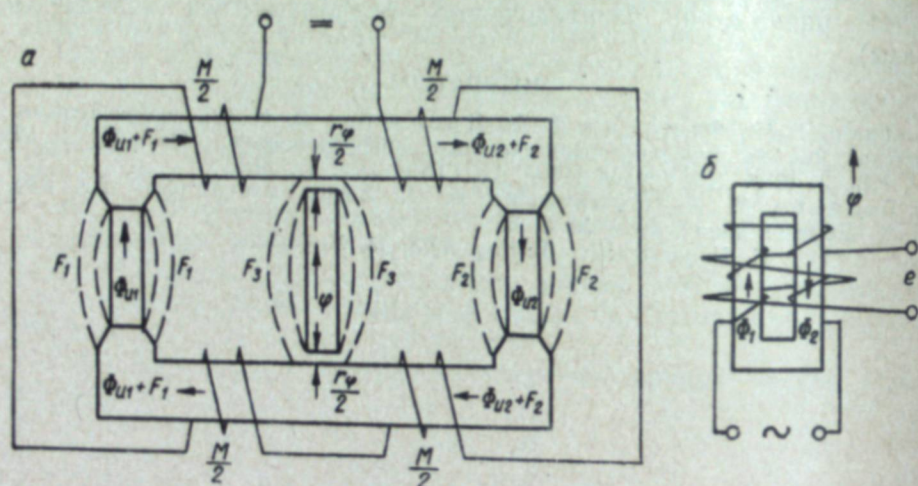


Рис. 1. Схема дифференциального магнитного прибора с ферродатчиком:
а — распределение потоков в магнитной цепи; б — ферродатчик.

ослабляется влияние внешних магнитных полей на показания прибора. К приборам такого типа относятся коэрцитиметры, применяющиеся при контроле трансформаторного железа [2], а также качества термообработки деталей подшипников качения [3, 4].

В данной работе рассматривается применение ферродатчика в дифференциальном приборе с двойным ярмом (рис. 1а). В средней перемычке прибора установлен ферродатчик. Контроль производится методом сравнения изделия с эталоном в двух участках петли гистерезиса: в области индукции насыщения и в области коэрцитивной силы.

Процесс измерения проводится в следующей последовательности. Сначала по намагничивающей обмотке пропускают ток максимальной величины (при этом м. д. с. максимальна и равна M_B , а образцы доведены до состояния близкого к магнитному насыщению) и измеряют величину и знак э. д. с. в индикаторной цепи. Затем намагничивающий ток уменьшают до нуля и, устанавливая величину размагничивающего тока соответственно коэрцитивной силе эталонного образца (при этом м. д. с. равна M_C), снова измеряют знак и величину э. д. с.

в индикаторной цепи. По этим двум измерениям и судят о качестве испытуемого изделия.

Различие в магнитных характеристиках сравниваемых изделий приводит к появлению в ферродатчике магнитного потока Φ , величина и направление которого зависят от величины и знака отклонения магнитных свойств испытуемого изделия от эталона. Благодаря наличию переменного поля возбуждения магнитное сопротивление ферродатчика меняется с удвоенной частотой, по сравнению с частотой источника возбуждения. Поэтому с такой же частотой пульсирует и поток Φ , который сцеплен с индикаторной обмоткой ферродатчика и состоит из постоянной составляющей Φ и переменной $\Phi_{\sim}$: $\Phi = \Phi + \Phi_{\sim}$.

При разработке приборов такого типа требуется оценить чувствительность ферродатчика и исключить возможность его неоднозначных показаний. Мы сталкиваемся здесь с трудностями расчета нелинейной магнитной цепи, анализ которой осложняется наличием переменного потока, возникающего при включении возбуждения ферродатчика. Точный учет влияния вихревых токов значительно усложняет исследование работы ферродатчика. Поэтому целесообразно рассмотреть два предельных случая.

В первом случае предполагается, что переменная составляющая потока Φ не проникает в ярмо и замыкается через воздух. Это может

произойти как из-за сильного развития вихревых токов в ярме прибора, так и из-за наличия короткозамкнутых витков на ярме. Например, действующие приборы по контролю качества термообработки деталей подшипников качения приближаются к этому случаю, так как обычно ярмо изготавливается из сплошного куска трансформаторного железа, а намагничивающие обмотки имеют малое сопротивление и практически являются короткозамкнутыми витками. Увеличение омического сопротивления и наличие дросселя в намагничивающей цепи нежелательно, особенно при контроле по индукции насыщения, так как это приводит к значительному увеличению мощности источника питания и снижению скорости контроля.

Во втором случае мы пренебрегаем влиянием вихревых токов и короткозамкнутых витков. Тогда можно считать, что сопротивление всех участков магнитной цепи одинаково как для переменного, так и для постоянного потоков, то есть магнитные сопротивления цепи прибора не зависят от частоты.

Нами проведен расчет магнитной цепи и чувствительности прибора при следующих допущениях:

1. Полагаем, что поток рассеяния состоит из трех частей: F_1 и F_2 шунтируют, соответственно, эталонное и испытуемое изделия; а F_3 шунтирует ферродатчик; магнитные сопротивления R_F потокам F_1 и F_2 и сопротивление R_F потоку F_3 являются постоянными величинами.
2. Амплитуда м. д. с. обмотки возбуждения ферродатчика значительно больше м. д. с. подмагничивающего поля, обусловленного разницей магнитных характеристик эталонного и испытуемого изделий. Поэтому можно считать, что магнитный поток в одном сердечнике равен $\Phi_1 = \Phi + 0,5\Phi$, а в другом $\Phi_2 = \Phi - 0,5\Phi$, где $\Phi = \Phi_1 = \Phi_2$ — магнитный поток, сцепленный с индикаторной обмоткой, а Φ — магнитный поток в любом сердечнике, когда $\Phi = 0$, то есть когда магнитные характеристики эталонного и испытуемого образцов одинаковы.

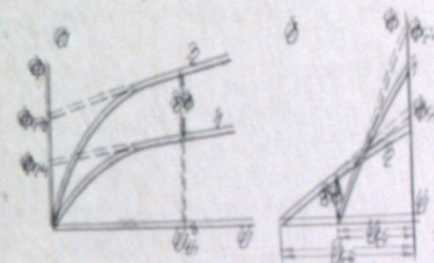


Рис. 2. Зависимость потоков от наложенных магнитных потенциалов (сплошные кривые) и их аппроксимации (пунктирные прямые).

3. Сердечники ферродатчика идентичны и дифференциальное сопротивление каждого равно $r = l/S\mu$, где l — длина, S — площадь поперечного сечения сердечника и μ — дифференциальная магнитная проницаемость материала сердечника. Магнитным сопротивлением перемычек, соединяющих сердечники, пренебрегаем; магнитное сопротивление воздушного промежутка между ферродатчиком и половинками ярма обозначим через r_Φ .

Отношение средних значений падения магнитного потенциала на ферродатчике $\bar{U}_\Phi$ к потоку $\bar{\Phi}$ обозначим через $\bar{r}/2 = \bar{U}_\Phi/\bar{\Phi}$.

4. Используем кусочно-линейную аппроксимацию для выражения зависимости магнитного потока от падения магнитного потенциала в изделиях и в ярме (пунктирные линии на рис. 2): для эталонного образца

$$\Phi_{\pi 1} = \Phi_{r1} + \frac{U_{\pi 1}}{r_{\pi 1}};$$

для испытуемого образца

$$\Phi_{\pi 2} = \Phi_{r2} + \frac{U_{\pi 2}}{r_{\pi 2}};$$

для ярма

$$\Phi_\pi = \Phi_{r\pi} + \frac{U_\pi}{r_\pi},$$

где $\Phi_{\pi 1}$, $U_{\pi 1}$ — магнитный поток и падение магнитного потенциала в эталонном образце; $\Phi_{\pi 2}$, $U_{\pi 2}$ — магнитный поток и падение магнитного потенциала в испытуемом образце; Φ_π , U_π — магнитный поток и падение магнитного потенциала в ярме; $r_{\pi 1}$, $r_{\pi 2}$, r_π — дифференциальные магнитные сопротивления соответственно эталонного и испытуемого изделия и ярма в исследуемых участках, которые определяются при $M = M_B$ по коммутационным кривым, а при $M = M_c$ по спинке петли гистерезиса (когда расчет ведется по первому варианту) и по кривой возврата (при расчете по второму варианту).

Проведем вначале исследование работы ферродатчика при условии, что $\Phi \sim$ не проникает в ярмо. Затем сравним полученные выражения с аналогичными выражениями для случая, когда сопротивление магнитной цепи не зависит от частоты. В заключение, на частных примерах, покажем влияние на чувствительность прибора магнитного шунта и размеров сердечников ферродатчика.

1. ПОТОК $\Phi \sim$ НЕ ПРОНИКАЕТ В ЯРМО

В этом случае мы полагаем, что при фиксированном значении M магнитные потоки в ярме и в изделиях, а также магнитные потоки рассеяния F_1 и F_2 будут постоянными величинами, а поток рассеяния F_3 будет включать переменную составляющую потока $\Phi \sim$. Следовательно,

$$F_3 = \bar{F}_3 - \Phi \sim = \bar{F}_3 + \bar{\Phi} - \Phi,$$

где $\bar{F}_3$ — постоянная составляющая потока F_3 . Кроме того, используем два уравнения, соответствующие мгновенным и средним значениям Φ и F_3 :

$$R_F F_3 = \Phi (0,5r + r_\Phi); R_F \bar{F}_3 = \bar{\Phi} (0,5r + r_\Phi).$$

Расчет при указанных выше допущениях дает возможность получить выражение для искомого потока Φ

$$\Phi = \frac{0,5r + r_\Phi + R_F}{0,5r + r_\Phi + R_F} \bar{\Phi}, \quad (1)$$

где

$$\bar{\Phi} = \frac{r_2 R \delta \Phi}{(r_2 + r_\pi) (R + 0,5r + r_\Phi)}, \quad (2)$$

$$\delta \Phi = \Phi_{r2} - \Phi_{r1} \frac{r_1 (r_2 + r_\pi)}{r_2 (r_1 + r_\pi)} + r_1 \left(\frac{1}{r_{\pi 2}} - \frac{1}{r_{\pi 1}} \right) \frac{M + r_\pi \Phi_{r\pi}}{r_1 + r_\pi}. \quad (3)$$

Здесь

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_F} + \frac{1}{r_1 + r_\pi} + \frac{1}{r_2 + r_\pi}; \quad \frac{1}{r_1} = \frac{1}{r_{\pi 1}} + \frac{1}{r_F}; \quad \frac{1}{r_2} = \frac{1}{r_{\pi 2}} + \frac{1}{r_F}.$$

Чтобы разобраться в физическом смысле уравнения (3), представим выражения для магнитных потенциалов и магнитных потоков в изделиях в следующем виде:

$$U_{\pi 1} = U_{\pi 10} + \Delta U_{\pi 1}; \quad \Phi_{\pi 1} = \Phi_{\pi 10} + \Delta \Phi_{\pi 1};$$

$$U_{\pi 2} = U_{\pi 10} - \Delta U_{\pi 2}; \quad \Phi_{\pi 2} = \Phi_{\pi 20} - \Delta \Phi_{\pi 2}.$$

Здесь $U_{\pi 10}$, $\Phi_{\pi 10}$ — падение магнитного потенциала и магнитный поток в изделиях, когда их магнитные характеристики совпадают; $\Phi_{\pi 20}$ — магнитный поток в испытуемом изделии при $U_{\pi 2} = U_{\pi 20}$, если магнитные характеристики последнего отличаются от магнитных характеристик эталонного образца. Приращения магнитных потенциалов ($\Delta U_{\pi 1}$ и $\Delta U_{\pi 2}$) и потоков ($\Delta \Phi_{\pi 1}$ и $\Delta \Phi_{\pi 2}$) обусловлены различием в магнитных характеристиках сравниваемых изделий.

Из расчета магнитной цепи прибора можно получить, что

$$U_{\pi 10} = \frac{r_1}{r_1 + r_\pi} [M - r_\pi (\Phi_{r1} - \Phi_{r\pi})]; \quad (4)$$

$$\Phi_{\pi 10} = \Phi_{r1} + \frac{U_{\pi 10}}{r_{\pi 1}}; \quad (5)$$

$$\Phi_{\pi 20} = \Phi_{r2} + \frac{U_{\pi 20}}{r_{\pi 2}}; \quad (6)$$

$$\Delta U_{\pi 1} = \frac{r_1}{r_1 + r_\pi} (0,5r + r_\Phi) \bar{\Phi}; \quad \Delta \Phi_{\pi 1} = \frac{\Delta U_{\pi 1}}{r_{\pi 1}}; \quad (7)$$

$$\Delta U_{\pi 2} = \frac{r_2}{r_2 + r_\pi} [r_\pi \delta \Phi + (0,5r + r_\Phi) \bar{\Phi}]; \quad \Delta \Phi_{\pi 2} = \frac{\Delta U_{\pi 2}}{r_{\pi 2}}. \quad (8)$$

Из (3) — (6) можно получить выражение, поясняющее физический смысл $\delta \Phi$:

$$\delta \Phi = \Phi_{\pi 20} - \Phi_{\pi 10}.$$

Таким образом, $\delta \Phi$ соответствует разности потоков испытуемого и эталонного изделий при $U_{\pi 1} = U_{\pi 2} = U_{\pi 10}$ (см. рис. 2).

Уравнения (7), (8) позволяют оценить пределы изменений магнитного потенциала и магнитных потоков, при которых сохраняется линейная зависимость $\Phi_{\pi 1}(U_{\pi 1})$ и $\Phi_{\pi 2}(U_{\pi 2})$ — допущения, принятые при расчете магнитной цепи.

Таким образом, из (1) и (2) видно, что наличие потока Φ обусловлено различием магнитных характеристик испытуемого и эталонного изделий, а его величина зависит от параметров магнитной цепи. В числе последних имеется переменный параметр — магнитное сопротивление сердечника ферродатчика.

Максимальное и минимальное значения магнитного сопротивления сердечника ферродатчика соответственно равны

$$\hat{r} = \frac{l}{S\hat{\mu}}; \check{r} = \frac{l}{S\check{\mu}},$$

где $\hat{\mu}$ и $\check{\mu}$ — соответственно максимальная и минимальная дифференциальные проницаемости. Очевидно, что частота изменения магнитного сопротивления (обусловленная наличием источника возбуждения с частотой f) равна $2f$. Отсюда следует, что и поток Φ пульсирует с частотой $2f$ в пределах

$$\Phi_{\min} \leq \Phi \leq \Phi_{\max},$$

где

$$\Phi_{\max} = \frac{0,5\hat{r} + r_{\Phi} + R_F}{0,5\hat{r} + r_{\Phi} + R_F} \Phi; \quad (9)$$

$$\Phi_{\min} = \frac{0,5\check{r} + r_{\Phi} + R_F}{0,5\check{r} + r_{\Phi} + R_F} \Phi. \quad (10)$$

Э. д. с. в индикаторной обмотке, которая охватывает оба сердечника ферродатчика и имеет n витков, равна

$$e = -n \frac{d\Phi}{dt}.$$

Среднее значение э. д. с. четных гармоник при двухполупериодном выпрямлении равно

$$E = 4nf(\Phi_{\max} - \Phi_{\min}). \quad (11)$$

Из теории феррозондов известно [1], что предельное значение амплитуды любой четной гармоники

$$E_{2m} = 2E. \quad (12)$$

На рис. 2 показаны кривые $\Phi(U)$ и их аппроксимации для эталонного изделия (кривая 1) и для испытуемого (кривая 2) при контроле по индукции ($M=M_B$, рис. 2а) и по коэрцитивной силе ($M=M_C$, рис. 2б). В последнем случае, учитывая, что $U_{c1} = r_{n1}\Phi_{r1}$ и $U_{c2} = r_{n2}\Phi_{r2}$, найдем:

$$M_C = -U_{c1} \left(1 + \frac{r_n}{r_F}\right) - U_{c2}, \quad \delta\Phi = \frac{1}{r_{n2}}(U_{c2} - U_{c1}). \quad (13)$$

Заметим, что (13) можно получить из уравнений (2) — (3), если положить $r_{n2} = \infty$ и $\Phi_{r2} = 0$, то есть испытуемый образец вынут, и определить то значение м. д. с., при котором $\Phi = 0$. Этим обстоятельством на практике и пользуются для нахождения искомой величины размагничивающего тока, при котором U_{n10} соответствует коэрцитивной силе эталонного образца.

Выше указывалось, что амплитуда м. д. с. обмотки возбуждения одного сердечника $M_{\sim}$ должна быть значительно больше м. д. с., обусловленной различием в магнитных характеристиках эталонного и испытуемого образцов. Расчет показывает, что для этого необходимо соблюдение неравенства

$$M_{\sim} \gg \frac{r(0,5\hat{r} + r_{\Phi} + R_F)}{\hat{r} + 2(r_{\Phi} + R_F)} \Phi. \quad (14)$$

Если правая часть неравенства превысит левую, то сердечники ферродатчика могут не выйти из состояния магнитного насыщения; в этом случае возможны неоднозначные показания прибора. Увеличением амплитуды тока возбуждения, изменением геометрических размеров ферродатчика, установкой магнитного шунта или комбинацией указанных способов можно добиться выполнения условия (14). При этом будет соблюдаться линейная зависимость показаний прибора от разности магнитных характеристик испытуемого и эталонного изделий.

2. СОПРОТИВЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ НЕ ЗАВИСЯТ ОТ ЧАСТОТЫ

Подробное исследование этого случая, когда магнитное сопротивление ярма постоянно, проведено в [4]. Учет магнитного сопротивления ярма, в соответствии со сделанными выше допущениями, дает следующие выражения:

$$\Phi = \frac{r_2 R \delta\Phi}{(r_2 + r_n)(R + 0,5r + r_{\Phi})}, \quad (15)$$

$$U_{n1} = U_{n10} + \frac{r_1}{r_1 + r_n}(0,5r + r_{\Phi}); \quad U_{n2} = U_{n10} - \frac{r_2}{r_2 + r_n}[r_n \delta\Phi + (0,5r + r_{\Phi})\Phi].$$

$$\Phi_{\max} = \frac{r_2 R \delta\Phi}{(r_2 + r_n)(R + 0,5r + r_{\Phi})}; \quad (16)$$

$$\Phi_{\min} = \frac{r_2 R \delta\Phi}{(r_2 + r_n)(R + 0,5\check{r} + r_{\Phi})}. \quad (17)$$

Из уравнений (11), (12), (16) и (17) можно получить соответствующие значения E и E_{2m} .

Уравнения (2), (3), (4) для среднего значения потока в ферродатчике Φ , для разности потоков в испытуемом и эталонном изделиях $\delta\Phi$ и для величины магнитного потенциала U_{n10} , при котором эта разность потоков определяется, остаются в силе.

В отличие от предыдущего случая, здесь магнитные потоки в изделиях и в ярме пульсируют, если магнитные характеристики изделий различны. Поэтому при контроле по коэрцитивной силе параметры кривой намагничивания следует определять по кривой возврата.

Амплитуда м. д. с. обмотки возбуждения одного сердечника должна быть выбрана исходя из неравенства

$$M_{\sim} \gg \frac{0,5r_2 R \delta\Phi}{(r_2 + r_n)(0,5\hat{r} + r_{\Phi} + R)}. \quad (18)$$

Зависимость э. д. с. от параметров магнитной цепи в общем случае довольно сложна. В качестве примера воспользуемся уравнениями (9), (10), (11), (16) и (17) для оценки влияния сопротивления R_F и сечения сердечников ферродатчика S на чувствительность прибора, когда магнитные сопротивления равны: $\hat{r} = 1,5 \cdot 10^7$ а/вб, $\check{r} = 1,0 \cdot 10^4$ а/вб, $r = 6,0 \cdot 10^6$ а/вб и $r_{\Phi} = 3 \cdot 10^5$ а/вб; значения магнитных сопротивлений $r_1 = r_2$ и r_n приведены в таблице.

На рис. 3 и 4 показана зависимость чувствительности соответственно от R_F и S в относительных единицах. Цифрой I обозначены кривые, соответствующие первому варианту расчета (сопротивления r_1 и r_n при M_C взяты по петле гистерезиса); цифрой II — второму (r_1 и r_n при M_C — по кривой возврата). Начальные условия: $R_F =$

Магнитные сопротивления, а/вб		При м. д. с., равной	
		M_c	M_B
$r_1 = r_2$	по петле гистерезиса	$1,6 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$
	по кривой возврата	$7,0 \cdot 10^5$	
r_B	по петле гистерезиса	$7,6 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$
	по кривой возврата	$1,7 \cdot 10^5$	

$= 4 \cdot 10^6$ а/вб, $S = 0,9$ см² и соответствующая им чувствительность приняты за единицу. Из рис. 3 видно, что в первом случае существует оптимальное значение R_F , при котором чувствительность максимальна;

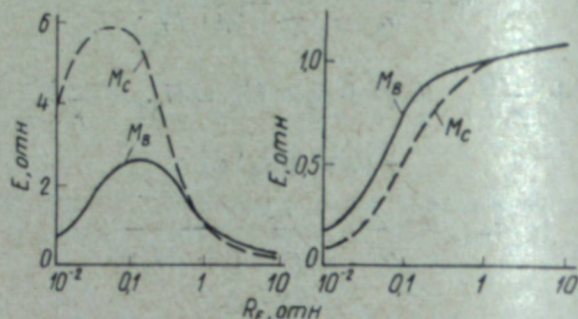


Рис. 3. Изменение э. д. с. индикаторной обмотки от величины сопротивления R_F (в относительных единицах):

I — переменная составляющая магнитного потока не проникает в ярмо и изделия; II — сопротивление магнитной цепи не зависит от частоты.

в данном примере применение магнитного шунта, уменьшающего величину R_F , полезно. Во втором случае чувствительность достигает максимального значения при $R_F = \infty$.

При расчете зависимости чувствительности от площади поперечного сечения сердечника предполагалось, что сопротивления r , r_1 и r_2

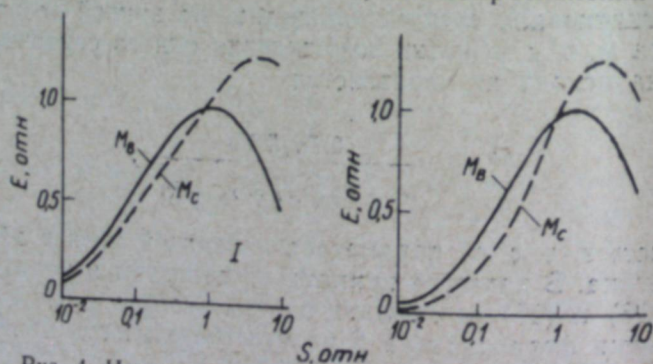


Рис. 4. Изменение э. д. с. индикаторной обмотки от сечения сердечников ферродатчика (в относительных единицах):

I — переменная составляющая магнитного потока не проникает в ярмо и изделия; II — сопротивление магнитной цепи не зависит от частоты.

обратно пропорциональны S . Из рис. 4 видно, что в обоих случаях имеется оптимальное значение S . При изменении параметров магнитной цепи следует проверить выполнение условий (14) и (18).

3. ФЕРРОДАТЧИК И ФЕРРОЗОНД

Для разобранных двух предельных случаев можно дать общие формулы, если ввести постоянный параметр r_k

$$r_k = 2(r_F + R_F)$$

для случая, когда переменный поток $\Phi \sim$ не проникает в ярмо, и $r_k = 2(r_F + R)$ для второго предельного случая. Физический смысл этого параметра будет указан ниже.

Тогда вместо (11), (14) и (18) можно записать выражение для чувствительности ферродатчика и условие, при котором будет соблюдаться линейная зависимость э. д. с. e от разности магнитных характеристик изделий, в следующем виде:

$$E = 4\pi f \frac{(\bar{r} + r_k)(\bar{r} - r)}{(\bar{r} + r_k)(\bar{r} + r_k)} \bar{\Phi}; M_c \gg \frac{0,5 \bar{r}(\bar{r} + r_k) \bar{\Phi}}{\bar{r} + r_k} = M_{min}.$$

Можно провести формальную аналогию ферродатчика с феррозондом, если принять, что подмагничивающее поле H_0 , в котором находится эквивалентный феррозонд, и проницаемость формы m каждого сердечника соответственно равны:

$$H_0 = \frac{\bar{r} + r_k}{2l} \bar{\Phi} \text{ и } m = \frac{l}{Sr_k}.$$

Таким образом, постоянный параметр r_k обратно пропорционален проницаемости формы эквивалентного феррозонда.

Если воспользоваться известным соотношением между проницаемостью тела μ_T , вещества μ и формы m

$$\frac{1}{\mu_T} \sim \frac{1}{\mu} + \frac{1}{m},$$

то магнитное сопротивление тела r_T будет равно

$$r_T = r + r_k.$$

Тогда выражение для э. д. с. можно представить в следующем виде

$$E = 4\pi f \frac{\bar{r}_T(\bar{r}_T - r_T)}{\bar{r}_T \bar{r}_T} \bar{\Phi}.$$

Значения $\bar{r}_T$, r_T и r_T могут быть определены экспериментально.

Анализ полученных результатов показывает, что расчет магнитной цепи прибора для постоянных составляющих потоков и магнитных потенциалов можно провести в следующей последовательности.

1. Вычисляется величина м. д. с., необходимая для получения заданных значений $U_{н10}$ и $\Phi_{н10}$ в предположении, что контролируемое изделие идентично эталону. При этом определяются дифференциальные магнитные сопротивления участков магнитной цепи.

Нужно отметить, что для уменьшения мощности источника намагничивающего тока выгодно располагать катушки непосредственно на изделиях. Однако в этом случае усложняется установка изделий в приборе. Выигрыш в мощности при перенесении катушек с ярма на изделие может быть оценен из соотношения

$$\frac{M_n}{M_n} \sim 1 + \frac{r_n}{r_F}.$$

где M_{u1} и M_{u2} — ампервитки, охватывающие соответственно ярмо и изделия, а дифференциальное сопротивление ярма r_{Δ} соответствует расположению намагничивающих катушек на ярме.

2. По расчетной схеме рис. 5 вычисляются изменения потоков и магнитных потенциалов, происходящие за счет различия магнитных

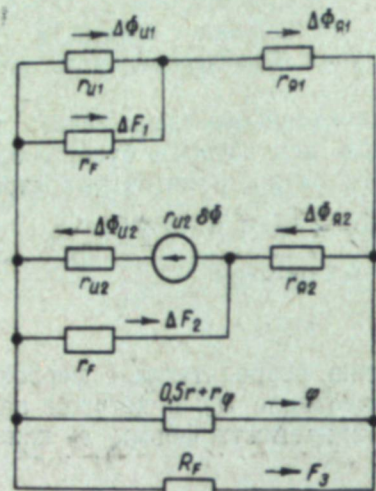


Рис. 5. Схема для расчета изменений потоков в магнитной цепи прибора.

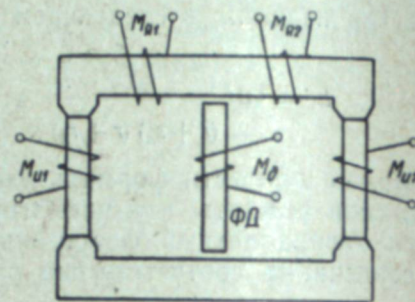


Рис. 6. Варианты расположения компенсационных м. д. с. в дифференциальном магнитном приборе.

свойств эталона и контролируемого образца. Из схемы видно, что замена испытуемого изделия с дифференциальным сопротивлением r_{u1} на другое, с сопротивлением r_{u2} и потоком $\Phi_{u20} = \Phi_{u10} + \delta\Phi$, равносильно включению м. д. с. $r_{u2} \delta\Phi$ последовательно с сопротивлением r_{u1} .

4. КОМПЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД

При компенсационном методе испытаний ферродатчик играет роль нуль-индикатора, а о качестве испытуемого изделия судят по величине тока, протекающего по компенсационной обмотке. На рис. 6 показаны возможные места расположения компенсационных обмоток. Расчет по схеме рис. 5 дает для указанных значений компенсационной м. д. с. следующие выражения:

$$M_0 = \frac{r_2 R \delta\Phi}{r_2 + r_{\Delta}}; M_{u1} = \frac{r_2 (r_1 + r_{\Delta})}{r_1 (r_2 + r_{\Delta})} r_{u1} \delta\Phi; M_{u2} = r_{u2} \delta\Phi;$$

$$M_{u1} = \frac{r_1 + r_{\Delta}}{r_2 + r_{\Delta}} r_{u1} \delta\Phi; M_{u2} = r_{u2} \delta\Phi.$$

В заключение отметим, что компенсационный метод может быть использован и в том случае, когда желательно изменить в небольших пределах исходные значения магнитных характеристик (U_{u10} , Φ_{u10}) в эталонном образце.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веденев М. А., Дрожжина В. И., Фридман Л. А. Труды ИФМ АН СССР, 1965, вып. 24, стр. 110.
2. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Заводская лаборатория, 1965, № 5, 590.
3. Михеев М. Н., Суринов Г. В., Томилов Г. С. Заводская лаборатория, 1960, № 11, 1306.
4. Михеев М. Н., Томилов Г. С., Фридман Л. А., Янус Р. И. В сб. Нерезрушающие методы контроля материалов и изделий, М., ОНТИПРИБОР, 1964, стр. 262.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПРИБОРА С ФЕРРОДАТЧИКОМ

Ю. Ф. Пономарев, В. П. Табачник, Л. А. Фридман, Р. И. Янус

Исследовано распределение магнитных потоков в приборе, предназначенном для контроля термообработки деталей подшипников качения. Определена чувствительность ферродатчика в зависимости от разности магнитных характеристик испытуемого и эталонного изделий. Результаты эксперимента сопоставлены с расчетом, предложенным в работе [1].

Нами исследовался дифференциальный магнитный прибор, предназначенный для контроля шаров. На рис. 1а показана магнитная цепь прибора. В среднюю перемычку прибора поставлен ферродатчик ФД. Сердечники ферродатчика вместе с перемычками имеют форму рамки, изображенную на рис. 1б. Ярмо выполнено из сплошного куска электро-технической стали и имеет сменные наконечники.

В данной работе производится сравнение экспериментально измеренной чувствительности прибора с рассчитанной по формуле [1]:

$$\frac{e_2}{\delta\Phi} = \frac{4 \sqrt{2} n i (0,5 \bar{r} + r_{\Phi} + R_F) (\bar{r} - \bar{r})}{(0,5 \bar{r} + r_{\Phi} + R_F) (0,5 \bar{r} + r_{\Phi} + R_F)} \quad (1)$$

где

$$\bar{\Phi} = \frac{r_2 R \delta\Phi}{(r_2 + r_{\Delta}) (R + 0,5 \bar{r} + r_{\Phi})} \quad (2)$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_F} + \frac{1}{r_1 + r_{\Delta}} + \frac{1}{r_2 + r_{\Delta}}; \frac{1}{r_1} = \frac{1}{r_{u1}} + \frac{1}{r_F}; \frac{1}{r_2} = \frac{1}{r_{u2}} + \frac{1}{r_F}.$$

Здесь e_2 — эффективное значение второй гармоники э. д. с. индикаторной обмотки; $\delta\Phi$ — разность магнитных потоков сравниваемых изделий при падении магнитного потенциала U_{u10} ; последний соответствует случаю, когда контролируемое изделие идентично эталону; $\bar{\Phi}$ — среднее значение магнитного потока в ферродатчике; r_{u1} , r_{u2} , r_{Δ} — дифференциальные магнитные сопротивления изделий и ярма; R_F , r_F — сопротивления потокам рассеяния, шунтирующим, соответственно, ферродатчик и изделие; $0,5 \bar{r}$ — отношение среднего значения падения магнитного потенциала на ферродатчике к потоку $\bar{\Phi}$; $\bar{r}$ и $\bar{r}$ — максимальное и минимальное дифференциальные магнитные сопротивления сердечника ферродатчика; r_{Φ} — магнитное сопротивление воздушного промежутка между ферродатчиком и ярмом; f — частота источника возбуждения; n — число витков индикаторной обмотки.

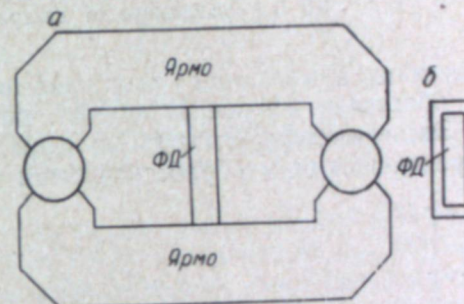


Рис. 1. Дифференциальный магнитный прибор: а — магнитная цепь прибора с ферродатчиком; б — сердечник ферродатчика.

В связи с этим: а) измерены коммутационные кривые и спинки петль гистерезиса изделий и ярма, по которым найдены соответствующие дифференциальные сопротивления, разности потоков $\delta\Phi$ и, в частности, предельные значения последних; б) определены сопротивления потокам

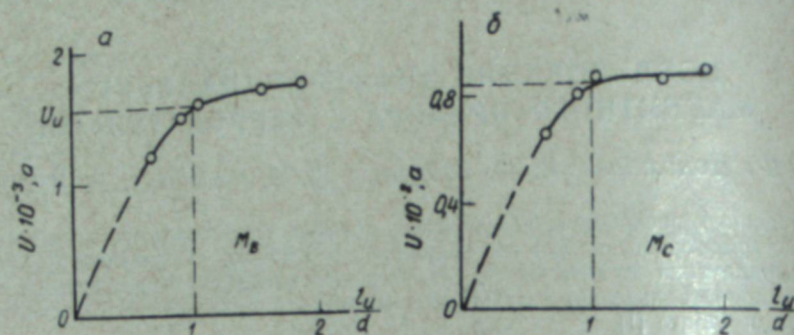


Рис. 2. Падение магнитного потенциала на участке с шаром; $0,5 l_n$ — расстояние от центра шара; d — диаметр шара.

рассеяния и магнитное сопротивление средней перемычки прибора; в) обоснован избранный вариант расчета чувствительности.

Эксперимент проводился на шарах диаметром 2,9 см. Из 200 шаров с различной термообработкой были взяты шары с магнитными характеристиками во всем диапазоне изменения индукции насыщения B_s и коэрцитивной силы H_c .

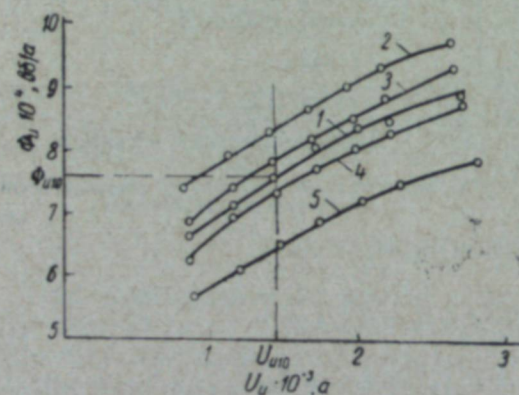


Рис. 3. Коммутационные кривые изделий.

Помещенный в прибор шар охватывается наконечниками так, что свободной остается часть шара длиной $\sim 0,65$ диаметра. Если прикладывать концы потенциометра на разном расстоянии l_n друг от друга и симметрично относительно центра шара, то до расстояния, равного диаметру d шара, падение магнитного потенциала растет

примерно пропорционально длине и при дальнейшем увеличении не меняется (рис. 2). Такое положение наблюдается как при максимальном намагничивающем токе (м. д. с. равна M_B), так и при размагничивающем токе (м. д. с. равна M_c). В дальнейшем падение магнитного потенциала на длине равной диаметру шара будем обозначать U_n . Измерения петль гистерезиса изделий и ярма проведены непосредственно в дифференциальном магнитном приборе. На рис. 3 показаны коммутационные кривые пяти шаров. В качестве эталона взят шар № 1, прошедший нормальную закалку и отпуск. Шары № 2 и № 5 наиболее сильно отличаются от эталона; из них № 2 прошел отжиг, а № 5 взят после закалки, проведенной с перегревом, и содержит в структуре большой процент остаточного аустенита. Коммутационные кривые испытуемых шаров измерены в паре с эталоном, а кривая эталона — при идентичном ему шаре. Экспериментальные точки по вертикали соответствуют одним и тем же значениям намагничивающего тока. Малое отклонение этих точек от вертикальной линии свидетельствует об относительно небольших перераспределениях потоков в изделиях. Значение U_{n10} для кривой 1 соответствует применяемой при контроле м. д. с. M_B .

На рис. 4а приведены кривые изменения потока в эталонном шаре в зависимости от размагничивающей м. д. с. Кривые различаются из-за того, что в качестве испытуемых взяты различные шары: кривая 1 — испытуемый шар эквивалентен эталону; кривая 2 — шар № 2 с наименьшей коэрцитивной силой и кривая 3 — шар № 6 с наибольшей коэрцитивной силой. Контроль изделий по коэрцитивной силе производится при

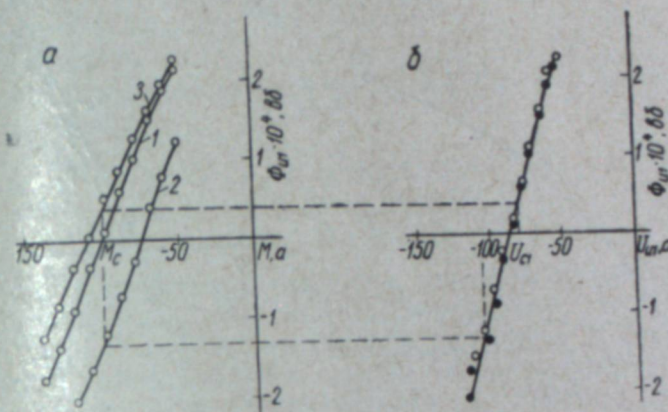


Рис. 4. Магнитные потоки в эталонном изделии: а — изменение потока в зависимости от размагничивающей м. д. с.; б — спинка петль гистерезиса; ○ — при отсутствии возбуждения; ● — при наличии возбуждения ферродатчика.

постоянной м. д. с. На рис. 4б изображена спинка петль гистерезиса эталона, где U_{n10} — падение магнитного потенциала при $\Phi_{n1} = 0$, причем $U_{n10} = -U_{c1}$. Величину изменения падения магнитного потенциала на эталоне можно получить из рис. 4б, если перенести на него с рис. 4а изменения потока. Таким способом можно определить максимальные изменения потока и падения магнитного потенциала на эталоне, равные соответственно:

$$\Delta\Phi_{n1} = (-1,3 \div 0,39) 10^{-4} \text{ вб}; \Delta U_{n1} = (-20 \div 6) \text{ а}.$$

Рассмотрим магнитное состояние ярма в обоих случаях контроля. Для того чтобы исключить влияние перераспределения потоков в полостях ярма, замыкающих эталонное и контролируемое изделие, исследуем случай, когда в прибор поставлены два эталонных изделия. Тогда падение магнитного потенциала на ярме U_n равно разности $M - U_n$. На рис. 5 показана коммутационная кривая ярма. Значение U_{n10} соответствует м. д. с. M_B . Измерения показали, что изменение потока в ярме при контроле изделий с наибольшим отклонением по B_s равно $\Delta\Phi_n = (-0,5 \div 1) 10^{-5} \text{ вб}$.

На рис. 6 изображена зависимость потоков в шаре и ярме от размагничивающей м. д. с. Контролируемый шар по магнитным свойствам был эквивалентен эталону. При м. д. с., равной M_B , поток в ярме может быть оценен из равенства

$$\Phi_{n1} = -\frac{U_{c1}}{r_F}.$$

Итак, в процессе контроля по B_s и H_c изменение падения магнитного потенциала на эталоне и ярме происходит в пределах линейного изменения потока.

Измерения дифференциальных сопротивлений изделий проведены на 30 шарах с различными магнитными характеристиками и показали, что в области индукции насыщения наклон коммутационных кривых отличается от среднего значения не больше чем на 5% ($r_n =$

$= 7,2 \cdot 10^6 \text{ а/вб} \pm 5\%$). Вблизи коэрцитивной силы наблюдается большой разброс дифференциальных сопротивлений ($r_n = 1,7 \cdot 10^5 \text{ а/вб} \pm 40\%$). Среднее значение сопротивления r_n при контроле изделий по индукции насыщения равно $4,5 \cdot 10^6 \text{ а/вб} \pm 5\%$, а при контроле по коэрцитивной

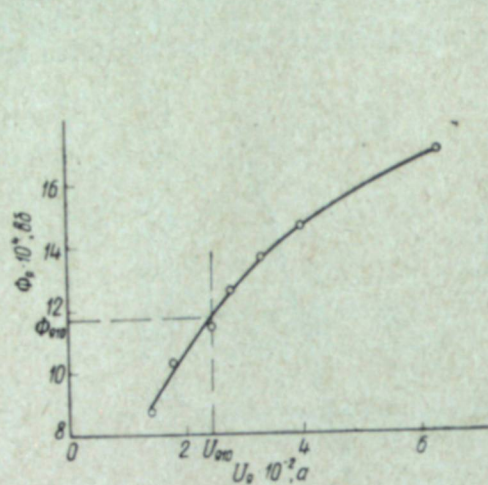


Рис. 5. Коммутационная кривая ярма.

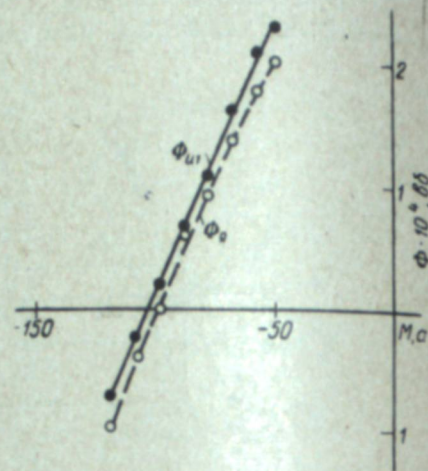


Рис. 6. Зависимость магнитных потоков в изделии и в ярме от намагничивающей м. д. с.

силе $r_n = 7,6 \cdot 10^4 \text{ а/вб} \pm 12\%$. При расчете мы используем усредненные значения сопротивлений, учитывая, что r_n и r_n входят в расчетные формулы в качестве слагаемых.

Дифференциальные сопротивления изделий и ярма измерялись при выключенном возбуждении ферродатчика. Если возбуждение включено, то вследствие неполной идентичности сердечников в потоках ярма и изделий появляется переменная составляющая. В области, близкой к индукции насыщения, пульсации потоков происходят практически по коммутационным кривым, а в области коэрцитивной силы — по кривым возврата. При этом, если измерять средние значения потока и падения магнитного потенциала, то наличие значительных пульсаций должно привести к изменению спинки петли гистерезиса. Результаты измерений показаны на рис. 4б и 7. Из рисунков видно, что спинки петель гистерезиса, измеренные при наличии и при отсутствии возбуждения, практически совпадают, то есть при измерении дифференциальных сопротивлений ярма и изделий переменной составляющей потока можно пренебречь.

Сопротивление потоку рассеяния, шунтирующему изделие, легко измерить, если намагничивающие обмотки расположены на ярме. В этом случае оно равно

$$r_F = \frac{\Delta U_n}{\Delta \Phi_n - \Delta \Phi_{\text{из}}}$$

Измерения показали, что сопротивление r_F практически не зависит от величины намагничивающего тока и равно $\sim 3,6 \cdot 10^6 \text{ а/вб}$.

Если при M_B и M_C измерить изменение потоков в ярме $\Delta \Phi_{\text{я}}$ и ферродатчике $\Phi_{\text{д}}$, происходящее за счет включения постоянной м. д. с. в средней перемычке, то при идентичности сравниваемых изделий из выражения

$$R_F \left(\frac{\Phi_{\text{д}}}{\Delta \Phi_{\text{я}}} - 2 \right) = r_1 + r_n$$

можно определить R_F .

Воспользовавшись методом компенсации [1], можно также найти значение R_F по формуле

$$R_F = \frac{r_2 + r_n}{\frac{M_{\text{из}2}}{M_0} \frac{r_2}{r_{\text{из}2}} - \frac{r_2 + r_n}{r_1 + r_n} - 1}$$

где $M_{\text{из}2}$ и M_0 — компенсационные м. д. с. при их нахождении соответственно на испытуемом изделии и на ферродатчике. Расчет дает более достоверный результат, если производить измерения в области индукции насыщения, так как в этом случае сопротивления R_F , r_n и r_n оказываются величинами одного порядка, а в области коэрцитивной силы измеряемое сопротивление R_F шунтируется сопротивлениями r_n и r_n , на порядок меньшими, чем R_F . Полагая $r_{\text{из}1} = r_{\text{из}2}$, получим из обоих способов измерения, что $R_F \approx 4 \cdot 10^6 \text{ а/вб}$.

Сопротивления r и r_F были найдены по измеренным падениям магнитного потенциала на участках, соответствующих искомому сопротивлению, и по Φ .

Сопротивление r определялось следующим образом. На постоянный ток, протекающий по обмотке возбуждения ферродатчика и равный амплитуде тока возбуждения, накладывался переменный ток с малой амплитудой; по измеренной пульсации потока и поля вычислялось искомое сопротивление.

Определение r производилось по формуле

$$r = \frac{n_1 n_2}{2e} \left(\frac{di}{dt} \right),$$

где i — ток, протекающий по обмотке возбуждения (с числом витков n_2), а e — э. д. с. в обмотке (с числом витков n_1), охватывающей один сердечник. Значения e и di/dt , соответствующие минимальной величине сопротивления, определялись по осциллограммам.

В результате измерений получены следующие значения сопротивлений:

$$\hat{r} = 1,5 \cdot 10^9 \text{ а/вб}, \quad \check{r} = 1 \cdot 10^4 \text{ а/вб}, \quad \bar{r} = 6 \cdot 10^6 \text{ а/вб}, \quad r_F = 3 \cdot 10^6 \text{ а/вб}.$$

Включение возбуждения ферродатчика ($f = 50 \text{ гц}$) приводит к появлению пульсаций (с частотой 100 гц) потока, проходящего через среднюю перемычку и обусловленного различием в магнитных свойствах сравниваемых изделий. Если дифференциальное сопротивление ярма $r_{\text{я}} \sim$ переменному потоку намного больше, чем постоянному $r_{\text{я}} =$, то можно считать, что большая часть переменного потока $\Phi \sim$ пройдет через воздух. Если, к тому же, сопротивление потоку рассеяния, шунтирующему ферродатчик, оказывается меньше, чем $r_{\text{я}} \sim$, то практически весь переменный поток замыкается через воздух. В табл. 1 приведены

Таблица 1

При м. д. с., равной	$r_{\text{я}} =$, а/вб	$r_{\text{я}} \sim$, а/вб
M_B	$4,5 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^7$
M_C	$7,6 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^7$

ны сопротивления ярма постоянному и переменному потоку, имеющему частоту 100 гц.

Отсюда видно, что $r_{я\sim} \gg r_{я-}$, причем $r_{я\sim} > R_F$. Поэтому расчет чувствительности прибора нужно производить по первому варианту [1].

Таблица 2

При м. д. с., равной	Расчет		Эксперимент	
	$\frac{\delta\Phi}{\Phi}$	$\frac{e_2}{\delta\Phi} \cdot 10^{-4}, \text{ в/вб}$	$\frac{\delta\Phi}{\Phi}$	$\frac{e_2}{\delta\Phi} \cdot 10^{-4}, \text{ в/вб}$
M_B	4,9	5,3	4,1	6,2
M_c	42	0,6	45	0,6

В табл. 2 дана чувствительность $e_2/\delta\Phi$ и отношение потоков $\delta\Phi/\Phi$, определенные экспериментально и рассчитанные по формулам (1) и (2) при $n=930$.

Для сравнения приведем чувствительность, вычисленную по второму варианту: $e_2/\delta\Phi=14 \cdot 10^4 \text{ в/вб}$ при M_B и $e_2/\delta\Phi=11 \cdot 10^4 \text{ в/вб}$ при M_c . Отсюда видно, что чувствительность исследованного прибора достаточно хорошо согласуется с рассчитанной по первому варианту.

Итак, полученными формулами (1) и (2) можно пользоваться при оценке чувствительности приборов данного типа.

В заключение отметим, что благодаря применению ферродатчика нами полностью автоматизирован процесс контроля по двум магнитным параметрам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Табачник В. П., Фридман Л. А., Янус Р. И. К использованию ферродатчика в дифференциальном магнитном приборе, см. наст. выпуск, стр. 134.

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ФЕРРОЗОНДОВ, ПЕРМАЛЛОВЫЕ СЕРДЕЧНИКИ КОТОРЫХ ИМЕЮТ МАЛУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ФОРМЫ

Э. Э. Стоинская, Д. А. Штуркин

Экспериментально показано, что замена отожженных пермалловых сердечников (80НХС, 79НМ, 66НП и 38НС) с проницаемостью формы $m < 390$ на неотожженные сердечники приводит к небольшому снижению чувствительности феррозонда.

Для целей дефектоскопии в качестве сердечников феррозонда (который обычно состоит из двух ферроэлементов) рекомендуется применять пермалловые проволоочки с $d=0,05 \div 0,3 \text{ мм}$ и $l/d=10 \div 100$ (d и l — соответственно диаметр и длина проволоочки), отожженные в вакууме или в атмосфере водорода при высокой температуре (1050 ÷ 1150°С). Такой режим термообработки сердечников может вызвать затруднения на неспециализированных предприятиях, заинтересованных в изготовлении и применении феррозондовых систем для дефектоскопии. Между тем известно [1, 2], что, когда выполняется соотношение

$$\mu_b^{\wedge} \gg m \gg \mu_b^{\vee} \quad (1)$$

($\mu_b^{\wedge}$ и $\mu_b^{\vee}$ — максимальная и минимальная дифференциальные динамические проницаемости сердечника, m — проницаемость его формы), то существенное влияние на чувствительность феррозонда оказывает проницаемость формы, а не магнитные свойства материала сердечника. В этом случае предельное значение чувствительности $e_{пр}$ одноэлементного феррозонда (в дальнейшем мы его будем называть ферроэлементом) можно определить из выражения

$$e_{пр} = \frac{\hat{E}_2}{H_0} = \frac{4}{\pi} \omega W_2 S m \cdot 10^{-8} \text{ в/э}, \quad (2)$$

где $\hat{E}_2$ — максимальное значение амплитуды 2-й гармоники э. д. с. ферроэлемента; ω — круговая частота поля возбуждения; W_2 — число витков измерительной обмотки ферроэлемента; S — площадь поперечного сечения сердечника; H_0 — напряженность измеряемого поля.

Поэтому представляло интерес определить снижение чувствительности ферроэлементов при замене отожженных сердечников неотожженными, когда их проницаемость формы достаточно мала. Экспериментально измеренные значения чувствительности при синусоидальной форме поля возбуждения сравнивались с величиной, вычисленной по формуле (2). Такое сравнение полезно для инженерных расчетов феррозондовых систем, т. к. выражение (2) позволяет оценить предельные значения чувствительности феррозондов без каких-либо дополнительных измерений. Для более точной оценки чувствительности феррозондов необходимо, как известно, измерять максимальную и минимальную дифференциальные проницаемости тела сердечников.

В наших опытах ферроэлемент имел длину измерительной и возбуждающей обмоток 4 мм, число витков измерительной обмотки 243 (ПЭЛ — 0,05 мм), а возбуждающей — 500 (ПЭЛ — 0,08 мм).

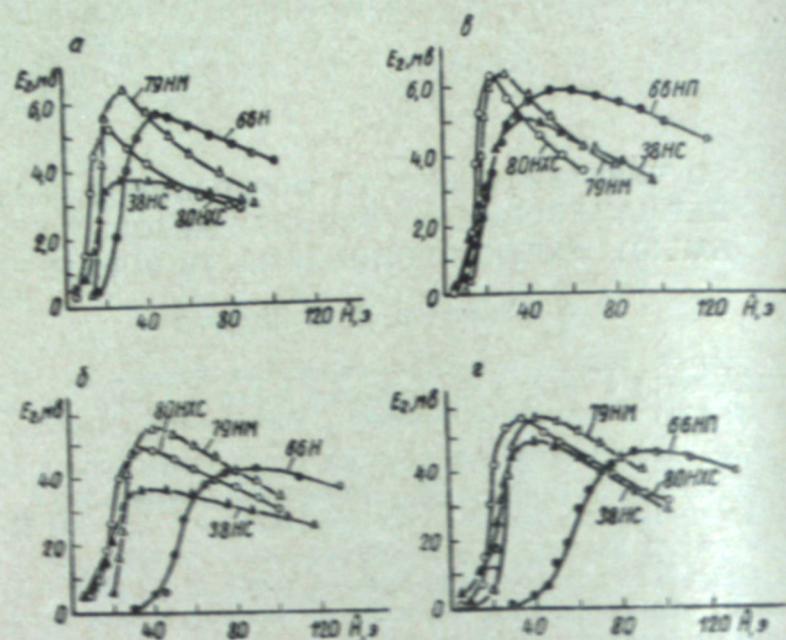


Рис. 1. Зависимость эффективных значений 2-й гармоники э. д. с. ферроэлементов от амплитуды поля возбуждения при постоянном подмагничивающем поле $H_0 = 1,5$ э.

а — сердечники до отжига, $f_1 = 6$ кГц; б — сердечники до отжига, $f_1 = 80$ кГц; в — сердечники после отжига, $f_1 = 6$ кГц; г — сердечники после отжига, $f_1 = 80$ кГц.

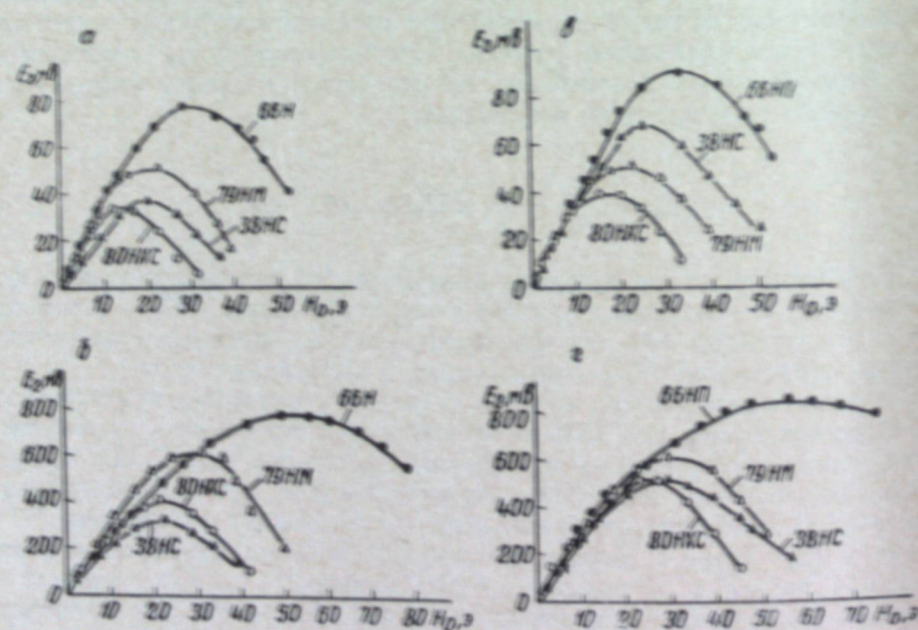


Рис. 2. Зависимость эффективных значений 2-ой гармоники э. д. с. ферроэлементов от величины постоянного подмагничивающего поля при оптимальном (для $H_0 = 1,5$ э) значении амплитуды поля возбуждения для каждого ферроэлемента:

а — сердечники до отжига, $f_1 = 6$ кГц; б — сердечники до отжига, $f_1 = 80$ кГц; в — сердечники после отжига, $f_1 = 6$ кГц; г — сердечники после отжига, $f_1 = 80$ кГц.

Сердечники ферроэлемента были изготовлены из сплавов 80НХС, 79НМ, 66НП и 38НС с $d = 0,15$ мм и $l = 5,5$ мм; проницаемость формы этих сердечников $\mu = 390$ [7]. Часть проволок отжигалась в вакууме ($t = 1100^\circ\text{C}$, $p = 10^{-6}$ мм рт. ст.). Коэрцитивная сила неотожженных проволок равнялась $2,8 \div 4,1$ э, а отожженных $0,05 \div 0,2$ э. Эффективные значения 2-ой гармоники э. д. с. ферроэлементов в зависимости от величины поля возбуждения и измеряемого поля определялись при частотах поля возбуждения 6 и 80 кГц. Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 1—2 и в табл. 1—2. Кроме этого измерялась зависимость оптимальной чувствительности ферроэлементов с разными сердечниками от частоты поля возбуждения (6—150 кГц) (см. рис. 3).

Из сравнения рис. 1а—б с 1в—г и табл. 1 видно, что отжиг сердечников с проницаемостью формы $\mu = 390$ из рассмотренных сплавов не оказал существенного влияния на чувствительность ферроэлементов. Потери оптимальной чувствительности при замене отожженных сердечников неотожженными оказались наибольшими для

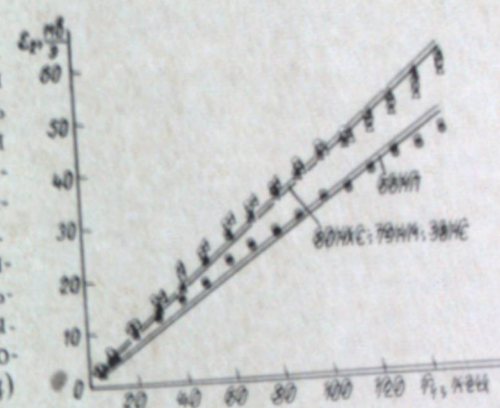


Рис. 3. Зависимость оптимальной чувствительности ферроэлементов с отожженными сердечниками от частоты поля возбуждения при $H_0 = 1,5$ э.

Материал сердечника	$f_1 = 6$ кГц		$f_1 = 80$ кГц		$(e_{\text{отж}}^* - e_{\text{отж}}) \cdot 100\%$	
	до отжига	после отжига	до отжига	после отжига	при 6 кГц	при 80 кГц
	$e_{\text{опт}}, \text{мВ/э}$	$e_{\text{опт}}^*, \text{мВ/э}$	$e_{\text{опт}}, \text{мВ/э}$	$e_{\text{опт}}^*, \text{мВ/э}$		
79НМ	4,2	4,2	36	37	0	3
80НХС	3,5	4,2	33	37	17	11
66НП—66Н	3,7	3,9	28	30	5	7
38НС (38% Ni, 3% Si, ост. Fe)	2,5	3,4	24	32	26	95

Таблица 2

Материал сердечника	$B_s, \text{эс}$	$H_{\text{опт}}, \text{э}$ $= \sqrt{2} B_s / \mu$	Экспериментальные данные				$H_{\text{отж}}^* / H_{\text{отж}}$	
			$f_1 = 6$ кГц		$f_1 = 80$ кГц		при 6 кГц	при 80 кГц
			до отжига	после отжига	до отжига	после отжига		
			$H_{\text{опт}}, \text{э}$	$H_{\text{опт}}^*, \text{э}$	$H_{\text{опт}}, \text{э}$	$H_{\text{опт}}^*, \text{э}$		
79НМ	7500	27	28	28	40	40	1,04	1,5
80НХС	6500	23,5	22	23	35	35	0,98	1,5
66НП—66Н	13000	47	45	50—55	85—90	90	1,1	1,9
38НС	10000	~36	32	38	35	43	1,06	1,2

сплава 38НС; в этом случае они составили $\sim 25\%$ при 6 и 80 кГц. После отжига сердечников наибольшую чувствительность имеют ферроэлементы с сердечниками из сплавов 79НМ и 80НХС, как при частоте поля возбуждения $f_1=6$ кГц, так и при 80 кГц; наименьшей чувствительностью при $f_1=6$ кГц обладает ферроэлемент с сердечником из сплава 66НП. Очевидно, что если сердечники ферроэлементов будут иметь $m < 390$, то потери чувствительности окажутся еще меньше, чем в данных опытах.

В табл. 1 приведены экспериментальные данные оптимальной чувствительности ферроэлементов. Предельно возможные значения чувствительностей, вычисленные по формуле (2), для частот возбуждения 6 и 80 кГц соответственно равны 5,7 и 76 мВ/э. Последние в 1,3—1,7 раза больше экспериментальных значений при частоте 6 кГц и в 2—2,5 раза — при частоте 80 кГц (для отожженных образцов). Расхождение между указанными значениями чувствительности вполне объяснимо, если учесть, что форма волны поля возбуждения была синусоидальная (которая, как известно, не дает предельной чувствительности), в опытах измерительная обмотка размещалась по всей длине сердечника, а не в центре, и при высоких частотах сказывалось влияние вихревых токов,

которые приводят к некоторому уменьшению μ_b и увеличению μ_b [6].

Из рис. 1 и табл. 2 видно, что отжиг сердечников из всех рассмотренных сплавов не приводит к существенному изменению амплитуды оптимального поля возбуждения ферроэлемента. Кроме того заметим, что из всех рассмотренных сплавов (отожженных и неотожженных) наименьшей амплитудой оптимального поля возбуждения обладает ферроэлемент с сердечником из сплава 80НХС, а наибольшей — ферроэлемент с сердечником из сплава 66НП. Это можно объяснить, согласно известному соотношению

$$\hat{H}_{\text{опт.р}} = \frac{\sqrt{2} B_s}{m} \quad (3)$$

тем, что сплав 80НХС имеет наименьшую, а сплав 66НП — наибольшую индукцию насыщения. Сравнение значений амплитуд оптимальных полей возбуждения, вычисленных по формуле (3), с измеренными для 2-й гармоники э. д. с. ферроэлементов с отожженными сердечниками, показало, что при 6 кГц получено достаточно хорошее совпадение между вычисленными и измеренными значениями ($\hat{H}_{\text{опт}} \approx \hat{H}_{\text{расч}}$),

а для 80 кГц, из-за усиления влияния вихревых токов, $\hat{H}_{\text{опт}} = (1,2 \div 1,9) \hat{H}_{\text{расч}}$. При переходе от частоты поля возбуждения 6 кГц к частоте 80 кГц возрастание амплитуды оптимального поля возбуждения (при $H_0=1,5$ э) является наибольшим для ферроэлемента с сердечником из сплава 66НП, а наименьшим — для ферроэлемента с сердечником из сплава 38НС, что объясняется различием удельных электрических сопротивлений (ρ) этих сплавов (для сплавов 38НС — $\rho = 0,9$ ом·мм²/м, а для 66НП — $\rho = 0,25$ ом·мм²/м).

Из рис. 2 видно, что ферроэлемент с сердечником из сплава 66НП имеет наиболее длинный линейный участок $E_2(H_0)$, а ферроэлемент с сердечником из сплава 80НХС, наиболее короткий, что объясняется различием в величине B_s этих сплавов.

Для всех ферроэлементов в измеряемом интервале частот ($f_1 = 6—150$ кГц) сохраняется почти линейная зависимость¹ между значениями оптимальной чувствительности и частотой поля возбуждения

(см. рис. 3). Следовательно, эти материалы могут работать в качестве сердечников феррозондов в указанной области частот, что, в общих чертах, согласуется с расчетами допустимой частоты поля возбуждения для феррозонда с цилиндрическими сердечниками [4, 6].

Заметим, что влияние гистерезисных свойств рассмотренных сплавов на стабильность нуль-сигналов оказалось несколько большим для ферроэлементов с неотожженными сердечниками по сравнению с отожженными [5]. Для целей дефектоскопии этот гистерезисный уход нуля пренебрежимо мал даже при повышенных частотах полей возбуждения ($f_1=80$ кГц).

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что замена коротких отожженных сердечников с проницаемостью формы $m < 390$ из сплавов 80НХС, 79НМ, 66НП и 38НС на неотожженные таких же размеров, не приводит к значительному снижению чувствительности ферроэлементов зонда. Однако аналогичная замена для более длинных сердечников ($m=5000$) приводит к большим потерям чувствительности [5].

Нами был проведен дополнительный опыт, который показал, что вакуумный высокотемпературный отжиг тонких пермаллоевых проволок можно заменить нагреванием их в атмосфере нейтрального газа до температуры 850—950° (применялся углекислый газ, получаемый возгонкой сухого льда) путем пропускания тока плотностью 10—12 а/мм² через неотожженную проволоку в течение 1—2 мин. Такой простой и быстрый способ отжига пермаллоевых проволок дает результат, почти аналогичный вакуумному высокотемпературному отжигу.

Следовательно, при наличии технических затруднений, связанных с вакуумным отжигом, можно или отказаться от проведения такого отжига для коротких сердечников из рассмотренных сплавов или заменить его отжигом путем пропускания тока через проволоку (желательно в атмосфере нейтрального газа).

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Сборник производственно-технической информации по геофизическому приборостроению ОКБ МГ и ОН. 1959, вып. 3, стр. 73.
2. Лысенко А. П. Сборник производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, ОКБ МГ и ОН. 1961, вып. 9, стр. 16.
3. Розенблат М. А. Электричество. 1957, № 7, 24.
4. Табачник В. П. и Фридман Л. А. ФММ, 1964, 17, 2, 217.
5. Янус Р. И., Дрожжина В. И., Фридман Л. А., Веденев М. А. Сборник производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, ОКБ МГ и ОН. 1960, вып. 7, стр. 5.
6. Веденев М. А., Дрожжина В. И., Фридман Л. А. Труды Института физики металлов АН СССР. 1965, вып. 24, стр. 110.
7. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах, ч. 1, М., Изд. НКТП. 1934, стр. 151.

¹ Аналогичный график для ферроэлементов с неотожженными сердечниками не приводится, так как характер зависимости оказался таким же.

О НОВЫХ СПОСОБАХ ИНДИКАЦИИ ПОЛЯ ДЕФЕКТА В МАГНИТОГРАФИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ

Н. С. Акулов, В. С. Козлов

§ 1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОГРАФИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ

Магнитографический метод, нашедший широкое применение для контроля качества сварных соединений — сравнительно молодая область магнитной дефектоскопии. В настоящей работе рассматриваются две наиболее важные проблемы данного метода. Первая из них заключается в том, что магнитное поле рассеяния, обусловленное, например, несплошностью (дефектом), убывает при увеличении расстояния между дефектом и индикаторным устройством. Это не позволяет непосредственно по амплитуде сигнала на индикаторном устройстве судить о размере дефекта.

Далее известно, что при магнитографической дефектоскопии сварных соединений магнитная лента, являющаяся здесь промежуточным индикатором, накладывается на исследуемый шов в момент его намагничивания. Поэтому сигнал, который «записывается» на ленте, будет обусловлен суперпозицией магнитных полей четырех видов: 1) поле рассеяния намагничивающего устройства h_1 ; 2) поле от краев валика сварного шва h_2 ; 3) поле от «чешуйчатости» валика h_3 и, наконец, 4) поле от дефекта h_4 . Таким образом, имеем:

$$H = h_1 + h_2 + h_3 + h_4. \quad (1)$$

Обычные магнитные головки индукционного типа, применяемые в настоящее время в магнитографических дефектоскопах, считают суммарное магнитное поле H без разделения на составляющие. В результате чего на индикатор прибора поступают сигналы не только от дефектов сварки, но и сигналы от «чешуйчатости» и краев валика сварного шва. Такого рода «ложные сигналы» обычно близки по величине и характеру к сигналу от дефекта, в результате чего на существующих дефектоскопах вообще трудно различить, чем обусловлена картина, наблюдающаяся на экране — дефектами, «чешуей» или краями валика шва. Это обстоятельство затрудняет, а при сравнительно грубой «чешуйчатости» (ручная дуговая сварка) или относительно малом дефекте вообще не позволяет выявить имеющийся дефект¹.

Ниже рассматриваются новые методы и средства контроля, при применении которых указанные недостатки магнитографической дефектоскопии значительно уменьшаются. Другие методы, которые также по-

¹ Из дефектоскопов этого класса можно выделить дефектоскопы типа МД-11 и МДУ, отличающиеся тем, что на их экране можно наблюдать не отдельные импульсы, а полный рельеф магнитной записи на ферроленте, соответствующий полям рассеяния из зоны контролируемого сварного шва. При соответствующем навыке оператор может разделить на этом рельефе сигналы дефектов от сигналов, обусловленных краями валика сварного шва. Разделить сигналы от «чешуйчатости» здесь сложно. Кроме того, на дефектоскопах этого класса очень трудно определить размер дефекта.

вышают надежность магнитографического контроля, были описаны в более ранней работе [1] и уже нашли широкое применение [6, 7].

§ 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИНДИКАЦИИ РАЗМЕРА ДЕФЕКТА И ГЛУБИНЫ ЕГО ЗАЛЕГАНИЯ

В настоящее время мы имеем две теории, которые позволяют построить картину магнитного поля над поверхностью намагниченного ферромагнетика вблизи дефектов, находящихся в нем. Первая из них была предложена В. К. Аркадьевым [2] и дала интересные и важные результаты, особенно после развития ее в работах Р. И. Януса [3], С. В. Вонсовского [4] и др. Эта теория основана на замене дефекта «эквивалентным диполем» и применении метода магнитных изображений для расчета поля возмущения над поверхностью изделия, обусловленного наличием такого диполя.

Другой подход к решению той же задачи предложен одним из авторов (Н. С. Акуловым) и развит в работе Н. Б. Ламбина [5]. В основе его лежит применение методов теории аналитических функций, в которых уравнения, связывающие функции распределения магнитного поля вблизи дефекта, заменяются эквивалентными им функциональными уравнениями. Такой подход позволил получить точные соотношения для тангенциальной и нормальной составляющих поля рассеяния вблизи плоской поверхности ферромагнитного полупространства над цилиндрическим дефектом (для двухмерной задачи):

$$H_t = H_0 k (1 - k) R^2 \frac{l^2 - x^2}{(l^2 + x^2)^2}; \quad (2)$$

$$H_n = 2k(1 - k) \frac{l R^2 H_0 x}{(l^2 + x^2)^2}, \quad (3)$$

где R — радиус дефекта; $k = (\mu_2 - \mu_1) / (\mu_2 + \mu_1)$; μ_1 — проницаемость среды вне ферромагнетика; μ_2 — проницаемость ферромагнетика; μ_1 и μ_2 — постоянные; l — глубина залегания дефекта (от поверхности до центра); H_0 — напряженность магнитного поля внутри ферромагнетика вдали от дефекта.

Из (2) для случая, когда $x=0$, т. е. непосредственно над дефектом, имеем (при условии $l \gg R$)

$$H_t = H_0 k (1 - k) \frac{R^2}{l^2}. \quad (4)$$

С другой стороны, развивая работы Р. И. Януса, Р. Е. Ершов также теоретически получил следующую формулу для величины магнитного поля над дефектом вблизи поверхности металла при залегании дефекта на глубине l [8]:

$$H_d = \frac{H'_d}{1 + \frac{l}{l_0}}, \quad (5)$$

где H'_d — поле рассеяния, которое имеет дефект, когда он находится на поверхности; l_0 — глубина залегания дефекта, при которой его поле становится вдвое меньше, чем H'_d .

Что касается экспериментальных работ, то на основе своих измерений (с помощью магнитных лент) одним из авторов (В. С. Козловым) было получено²:

² Исследовалось влияние толщины покрывающего слоя металла на выявление корневых дефектов глубиной 0,6 мм. Опыты проводились на пластинах толщиной от 3 до 25 мм.

$$H_d = H_d e^{-0,7 \frac{l}{l_0}} \quad (6)$$

Формулы (4), (5) и (6) приводят к практически близким результатам. При этом экспериментальная кривая 1 лежит между теоретическими кривыми 2 и 3 (рис. 1). Здесь и на последующих графиках интенсивность поля дефекта выражена в единицах, соответствующих показаниям дефектоскопа. В данном случае такой подход не сужает значимости полученных результатов, так как исследование зависимости $H_d = f(l)$ проводилось на приборе с линейной характеристикой.

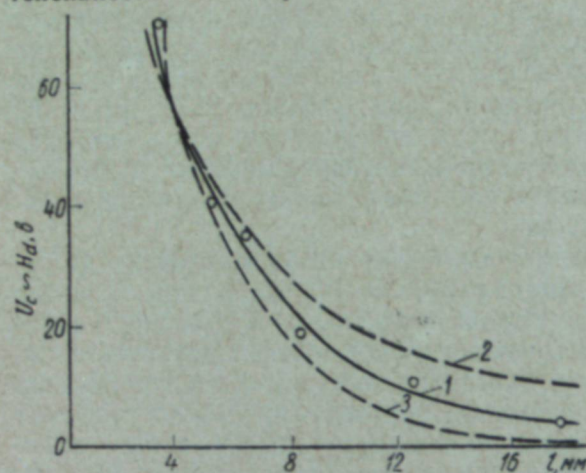


Рис. 1. График зависимости интенсивности магнитного поля дефекта от глубины его залегания:

1 — экспериментальная кривая; 2 — расчетная кривая по формуле Ершова; 3 — расчетная кривая по теории Акулова и Ламбина.

Таким образом, можно считать, что мы имеем достаточно точный (для целей дефектоскопии) закон убывания поля рассеяния H_d с ростом глубины залегания дефекта 1 — (6). Намагничивание ленты полем дефекта обычно не является ни чисто тангенциальным, ни чисто нормальным, а содержит обе составляющие. При этом, в работе [10] показано, что ширина магнитного следа λ не зависит от относительных уровней этих двух составляющих, т. е. величина λ одинакова в тех случаях, когда поле чисто тангенциально, чисто нормально или содержит обе составляющие. Учитывая этот факт и формулу (3), согласно которой абсциссы $|H_n|_{\max}$ раздвигаются с ростом глубины залегания дефекта, приходим к важному для рассматриваемого случая выводу, что ширину магнитного следа λ можно рассчитывать по следующей формуле (справедливой для больших l/R):

$$\lambda = cl, \quad (7)$$

причем, теория дает, что c в формуле (7) равно 2.

В работе [9] изложена экспериментальная проверка формулы (7), где автором подтверждается, что расстояние между экстремумами нормальной составляющей растет пропорционально глубине залегания дефекта и мало зависит от радиуса дефекта и интенсивности намагничивания исследуемого образца (имеются также экспериментальные данные в работах Р. И. Януса [3], А. С. Фалькевича и М. Х. Хусанова [6], которые подтверждают вывод [9], однако, для c получают другие числовые значения).

Итак, указанные экспериментальные и теоретические сведения приводят к выводу, что размер дефекта резко меняет интенсивность поля рассеяния, а следовательно, и намагниченность ленты, и мало влияет на ширину отпечатка дефекта на магнитной ленте (для больших l/R). Глубина залегания дефекта l линейно связана с λ (7) и по закону (6) влияет на интенсивность поля рассеяния. (Естественно, потребуются дополнительные исследования этих важных вопросов. В данной же работе описанные выше сведения используются как результаты, полученные в первом приближении.)

Используя этот вывод и учитывая, что при считывании магнитной

записи воспроизводящие головки движутся вдоль ленты с постоянной скоростью v , из двух формул (6) и (7) находим

$$E = \alpha H_d e^{-0,7 \frac{\tau v}{cl_0}}, \quad (8)$$

где E — э. д. с. сигнала, возникающая в магнитной головке под действием поля H_d , τ — длительность сигнала ($\tau = \lambda/v$, $v = \text{const}$); α — коэффициент пропорциональности, характеризующий связь между E и H_d .

После подстановки соответствующих параметров (8) дает нам характеристику зависимости сигнала, обуславливаемого полем дефекта, а от длительности сигнала τ , индуцируемого данным дефектом в магнитной головке (рис. 2).

Формула (8) имеет большое практическое значение, так как с ее помощью можно произвести расчет корректирующей цепи для каскада реостатного усилителя магнитографического дефектоскопа, который позволит автоматически по амплитуде сигнала определять размер дефекта, независимо от глубины его залегания (см. ниже).

§ 3. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ МАГНИТОГРАФИЧЕСКИХ ДЕФЕКТОСКОПОВ

Из (8) мы получили амплитудную характеристику магнитной головки в зависимости от глубины залегания дефекта (глубинная характеристика, кривая 2 на рис. 2).

При воспроизведении сигналов в диапазоне τ от 0,05 до 1,0 μs ($\lambda = 0,3 - 10 \text{ мм}$) частотная характеристика магнитной головки прямолинейна, поэтому можно с полным основанием считать, что в общем случае э. д. с., наводимая в головке от дефекта, будет меняться в зависимости от глубины залегания дефекта согласно с кривой 2 (рис. 2).

Чтобы выпрямить полученную кривую, т. е. получить возможность непосредственно по амплитуде сигнала судить о размере дефекта, независимо от глубины его залегания, можно ввести в схему обычного реостатного усилителя, необходимого для усиления э. д. с., наведенной в головке, корректирующую цепочку, состоящую в простейшем случае из конденсатора и сопротивления.

С ростом частоты сопротивление такой цепи $z = \sqrt{R_k^2 + \left(\frac{1}{\omega C_k}\right)^2}$ начинает уменьшаться, что приводит к падению коэффициента усиления k , однако z стремится к пределу R_k и k снова становится постоянным, но уже меньшим по величине.

Для того чтобы определить параметры корректирующей цепи, мы построили симметрично кривой 2 теоретическую частотную характеристику, которую должен иметь наш каскад, чтобы устранить завал на кривой 2 (см. кривую 1 на рис. 2). Параметры корректирующей цепи, необходимые для получения такой характеристики, были подобраны экспериментально. В качестве исследуемых сигналов брали прямоугольные импульсы от генератора типа Г5-15, при этом частота импульсов соответствовала частоте вращения магнитных головок, т. е.

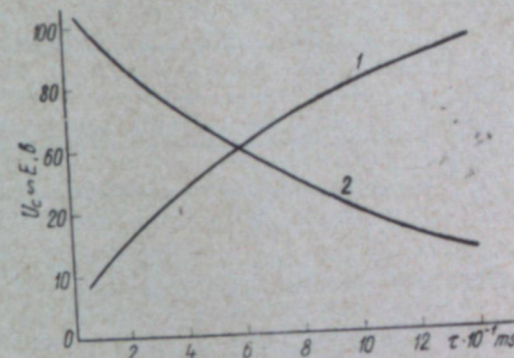


Рис. 2. Графический расчет корректирующей цепи:

1 — частотная характеристика усилителя, полученная расчетным путем; 2 — частотная характеристика величины сигнала, индуцируемого в магнитной головке.

47 гц (скорость вращения диска — 1410 об/мин, на диске расположено 2 головки: $f = 2n/60$), а длительность импульсов τ менялась в пределах от 0,1 до 2 ms. Получили $C_k = 2400$ нф, $R_k = 200$ к.

Для того чтобы отстроиться от сигналов, обусловленных полями h_1, h_2, h_3 (см. (1)), были совмещены две обычные магнитофонные го-

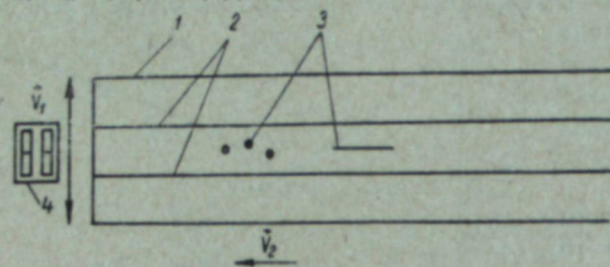


Рис. 3. Схема расположения магнитной «записи» на ферроленте, намагниченной в зоне сварного шва:

1 — магнитная лента; 2 — магнитный след от края шва; 3 — магнитные следы от дефектов (поры и непровар); 4 — дифференциальный блок магнитных головок.

ловки [7]. В данном случае такой вариант позволяет отстроиться от указанных полей, так как магнитный след от них фиксируется, как правило, вдоль ленты по прямой (рис. 3).

Из рис. 3 видно, что если линии рабочего зазора спаренных головок лежат на одной прямой, и головки одновременно движутся перпендикулярно продольной оси ленты, то при набегании на край ленты или край шва в головках будут индуцироваться идентичные сигналы, кото-

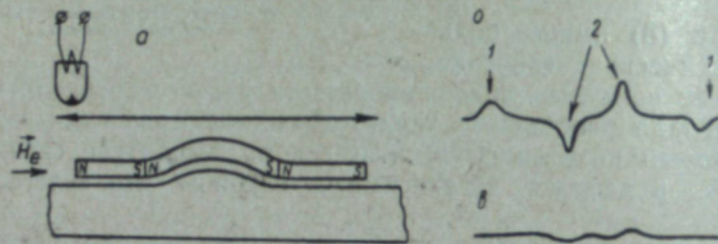


Рис. 4. Схема намагничивания ленты в зоне сварного шва:

а — разрез исследуемого участка; б — характер сигнала, снятого обычной магнитной головкой, где 1 — импульсы от края магнитной ленты; 2 — импульсы от края валика сварного шва; в — характер сигнала, снятого дифференциальной головкой.

рые на выходе можно исключить путем встречного включения обмоток в головках. Таким образом, двухканальная дифференциальная го-



Рис. 5. Магнитограммы сварного шва:

а — магнитограмма сварного шва с двумя дефектами и грубой «чешуйчатостью» валика, снятая обычной магнитной головкой; б — магнитограмма того же шва, снятая дифференциальной головкой.

ловка при сканировании ленты, намагниченной согласно со схемой, изображенной на рис. 4, на выходе не даст никакого сигнала. Тот же эффект наблюдался при исследовании ленты, намагниченной на шве

с относительно грубой чешуйчатостью. Здесь уменьшение «ложных сигналов» происходит в результате того, что наплывы «чешуи» имеют, как правило, плавные переходы.

При прохождении дифференциальной головки мимо дефектного участка на выходе появляется четкий сигнал, т. к. в этом случае дефект набегает сперва на первую из спаренных головок и сигнал ее не может погаситься второй, которая в данный момент не достигла этого дефекта. Важно отметить, что дифференциальная головка реагирует только на локальные дефекты или на начало и конец протяженного дефекта.

Опытную проверку работы дифференциальной головки осуществляли на образце, имеющим достаточно грубую «чешуйчатость». Было снято две селектограммы, первая — обычной головкой (рис. 5а, дефекты завуалированы ложными сигналами) и вторая — дифференциальной головкой (рис. 5б, дефекты четко выявлены).

Как видно из приведенного испытания, дифференциальная головка имеет большое преимущество перед обычными головками.

Результаты изложенной работы воплощены в конструкции нового селективного магнитографического дефектоскопа, разработанного в Отделе физики неразрушающего контроля АН БССР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акулов Н. С., Козлов В. С. Способ магнитографического контроля. Авт. свид. № 174415, 1964. Бюллетень изобретений, 1965, № 17, стр. 84.
2. Аркадьев В. К. О развитии теоретических основ дефектоскопии. Изв. АН СССР, 1937, № 2.
3. Янус Р. И. ЖТФ, 1938, 8, вып. 4; ЖТФ, 1945, 15, вып. 1. Магнитная дефектоскопия, М., Гостехиздат, 1946.
4. Вонсовский С. В. ЖТФ, 1938, 8, вып. 16.
5. Ламбин Н. Б. Изв. АН БССР, 1952, № 4.
6. Фалькевич А. С., Хусанов М. Х. Магнитографический контроль сварных соединений. М., изд. «Машиностроение», 1966.
7. Козлов В. С. Магнитографический контроль качества сварки. Изд. ИНТИ. Минск, 1966.
8. Ершов Р. Е. Автореф. диссертации, 1961, Красноярский пединститут.
9. Ильющенко Л. Ф. Сб. научных трудов ФТИ АН БССР, вып. 1, 1954.
10. Wallace R. L. The reproduction of magnetically recorded signals. Bell System Technical Journal, Oct., 1951, v. 30, pt. 2.

О ВЫБОРЕ РЕЖИМОВ КОНТРОЛЯ МЕТОДОМ МАГНИТНОГО ПОРОШКА¹

А. В. Жигadlo, С. С. Огурцова

В ряде отраслей промышленности контроль изделий методом магнитного порошка проводится на основе режимов, устанавливающих для разных марок сталей одну и ту же напряженность магнитного поля на поверхности деталей. Например, при контроле остаточной намагниченности применяются четыре режима намагничивания, регламентирующие магнитные поля напряженностью 30, 60, 100 и 180 э на поверхности детали [1]. При контроле в приложенном поле используются поля напряженностью 30 и 60 э.

Выявляемость дефектов на деталях при магнитном контроле определяется при прочих равных условиях градиентом магнитного поля рассеяния около дефекта, который, в свою очередь, зависит от намагниченности детали или от индукции в ней.

Для некоторых марок сталей при одних и тех же напряженностях магнитных полей индукции в материале могут значительно различаться между собой. Так, например, если в термически необработанной углеродистой стали марки 45 при напряженности поля 50 э имеется индукция свыше 18 000 гс, то в специальной стали марки ЭИ961 при том же поле — индукция менее 5000 гс, то есть почти в четыре раза меньшая.

Для конструкционных сталей с достаточно высокими магнитными свойствами (например, с высокими значениями остаточной индукции, как у сталей марок 30ХГСА, 38ХА и др.) существующие режимы обеспечивают высокую чувствительность магнитного метода контроля уже при относительно небольших напряженностях магнитных полей. Однако при контроле деталей из сталей с пониженными значениями остаточной индукции применение тех же намагничивающих полей, что и для сталей с высокими магнитными свойствами, становится недостаточным. Это поставило перед магнитной дефектоскопией задачу разработки режимов магнитного контроля, основывающихся не на определенной напряженности магнитных полей, а на регламентации значений индукции в материале детали. Создание таких режимов позволит в большей степени стандартизировать чувствительность метода магнитного порошка, чем это имеется в настоящее время.

Для разработки таких режимов контроля и для применения их в промышленности необходимо, с одной стороны, проведение ряда исследований по установлению минимальных индукций, требующихся для выявления дефектов различных типов, и, с другой стороны, накопление достаточного количества данных о магнитных характеристиках сталей, подлежащих магнитному контролю. К сожалению, до сих пор ни в одной организации не проводится систематического изучения магнитных характеристик различных сталей, существенно необходимых для магнитнопорошкового метода контроля.

Основные закономерности по вопросу о величине намагниченности, требующейся для выявления ряда дефектов различных типов, были даны в работе Р. И. Януса и его сотрудников [2].

¹ В проведении части исследований участвовали А. И. Климова и Н. А. Барсова.

Распространение в промышленности ряда специальных сталей и новых технологических процессов, при которых возникают особые типы дефектов (например, мелкие трещины шлифовочного или иного происхождения, плоские дефекты типа закатов или расплюснутые волосовины штамповочного происхождения), требует продолжения исследований по установлению минимально необходимых индукций.

Нами была поставлена задача — исследовать минимальные значения индукции, необходимые для выявления некоторых дефектов разных размеров и форм на материалах, имеющих различные значения остаточной индукции и коэрцитивной силы, а также уточнить величину остаточной индукции в материале, минимально необходимую для проведения контроля деталей при нормальной чувствительности метода.

Исследования были осуществлены на естественных дефектах, встречающихся на производственных деталях. В качестве индикатора выявляемости дефектов применялся черный магнитный порошок — крокус

Минимальные индукции в материале, необходимые для выявления дефектов различной формы и размеров

№ исследования и марка материала	Тип дефекта	Поперечное сечение дефекта, мм			Расстояние от поверхности, мм	Минимально необходимая индукция, эс	Способ контроля	Магнитные характеристики материала	
		высота h	ширина a	h/a				B _r , гс	H _c , э
№ 1 сталь 45	Глубокие поверхностные трещины, возникшие при пайке	0,8—4,3	0,01—0,045	55—100	0	150—1200	в прилож. поле	8100	8
№ 2 сталь 45	Поверхн. волосовины с несколько вытянутой формой поперечного сечения (на деталях из прутка)	0,025—0,15	0,04—0,12	0,5—2,5	0	1000—1500	»	8500	4
№ 2а сталь 45	Поверхн. волосовины с округлой формой и подповерхн. волосовины с вытянутой поперечного сечения (на деталях из прутка)	0,015—0,16	0,03—0,09	0,5—1,8	0—0,10	7000—13000	»	8500	4
№ 3 сталь Х17Н2	Мелкие поверхностные трещины эрозийного происхождения	менее 0,2	несколько микрон	не менее 20	0	9300—10400	»	7300	30
№ 4 стали Х17Н2 и ЭИ736	Подповерхн. волосовины расплюснутой формы (на штампованных лопатках)	0,01—0,05	0,1—0,5	0,02—0,1	0,05—0,3	10000—15000	»	7300—8000	30—30
№ 5 сталь ШХ15	Волосовины на роликах, изготовленных из пруткового материала	0,01—0,07	0,005—0,01	4—13	0—0,04	2700—8100	»	7900	50
№ 6 сталь ШХ15	»	»	»	»	»	4600—7400	на остаточной намагниченности	»	»

(по ТУ—ГАП 2674—51) в количестве 30 г на литр жидкости (масла или воды).

Для установления минимально необходимых индукций сначала проводилось изучение выявляемости каждого из исследуемых дефектов при различных значениях постоянного намагничивающего тока; анализом этих опытов устанавливались минимальные токи и на деталях правильной формы рассчитывались магнитные поля, при которых происходило выявление каждого из исследованных дефектов с оценкой «слабо». (Исследования №№ 1, 2, 2а, 5 и 6. См. таблицу.)

Минимальные индукции, необходимые для выявления каждого дефекта, определялись для каждого материала по основной кривой намагничивания и частным петлям гистерезиса и установленного минимального магнитного поля.

На деталях неправильной формы, где нельзя провести расчет (исследования №№ 3 и 4), напряженность постоянного магнитного поля на поверхности деталей измерялась при помощи плоской катушки; для определения индукции в лопатках просверливались небольшие отверстия, через которые делались намотки из 10 витков. С помощью обмоток и баллистического гальванометра в дефектных участках лопатки при минимально необходимых для обнаружения дефектов магнитных полях измерялась индукция в материале.

Из приведенных в таблице данных следует:

1. Для выявления поверхностных глубоких и узких, сильно вытянутых в глубь металла трещин (высотой от 0,8 до 4,3 мм; шириной от 0,01 до 0,045 мм) требуются весьма незначительные индукции в материале — от 150 до 1200 гс (исследование № 1).

Для обнаружения поверхностных волосовин с несколько вытянутой в глубь металла формой поперечного сечения, а именно, имеющих высоту преимущественно в два раза большую, чем ширину (высота от 0,025 до 0,15 мм, ширина 0,04—0,12 мм) требуются также небольшие индукции — около 1—1,5 тыс. гс (исследование № 2).

Для выявления примерно таких же волосовин, но не выходящих на поверхность, а залегающих под поверхностью на расстоянии 0,02—0,10 мм, требуется наличие значительно более высоких индукций (от 7 до 13 тыс. гс; исследование № 2а).

Однако среди дефектов, выявляющихся при этих высоких значениях индукции (исследование № 2а), кроме подповерхностных дефектов, оказалось два поверхностных дефекта, по своим размерам и форме поперечного сечения почти не отличающихся от подобных дефектов, обнаруживаемых при малых значениях индукции (исследование № 2). Такое несоответствие может быть объяснено тем, что, по-видимому, эти дефекты на большей части своей длины являлись также подповерхностными и только в местах изготовления микрошлифов их поперечных сечений выходили на поверхность детали.

Эти данные получены на изделиях из стали марки 45 в термически необработанном состоянии ($B_r = 8100 \div 8500$ гс, $H_c = 8 \div 4$ э).

2. Для выявления мелких поверхностных трещин (высотой менее 0,2 мм и шириной несколько микрон) требуются значительно большие индукции, чем для выявления грубых трещин (см. исследование №№ 1 и 3), а именно 9—10,5 тыс. гс.

Эти данные получены на стали Х17Н2 ($B_r = 7300$ гс, $H_c \sim 30$ э).

3. Для обнаружения сильно расплюснутых широких и весьма неглубоких подповерхностных неметаллических включений, направленных почти параллельно поверхности (высота 0,01—0,05 мм, ширина 0,1—0,5 мм, глубина залегания под поверхностью 0,05—0,3 мм), встречающихся, например, на штампованных лопатках, требуется весьма высокая магнитная индукция — от 10 до 15 тыс. гс (стали Х17Н2 и ЭИ736; $B_r = 7300$ и 8000 гс, H_c — около 30 э; исследование № 4).

4. На примере исследований стали марки ШХ15 показано, что для обнаружения одних и тех же дефектов на остаточной намагниченности и в приложенном магнитном поле требуются примерно одни и те же индукции в материале.

Для обнаружения мелких вытянутых в глубь металла неметаллических включений (высотой 0,01—0,05 мм и шириной 0,007—0,01 мм с отношением h/a от 4 до 13), требуется, чтобы в материале была обеспечена индукция около 8000 гс.

При повышении индукции до 9—11 тыс. гс (контроль в приложенном магнитном поле напряженностью 120—150 э) не происходит улучшения выявляемости данных дефектов, однако происходит отложение магнитного порошка и по всей поверхности детали, мешающее контролю.

Таким образом, для стали марки ШХ15, обладающей повышенным значением коэрцитивной силы (около 50 э), возможен контроль при нормальной чувствительности с использованием остаточной намагниченности при несколько пониженном значении B_r (около 8000 гс), после намагничивания деталей полями напряженностью на поверхности детали около 180—200 э.

Для достижения в деталях из этой стали индукции около 8000 гс контроль в приложенном поле следует проводить в замкнутой магнитной цепи при напряженности поля около 90 э.

5. Полученные в работе данные о минимальных индукциях, необходимых для выявления дефектов различных размеров и формы (пункты 1—5 таблицы), относятся к контролю деталей в приложенном магнитном поле.

Необходимы дальнейшие исследования для подтверждения одних и тех же значений индукций при контроле на остаточной намагниченности и в приложенном поле, а также для подтверждения влияния коэрцитивной силы материала на минимально необходимые индукции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жигадло А. В. Чувствительность метода магнитного порошка и его стандартизация. Труды ИФМ АН СССР, вып. 21, Свердловск, 1959, стр. 5.
2. Янус Р. И. Магнитная дефектоскопия, М., Гостехиздат, 1946, стр. 127.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ПОД СЛОЕМ ХРОМОВЫХ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ МАГНИТНОГО ПОРОШКА

А. В. Жигadlo, С. С. Огурцова

Ранее показано [1, 2], что при выявлении грубых, сильно вытянутых в металл узких неметаллических включений большой глубины (0,3—0,8 мм, ширина 0,01—0,02 мм, отношение глубины дефектов к их ширине ~ 30—40), нанесение защитных покрытий толщиной до 20 мк практически не сказывается на чувствительности метода магнитного порошка. Грубые дефекты на остаточной намагниченности выявляются даже под несколькими слоями краски (общая толщина покрытия около 0,10—0,15 мм), хотя чувствительность метода несколько понижается: происходит некоторое укорочение длины полоски порошка над дефектом (примерно на 10%), вследствие чего могут быть не обнаружены короткие дефекты (длиной 1—2 мм). Однако ширина отложений порошка при этом не уменьшается, а даже несколько увеличивается (от нескольких процентов при толщине покрытий 20 мк до 30% при покрытиях толщиной примерно 0,12 мм).

В последнее время в машиностроительной промышленности, а также при ремонте техники применяются хромовые покрытия большой толщины (50—100 мк). При этом в основном металле могут возникать трещины, часто очень мелкие; при контроле на остаточной намагниченности они не обнаруживаются.

Опытами установлено, что выявление мелких трещин в высокопрочной стали марки ЭИ643 под слоем хромовых покрытий толщиной 50—80 мк происходит в приложенном магнитном поле с применением специальных режимов контроля (поле напряженностью 120—150 э на поверхности детали). Проведение такого контроля представляет большие трудности, так как для его осуществления через деталь (или через стержень внутри пустотелой детали) нужно пропускать ток большой силы ($I_a = 30 \div 40 D$ мм), особенно для деталей больших диаметров. Осмотр детали надо проводить одновременно с пропусканием через нее тока, что весьма затруднительно.

С целью усовершенствования методики и уточнения режимов контроля деталей с хромовыми покрытиями толщиной более 50 мк представляло интерес исследовать выявляемость дефектов разных типов под этими покрытиями на сталях различных марок при разнообразных режимах и методиках контроля.

Исследования были проведены на образцах сталей марок 30ХГСА, 30ХГСНА и ЭИ643, прошедших закалку и отпуск и имеющих трещины и волосовины разных размеров. Выявляемость дефектов до и после нанесения слоев хромовых покрытий различной толщины (от 10 до 100 мк) определялась при циркулярном намагничивании переменными магнитными полями напряженностью от 10 до 150 э; при этом контроль образцов производился водной магнитной суспензией или воздушной взвесью сухого мелкого магнитного порошка (по ТУ ГАП 2674—51), распыляемого в прозрачной камере над деталью с использованием остаточной намагниченности и в приложенном магнитном поле. Размеры и форма поперечных сечений исследованных дефектов были определены при металлографическом анализе.

В табл. 1 и 2 приведены результаты выявления дефектов разных типов под слоем хрома разной толщины на образцах из сталей марок 30ХГСА, 30ХГСНА и ЭИ643.

Таблица 1
Минимальные магнитные поля, необходимые для выявления мелких шлифовочных трещин сухим порошком (глубиной около 0,08 мм и шириной около 0,002 мм), на пластинах стали ЭИ643 под хромовым покрытием различной толщины

Толщина покрытий, мк	Минимальные поля, э		Толщина покрытий, мк	Минимальные поля, э	
	в прилож. поле	на остат. намагнич.		в прилож. поле	на остат. намагнич.
30	25	100	90	100	нет
50	75	нет	100	100	нет
70	75	нет			

Таблица 2
Минимальные магнитные поля, необходимые для выявления дефектов различных типов сухим порошком под хромовым покрытием различной толщины

№ образцов и марка стали	Характер и размеры дефектов	Толщина покрытий, мк	Минимально необходимые поля, э	
			в приложенном поле	на остат. намагн.
А ₁ 30ХГСА	Продольная, прямолинейная, очень тонкая волосовина. В поперечном сечении очень тонкое поверхностное включение размером 0,02—0,03 мм.	15	50	нет
		40	65	нет
		60	65	нет
		85	65	нет
		90	65	нет
А ₂ 30ХГСА	Продольная, прямолинейная волосовина, в поперечном сечении округлой формы (глубиной 0,10 мм, шириной 0,07 мм)	45	35	нет
		70	35	нет
		95	65	нет
		100	65	нет
Б ₁ 30ХГСНА	Две продольные волосовины, идущие рядом, одна из них очень тонкая. В поперечном сечении имеются две группы точечных включений (0,02—0,03 мм)	20	50	нет
		50	65	нет
		55	65	нет
		70	65	нет
		85	80	нет
Г ₁ ЭИ643	Продольный дефект, вызывающий размытое отложение порошка, длиной 8 мм. В поперечном сечении грубое включение глубиной 1,5 мм, шириной 0,3 мм на расстоянии 1,75 мм от поверхности	20	50	100
		45	65	100
		70	65	100
		75	65	нет
		90	65	нет
Б ₂ 30ХГСНА	Продольная прямолинейная трещина глубиной 1,5 мм, шириной 0,04 мм, выходящая на поверхность	15	50	80
		35	65	100
		50	80	100
		70	80	нет
		90	80	нет
Г ЭИ643	Группа узких поверхностных извилистых трещин глубиной 0,1—0,7 мм	30	50	100
		55	50	нет
		85	65	нет
		110	65	нет
		130	65	нет

Из таблиц следует:

1. При толщинах покрытий до 30 мк и контроле деталей на остаточной намагниченности ($H=100$ э) надежно выявляются поверхностные вытянутые в глубь металла трещины (глубиной около 0,08 мм,

шириной около 0,002 мм). Мелкие поверхностные и подповерхностные дефекты, имеющие в поперечном сечении округленную форму (когда высота и ширина порядка нескольких сотых долей мм), при этом не выявляются.

2. При толщинах защитных покрытий от 30 до 50 мк для выявления дефектов разных типов в основном металле необходим контроль в приложенном магнитном поле напряженностью на поверхности детали 80 э.

3. При толщинах покрытий 80—100 мк для выявления дефектов в металле необходим контроль в приложенном магнитном поле напряженностью 100 э. Индукция в материале образцов при контроле в приложенном поле напряженностью 50 э была:

для стали 30ХГСА (образцы A_1 и A_2 с очень мелкими дефектами) около 15000 гс;

для стали 30ХГСНА (образец B_2) около 13000 гс;

для стали ЭИ643 (образец Γ_2 с очень грубым дефектом) около 11000 гс.

Для обнаружения дефектов под слоем хрома может быть применен как метод суспензии, так и опыление сухим порошком. Существенной разницы в минимальных необходимых магнитных полях при обоих методах контроля замечено не было. Надо иметь в виду, что при использовании метода суспензии выявление мелких трещин под слоем хрома толщиной свыше 50 мк происходит только во время намагничивания детали. После выключения намагничивающего тока магнитограммы дефектов расплываются. Это несколько затрудняет проведение контроля методом суспензии, особенно для крупных деталей, когда применяются большие намагничивающие токи.

При контроле методом опыления сухим порошком отложение магнитного порошка над дефектами сохраняется и после выключения тока, что облегчает осмотр детали. Эти отложения сухого порошка могут быть зафиксированы на липкую прозрачную ленту с последующей наклеивкой ее на бумагу (или другим способом), что при больших толщинах покрытий не может быть сделано при использовании суспензии.

Однако если при применении суспензии может проверяться сразу вся поверхность детали, то при опылении сухим порошком контроль детали надо проводить по частям, каждый раз поворачивая ее максимум на угол 90°, так как при этом методе дефекты выявляются наилучшим образом в том случае, когда они находятся на верхней поверхности детали. Кроме того, в связи с возможностью разного распыления порошка в камере необходимо повторение контроля каждого участка детали 2—3 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жигадло А. В., Конатурова Т. И. Заводская лаборатория, 1940, № 3.
2. Жигадло А. В. Контроль деталей методом магнитного порошка, М., Оборонгиз, 1951, стр. 75.

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ И РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ВИХРЕТОКОВОГО ДАТЧИКА, ВКЛЮЧЕННОГО В КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР

В. Г. Герасимов

Проведен анализ чувствительности вихретокового датчика, включенного в параллельный колебательный контур. Показано, что чувствительность датчика к контролируемым параметрам возрастает при этом в $Q/2$ раз, где Q — добротность колебательного контура.

Построены и проанализированы годографы относительного напряжения на контуре, в который включен проходной датчик, при разных значениях добротности и расстройки контура. Отмечены основные достоинства полученных годографов по сравнению с годографами обычного проходного датчика.

Основной задачей при контроле размеров и качества изделий методом вихревых токов является оптимальное устранение влияния мешающих факторов. В настоящее время во многих приборах, основанных на применении метода вихревых токов, датчики включаются в колебательный контур [1—3]. Это позволяет использовать их в автогенераторных схемах, в схемах резонансных усилителей и некоторых других. Чувствительность и разрешающая способность вихретокового датчика могут быть существенно повышены за счет включения его в параллельный колебательный контур. Эти величины существенным образом зависят от параметров колебательного контура и от его режима работы.

При питании датчика от источника тока напряжение на контуре определяется сопротивлением контура, выражение для которого при достаточно большой добротности можно записать в виде

$$z = \frac{L/CR}{\sqrt{1 + \left(\xi - \frac{1}{\xi}\right)^2 Q^2}}, \quad (1)$$

где $Q = \frac{\sqrt{L/C}}{R}$ — добротность контура;

$\xi = \omega/\omega_0$ — расстройка контура;

ω — круговая частота источника тока;

ω_0 — резонансная частота контура;

L и R — соответственно индуктивность и активное сопротивление датчика;

C — емкость конденсатора, подключенного параллельно датчику.

Относительное изменение сопротивления контура, выраженное через относительные изменения активного сопротивления $\alpha = \Delta R/R$ и индуктивности датчика $\beta = \Delta L/L$, можно получить, воспользовавшись выражением полного дифференциала сопротивления контура z [4]

$$\frac{\Delta z}{z} = \frac{1 - \xi^2 + \frac{\xi^2}{Q^2}}{(1 - \xi^2)^2 + \frac{\xi^2}{Q^2}} \beta - \frac{\frac{\xi^2}{Q^2}}{(1 - \xi^2)^2 + \frac{\xi^2}{Q^2}} \alpha = A\beta - B\alpha. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что чувствительность контура к изменениям L и R , а следовательно, и к параметрам контролируемого изделия

лия зависит от величины расстройки контура. В частности, при $\xi=1$, то есть при настройке контура в резонанс, его чувствительность равна

$$\frac{\Delta z}{z} = \beta - \alpha = \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta R}{R}. \quad (3)$$

Таким образом, при $\omega = \omega_0$ напряжение на контуре в одинаковой степени зависит от относительных изменений индуктивности и активного сопротивления контура.

Величина расстройки, характеризующая максимальную чувствительность контура к изменениям индуктивности, соответствует максимуму коэффициента при β , который, как нетрудно показать, имеет место при

$$\xi_{\beta}^2 = \frac{Q}{Q \pm 1}. \quad (4)$$

Соответственно коэффициент при β имеет значение

$$A = \frac{(Q+1)^2}{2Q+1} \text{ при } \xi_{\beta} < 1; \quad (5)$$

$$A = -\frac{(Q-1)^2}{2Q-1} \text{ при } \xi_{\beta} > 1. \quad (6)$$

Из этих выражений видно, что при $Q \gg 1$ $|A| \approx Q/2$, то есть чувствительность датчика к изменениям индуктивности, а следовательно, и к изменению контролируемого параметра, вызывающего изменение индуктивности датчика, может быть повышена в $Q/2$ раз за счет включения его в колебательный контур с добротностью Q .

Можно показать, что оптимальная величина расстройки соответствует напряжению на контуре

$$\frac{U_{\kappa}}{U_{\kappa \text{ рез}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{Q}{Q \pm 1}}} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} = 0,707, \quad (7)$$

то есть максимальная чувствительность контура к изменениям индуктивности датчика имеет место при работе контура, когда напряжение на нем в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем напряжение на контуре при резонансе $U_{\kappa \text{ рез}}$. Максимальная чувствительность контура к изменениям активного сопротивления датчика имеет место при $\xi_{\alpha} = 1$, то есть при $\omega = \omega_0$. При этом коэффициент B при α (2) равен единице. При всех других значениях расстройки ξ величина B , как это видно из выражения (2), меньше единицы.

Для определения оптимальной расстройки контура, соответствующей максимальному приращению напряжения на контуре, необходимо исследовать на максимум выражение (2). Такое исследование [4] приводит к следующему значению расстройки:

$$\xi_U^2 = \frac{Q^2 \beta \pm \sqrt{Q^2 \beta^2 + \alpha^2 - \alpha \beta}}{(Q^2 - 1) \beta + \alpha}. \quad (8)$$

Полученное выражение показывает, что оптимальная расстройка ξ_U зависит от величины α и β .

На практике очень часто приходится иметь дело с малыми приращениями контролируемого параметра, при которых с достаточной степенью точности можно считать, что существует прямая пропорциональность между изменениями активного сопротивления и индуктивности, то есть $\alpha = m \beta$. С учетом этого выражение (8) примет вид

$$\xi_U^2 = \frac{Q^2 \pm \sqrt{Q^2 + m^2 - m}}{Q^2 + m - 1}. \quad (9)$$

В частном случае $m=1$, то есть при $\alpha=\beta$, выражение для оптимальной расстройки имеет вид

$$\xi_U^2 = \frac{Q \pm 1}{Q}. \quad (10)$$

Подставляя значения расстроек ξ_U в (2), получим:

$$\frac{\Delta z}{z} = \frac{Q(1-Q)+1}{2Q+1} \beta - \frac{Q+1}{2Q+1} \alpha; \quad (11)$$

при $\xi_U < 1$

$$\frac{\Delta z}{z} = \frac{Q(1+Q)-1}{2Q-1} \beta - \frac{Q-1}{2Q-1} \alpha;$$

При $Q \gg 1$ выражения для относительных приращений сопротивления контура будут иметь вид:

$$\frac{\Delta z}{z} \approx -\frac{Q}{2} \frac{\Delta L}{L} - \frac{1}{2} \frac{\Delta R}{R}; \quad (12)$$

при $\xi_U < 1$

$$\frac{\Delta z}{z} \approx \frac{Q}{2} \frac{\Delta L}{L} - \frac{1}{2} \frac{\Delta R}{R}.$$

Таким образом, чувствительность индуктивного датчика, включенного в параллельный резонансный контур, может быть во много раз больше чувствительности самого датчика.

Помимо увеличения чувствительности, включение датчика в колебательный контур позволяет повысить разрешающую способность, то есть получить лучшие условия для отстройки от влияния мешающих контрольных факторов. Это связано с тем, что годографы напряжений на контуре принципиально отличаются от годографов напряжений самого датчика, причем вид этих годографов можно варьировать, изменяя добротность контура и величину его расстройки.

Рассмотрим годографы напряжений на параллельном колебательном контуре, в который включен проходной датчик с достаточно большим отношением длины датчика к его диаметру. Зависимость сопротивления однокатущечного проходного датчика от параметров контролируемого цилиндрического изделия выражается обычно [5] через $\mu_{\text{эфф}}$

$$Z_{\kappa} = R_0 + j \omega L_0 (1 - \eta + \eta \mu_{\text{эфф}}) = R_0 + \eta \omega L_0 \mu_{\text{эфф}} + j \omega L_0 (1 - \eta + \eta \mu_{\text{эфф}}), \quad (13)$$

где

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{2}{ka \sqrt{-j}} \frac{I_1(ka \sqrt{-j})}{I_0(ka \sqrt{-j})} = \mu_{\text{эфф}}^{\text{д}} - j \mu_{\text{эфф}}^{\text{мн}};$$

$k = \sqrt{\omega \mu \sigma}$;

a — радиус контролируемого изделия;

σ, μ — соответственно электрическая проводимость и магнитная проницаемость изделия;

R_0, L_0 — активное сопротивление и индуктивность датчика при отсутствии контролируемого изделия;

η — коэффициент заполнения.

Выражение для напряжения на контуре, представляющем параллельное соединение проходного датчика и конденсатора с емкостью C_0 при питании контура током I_k , с учетом (13) будет иметь вид

$$\dot{U}_k = \dot{I}_k \frac{R + j\omega L}{1 - \omega^2 LC_0 + j\omega C_0 R} = \dot{I}_k \frac{R_0 + j\omega L_0 \mu_{эфф.мн} + j\omega L_0 (1 - \eta + \eta \mu_{эфф.д})}{1 - \omega^2 C_0 L_0 (1 - \eta + \eta \mu_{эфф.д}) + j\omega C_0 (R_0 + \eta \omega L_0 \mu_{эфф.мн})} \quad (14)$$

Это выражение показывает, что напряжение на контуре $\dot{U}_k$ сложным образом зависит от $\mu_{эфф.}$

Для построения годографов было получено выражение для относительного напряжения на контуре, равного отношению напряжения $\dot{U}_k$ (14) к напряжению на контуре при отсутствии в датчике контролируемого изделия

$$\dot{U}_{к0} = \dot{I}_k \frac{R_0 + j\omega L_0}{1 - \omega^2 L_0 C_0 + j\omega C_0 R_0} = \frac{R_0 + j\omega L_0}{1 - \xi_0^2 + j \frac{\xi_0}{Q_0}} \quad (15)$$

где $Q_0 = \omega_0 L_0 / R_0 = 1 / \omega_0 C_0 R_0$ — добротность контура при отсутствии в датчике контролируемого изделия;

$\xi_0 = \omega / \omega_0$ — первоначальная расстройка контура, то есть расстройка при отсутствии в датчике контролируемого изделия; $\omega_0 = 1 / \sqrt{L_0 C_0}$.

После несложных преобразований выражение для относительного напряжения на контуре можно привести к виду

$$\frac{\dot{U}_k}{\dot{U}_{к0}} = \frac{1 + \eta \xi_0 Q_0 \mu_{эфф.мн} + j \xi_0 Q_0 (1 - \eta + \eta \mu_{эфф.д})}{1 - \xi_0^2 (1 - \eta + \eta \mu_{эфф.д}) + j \frac{\xi_0}{Q_0} (1 + \eta \xi_0 Q_0 \mu_{эфф.мн})} \cdot \frac{1 - \xi_0^2 + j \frac{\xi_0}{Q_0}}{1 + j \frac{\xi_0}{Q_0}} \quad (16)$$

С помощью ЭЦВМ по полученной формуле (16) были рассчитаны годографы для четырех значений добротности контура $Q_0 = 10, 20, 50$ и 100 и тринадцати значений первоначальной расстройки контура ξ_0 , соответствующих напряжениям на контуре: $U_k = U_{к.рез.}$, то есть при $\xi_0 = 1$, $U_k = 0,9 U_{к.рез.}$, $U_k = 0,707 U_{к.рез.}$, $U_k = 0,55 U_{к.рез.}$, $U_k = 0,45 U_{к.рез.}$, $U_k = 0,32 U_{к.рез.}$ и $U_k = 0,25 U_{к.рез.}$. По результатам расчетов было построено свыше 50 семейств годографов. Каждое семейство построено для шести значений коэффициента заполнения $\eta = 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; 0,6; 1,0$. Значения аргумента функций Бесселя в выражении для $\mu_{эфф.}$ при расчетах принимались равными: $ka = 0; 1,0; 1,6; 2,0; 2,5; 3; 4; 6; 10; 20; 31,5$ и ∞ .

На рис. 1—5 в качестве примера приведены годографы относительного напряжения на контуре с добротностью $Q_0 = 20$ для расстроек $\xi_0 = 0,9; 0,985; 1,0; 1,04$ и $1,1$.

Приведенные графики позволяют проследить изменения годографов при увеличении емкости конденсатора, подключенного параллельно проходному датчику.

На рис. 1 приведены годографы напряжений для расстройки $\xi_0 = 0,9$, соответствующей $U_k = 0,25 U_{к.рез.}$ то есть при малой емкости контура. В этом случае годографы мало отличаются от обычных годографов напряжений однокатушечного или двухкатушечного проходных датчиков.

При увеличении емкости контура годографы (рис. 2) смещаются в область положительных значений реактивной составляющей относительного напряжения на контуре. Настройке контура в резонанс при отсутствии в датчике проводящего изделия соответствуют годографы,

приведенные на рис. 3. Наибольший интерес представляют годографы напряжений при расстройке контура $\xi_0 > 1$ (рис. 4, 5). В этом случае при определенных параметрах контролируемого изделия наступает резонанс и напряжение на контуре U_k становится значительно больше, чем напряжение $U_{к0}$ при отсутствии в датчике изделия.

Характерной особенностью этих годографов является то, что чувствительность к контролируемым параметрам изделия при малых коэф-

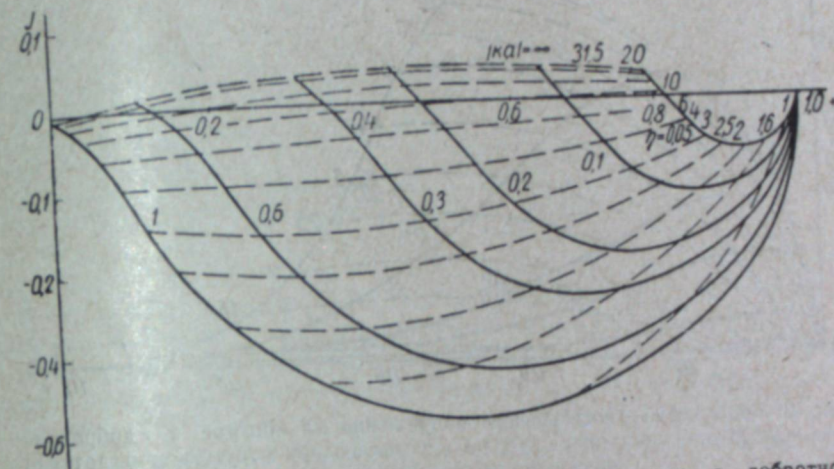


Рис. 1. Годографы относительного напряжения на контуре с добротностью $Q_0 = 20$ при расстройке $\xi_0 = 0,9$.

фициентах заполнения η может быть значительно больше, чем при больших η . Этот, на первый взгляд, парадоксальный вывод объясняется тем, что при больших коэффициентах заполнения вносимое активное сопротивление в контур становится значительным, что существенно

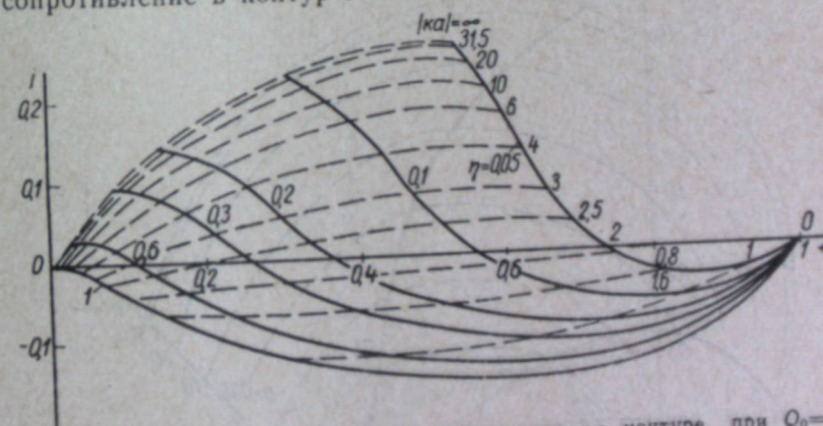


Рис. 2. Годографы относительного напряжения на контуре при $Q_0 = 20$ и $\xi_0 = 0,985$.

снижает добротность контура, а следовательно, и его чувствительность. Максимальная чувствительность к контролируемым параметрам может быть достигнута практически при любом наперед заданном значении коэффициента заполнения.

Исследование формулы (16) на максимум дает следующее соотношение между оптимальными значениями коэффициента заполнения, добротности и расстройки контура, при которых получается наибольшая чувствительность к контролируемым параметрам цилиндрического изделия

$$\eta_{\text{опт}} = 1 - \frac{1}{\xi_0^2} + \frac{1}{\xi_0 Q_0} \quad (17)$$

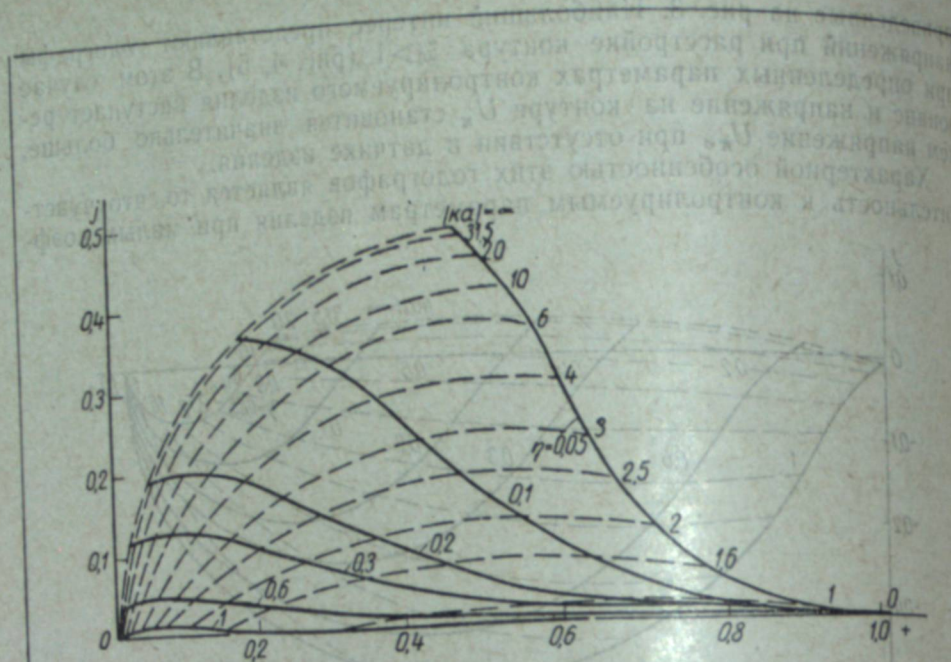


Рис. 3. Годографы относительного напряжения на контуре с добротностью $Q_0=20$ при настройке контура в резонанс при отсутствии в датчике контролируемого изделия.

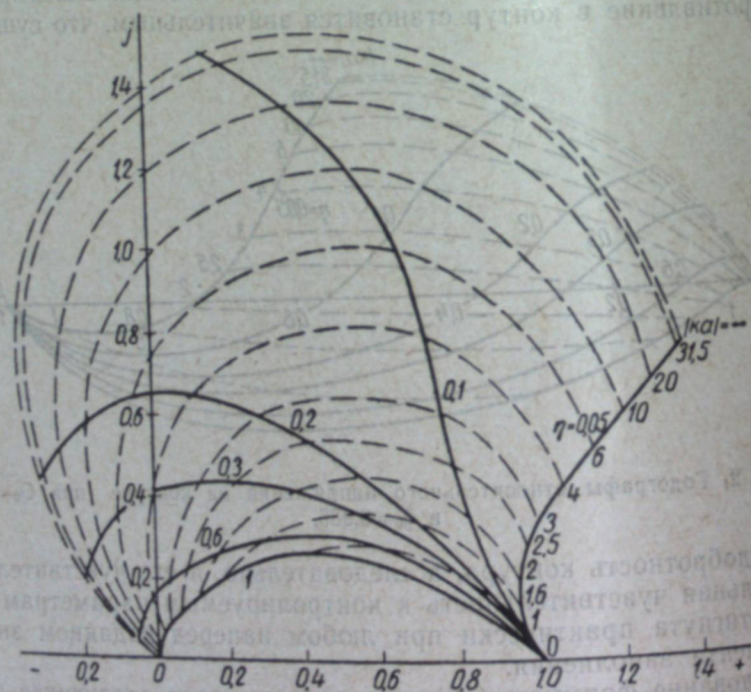


Рис. 4. Годографы относительного напряжения на контуре при $Q_0=20$ и $\xi_0=1.04$.

Результаты расчета $\eta_{\text{опт}}$ по этой формуле для четырех значений добротности и нескольких значений расстроек контура, соответствующих различным значениям $\gamma = U_{\text{к.рез}}/U_{\text{к.рез}}$, приведены в таблице.

Q_0	γ						
	1	0.9	0.707	0.55	0.45	0.32	0.25
10	0.1	0.15	0.2	0.23	0.27	0.34	0.41
20	0.05	0.08	0.1	0.13	0.15	0.19	0.22
50	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.08	0.095
100	0.01	0.015	0.02	0.025	0.03	0.04	0.05

Данные, приведенные в таблице, позволяют выбрать режим работы датчика, обеспечивающий максимальную чувствительность.

Другой не менее важной отличительной особенностью рассматриваемых годографов при $\xi_0 > 1$ является то, что фазовый угол сдвига между приращениями относительного напряжения на контуре, обусловленными изменениями электропроводности σ и диаметра d контролируемого изделия.

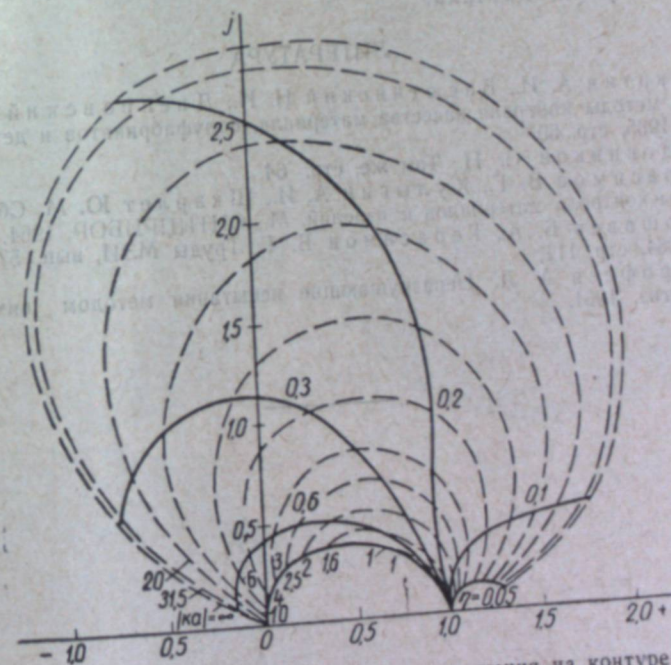


Рис. 5. Годографы относительного напряжения на контуре при $Q_0=20$ и $\xi_0=1.1$.

мого изделия, можно изменять, варьируя параметры контура (Q_0 и ξ_0). Величина этого угла может быть значительно больше соответствующего угла сдвига между напряжениями обычного проходного датчика, у которого этот угол для неферромагнитного цилиндра, как известно, не превышает 45° . При включении датчика в колебательный контур угол между направлениями изменения σ и d при определенных условиях может достигать 90° , что значительно повышает разрешающую способность датчика.

Еще одним достоинством анализируемых годографов при $\xi_0 > 1$ по сравнению с обычными годографами является изменение фазы напря-

жения на контуре в широких пределах при изменении диаметра контролируемого изделия, причем амплитуда напряжения при этом может оставаться практически неизменной. Такая форма годографов (рис. 5) дает большие возможности для улучшения селективности контроля цилиндрических изделий. В частности, отстройка от такого сильного мешающего параметра, как изменение диаметра при контроле электропроводности, может быть легко осуществлена в этом случае обычным амплитудным методом измерения.

Кроме этого, наличие годографов, имеющих вид неполных окружностей, позволяет использовать индуктивную катушку с коническим сердечником, включенную в колебательный контур, в качестве фазовращателя. Такой фазовращатель дает возможность изменять фазу напряжения в широких пределах (от 0 до 270°) при практически неизменной амплитуде и может использоваться в большом диапазоне частот. Особенно выгодно использовать этот фазовращатель на высоких частотах порядка нескольких мегагерц, когда применение обычных схем фазовращателей типа RC встречает серьезные затруднения. Нами использован предложенный тип фазовращателя в схеме компенсатора остаточного напряжения датчика в дефектоскопе, разработанном в МЭИ. Благодаря использованию такого компенсатора удалось уменьшить остаточное напряжение дифференциального датчика, работающего на частоте 2 МГц, до величины 10^{-5} от начального напряжения измерительной катушки датчика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитин А. И., Васютинский Н. Н., Днепровский В. Я. Электромагнитные методы контроля качества материала, полуфабрикатов и деталей, МДНП, сб. 1, М., 1965, стр. 50.
2. Садовников С. Н. Там же, стр. 64.
3. Герасимов В. Г., Кулыгин А. И., Шкарлет Ю. М. Сб. Неразрушающие методы контроля материалов и изделий, М., ОНТИПРИБОР, 1964, стр. 412.
4. Варшавер Б. А., Герасимов В. Г. Труды МЭИ, вып. 57, М., Электротехника, 1964, стр. 111.
5. Дорофеев А. Л. Неразрушающие испытания методом вихревых токов, М., Оборонгиз, 1961.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СТАЛИ 45ХНМФА ПОСЛЕ ЗАКАЛКИ И ОТПУСКА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИСХОДНОЙ СТРУКТУРЫ

М. Н. Михеев, Р. Н. Плишкина, Г. И. Михайловская

Проведено изучение магнитных, электрических и механических свойств стали 45ХНМФА в различных исходных структурных состояниях. Показано влияние вариаций исходной структуры на те же свойства стали после закалки и отпуска. При разработке неразрушающих магнитных и электрических методов контроля рекомендуется учитывать влияние исходной структуры на качество термической обработки стальных изделий.

Исходная структура стали перед закалкой определенным образом влияет на ход процесса закалки и получаемые при этом физические

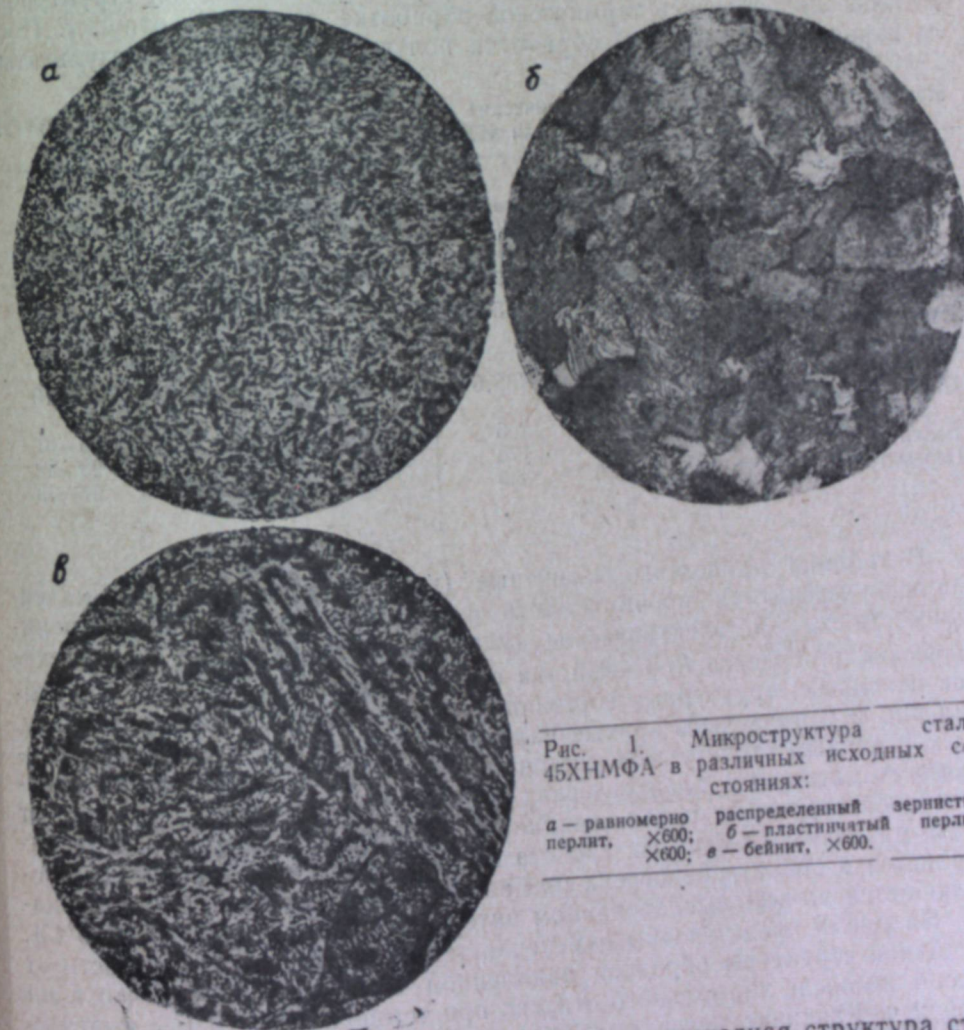


Рис. 1. Микроструктура стали 45ХНМФА в различных исходных состояниях:
а — равномерно распределенный зернистый перлит, $\times 600$; б — пластинчатый перлит, $\times 600$; в — бейнит, $\times 600$.

свойства стали [1—3]. В ряде случаев поэтому исходная структура сталей фиксируется техническими условиями, создается специальными термическими обработками (отжиг, нормализация, высокотемпературный отпуск) и контролируется методами механических испытаний, ме-

таллографического анализа или неразрушающими методами магнитного структурного анализа [4].

Разработка неразрушающих методов магнитного контроля исходной структуры стали, а также качества закалки и отпуска стальных изделий не может быть проведена без предварительного детального изучения магнитных свойств стали в исходном структурном состоянии и зависимости этих свойств после закалки и отпуска.

Сталь 45ХНМФА, в соответствии с техническими условиями, поставляется на механическую и последующую термическую обработку (закалка и отпуск) в отожженном состоянии с исходной структурой равномерно распределенного мелкозернистого перлита (рис. 1а). В процессе отжига в результате некоторых отступлений от предписанного режима (недостаточно медленное охлаждение вблизи критической точки A_1) получают изделия с исходной структурой пластинчатого перлита или бейнита (рис. 1б—в). Иногда на закалку ошибочно подаются изделия, не прошедшие операцию отжига, с исходной структурой — послековки и, кроме того, идут изделия на повторную закалку с исходной структурой недогрева при первой закалке (троостит+феррит) или послеотпуска (сорбит с сильно коагулированными карбидами).

В работе исследовались образцы с различной исходной структурой, которые подвергались термической обработке, закалке и отпуску. После вариаций термической обработки получили следующие результаты.

Магнитные, электрические и механические свойства различных исходных структур стали 45ХНМФА

Исходная структура (перед закалкой)	H_c , э	$\mu_{\max}$, эс/э	$H_{\mu_{\max}}$, э	$\rho \cdot 10^5$, ом·см	HRC
Послековки	33—36	115	67	4,0—4,4	43—54
Равномерно распределенный зернистый перлит (рис. 1а)	8,3—9,7	435,6	26,9	1,9—2,0	9—10
Пластинчатый перлит (рис. 1б)	15—18	206	40,7	2,7—3,3	26—31
Бейнит (рис. 1в)	20—24	170	51	3,1—3,2	28—32
Переотпуск	14,5—16,9	360	36,5	2,1—2,3	37—39

В таблице приведены магнитные (коэрцитивная сила H_c , максимальная магнитная проницаемость $\mu_{\max}$, поле максимальной проницаемости $H_{\mu_{\max}}$), электрические (удельное сопротивление ρ) и механические (твердость HRC) свойства стали 45ХНМФА в упомянутых выше исходных структурных состояниях перед направлением на закалку. На рис. 2, 3 приведены кривые намагничивания стали в тех же различных исходных структурных состояниях. На рис. 4 представлена зависимость магнитных, электрических и механических свойств стали от исходной структуры после закалки от различных температур. Как видим, различие упомянутых свойств после закалки особенно резко проявляется в области недогрева при закалке, хотя вполне отчетливо наблюдается во всем исследованном интервале температур (770—950°С).

На рис. 5 представлены изменения тех же свойств в зависимости от исходной структуры образцов закаленной стали 45ХНМФА, что и на рис. 4, но после нормального отпуска при температуре 470°С с выдержкой 2 ч. Различие магнитных, электрических и механических свойств в зависимости от исходной структуры нормально закаленных (с температуры 870°С) образцов стали 45ХНМФА после отпуска при различных температурах приведено на рис. 6.

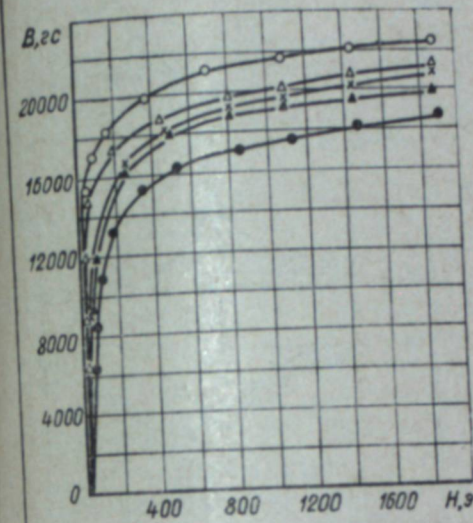


Рис. 2. Кривые намагничивания стали 45ХНМФА в зависимости от исходной структуры: Δ — равномерно распределенный перлит; $\times$ — пластинчатый перлит; Δ — бейнит; $\bullet$ — послековки; $\circ$ — послеотпуска.

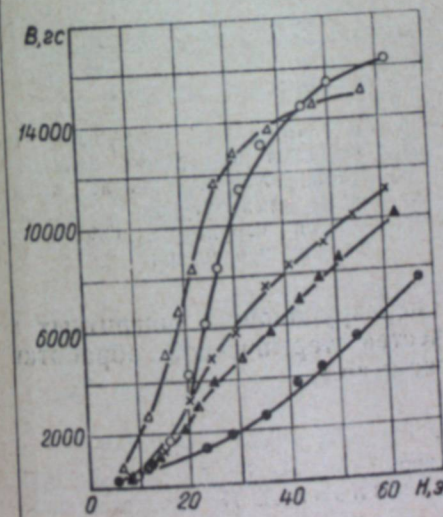


Рис. 3. То же, что на рис. 2, в слабых намагничивающих полях.

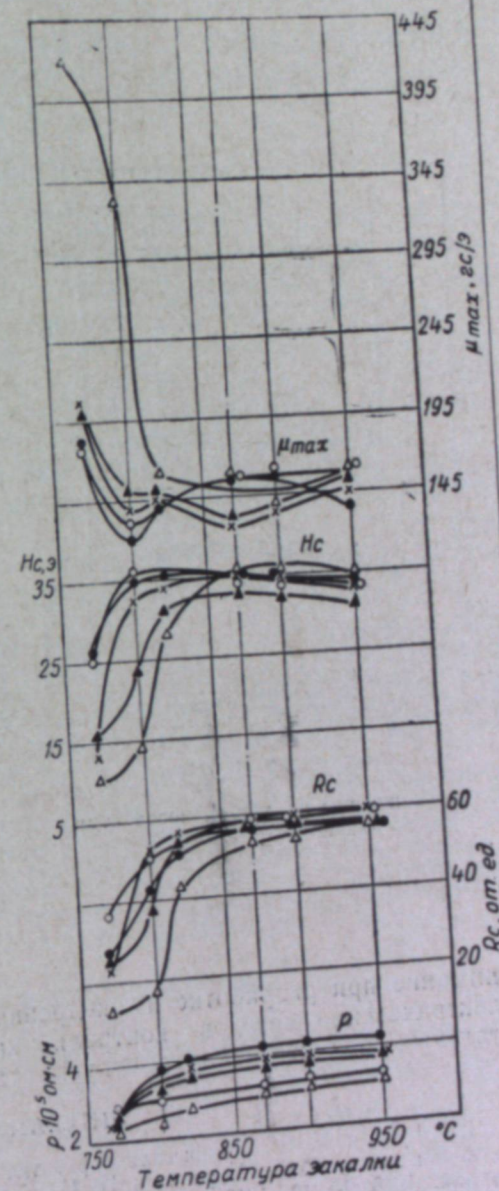


Рис. 4. Магнитные, электрические и механические свойства стали 45ХНМФА после закалки от различных температур в зависимости от исходной структуры (обозначения исходных структур те же, что на рис. 2).

Рис. 2—6 убедительно показывают, что исходная структура стали перед закалкой влияет на изменение магнитных, электрических и механических свойств стали после закалки и отпуска. Эти изменения, обусловленные вариациями исходной структуры, следует принимать во

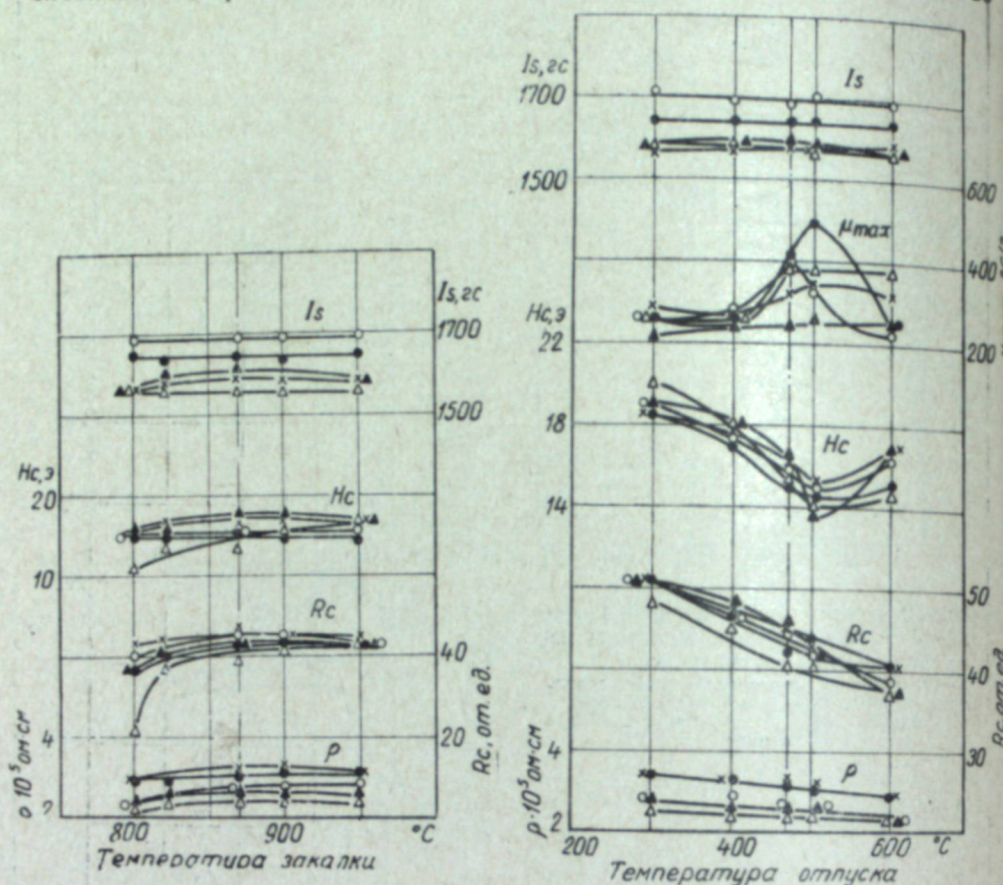


Рис. 5. То же, что на рис. 4, после отпуска при 470° С.

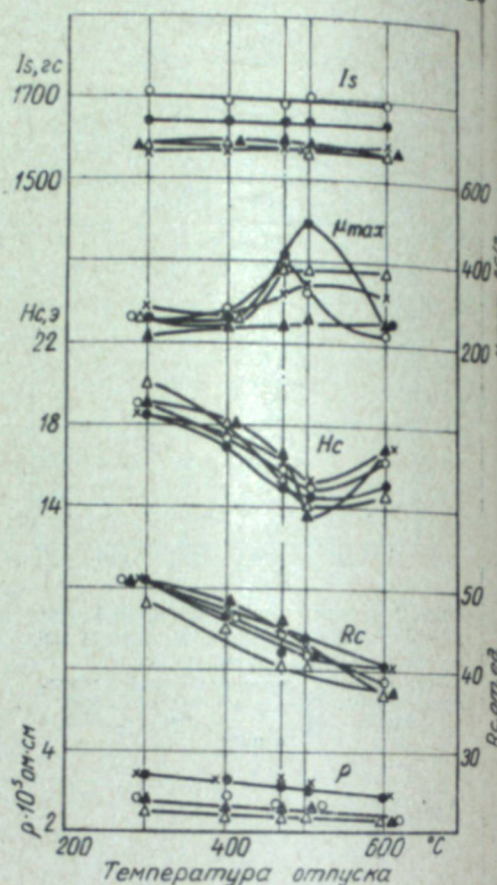


Рис. 6. Магнитные, электрические и механические свойства нормально закаленной (870°С) стали 45ХНМФА после отпуска при различных температурах в зависимости от исходной структуры. Обозначения те же, что на рис. 2.

внимание при разработке и внедрении неразрушающих магнитных и электрических методов контроля качества термической обработки стальных изделий (закалка, отпуск, отжиг и др.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Раузин Я. Р. Термическая обработка хромистой стали. М., Машгиз, 1955.
2. Михеев М. Н., Жукова П. Н., Ворошилова А. П. Заводская лаборатория, 1948, № 10, 1210.
3. Кузнецов И. А., Михеев М. Н. Труды ИФМ АН СССР, вып. 21, Свердловск, 1959, стр. 228.
4. Михеев М. Н. Заводская лаборатория, 1938, № 10, 1155.

О ПРИЧИНАХ РАЗЛИЧИЯ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОТПУЩЕННОЙ СТАЛИ 18ХНМА ПОСЛЕ ЗАКАЛКИ В МАСЛЕ И НА ВОЗДУХЕ

В. М. Морозова, М. Н. Михеев

В производстве ряда изделий из сталей 18ХНМА или 18ХНВА одинаково допустима закалка с охлаждением в масле или на воздухе. После отпуска при 560°С изделия, прошедшие закалку в этих средах, имеют практически одинаковые механические свойства, но по данным одного из авторов [1] различаются на 15—20% по коэрцитивной силе. Необходимость раздельного контроля качества отпуска по измерениям коэрцитивной силы была показана на партиях деталей, прошедших закалку с охлаждением на воздухе и в масле.

Настоящая работа посвящена выяснению причин различия магнитных свойств, полученных при закалке стали 18ХНМА в масле и на воздухе с последующим отпуском.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Прямоугольные образцы размерами 9×9×65 мм были изготовлены из одного прутка в состоянии поставки. Далее образцы делились на две партии и закачивались от 860°С после 10-минутной выдержки. Для первой партии закалочной средой служило масло, для второй — воздух. Закаленные образцы подвергались шлифовке до размеров 8×8×64 мм и после проведения на них измерений отпускались в течение 2 ч при температурах от 150 до 750°С.

На образцах в закаленном и отпущенном состояниях измерялись коэрцитивная сила H_c (э) в аstaticком магнитометре, намагниченность насыщения I_s (эс) в поле ~ 4500 э дифференциальной катушкой баллистическим методом. Максимальная магнитная проницаемость μ_{max} (эс/э) и поле максимальной магнитной проницаемости $H \mu_{\text{max}}$ (э) определялись из баллистических измерений кривой намагничивания вещества. Удельное электрическое сопротивление ρ (ом·см) определялось с помощью двойного моста Томсона, твердость R_c на приборе Роквелла (шкала С).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

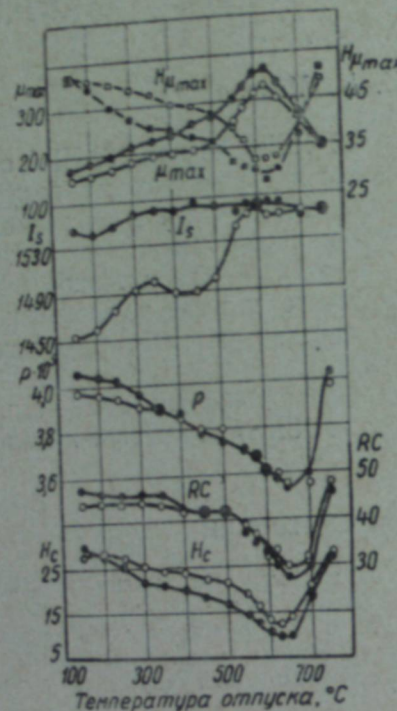
Закаленные от 860° в масле и на воздухе образцы имели физические свойства, указанные в таблице. Мартенситная точка стали

Магнитные, электрические и механические свойства стали 18ХНМА после закалки от 860° С

Среда охлаждения	$H_c, \text{э}$	$I_s, \text{эс}$	$\rho \cdot 10^5, \text{ом·см}$	R_c
Масло	$30,1 \pm 0,6$	1520 ± 15	$4,07 \pm 0,03$	47
Воздух	$27,3 \pm 0,3$	1435 ± 25	$4,03 \pm 0,03$	44

18ХНМА лежит в области повышенных температур. Поэтому в структуре закаленной стали всегда присутствует заметная доля продуктов промежуточного превращения. Поскольку охлаждающая способность

воздуха меньше, чем у масла, и скорость диффузионного распада переохлажденного аустенита стали 18ХНМА ничтожно мала [2], то при закалке на воздухе создаются более благоприятные условия для протекания промежуточного превращения еще до достижения мартенситной точки. Об этом свидетельствуют пониженные значения твердости и намагниченности насыщения у образцов, охлажденных на воздухе, по сравнению с образцами, закаленными в масле. Повышенное содержание остаточного аустенита в структуре закаленной конструкционной



Магнитные, электрические и механические свойства стали 18ХНМА после закалки от 860°С и отпуска при различных температурах:
■, ● — закалка в масле; □, ○ — закалка на воздухе.

стали (более 2—3%) является одним из признаков протекания промежуточного превращения [3].

Таким образом, структуры стали 18ХНМА, полученные при закалке от 860°С в масле и на воздухе, неодинаковы.

Изменение магнитных, электрических и механических свойств образцов стали 18ХНМА, закаленных от 860°С с охлаждением в масле и на воздухе, при отпуске на различные температуры представлено на рисунке. Полученные при закалке различия свойств (см. таблицу) с возрастанием температуры отпуска трансформируются весьма неодинаково. Так различие по удельному электрическому сопротивлению исчезает при $T_{отп} = 350^\circ\text{C}$, по твердости — при $T_{отп} = 400^\circ\text{C}$, по намагниченности насыщения — при $T_{отп} = 600^\circ\text{C}$. Структурно чувствительные магнитные свойства: коэрцитивная сила H_c , μ_{max} и $H_{\mu_{max}}$ различаются практически во всем исследованном интервале температур отпуска. Значения μ_{max} образцов, закаленных в масле, для всех температур выше, а H_c и $H_{\mu_{max}}$, начиная с $T_{отп} = 250^\circ\text{C}$, ниже соответствующих значений образцов, закаленных на воздухе.

Обычное снижение значений H_c , $H_{\mu_{max}}$, ρ , RC и увеличение значений μ_{max} , наблюдаемое с ростом $T_{отп}$ при $T_{отп} \geq 700^\circ\text{C}$ сменяется увеличением H_c , $H_{\mu_{max}}$, ρ , RC и убылью μ_{max} .

Остаточный аустенит (~8%), образовавшийся в результате закалки на воздухе, весьма устойчив против отпуска при $T_{отп} = 400\text{—}500^\circ\text{C}$. имеет зону относительной устойчивости и полностью разлагается только при $T_{отп} = 600^\circ\text{C}$. В противовес этому остаточный аустенит

(~2—3%) образцов, прошедших закалку в масле, распадается полностью до $T_{отп} = 300^\circ\text{C}$. Таким образом, присутствие в структуре отпущенных образцов, прошедших закалку на воздухе, остаточного аустенита в количестве ~4—5% вплоть до $T_{отп} = 600^\circ\text{C}$ может быть одной из причин повышенных значений H_c , $H_{\mu_{max}}$ и пониженных значений μ_{max} благодаря затруднению процессов намагничивания и перемещения магнитными полями рассеяния, связанными с парамагнитным остаточным аустенитом. Снижение значений μ_{max} у образцов этой группы связано также с меньшим содержанием в их структуре ферромагнитной фазы.

Кроме того, некоторые участки α -фазы, образовавшиеся в верхнем интервале области промежуточного превращения при закалке на воздухе, менее насыщены углеродом, чем мартенсит или игольчатый троостит нижнего интервала области промежуточного превращения. Поэтому такие более равновесные участки α -фазы распадаются медленнее, чем мартенсит или игольчатый троостит, обуславливая замедленное изменение магнитных и электрических свойств с ростом температуры отпуска.

Различие в магнитных и электрических свойствах, наблюдаемое после завершения распада пересыщенных углеродом модификаций α -фаз и остаточного аустенита, может быть отнесено лишь к неодинаковой дисперсности карбидной фазы в рассматриваемых группах образцов стали 18ХНМА. Карбидные частицы образцов, отпущенных после закалки на воздухе, менее дисперсны, чем у образцов, закаленных в масле, благодаря частичному протеканию промежуточного превращения при более высоких температурах [4].

Судя по более высоким значениям H_c образцов, закаленных на воздухе, для $T_{отп} = 550\text{—}700^\circ\text{C}$ в их структуре, в сравнении с аналогичными образцами после закалки в масле, имеется больше карбидных частиц «критического размера» [5, 6] или близких к нему, дающих максимальный вклад в коэрцитивную силу. Это положение верно и для более низких температур отпуска, так как карбидные частицы укрупняются с ростом температуры отпуска.

При отпуске в интервале температур эвтектоидного превращения ~700—750°, где имеют место частичная и даже полная аустенизация образцов и последующие превращения при охлаждении на воздухе, происходит сближение магнитных и электрических свойств обеих групп образцов, поскольку более дисперсная структура образцов, закаленных в масле и отпущенных при нагреве до 700—750°С, растворяется быстрее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более полное протекание промежуточного превращения в образцах, закаленных на воздухе, обуславливает различие магнитных и электрических свойств ст. 18ХНМА после закалки от 860°С на воздухе и в масле. Причинами большей магнитной жесткости стали 18ХНМА в отпущенном состоянии после закалки на воздухе в сравнении с отпуском после закалки в масле являются: повышенная устойчивость против отпуска структур промежуточного превращения и меньшая дисперсность карбидной фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жукова П. Н. и Михеев М. Н. ЖТФ, 1948, 18, 187.
2. Садовский В. Д. Превращения переохлажденного аустенита (атлас диаграмм), Свердловск, Металлургиздат, 1947, стр. 52.
3. Попов А. А. Фазовые превращения в металлических сплавах, М., Металлургиздат, 1963, стр. 234.
4. Гудремон Э. Специальные стали, 1959, Металлургиздат, т. 1, стр. 175.
5. Neel L. Cahiers de phys., 1944, № 25, 21.
6. Dijkstra L. J., a. Wert C. Phys. Rev., 1950, 79, 979.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ ДЕТАЛЕЙ КОММУТИРОВАНИЕМ ПОСТОЯННОГО ТОКА

П. Г. Михневич

Рассмотрены факторы, влияющие на процесс размагничивания изделий путем коммутирования постоянного тока. Разработано размагничивающее устройство, позволяющее размагничивать детали различных размеров, в том числе и крупных, путем коммутирования постоянного тока порядка десятков и сотен ампер (650 а).

В практике магнитной дефектоскопии для размагничивания деталей нередко применяют коммутирование постоянного тока, питающего размагничивающее устройство, с небольшой частотой, порядка долей или единиц герца, с одновременным уменьшением магнитного поля до нуля.

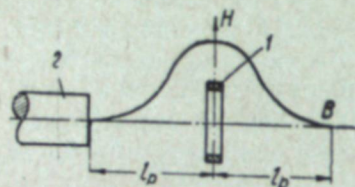


Рис. 1. Схематическое изображение распределения магнитного поля в соленоиде:

1 — соленоид, 2 — контролируемая деталь; l_p — расстояние от центра соленоида до точки В, где напряженность магнитного поля практически равна нулю.

В качестве размагничивающих устройств применяются электромагниты и соленоиды. Несмотря на широкое применение этого способа, многие факторы, влияющие на качество размагничивания, не учитываются должным образом при выборе режима размагничивания и это иногда приводит к неполному размагничиванию деталей. Кроме того, существующие устройства для коммутирования постоянного тока часто являются неудовлетворительными из-за искрения контактирующих элементов. Наконец, они не пригодны для коммутирования больших токов, порядка десятков и сотен ампер.

В настоящей статье приводятся некоторые результаты наших работ в данной области.

При разработке аппарата для размагничивания деталей с помощью коммутирования постоянного тока предпочтение следует отдать соленоиду, как более простому и дешевому устройству. Обычно размагничиваемая деталь продвигается сквозь соленоид с постоянной скоростью, поэтому плавного уменьшения размагничивающего тока до нуля не требуется, но остается необходимость правильного учета всех факторов, влияющих на эффективность размагничивания. Основными такими факторами являются: f — частота коммутирования тока (в герцах); l_p — расстояние от центра соленоида по его оси до точки В (рис. 1), в которой поле практически равно нулю; K — общее число циклов перемагничивания детали (при размагничивании движущейся в соленоиде детали, K — число циклов перемагничивания каждой точки детали при ее перемещении на расстояние l_p); l_d — длина контролируемой детали. Вопрос выбора максимальной величины напряженности магнитного поля в размагничивающем устройстве здесь не рассматривается, эта величина считается заданной. В практике магнитной дефектоскопии величину размагничивающего поля берут равной полю, которым деталь была намагничена. Если эти факторы известны, то могут быть определены эксплуатационные характеристики размагничивающего устройства, а именно, время, необходимое для размагничивания детали

$$t = \frac{K}{f}; \quad (1)$$

скорость продвижения детали сквозь соленоид

$$v = \frac{l_p}{t}; \quad (2)$$

время, в течение которого вся деталь пройдет сквозь соленоид и удалится от него на расстояние l_p при ее размагничивании,

$$T = \frac{l_d + l_p}{v}. \quad (3)$$

Из четырех упомянутых величин только одна является известной, а именно длина детали l_d . Расстояние от центра соленоида до точки, где поле практически равно нулю, то есть величину l_p , легко рассчитать.

Нами экспериментально установлено, для деталей из обычных конструкционных легированных сталей (типа 30ХГСА, 12ХНЗА, ШХ15, ЭИ961 и др.) при величинах магнитных полей, применяемых в магнитной дефектоскопии (150—500 э), величина K должна быть не меньше 15 циклов. Таким образом, эту величину также можно считать известной.

Выбор частоты f для данного размагничивающего устройства является сложной задачей. На выбор этой величины влияют три фактора: глубина проникновения магнитного потока в деталь, длительность процесса размагничивания и постоянная времени размагничивающего контура, определяющая время нарастания тока в катушке до максимума и спадания его до нуля при коммутировании.

Постоянная времени пропорциональна индуктивности, то есть квадрату числа витков катушки, и зависит от размеров, формы и проницаемости введенного в катушку изделия.

Определение частоты из условий оптимальной глубины проникновения магнитного потока в деталь может быть сделано приближенно для случая постоянной проницаемости и синусоидального изменения индукции. В нашем случае ни то, ни другое не имеет места, поэтому приходится сделать приближенные оценки глубины проникновения для синусоидальной индукции и максимальной проницаемости, учесть, что реальная глубина проникновения может быть и больше расчетной и ввести коррективы опытным путем.

Для достижения большей глубины проникновения выгоднее применять меньшее значение f . Вместе с тем, как видно из формул (1), (2) и (3), при больших f будет затрачено меньше времени на размагничивание детали. Поэтому, если глубина проникновения магнитного потока окажется больше толщины (или радиуса) детали, то для экономии времени размагничивания частота коммутирования может быть соответственно увеличена.

Может случиться, что при данной f и постоянной времени ток при включении не успеет возрасти до максимума и снизиться до нуля при выключении, это отрицательно скажется на качестве размагничивания.

Для автоматического изменения полярности тока применяются специальные коммутаторы. На рис. 2 схематически представлено их устройство. На валу, соединенном с электродвигателем (на рис. не показано), смонтировано три кольца. Одно из них 3 разрезано на два полукольца, изолированные друг от друга проставкой 6. Каждое из этих полуколец соединено с одним из двух колец 4, к которым подведено напряжение источника постоянного тока N с помощью щеток 5. Коммутированный ток M снимается со щеток 7 и подается на катушку, в которой происходит размагничивание деталей. Частота коммутирования соответствует числу оборотов вала двигателя.

В описанном коммутаторе размыкания и замыкания цепи происходят при большом токе. Поэтому такой коммутатор будет сильно

искрить и неминуемо сгорит. Для предотвращения этого явления существуют приспособления, с помощью которых при подходе изоляции полуколец к щеткам коммутатора на очень короткий промежуток времени происходит отключение источника питания [1]. Однако из-за наличия постоянной времени эти приспособления в большинстве случаев не достигают цели. Поэтому искрение коммутатора не исключается. Кроме того, принцип работы этих приспособлений позволяет использовать их только при небольших мощностях в цепи коммутатора.

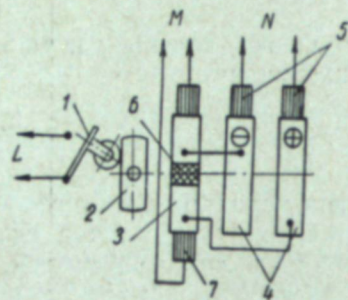


Рис. 2. Схематическое устройство коммутатора:
M — к катушке; N — к источнику тока; L — к схеме управления источником тока.

Для получения минимальной индуктивности размагничивающей катушки необходимо брать небольшое число витков и, следовательно, использовать большие токи. Например, для размагничивания крупных деталей нам потребовалось разработать устройства для коммутирования токов: 50 а в электромагните и 665 а — в соленоиде.

В данной конструкции предусмотрены элементы, обеспечивающие переключение полярности тока при своевременно выключенном источнике питания (см. рис. 2). На вал коммутатора посажен кулачок 2, работающий в паре с роликовым микровыключателем 1. Они смонтированы так, что при подходе изоляции 6 разрезного кольца 3 к щеткам 7 кулачок размыкает контакты выключателя. Изменением угла установки кулачка на валу коммутатора и выбором ширины этого кулачка можно регулировать начало включения и выключения размагничивающего тока с тем, чтобы он успел увеличиться до максимума и снизиться до нуля к моменту подхода изоляции к щеткам.

Принцип конструкции коммутатора позволяет полностью исключить искрение и подгорание контактов. Многолетняя практика работы около двухсот размагничивающих устройств, снабженных подобными коммутаторами, полностью подтверждает сказанное.

На рис. 3 представлена кривая тока и отдельные фазы работы указанного коммутатора, соответствующие участкам кривой а (τ означает время, в течение которого вал коммутатора делает половину оборота; с — время прохождения щетки через изоляцию б; а — время возрастания тока до максимума после его включения; б — время спадания тока до нуля после его выключения. Величины а и б зависят от постоянной времени. Точкам О, А, О₂ и А₂ на кривых соответствуют положения колец коммутатора, обозначенные теми же буквами).

Кулачок на валу коммутатора установлен так, чтобы включение тока (в точке О) произошло в тот момент, когда щетки только что прош-

ли через изоляцию (фаза О). Когда ток достигнет максимума (точка А), кулачок должен произвести отключение тока, чтобы к моменту подхода щеток к изоляции ток снизился до нуля (точка О₂). Далее цикл работы повторяется.

Осциллограмма работы коммутатора показана на рис. 4.

Влияние постоянной времени на работу описанного размагничивающего устройства показано на рис. 3а—в. Форма кривой размагничивающего тока, изображенная на рис. 3а, является идеальной. Она может быть получена при соблюдении равенства: $\tau = a + b + c$. На рис. 3б представлена кривая тока, в размагничивающем устройстве которого

постоянная времени оказалась меньше расчетной, то есть $\tau < a + b + c$.

В данном случае существует ненужный для размагничивания отрезок времени d, за счет которого будет непроизводительно затрачена часть времени. Если позволяет глубина проникновения, следует увеличить частоту коммутирования, то есть уменьшить τ на величину d. Если постоянная времени превышает расчетную, то есть если $\tau > a + b + c$ (рис. 3в), то ток не успеет снизиться до нуля к моменту подхода изоляции полуколец к щеткам, и размыкание тока произойдет в точке О₂', то есть до момента спадания его до нуля.

Из сказанного следует, что хотя частоту коммутирования и нужно определять из условий оптимальной глубины проникновения, однако при окончательном установлении режима размагничивания возможна ее корректировка. Оптимизация всех факторов размагничивания расчетным путем встречает большие трудности.

На основе проделанных нами работ созданы два размагничивающих устройства. Одно из них предназначено для размагничивания в соленоиде крупных деталей (труб длиной 30 м, диаметром 500 мм из стали 30ХГСА), второе — для размагничивания относительно небольших деталей (диаметром до 150 мм, длиной до 800 мм) в электромагните.

Данные соленоиды: средний диаметр обмотки 1000 мм, длина ее 145 мм, число витков 20, ток 665 а, частота коммутирования 2 гц.

Данные электромагнита: обмотка состоит из двух катушек, соединенных в параллель, диаметр сердечников 100 мм, высота катушки 200 мм, средний диаметр 168 мм, число витков 800, максимальный ток 50 а, частота коммутирования 0,137 гц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Müller E. A. W. Materialprüfung nach dem Magnetpulver-Verfahren, 127. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1951, Geest und Portig K.—G.

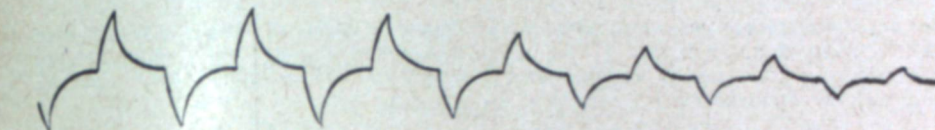


Рис. 4. Осциллограмма работы коммутатора при размагничивании детали в электромагните. $f=0,137$ гц; $i_{\text{макс}}=50$ а.

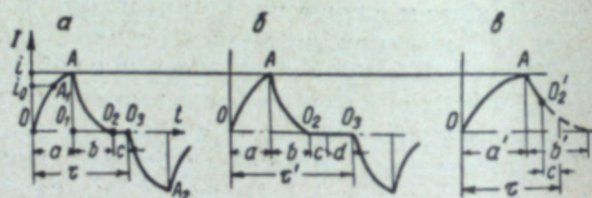
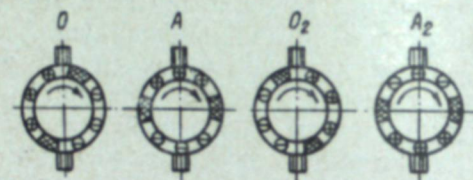


Рис. 3. Кривая тока при коммутировании и фазы положения щеток 7, соответствующие отдельным участкам кривой:

О — включение источника тока и замыкание цепи катушки; А — выключение источника тока при замкнутой цепи катушки; О₂ — размыкание цепи катушки при выключенном источнике тока.

ПОТОКОСЦЕПЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОГО ТЕЛА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТУРА

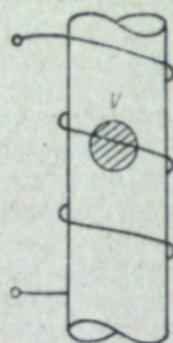
К. М. Поливанов

В статье излагается способ расчета потокоосцепления намагниченного тела и электрического контура по формуле (1), часто приводящей к значительным упрощениям. Дается общее доказательство справедливости формулы (1) и приводится простейший пример ее применения.

К ПОСТАНОВКЕ ЗАДАЧИ

Теорема, излагаемая в этой статье, служила предметом обмена письмами с проф. Р. И. Янусом: я спрашивал, известны ли ему ее формулировка, доказательство и применения. Со свойственной Рудольфу Ивановичу скромностью он писал, что в его памяти «никаких штрихов на этот счет не имеется».

Эта теорема может быть полезна при различных расчетах, связанных с задачами магнитных измерений, магнитной дефектоскопии и т. п.



Хотя общая формулировка этой теоремы и некоторые применения ее опубликованы [1—3], однако общее доказательство на русском языке не публиковалось. Лишь позднее мне встретились интересные иностранные публикации [4—6].

Легко представить себе конкретные задачи, когда требуется найти потокоосцепление с заданной обмоткой (электрическим контуром), обусловленной намагниченным телом (см. рисунок). Такая задача возникает, например, при определении э. д. с., наводимой в обмотке изменением намагниченности тела [2, 3]; при определении изменения индуктивности обмотки, обусловленного внесением тела V , материал которого обладает проницаемостью μ ; при определении э. д. с., наводимой в обмотке движущимся намагниченным образцом, когда в нем появляется неоднородность.

Поставленная задача может быть решена путем прямого расчета магнитного поля тела V с последующим определением магнитного потока, сцепленного с заданным электрическим контуром. Последнее может быть выполнено непосредственно из расчета поля лишь в случае очень простой конфигурации контура (однослойная длинная обмотка, два параллельных провода и т. п.); в некоторых случаях расчет облегчается путем определения векторного потенциала намагниченного тела A_M и последующего вычисления линейного интеграла вдоль заданного контура ($\psi = \oint_k A_M dl$).

Существует, однако, другая возможность, основанная на принципе взаимности, при которой вычисляется на поле намагниченного тела, а напряженность магнитного поля контура тока в области, занятой намагниченным телом, в соответствии со следующей теоремой о магнитном потокоосцеплении.

Теорема

Магнитный поток, сцепленный с контуром K , или магнитное потокоосцепление ψ , обусловленное намагниченностью M какого-либо тела V , всегда может быть выражено интегралом

$$\psi = \frac{\mu_0}{i_k} \int_V H_k M dV, \quad (1)$$

где H_k — напряженность магнитного поля тока i_k контура k ; μ_0 — постоянная системы единиц (в системе СИ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м); V — объем, занятый телом с намагниченностью M . Разумеется, векторы H_k и M в общем случае суть функции координат.

Доказательство

Пусть элемент объема dV , выделенный в намагниченном теле, имеет вид цилиндра с плоскими основаниями dS , нормальными к M , так что $dS \parallel M$ и образующая $dl \parallel M$. При этом

$$dV = dl dS = dldS. \quad (2)$$

Магнитный момент рассматриваемого элемента dP можно представить эквивалентным контуром тока i , охватывающего площадку dS

$$dP = MdV = idS. \quad (3)$$

Из двух последних равенств следует, что

$$Mdl = i. \quad (4)$$

Магнитный поток $d\psi$ поля элементарного намагниченного объема, или эквивалентного ему контура тока i , поток, пронизывающий заданный макроскопический контур k , можно определить, пользуясь понятием взаимной индуктивности dL_M

$$d\psi = idL_M = MdldL_M. \quad (5)$$

Пользуясь принципом взаимности, определим коэффициент взаимной индуктивности dL_M , как пронизывающий площадку dS поток магнитного поля единичного тока, идущего по макроскопическому контуру k

$$dL_M = \mu_0 (H_k / i_k) dS \quad (6)$$

В последней формуле H_k есть вектор напряженности поля тока i_k макроскопического контура, определяемый для месторасположения площадки dS . Подставляя (6) в (5), находим, что

$$d\psi = \frac{\mu_0}{i_k} H_k M dldS = \frac{\mu_0}{i_k} H_k M dV. \quad (7)$$

Последнее преобразование первой части равенства выполнено на основании того, что по условию $M \parallel dS$ и что $dl \cdot dS = dV$.

После интегрирования по всему намагниченному объему приходим к выражению (1), справедливость которого и требовалось доказать.

Пример применения формулы (1)

Требуется определить увеличение индуктивности L длинного соленоида (см. рисунок), обусловленное внесением внутрь соленоида сферы радиуса R с проницаемостью μ . Влиянием вихревых токов можно пренебречь (сфера из феррита). Длина соленоида велика по сравнению с радиусом сферы, так что можно считать в пределах сферы поле тока в соленоиде постоянным; при достаточной длине соленоида это поле

$$H_k = i_k w_0 \quad (8)$$

и направлено параллельно оси соленоида (ω_0 число витков на единицу длины). По определению $L_k = \psi/i_k$ находим, что искомое приращение индуктивности

$$\Delta L = \Delta \psi / i_k. \quad (9)$$

Определяя поле внутри сферы, с учетом размагничивающего фактора $N=1/3$ находим $H = H_k - NM$ и $M = (\mu - 1) H$, откуда

$$M = (\mu - 1) H_k / [1 + N(\mu - 1)]. \quad (10)$$

Так как в рассматриваемых условиях $M \parallel H_k$, находим по формулам (1) и (9)

$$\Delta L = \frac{\mu_0}{i_k^2} \int_V \frac{(\mu - 1) H_k^2}{1 + N(\mu - 1)} dV = \mu_0 \omega_0^2 \frac{\mu - 1}{1 + N(\mu - 1)} V, \quad (11)$$

где $V = 4\pi R^3/3$.

Замечу, что этот простой результат очень не просто получить другим путем, например, исходя из того, что полная энергия поля

$$W = W' + \Delta W = i^2 (L' + \Delta L)/2, \quad (12)$$

где W' и L' — энергия и индуктивность до внесения сферы.

Сопоставляя (11) и (12), легко найти, что

$$\Delta W = \mu_0 (i \omega_0)^2 \frac{\mu - 1}{1 + N(\mu - 1)} \cdot \frac{V}{2} = \mu_0 H_k M V / 2. \quad (13)$$

Однако этот результат нельзя считать тривиальным; придти к такому выражению ΔW (из интеграла плотности энергии по всему полю) можно только путем довольно сложных выкладок и приемов. Заметим, что в (13) H_k — это не поле внутри магнитной сферы, а только слагающая поля, обусловленная током в обмотке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физический энциклопедический словарь. Советская Энциклопедия, 1965, 4, 186.
2. Поливанов К. М., Родичев А. М. и Игнатченко В. А. ФММ, 1960, 9, 778.
3. Поливанов К. М., Фрумкин А. Л. В сб. Новые методы и аппаратура для испытания ферромагнитных материалов под ред. А. Д. Нестеренко. Труды Ин-тов Госкомитета стандартов, мер и измер. приборов при Совете Министров СССР, вып. 64 (124), Стандартгиз, 1962, стр. 278.
4. Brown F. Magnetostatic Principles in Ferromagnetism, edit. Wohlfarth E. P., Amsterdam, 1962. (Готовится русский перевод)
5. Brown F. Micromagnetics, New York-London, 1963. (Готовится русский перевод)
6. Mallinson J. J. Appl. Phys., 1966, 37, 4159.

К ВОПРОСУ О РОЛИ МАГНИТНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ СРЕДЫ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПОЛЯ СКРЫТОГО ДЕФЕКТА

А. Б. Сапожников, Н. В. Мирошин

В свете идей, развитых Р. И. Янусом [1], рассмотрены некоторые особенности формирования магнитного поля скрытых дефектов, обусловленные нелинейностью кривой намагничивания. Указаны причины, по которым появление объемных магнитных зарядов может привести к уменьшению поля дефекта (по сравнению с полем дефектов в среде с постоянной проницаемостью) при слабом намагничивании изделия и к увеличению этого поля при сильном намагничивании. Рассмотрены также нелинейные эффекты, не связанные с образованием объемных зарядов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1945 г. была опубликована фундаментальная работа Р. И. Януса [1], в которой впервые глубоко затрагивалась физика процесса формирования поля дефекта в ферромагнитном теле при намагничивании постоянным полем. В этой работе особое внимание обращается на роль объемных магнитных зарядов, возникающих вследствие нелинейной зависимости индукции от напряженности поля; на базе представления о знаках и поле этих зарядов объясняется ряд особенностей, характеризующих связь величины поля дефекта с магнитными свойствами тела и с напряженностью внешнего первичного поля.

Со времени выхода работы Р. И. Януса прошло более 20 лет; актуальность исследований по выявляемости скрытых дефектов за это время значительно возросла, однако сделано в направлении дальнейшего решения этой проблемы сравнительно немного. Это, в частности, можно заметить и в списке литературы, приведенном в диссертации Р. Е. Ершова — последнем известном нам обстоятельном исследовании по дефектоскопии скрытых пороков, направленном на увязку теории с опытом [2].

Цель настоящей заметки — подвести краткий итог тому, что известно о качественном и количественном изучении выявляемости скрытых дефектов, и тем самым повысить интерес специалистов к нелинейной дефектоскопии. Особенно важным моментом в этом вопросе является, по нашему мнению, развитие количественной стороны излагаемой Р. И. Янусом теории.

2. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ДЕФЕКТОСКОПИИ СКРЫТЫХ ПОЛОСТЕЙ

Говоря о нелинейных эффектах, мы всегда рассматриваем их «на фоне» достаточно хорошо известных картин, предсказываемых на базе линейных представлений. В связи с этим будет полезно провести крат-

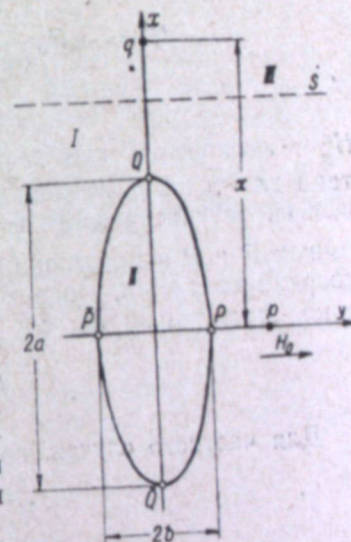


Рис. 1. Дефект в виде эллиптического цилиндра (II) в безграничном ферромагнетике (I) или в ферромагнетике, занимающем полупространство под прямой S.

кий перечень выводов линеаризированной теории дефектоскопии скрытых полостей. Теория эта основана на простейшем описании кривой намагничивания, в котором магнитная проницаемость вещества считается независимой от намагничивающего поля.

Объектом контроля будем считать безграничную среду (рис. 1) ¹ с проницаемостью $\mu_1 = \mu$. Дефект примем в виде воздушной полости II ($\mu_2 = 1$), имеющей форму бесконечно длинного цилиндра с эллиптическим профилем. Первичное однородное поле H_0 ориентируем вдоль малой оси $2a$ эллипса перпендикулярно к оси цилиндра.

Последовательно проведенный аналитический расчет приводит к следующим выражениям [3]:

$$H_q^x = H_0 \frac{(\mu - 1) \varepsilon}{(\varepsilon \mu + 1)(1 - \varepsilon)} \frac{s - \sqrt{s^2 - (1 - \varepsilon^2)}}{1 - \sqrt{s^2 - (1 - \varepsilon^2)}}. \quad (1)$$

Здесь H_q^d — компонента внешнего (в среде I) поля дефекта, параллельная H_0 и рассчитанная для точек q «экваториальной плоскости» (плоскости $y=0$). Параметр $\varepsilon=v/a$ будем называть «раскрытием дефекта»; $s=x/a$ — относительная координата точки наблюдения. Результирующее поле H_q в среде I, в экваториальной плоскости, равняется $H_0+H_q^d$. H_q имеет максимальные значения в точках Q и $\bar{Q}$ и монотонно убывает по мере удаления от них по любому направлению [3].

$$H_p^{\lambda} = -H_0 \frac{(\mu - 1) \varepsilon}{(\varepsilon \mu + 1)(1 - \varepsilon)} \frac{\sqrt{(f^2 + (1 - \varepsilon^2) - f)}}{\sqrt{f^2 + (1 - \varepsilon^2)}}. \quad (2)$$

H_p^A — компонента поля дефекта, также параллельная H_0 , но рассчитана для точек p , лежащих на линии «полюсов» $P - \bar{P}$. Соответствующее ей результирующее поле H_p равно $H_0 - |H_p^A|$. Оно минимально в точках P и $\bar{P}$ и монотонно нарастает по мере удаления от них, с ростом координаты $t = y/a$. Поле внутри полости дефекта однородно и направлено параллельно H_0 ; его напряженность:

$$H^{\text{em}} = H_0 \frac{\mu(1+e)}{1+e\mu} \quad (3)$$

Для частного случая, когда цилиндр круговой и $\varepsilon=1$, будем иметь:

$$H_q^{\pi} = H_0 \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \left(+ \frac{1}{s^2} \right); \quad (4)$$

$$H_p^A = H_0^A \frac{\mu-1}{\mu+1} \left(-\frac{1}{t^2} \right); \quad (5)$$

$$H^{\text{em}} = H_0 \frac{2\mu}{\mu + 1} \quad (6)$$

Соотношения (1) — (6), как уже сказано, относятся к случаю, когда тело, вмещающее дефект, безгранично. Случай, более близкий к реальности, представляет полупространство с плоской границей S , над которой находится немагнитная среда III; будем считать экваториальную плоскость дефекта перпендикулярной к S , а первичное поле H_0 параллельным последней (рис. 1).

При чтении дальнейшего текста, до формулы (6), на пункт r с индексом S и на обозначение «III» не нужно обращать внимания.

Применяя метод отображений [4], мы найдем в случае полупространства следующие основные выражения для характеристики поля дефекта в форме кругового цилиндра:

$$H_i^n = H_0 \frac{2\mu}{\mu + 1} \left(\frac{a}{x} \right)^2 \approx 2H_0 \left(\frac{a}{x} \right)^2, \quad (7)$$

где H_t^A — значение тангенциальной составляющей поля над границей S в экваториальной плоскости; x — расстояние точки наблюдения до оси дефекта.

$$H_n^{\lambda} = H_0 \frac{2\mu}{\mu + 1} 0,65 \left(\frac{a}{x} \right)^2 \simeq 2H_0 \cdot 0,65 \left(\frac{a}{x} \right)^2. \quad (8)$$

Здесь $\pm H_n^A$ — наибольшие («пиковые») значения нормальной составляющей поля дефекта в среде III над границей S.

$$d = \frac{2}{\sqrt{3}}x, \quad (9)$$

d — расстояние между точками, соответствующими наибольшим значениям $\pm H_n^*$.

$$D = 2x; \quad (10)$$

D — расстояние между точками перехода через нуль тангенциальной составляющей поля дефекта над плоскостью S . Формулы (9) — (10) позволяют по измеренным значениям d и D судить о глубине залегания дефекта.

При построении выражений (7) — (10) не учитывалось влияние магнитных зарядов поверхности раздела S на процесс поляризации вещества тела в районе дефекта [5].

Соотношения (1) — (10) могут иметь место в области начальной части кривой намагничивания, а также, приближенно, на подъеме последней, если только при этом окажется возможной линеаризация кривой за счет усреднения ее наклона. Соотношения (1) — (10) должны полностью оправдываться в задачах, где магнитное поле заменено электрическим, а магнитное полупространство — диэлектриком или проводящей средой.

Из (1) — (10) можно сделать ряд выводов, которые доступны опытной проверке. Именно:

1. Поле дефекта пропорционально напряженности H_0 первичного поля.

2. Поле дефекта в форме эллиптического цилиндра зависит как от раскрытия дефекта ε , так и от магнитных свойств μ вмещающей его среды. В области очень малых раскрытий эта зависимость носит почти линейный характер. Однако для кругового цилиндра (когда $\varepsilon=1$) поле дефекта оказывается почти независимым от магнитных свойств вещества тела, если только $\mu \gg 1$, что имеет место всегда.

3. Внешнее поле кругового цилиндрического дефекта пропорционально квадрату радиуса последнего и обратно пропорционально квадрату глубины залегания дефекта x под поверхностью S полупространства.

4. Поле внутри цилиндрического дефекта с эллиптическим профилем однородно. В случае кругового цилиндра оно совершенно не зависит от радиуса дефекта и почти не зависит от магнитных свойств вмещающей среды.

3. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ БЕЗ УЧЕТА ОБЪЕМНЫХ ЗАРЯДОВ

Нелинейный характер кривой намагничивания $B=f(H)$ (мы пренебрегаем гистерезисом) приводит к двум эффектам. Первый и, казалось бы, основной эффект, это — очевидное ограничение роста поля дефекта при неограниченном увеличении первичного поля H_0 . Вторым эффектом является возникновение объемных магнитных зарядов и их добавочных полей.

Рассмотрим вопрос о поле дефекта при условии, что объемные заряды не учитываются. Возможны два случая, когда неучет объемных зарядов вполне законен по причине их отсутствия. Первый — это уже рассмотренная выше линейная задача, соответствующая области очень малых значений поля H_0 , когда $d\mu/dH=0$. Второй случай отвечает другой крайности: первичное поле H_0 настолько велико, что все ферромагнитное тело, включая и области его, прилежащие к дефекту, доведены до насыщения, и вектор намагниченности I всюду направлен параллельно H_0 (то есть поле дефекта во много раз меньше, чем H_0). Используя применительно к этому последнему случаю ход рассуждений С. В. Вонсовского [6], найдем следующие выражения для касательных H_q^A компонент поля дефекта в экваториальной плоскости:

$$H_q^A = 2\pi I_s \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \cdot \frac{s - \sqrt{s^2 - (1-\epsilon^2)}}{\sqrt{s^2 - (1-\epsilon^2)}} \quad (11)$$

— для эллиптического цилиндра, и

$$H_q^A = 2\pi I_s \left(\frac{a}{X}\right) \quad (12)$$

— для цилиндра кругового.

Вмещающим дефект телом является в рассматриваемой задаче безгравитная среда с намагниченностью насыщения I_s . Из (11) — (12) видно, что в данном крайнем случае поле дефекта пропорционально его раскрытию ϵ и величине I_s ; здесь налицо четко выраженная зависимость поля дефекта от магнитных свойств тела.

Обратимся к промежуточному случаю, когда первичное поле H_0 может принимать любое значение в пределах существования достаточно заметной зависимости μ от H . Теперь возникновение объемных зарядов неизбежно. Мы рискуем, однако, пока пренебречь этими зарядами, рассматривая их как вторичный эффект. Не вдаваясь в оценку допускаемой ошибки, можно думать, что ряд выводов работы [7], построенных при этом допущении, будет достаточно правильно (во всяком случае, с качественной стороны) отражать истинную картину зависимости поля дефекта от параметров a , ϵ и I_s . Будем исходить из картины, представленной на рис. 1, полагая дефект в виде немагнитного сжатого эллиптического цилиндра. Допуская, что поле внутри цилиндра сохраняется однородным и в условиях нелинейного намагничивания внешней среды (см. [8]), мы вправе ожидать, что плотность σ магнитных зарядов на поверхности дефекта будет пропорциональна косинусу угла между нормалью к этой поверхности и направлением вектора $\vec{H}$ первичного однородного поля. Положим далее, что кривая намагничивания $B=f(H)$ среды I задана в виде графика.

При сделанных выше допущениях нетрудно построить систему двух уравнений, определяющих два неизвестных: σ_0 — значение плотности поверхностных зарядов на «полюсе» дефекта P и $\bar{P}$, и $\bar{H} = H_P^{\text{вс}}$ — напряженность результирующего поля в среде I , также в полюсе P . Разность $H_P^A = \bar{H} - H_0$ дает, очевидно, величину поля дефекта в точке P ; зависимость H_P^A от H_0 будет в какой-то мере определять характер зависимости поля дефекта от H_0 и в других точках среды I .

Указанная выше система уравнений выглядит так:

$$\sigma_0 = \frac{1}{4\pi} [B(\bar{H}) - \bar{H}], \quad (13)$$

$$\sigma_0 \frac{2\epsilon}{1+\epsilon} = \frac{1}{2\pi} (H_0 - \bar{H}). \quad (14)$$

Исключив из (9) — (10) величину σ_0 , получим

$$H_0 - \bar{H} = \frac{\epsilon}{1+\epsilon} [B(\bar{H}) - \bar{H}]. \quad (15)$$

Графическое решение этого уравнения относительно $\bar{H}$ приведено в [7]. Используя соответствующее построение, легко сделать ряд выводов, которые, по крайней мере с качественной стороны, кажутся довольно убедительными:

1. Поле дефекта, вообще говоря, сильно зависит от величины его раскрытия.

2. У дефектов с малым раскрытием зависимость между величиной поля дефекта и напряженностью первичного поля H_0 должна изображаться кривой, близкой по характеру к кривой намагничивания вещества изделия.

3. В связи с этим можно ожидать, что поле дефекта с малым раскрытием перестает возрастать после того, как первичное поле перейдет значение, при котором начинается крутой спад кривой намагничивания.

4. Поле дефекта с большим раскрытием (объемного), в частности, дефекта с круговым профилем, должно отображать в основном начальную часть кривой намагничивания и, следовательно, линейно нарастать с увеличением H_0 в области не слишком высоких значений H_0 .

5. В разнородных по своим магнитным свойствам материалах одинаковым значениям индукции будут соответствовать и одинаковые поля дефектов.

6. Зависимость поля дефекта от магнитных свойств среды (тела) слабо выражена в области малых первичных полей H_0 ; она становится все более заметной при подходе к верхнему загибу кривой намагничивания. При весьма высоких значениях H_0 поле дефекта практически пропорционально I_s .

Количественная и качественная сторона приведенных выводов допускает экспериментальную проверку, если считать возможным распространить эти выводы на полупространство как на объект для исследований.

4. ОБЪЕМНЫЕ ЗАРЯДЫ И ИХ ВОЗМОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ НА ВЫЯВЛЯЕМОСТЬ СКРЫТЫХ ДЕФЕКТОВ

Получение количественных представлений о той роли, которую играют объемные магнитные заряды в процессе формирования поля дефекта, сопряжено с большими математическими трудностями. Последовательный аналитический подход к задаче о расчете поля дефекта в нелинейной среде был предпринят в работах [8], [2, 9]. В работе [8] рассмотрен случай малой нелинейности и использован метод последовательных приближений. Расчеты позволили установить картину распределения зарядов вблизи круглого цилиндрического дефекта и привели к заключению об увеличении поля дефекта за счет этих зарядов. Второе исследование [2] относится к случаю, когда ферромагнетик близок к насыщению; анализ выполнен с применением некоторых искусственных приемов. Роль объемных зарядов при этом специально не выделялась; можно, однако, думать, что она в рассматриваемом случае невелика.

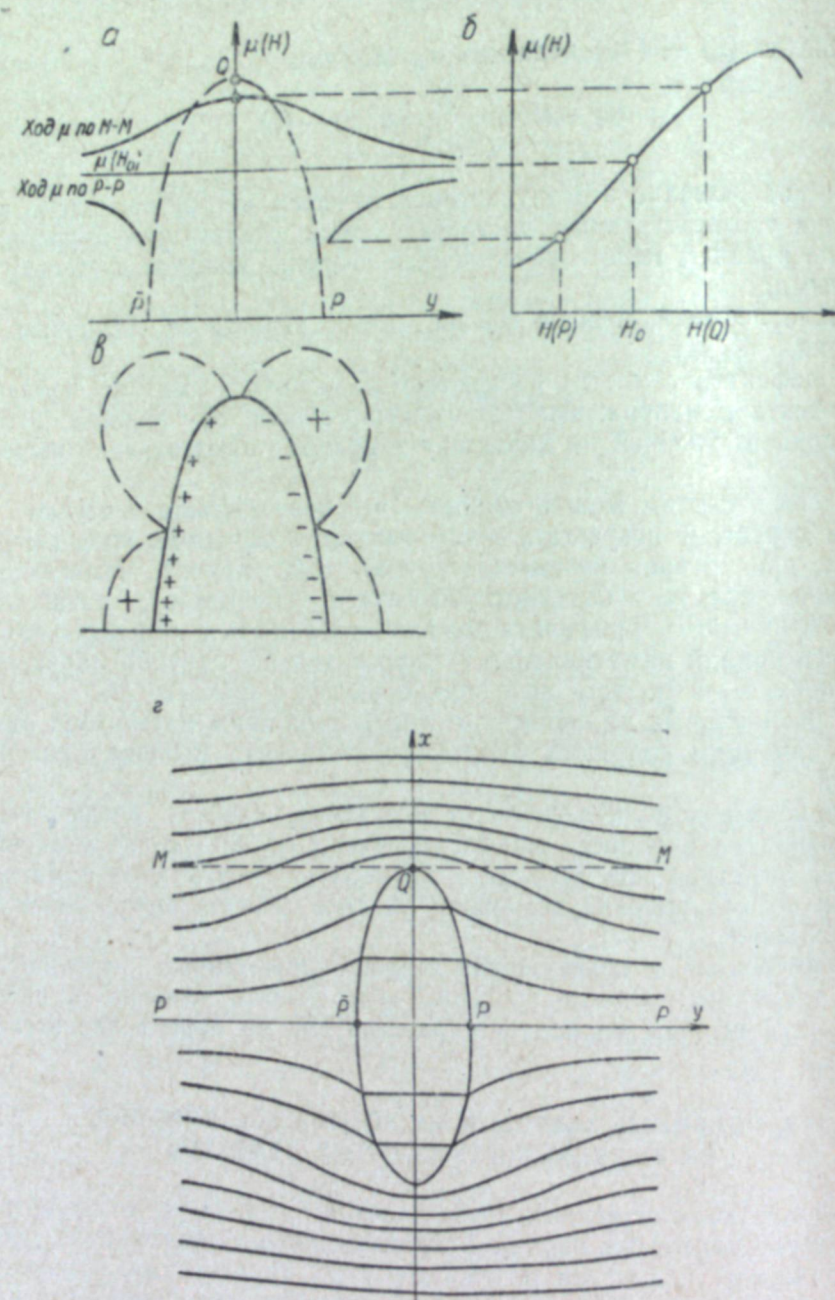


Рис. 2. а — зависимость магнитной проницаемости вдоль прямых MM и PP в случае, когда проницаемость повсюду меньше максимальной; б — соответствующий ход проницаемости с полем; в — соответствующие полярности объемных зарядов; г — распределение индукции вблизи дефекта (качественно).

Весьма подробное качественное представление о влиянии объемных зарядов на особенности образования поля дефекта дал Р. И. Янус [1]. Янус исходит из положения, что неоднородное поле дефекта превращает магнитно-нелинейную среду в окрестностях этого дефекта в среду магнитно-неоднородную с меняющейся от точки к точке проницаемостью. Дальнейшие выводы он развивает на двух наиболее типичных случаях А и В.

Случай А имеет место в области слабых полей H_0 , когда наиболее высокое значение напряженности поля $H(Q)$ в среде I, имеющее место на экваторе дефекта в точках $Q, \bar{Q}$, оказывается меньше, нежели $H_{\max}$ — поле, соответствующее максимальному значению магнитной проницаемости среды I.

Полям $H(Q) > H_0 > H(P)$ будут отвечать монотонно нарастающие значения μ , расположенные на подъеме кривой $\mu(H)$. Распределение объемных магнитных зарядов, возникающих вследствие различия значений магнитной проницаемости в разных точках материала изделия, качественно можно представить путем следующих простых оценок.

Распределение магнитной индукции в окрестностях дефекта схематически представлено на рис. 2г. Из рисунка видно, что на оси y (прямая $P-P$) поле и индукция убывают по мере приближения к дефекту, а на прямой $M-M$, проведенной через точку Q параллельно оси y , поле и индукция возрастают при таком же перемещении. На рис. 2а сплошные кривые показывают соответствующие изменения проницаемости вдоль прямых $P-P$ и $M-M$ для случая, когда проницаемость зависит от поля по закону, изображенному на рис. 2б. Вдоль прямой $P-P$ проницаемость убывает, а вдоль $M-M$ — возрастает по мере приближения к дефекту.

Если мысленно провести около полюса P (или $\bar{P}$) систему бесконечно близких поверхностей ω , приблизительно параллельных контуру дефекта, то в указанных выше условиях вне любой такой поверхности (то есть в области, более удаленной от дефекта) будет находиться элемент среды с лучшей поляризуемостью, чем слева. При этом на поверхности ω_k окажутся нескомпенсированные связанные (в диполи) магнитные заряды. Распределение последних будет носить, очевидно, объемный (пространственный) характер. Легко видеть, что полярность возникших таким образом объемных зарядов будет та же, что и полярность поверхностных зарядов на границе дефекта. Дефект как бы «пророс» внутрь среды I, «раздавшись» в направлении H_0 .

В окрестностях плоскости экватора дефекта будет наблюдаться картина, обратная только что описанной: там магнитные свойства элементов среды повышаются по мере приближения к дефекту. Возникающие при этом объемные заряды будут иметь полярность, обратную той, какую имеют поверхностные заряды на границах дефекта, и поле последних имеет в области экватора окажется частично ослабленным. Дефект как бы «сократится» по контуру экватора и удалится от границы изделия, параллельной H_0 . Выявляемость его на этой поверхности должна понизиться.

Примерная картина распределения объемных зарядов в случае А схематически показана на рис. 2в. Нулевые точки связаны со сменой полярности зарядов.

Второй случай (В) будет иметь место при высоких значениях H_0 , когда наименьшее поле в среде I, то есть поле $H(P)$ у полюсов P и $\bar{P}$, окажется больше, чем $H_{\max}$. Теперь точки магнитной проницаемости, соответствующие значениям $H(P)$, H_0 и $H(Q)$, расположатся на падающем участке кривой $\mu(H)$. Рассуждения, аналогичные предыдущим, показывают, что в рассматриваемом случае (именно ему соответствуют расчеты в статье [8]) знаки объемных зарядов в приполярных участках среды I

будут обратны знакам поверхностных зарядов. Полярность объемных зарядов в области экватора будет, наоборот, одинаковой с полярностью поверхностных. Дефект теперь как бы «сжимается» вдоль оси PP и расширяется в плоскости экватора, «прорастая» в сторону поверхности S изделия. Выявляемость его должна за счет этого возрасти. Кроме случаев A и B , возможен промежуточный случай C , когда $H(p) < H_{\max}$, но H_0 и $H(Q)$ остаются выше, чем $H_{\max}$. При этом объемные заряды должны иметь всюду один знак с поверхностными; можно думать, что выявляемость дефекта в этих условиях будет наивысшей.

Пытаясь несколько развить мысль Р. И. Януса, мы хотели бы обратить внимание на возможную роль поверхности изделия, которая в рассуждениях Р. И. Януса, связанных с объемными зарядами, не фигурирует. В качестве объекта контроля будем рассматривать полупространство I (над которым находится немагнитная среда III) с круглым цилиндрическим дефектом, который мы заменим эквивалентным диполем NS (рис. 3).

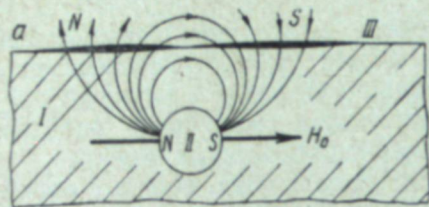


Рис. 3. I — поле дефекта и полярности созданных этим полем поверхностных зарядов; II — поле одних лишь поверхностных зарядов.

Формирование поля дефекта над поверхностью Σ «изделия» можно в первом приближении разделить на ряд последовательных этапов.

Первый этап. Однородное поле H_0 проникает в среду I , поляризует ее и формирует диполь — дефект NS (рис. 3а).

Второй этап. Поле диполя-дефекта проникает через границу Σ и при этом поляризует последнюю,

образуя на ней поверхностные заряды $\bar{N} - \bar{S}$. Эти заряды становятся источниками собственного поля; структура последнего симметрична относительно Σ (рис. 3б).

Третий этап. Поле поверхностных зарядов, обращенное в сторону среды III , складывается в последней с полем дефекта и усиливает внешнее «проявление» дефекта. В условиях $\mu = \text{const} \gg 1$ это усиление практически сводится к удвоению (см. (11) — (12)).

Поле поверхностных зарядов, обращенное в сторону среды I , проникнув в область дефекта, осуществляет дополнительную поляризацию последнего и приводит к усилению момента диполя [5]. Если этим дополнительным эффектом пренебречь, то весь процесс поляризации стенок дефекта и границы Σ можно считать на этом этапе законченным.

Напряженность поля внутри среды I около границы Σ будет также удвоена по сравнению с той, которая имела бы место в безграничной среде; эффект этот, однако, в случае $\mu = \text{const}$ никаких последствий не вызывает. В случае нелинейной среды удвоение поля под поверхностью раздела должно привести к появлению добавочных объемных зарядов в окрестности точек, наиболее удаленных от дефекта и наиболее близких к дефектоскопу. Отмеченное обстоятельство может привести к дополнительному усилению выявляемости дефекта.

Здесь следует заметить, что удвоение поля за счет поверхности раздела является эффектом линейного характера. При наличии нелинейности условия поляризации границ могут существенно измениться. Так, в случае, описанном в § 3, когда вектор I , почти невозможно отклонить от направления H_0 , поляризации поверхности раздела полем дефекта практически не будет (проницаемость среды I приближается к единице). По-

ле дефекта над поверхностью Σ в этом случае не будет отличаться от поля в безграничной среде.

В заключение наших качественных рассуждений о роли объемных зарядов можно поставить вопрос о возможности существования поля H_0 , при котором поле дефекта максимально. Количественную сторону эффекта усиления за счет поверхности Σ можно было бы получить, рассматривая аналитически задачу о поле диполя с заданным моментом в нелинейном полупространстве.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальный материал по выявляемости скрытых дефектов довольно обширен, однако опытных данных, полученных в условиях, позволяющих сравнивать эксперимент с расчетом, сравнительно немного. Это обстоятельство объясняется, видимо, тем, что создать требуемые «чистые» условия отнюдь не просто. Ниже приводятся данные опытов в относительно «чистой» обстановке.

Р. И. Янус [1] исследовал поле от кругового цилиндрического дефекта в стальном бруске — приближенной модели полупространства. Опыт показал расхождение с линейной теорией, причем опытные данные превышали расчетные в несколько раз, иногда — почти на порядок.

Р. Е. Ершов [2, 9], экспериментируя в основном с искусственными дефектами и в достаточно «чистой» обстановке, получил более удовлетворительное соответствие между опытом и предлагаемой им методикой расчета.

В исследованиях [10, 11], проведенных сотрудниками СФТИ на моделях полупространства с круглыми цилиндрическими дефектами, выяснилась картина сравнительно очень медленного нарастания поля дефекта до значений первичного поля H_0 , соответствующих примерно месту наиболее крутого загибания кривой намагничивания. Затем наступает резкое нарастание поля дефекта с почти линейной зависимостью от H_0 ; здесь опытные данные превышают расчетные (линейные) в 8—10 раз. В дальнейшем подъем кривых поля дефекта замедляется и при H_0 порядка 1000 э почти прекращается [11]. На участках линейного подъема кривых поля дефекта последнее оказывается приблизительно пропорциональным квадрату радиуса дефекта. Анализ топографии поля дефекта довольно убедительно указывает на кажущееся приближение дефекта к поверхности полупространства.

Поле внутри полости исследованных круглых цилиндрических дефектов оказалось в соответствии с линейными расчетами сравнительно слабо зависящим от диаметра полости; по величине оно превышало расчетное значение примерно в два раза.

Опыты, проведенные с дефектами, имевшими малое раскрытие, в частности, исследования выявляемости трещин усталости в рельсах, показали, что в этих случаях зависимость поля дефекта от H_0 очень близка по характеру к кривой намагничивания [12, 13].

Отметим, наконец, результаты опытов по выявляемости круглых цилиндрических дефектов в длинных тороидальных образцах (трубках) из материалов, резко отличных по своим магнитным свойствам: из мягкой стали и чугуна. Вопреки выводам линейной теории, поле дефекта над стальным образцом оказалось значительно выше, чем над чугунным [14].

Изложенный экспериментальный материал находится в достаточно удовлетворительном качественном соответствии с выводами теории, развитой без учета объемных зарядов; в то же время он косвенно указывает на большую, отнюдь не добавочную, роль этих зарядов в образовании поля дефекта. Об этом говорит резкое расхождение коли-

качественной стороны расчетов с данными опыта, а также объяснимость этих расхождений с точки зрения соображений Р. И. Януса.

В заключение приведем опытные материалы [15], непосредственно показывающие наличие в приэкваториальной зоне дефекта «очагов» образования объемных зарядов — локальных магнитных неоднородностей, возникших как результат магнитной нелинейности среды. Сущность опыта состоит в том, что скрытый дефект в ферромагнитной пластине или цилиндре, совершенно не выявляющийся индукционным методом на переменных полях звуковой частоты, тотчас четко обнаруживается, если на объект исследования дополнительно наложить постоянное поле. Дефект обнаруживается по методу «двойного поля» на значительных глубинах (5 мм и более) и на частотах порядка 2000 гц; эти условия исключают предположение, что роль постоянного поля сводится к увеличению глубины проникновения переменного поля в изделие.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Опытный материал, характеризующий выявляемость скрытых дефектов в «чистых» условиях, недостаточен как в количественном, так и в качественном отношении. Этот материал должен быть значительно расширен, углублен и улучшен в методическом отношении.

2. Представляется полезным с большей тщательностью проследить выявляемость скрытых дефектов в широком диапазоне первичных полей — до полей весьма сильных. Возможно, что обнаружатся экстремальные эффекты, связанные с объемными зарядами.

3. Определенную ценность представляют эксперименты на макромоделях с использованием для обнаружения магнитно-нелинейных неоднородностей методики, предлагаемой в [16].

4. Следует продолжить аналитические расчеты выявляемости простейших дефектов в нелинейной среде, используя возможности машинной техники.

5. Имело бы смысл поставить ряд идеализированных задач с заданными источниками первичного поля (типа задач, рассмотренных Г. А. Гринбергом [4]) в магнитно-нелинейной среде (безграничном пространстве, полупространстве, пластине).

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И. ЖТФ, 1945, 15, вып. 1, 2, 3; Труды ИФМ УФАИ, вып. 7, 1948, стр. 23.
2. Ершов Р. Е. Канд. диссертация, Красноярск, 1960.
3. Сапожников А. Б. Труды СФТИ при ТГУ им. В. В. Куйбышева, вып. 26, 1948, стр. 175.
4. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, Глава XIII, 1948, М.—Л., Изд. АН СССР.
5. Сапожников А. Б. и Мирошин Н. В. Доклады научно-технической конференции, посвященной Дню радио, Томск, 1964, изд. ТГУ, стр. 145.
6. Вонсовский С. В. ЖТФ, 1938, 8, 1453.
7. Сапожников А. Б. Труды СФТИ при ТГУ, вып. 26, 1948, стр. 183.
8. Сапожников А. Б. Труды СФТИ при ТГУ, вып. 30, 1950, стр. 207.
9. Ершов Р. Е. Изв. вузов, 1961, № 2, 13.
10. Сапожников А. Б. и Макаревич Е. Д. Труды СФТИ при ТГУ, вып. 24, 1947, стр. 240.
11. Сапожников А. Б. Докт. диссертация, Томск, 1951.
12. Сапожников А. Б. Труды СФТИ при ТГУ, вып. 26, 1948, стр. 189.
13. Сычева Т. М. и Сапожников А. Б. Труды СФТИ при ТГУ, вып. 28, 1949, стр. 385.
14. Левашкин Г., Мирошин Н., Стельмашенко В. и Стельмашенко М. Труды СФТИ при ТГУ, вып. 32, 1953, стр. 241.
15. Мирошин Н. В. Изв. вузов, Физика, 1960, № 4, 139.
16. Мирошин Н. В. Изв. вузов, Физика, 1963, № 1, 160.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ОТ ВЕЛИЧИНЫ ПЕРЕМЕННОЙ И ПОСТОЯННОЙ ИНДУКЦИИ

М. Д. Авраменко, Н. А. Баранова, Я. С. Шур

В статье приводятся результаты измерений электромагнитных потерь для магнитострикционных материалов никеля, сплавов пермендюр и никоси при одновременном наложении постоянного и переменного полей различной величины. Показано, что электромагнитные потери примерно квадратично зависят от амплитуды переменной индукции; характер зависимости различен для разных материалов.

Одной из важных динамических характеристик магнитострикционных материалов являются их электромагнитные потери, величина которых, при прочих равных условиях, определяет КПД электромеханических магнитострикционных преобразователей. Магнитострикционные преобразователи, как правило, работают в условиях одновременного наложения постоянного (подмагничивающего) поля и переменного поля различной величины. Поэтому при расчете параметров электро-механических преобразователей и выборе материала для их изготовления необходимо знать зависимость электромагнитных потерь различных магнитострикционных материалов от частоты и амплитуды переменной индукции и величины постоянной (подмагничивающей) индукции.

Имеющиеся в литературе данные о динамических характеристиках мягких магнитных материалов весьма немногочисленны и относятся, в основном, к слабым полям и малым индукциям [1—3]. О свойствах магнитострикционных материалов при повышенных переменных индукциях имеются только отрывочные данные [4—8], полученные с помощью разных методик на случайных образцах, неаттестованных электростатическим магнитным свойствам. Относительно зависимости электромагнитных потерь магнитострикционных материалов от постоянной индукции практически нет опубликованных данных. Все это в значительной степени затрудняет расчет устройств, работающих в переменных полях.

Целью настоящей работы являлось получение в широком диапазоне частот систематических данных об электромагнитных потерях некоторых магнитострикционных материалах (никеле, сплавах пермендюр и никоси [9]) при одновременном наложении постоянного и переменного полей различной величины и установление общих закономерностей о связи электромагнитных потерь со статическими свойствами материала.

ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для исследования были выбраны следующие магнитострикционные материалы: никель марки НП-2 (99,9% Ni), сплав пермендюр — 50 КФ2 (50% Co, 2% V, ост. Fe) и сплав никоси (4% Co, 1,5% Si, ост. Ni). Лента всех исследуемых материалов имела толщину 0,1 мм.

Исследуемые образцы имели форму колец с внешним диаметром 42 мм и внутренним — 28 мм, высота набора колец составляла 4,5 мм. После штамповки кольца подвергались отжигу в вакууме: никель и сплав никоси при температуре 1000°С в течение 2 ч, сплав пермендюр — при 800°С в течение 3 ч. После такой обработки образцы имели статические магнитные свойства (табл. 1).

Для проведения измерений набор колец, изолированных друг от друга конденсаторной бумагой, помещался в специальный плексигласовый каркас, на который на-

Таблица 1
Статические магнитные характеристики исследуемых образцов

Материал	Индукция насыщения B_s , гс	Остаточн. индукция B_r , гс	Коэрцитив. сила H_c , э	Нач. прониц. μ_0 , гс/э	Максим. прониц. $\mu_{\max}$, гс/э	Удельн. электр. сопр., ρ мком.см
Никель НР-2	6100	2630	0,9	240	1250	6,8
Пермэндюр К50Ф2	24000	16000	1,4	520	5600	22
Никоси	6200	1630	0,25	1100	3300	18,6

носились две обмотки по 60 витков провода ПЭВ-2 диаметром 0,6 мм. Одна обмотка использовалась для подмагничивания образца постоянным полем, другая — переменным различной частоты.

Измерение электромагнитных потерь проводилось мостовым методом [10] по первым гармоникам индукции и напряженности поля в диапазоне частот 500—12 000 гц.

Благодаря наличию на входе моста измерительной схемы настроенного контура и малой величине активного сопротивления в возбуждающей цепи образца при измерениях до весьма высоких индукций ($\sim 0,8 B_s$), обеспечивался определенный режим намагничивания, необходимый для поддержания синусоидальной формы кривой магнитной индукции. Сопротивление потерь определялось из обычных условий равновесия моста, сбалансированного на основной частоте.

По величинам сопротивления в сердечнике, измеренным на переменном токе, рассчитывались полные электромагнитные потери, при этом учитывалась мощность потерь от высших гармоник тока.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измерение электромагнитных потерь для всех исследуемых материалов было проведено на частотах 500, 1000, 4000, 8000 и 12 000 гц при различных значениях переменных (от $B_{1M} = 100$ гс до $B_{1M} = 0,65 B_s$) и постоянных индукций (от $B_- = 0$ до $B_- = 0,8 B_s$).

Таблица 2

Удельные электромагнитные потери P (вт/кг) исследуемых материалов

f , гц	B_{1M} , гс B_- , гс	Никель			Никоси			Пермэндюр			
		100	1000	4000	100	1000	4000	100	1000	10000	15000
1000	0	0,020	2,15	22,44	0,0052	0,72	7,0	0,0032	1,15	54,0	91
	100	0,020	2,53	25,10	0,0055	0,76	6,3	0,0042	1,06	58,0	96
	1000	0,022	2,80	26,40	0,0043	0,89	8,5	0,0038	1,03	56,0	105
	4000	0,042	5,00	48,20	0,0036	1,03	16,2	—	—	—	—
	10000	—	—	—	—	—	—	0,0042	1,03	82,0	137
	15000	—	—	—	—	—	—	0,0041	1,03	98,0	160
4000	0	0,13	14,4	123	0,045	5,4	42	0,024	6,0	217	451
	100	0,13	15,5	122	0,043	5,6	46	0,025	5,8	260	382
	1000	0,16	18,8	161	0,037	4,8	48	0,027	5,8	240	429
	4000	0,31	35,0	—	0,050	8,9	92	—	—	—	—
	10000	—	—	—	—	—	—	0,037	7,7	330	675
	15000	—	—	—	—	—	—	0,039	8,3	376	662
8000	0	0,40	37,4	323	0,14	16,2	128	0,068	11,3	563	—
	100	0,46	42,3	331	0,15	16,8	133	0,067	11,7	592	—
	1000	0,48	47,8	327	0,14	15,3	132	0,070	11,5	610	—
	4000	0,82	85,7	—	0,17	24,8	180	—	—	—	—
	10000	—	—	—	—	—	—	0,087	12,5	745	—
	15000	—	—	—	—	—	—	0,092	14,0	836	—
12000	0	0,97	91,0	—	0,33	34,2	207	0,165	20,8	—	—
	100	1,01	92,0	—	0,28	30,5	178	0,158	20,3	—	—
	1000	1,05	97,0	—	0,23	22,6	204	0,166	20,6	—	—
	4000	1,52	—	—	0,42	43,3	404	—	—	—	—
	10000	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

В табл. 2 приводятся некоторые результаты измерений удельных электромагнитных потерь, полученные на разных материалах при равных амплитудах переменных индукций и при одинаковых, а также оптимальных значениях постоянных индукций.

За оптимальную величину постоянной индукции принята индукция, при которой в данном материале коэффициент магнитомеханической связи имеет максимальное значение и наблюдаются наилучшие

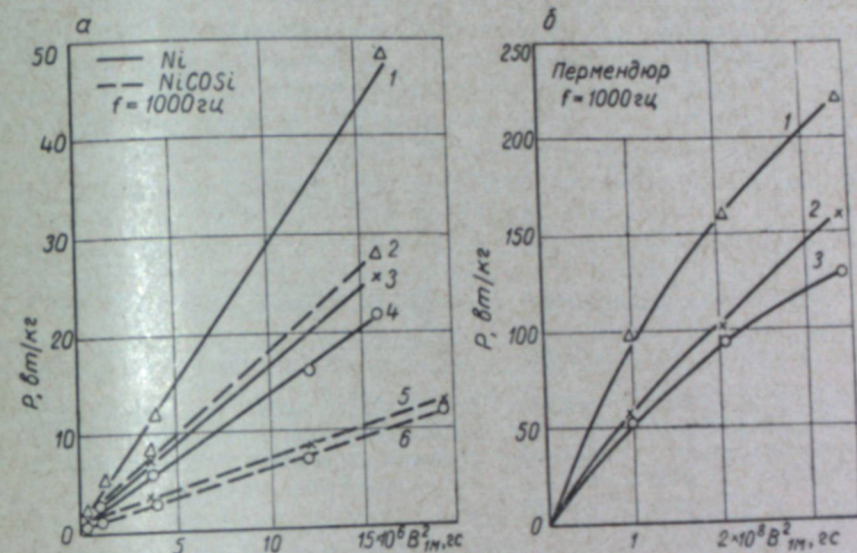


Рис. 1. Зависимость электромагнитных потерь от квадрата амплитуды переменной индукции на частоте 1000 гц:
а — никель и сплав никоси ($B_- = 1 - 3500$, $2 - 3500$, $3 - 1000$, $4 - 0$, $5 - 1000$, $6 - 0$ гс); б — сплав пермэндюр ($B_- = 1 - 15000$, $2 - 1000$, $3 - 0$ гс).

эксплуатационные параметры магнитоэлектрического преобразователя. Величина оптимальной индукции для различных материалов составляет $\sim 0,65 B_s$.

На рис. 1 приведена зависимость потерь на частоте 1000 гц от квадрата амплитуды переменной индукции. Различные кривые получены при разных величинах постоянной индукции.

Из приведенных результатов видно, что для каждого из материалов наблюдается примерно квадратичная зависимость удельных электромагнитных потерь от амплитуды переменной индукции. Аналогичная зависимость имеет место и на других частотах (см. табл. 2).

Проведем сравнение удельных электромагнитных потерь различных материалов. Из таблицы видно, что в сплаве никоси при любых постоянных и переменных индукциях удельные потери в 3—4 раза меньше, чем в никеле. Это объясняется тем, что в сплаве никоси в 2 раза выше удельное электросопротивление и коэрцитивная сила также меньше вихревые токи. Остаточная индукция и коэрцитивная сила также меньше, вследствие чего значительно меньше потери на гистерезис. Из табл. 2 следует, что при одинаковых величинах постоянной и переменной индукции сплавы никоси и пермэндюр имеют примерно одинаковые удельные электромагнитные потери.

Рассмотрим зависимость электромагнитных потерь от величины постоянной (подмагничивающей) индукции в образце. На рис. 2 и 3 для всех исследуемых материалов приведена зависимость удельных электромагнитных потерь от относительной величины постоянной индукции на частоте 1000 гц при переменной индукции 100 и 1000 гс.

Из рисунков видно, что потери в никеле с ростом постоянной индукции возрастают; в сплаве никоси при малых переменных индукциях

($B_{1M} \sim 100$ гс) потери уменьшаются, а при больших индукциях ($B_{1M} \sim 1000$ гс) — сначала уменьшаются, затем возрастают.

В сплаве пермендюр электромагнитные потери при $B_{1M} \sim 1000$ —3000 гс не зависят от постоянной индукции и только при переменных

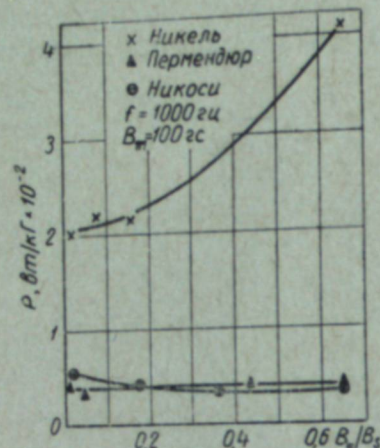


Рис. 2. Зависимость электромагнитных потерь от относительной величины постоянной индукции на частоте 1000 гц, при переменной индукции 100 гс.

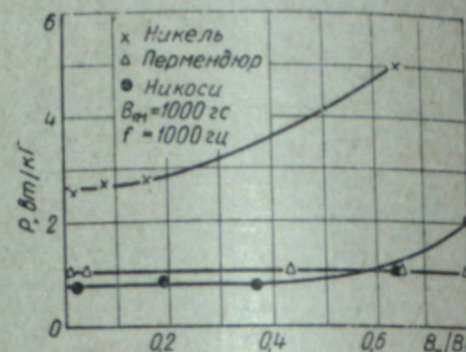


Рис. 3. Зависимость электромагнитных потерь от относительной величины постоянной индукции на частоте 1000 гц, при переменной индукции 1000 гс.

индукциях 10 000 гс и выше потери возрастают с увеличением постоянной индукции, что видно из рис. 4.

Наблюдаемые закономерности можно объяснить следующим образом. Как известно, электромагнитные потери в ферромагнетике скла-

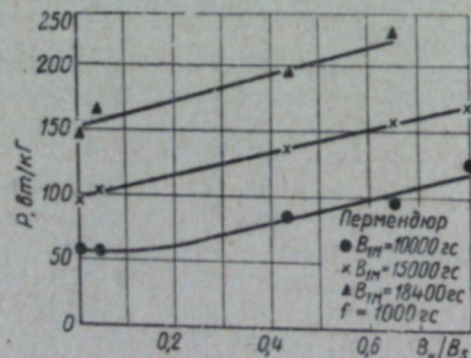


Рис. 4. Зависимость электромагнитных потерь в сплаве пермендюр от относительной величины постоянной индукции при переменных индукциях 10 000, 15 000 и 18 400 гс на частоте 1000 гц.

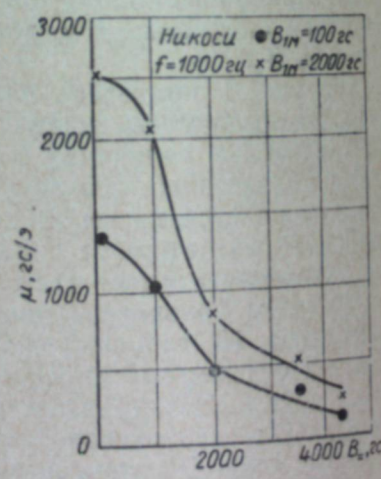


Рис. 5. Зависимость динамической проницаемости от постоянной индукции для сплава никоси на частоте 1000 гц при переменных индукциях 100 и 2000 гс.

дываются, в основном, из потерь на магнитный гистерезис и потерь на вихревые токи. Потери на гистерезис с ростом (до некоторых значений) постоянной индукции при неизменной величине переменной индукции, как правило, возрастают.

Потери на вихревые токи в общем виде пропорциональны динамической магнитной проницаемости, которая с увеличением постоянной индукции уменьшается для всех материалов и частот. Для примера на рис. 5 приведена зависимость от постоянной индукции динамической проницаемости сплава никоси, измеренной на частоте 1000 гц при переменной индукции 100 и 2000 гс. Таким образом, суммарные электромагнитные потери зависят от двух величин, одна из которых убывает, а другая возрастает с увеличением постоянной индукции. В зависимости от соотношения этих величин наблюдается различный характер зависимости суммарных потерь от постоянной индукции. Можно предполагать, что рост потерь в никеле связан с тем, что для него определяющим фактором являются потери на магнитный гистерезис, так как он имеет относительно большие величины H_c и B_r , а потери на вихревые токи в исследуемой области частот относительно невелики из-за малой величины переменной проницаемости.

В сплаве никоси при малых переменных индукциях ($B_{1M} \sim 100$ гс) преобладают потери на вихревые токи, т. к. проницаемость его велика, а гистерезисные потери малы из-за малости коэрцитивной силы и остаточной индукции. Поэтому общие электромагнитные потери в никоси падают с увеличением постоянной индукции. При больших переменных и постоянных индукциях, когда проницаемость значительно уменьшается, наблюдается увеличение суммарных потерь с постоянной индукцией, в основном, за счет увеличения гистерезисных потерь.

В сплаве пермендюр до переменных индукций ~ 3000 гс увеличение потерь на гистерезис компенсируется уменьшением потерь на вихревые токи и только при больших переменных индукциях (~ 10000 гс), когда уменьшается проницаемость, а площадь петли гистерезиса резко возрастает, наблюдается рост суммарных потерь с увеличением подмагничивания.

ВЫВОДЫ

1. Суммарные электромагнитные потери примерно квадратично зависят от амплитуды переменной индукции.
2. Характер зависимости суммарных потерь от величины постоянной индукции различен для разных материалов, зависит от амплитуды переменной индукции и определяется соотношением потерь на магнитный гистерезис и на вихревые токи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бозорт Р. Ферромагнетизм, М., ИИЛ, 1956.
2. Пильщиков А. И. Сб. Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, М., Изд. АН СССР, 1946.
3. Sanz A. G. Electr. Engineering, 1946, 4, 177.
4. Нейман Л. Р. Поверхностный эффект в ферромагнитных телах, М., Госэнергоиздат, 1949.
5. Бессонов Л. А. Электрические цепи со сталью, М., Госэнергоиздат, 1948.
6. Гурвич Е. И. Прецизионные сплавы, М., Металлургиздат, 1956.
7. Чернышева Н. Г., Чечурин Е. Н. Сб. Исследования в области магнитных измерений. Труды ин-та Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, вып. 43 (103). М.—Л., Стандартгиз, 1960.
8. Чечурин Е. Н. Сб. Исследования в области магнитных измерений. Труды ин-та Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, вып. 43 (103). М.—Л., Стандартгиз, 1960.
9. Шур Я. С., Баранова Н. А., Майков В. Г. Авторское свидетельство № 135223 от 31.1.1961. Бюллетень изобретений, 1961, № 2.
10. Нестеренко А. Д. Основы расчета электроизмерительных схем уравновешивания, изд. 2, АН УССР, 1960.

К РАСЧЕТУ ИНДИКАТОРНОЙ ЦЕПИ ФЕРРОЗОНДА С СИММЕТРИЧНЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Л. А. Фридман, В. П. Табачник

Исследована схема с симметричными нелинейными электрическими сопротивлениями (СНЭС), используемая для селективного выделения полезного сигнала в феррозондах, когда измеряемая э. д. с. и вспомогательное напряжение имеют форму прямоугольных знакопеременных импульсов. Сравнение расчетных данных с экспериментальными показывает, что полученные аналитические выражения можно использовать для приближенной оценки чувствительности схемы, содержащей индуктивность и активное сопротивление, часть которого индуктирована емкостью.

Для селективного выделения полезного сигнала феррозонда в некоторых приборах используются симметричные нелинейные электрические сопротивления (СНЭС) [1, 2]. Как известно, величина этой э. д. с. пропорциональна числу витков индикаторной обмотки, а частота — вдвое больше частоты источника возбуждения. Если можно пренебречь индуктивностью индикаторной обмотки, то и чувствительность индикаторной схемы (величина постоянной составляющей тока I) так же пропорциональна числу витков. Однако при некотором числе витков $n_{\text{опт}}$ чувствительность достигает максимального значения и при дальнейшем увеличении витков наблюдается снижение чувствительности из-за больших значений индуктивности индикаторной обмотки. В [3] рассмотрено влияние этой индуктивности для случая, когда к ней подключены последовательно СНЭС и активное сопротивление.

Часто в схемах со СНЭС измерительный прибор шунтируют достаточной величины емкостью, чтобы через прибор проходила только постоянная составляющая тока индикаторной цепи; переменная же часть проходит через емкость. Влияние индуктивности, последовательно соединенной с таким прибором, на чувствительность схемы при синусоидальной форме вспомогательного и измеряемого напряжений рассмотрено в [4]. Однако широкое распространение получили схемы со СНЭС, где эти напряжения имеют форму знакопеременных импульсов.

В настоящей работе исследуется влияние индуктивности на чувствительность индикаторной цепи, в которой часть активного сопротивления шунтирована емкостью. Приводятся формулы для приближенной оценки оптимального числа витков и чувствительности схемы, когда вспомогательное напряжение и измеряемая э. д. с. имеют форму прямоугольных знакопеременных импульсов.

ТЕОРИЯ

Схема индикаторной цепи для рассматриваемого случая представлена на рис. 1а, где L и r_0 — соответственно индуктивность и активное сопротивление индикаторной обмотки, а r_x — дополнительное сопротивление.

Вспомогательное напряжение U_k состоит из знакопеременных прямоугольных импульсов с амплитудой $\hat{U}_k$, продолжительностью t_0 и периодом T (частота f) (рис. 1б).

Э. д. с. четных гармоник e также состоит из знакопеременных импульсов продолжительностью t_0 , но период этой э. д. с. в два раза меньше периода вспомогательного напряжения, а амплитуда $\hat{e}$ значительно меньше $\hat{U}_k$.

Как известно, для эффективной работы схемы вспомогательное напряжение должно быть определенным образом сдвинуто относительно

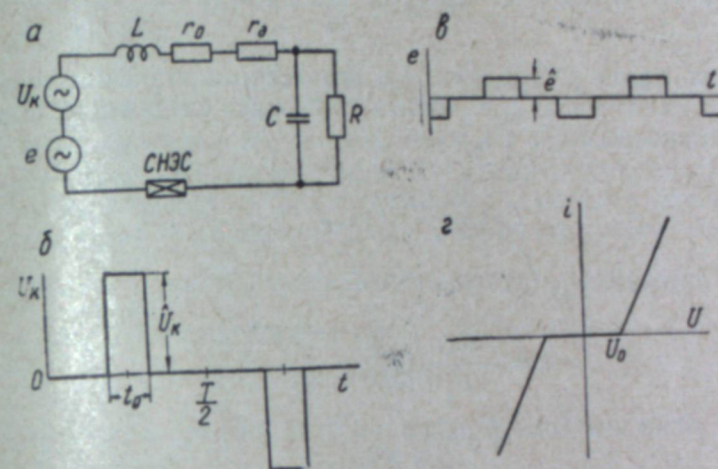


Рис. 1. Индикаторная цепь:

а — схема индикаторной цепи; б — вспомогательное напряжение U_k ; в — выпрямленное напряжение e ; г — вольт-амперная характеристика СНЭС.

но э. д. с. четных гармоник (рис. 1б, в); при этом происходит однопериодное выпрямление последней.

На рис. 1г показана вольт-амперная характеристика СНЭС. При $|U| < |U_0|$ сопротивление его равно бесконечности, а при $|U| > |U_0|$

дифференциальное сопротивление равно r_x . Полагаем, что $e \ll U_0$.

Для упрощения расчетов считаем, что $RC \gg T$, и поэтому можно пренебречь переменной составляющей на емкости, а также пренебрегаем действием вторичных ампервитков на феррозонд. Указанные выше допущения позволяют нам провести исследования в следующей последовательности. Вначале, пренебрегая величиной e , определить время отпирания СНЭС t_{01} . Затем, с учетом этого времени, найти постоянную составляющую тока по однопериодной схеме выпрямления, показанной на рис. 2, где постоянная составляющая напряжения на емкости $U_c = IR$, а B — выпрямитель с сопротивлением r_x .

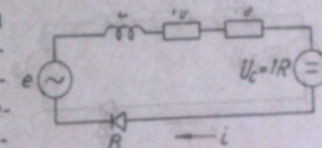


Рис. 2. Эквивалентная схема выпрямления в индикаторной цепи.

Из условия, что при $t = t_{01}$ напряжение на СНЭС равно U_0 , найдем

$$t_{01} = \frac{L}{r} \ln \left[\frac{\hat{U}_k}{U_0} \left(e^{\frac{r_0}{L}} - 1 \right) + 1 \right], \quad (1)$$

где $r = r_0 + r_x + r_x$. Заметим, что t_{01} должно быть меньше четверти периода, чтобы запереть индикаторную цепь до момента нарастания э. д. с. противоположной полярности. Поэтому предельными значениями будут

$$t_0 < t_{01} < T/4. \quad (2)$$

Из (1) и (2) можно найти предельное значение амплитуды вспомогательного напряжения

$$\hat{U}_{k, \text{пр}} < U_0 \left(e^{\frac{rT}{4L}} - 1 \right) \left(e^{\frac{rt_0}{L}} - 1 \right)^{-1}.$$

При больших значениях L/r ($L/r > 2,5T$) получим

$$\hat{U}_{k, \text{пр}} < \frac{U_0 T}{4t_0}. \quad (3)$$

Расчет по схеме рис. 2 дает для мгновенного значения тока i , обусловленного наличием э. д. с. четных гармоник, следующие выражения:

а) в интервале $0 \leq t \leq t_0$

$$i = \frac{\hat{e} - IR}{r} \left(1 - e^{-\frac{rt}{L}} \right);$$

б) а в интервале $t_0 \leq t \leq t_{01}$

$$i = \frac{\hat{e} - IR}{r} \left(e^{\frac{rt_0}{L}} - 1 \right) e^{-\frac{rt}{L}}.$$

Среднее значение тока I равно

$$I = \frac{2}{T} \frac{\hat{e} - IR}{r} \left[\int_0^{t_0} \left(1 - e^{-\frac{rt}{L}} \right) dt + \int_{t_0}^{t_{01}} \left(e^{\frac{rt_0}{L}} - 1 \right) e^{-\frac{rt}{L}} dt \right].$$

Отсюда, с учетом уравнения (1), найдем

$$I = \hat{e} \left(R + \frac{rT}{2t_0} y \right)^{-1}, \quad (4)$$

где

$$y = 1 + \frac{L}{rt_0} \left\{ \frac{\hat{U}_k}{U_0} - \left[\frac{L}{rt_0} - \left(e^{\frac{rt_0}{L}} - 1 \right)^{-1} \right] \right\}^{-1}.$$

Можно заметить, что выражение в квадратных скобках равно нулю при $L/r=0$ и стремится к значению 0,5 при бесконечном возрастании L/r . Обычно $\hat{U}_k > 2U_0$. Поэтому приближенно можно считать

$$y \approx 1 + \frac{U_0 L}{\hat{U}_k r t_0}. \quad (5)$$

Тогда выражение (4) получает более простой вид

$$I = \hat{e} \left(R + \frac{rT}{2t_0} + \frac{LTU_0}{2t_0^2 \hat{U}_k} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что при

$$R + \frac{rT}{2t_0} \gg \frac{LTU_0}{2t_0^2 \hat{U}_k}$$

можно пренебречь влиянием индуктивности на чувствительность прибора.

Учитывая, что среднее значение э. д. с. E прямоугольного импульса при двухполупериодном выпрямлении e равно

$$E = \frac{4t_0}{T} \hat{e},$$

уравнение (6) можно написать так:

$$I = \frac{E}{2} \left(\frac{2t_0}{T} R + r + \frac{U_0 L}{\hat{U}_k t_0} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Как известно, для феррозонда, который находится в постоянном магнитном поле H_0 ,

$$E = 8SnfH_0(\hat{\mu}_T - \check{\mu}_T),$$

где $\hat{\mu}_T$ и $\check{\mu}_T$ — соответственно максимальная и минимальная дифференциальные проницаемости тела; а S — площадь поперечного сечения сердечника феррозонда. В частности, когда значения проницаемости формы сердечника m , максимальной дифференциальной проницаемости вещества μ и минимальной дифференциальной проницаемости вещества $\check{\mu}$ определяются неравенством $\check{\mu} \ll m \ll \hat{\mu}$, то

$$E \approx 8SnfmH_0. \quad (8)$$

Особого рассмотрения требует случай, когда кроме основного вспомогательного пика U_{k1} имеется еще другой — U_{k2} меньше первого. Это имеет место, например, когда вспомогательное напряжение получается за счет некоторого различия в кривых перемагничивания материала сердечников или за счет шунтирования половины обмотки возбуждения (рис. 3).

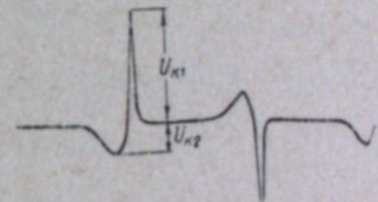


Рис. 3. Осциллограмма э. д. с. индикаторной обмотки.

Очевидно, что для эффективной работы схемы должно соблюдаться неравенство $U_{k2} < U_0 < U_{k1}$. Следовательно, предельные значения для $U_0/\hat{U}_k = U_0/U_{k1}$ будут

$$\frac{U_{k2}}{U_{k1}} < \frac{U_0}{\hat{U}_k} < 1.$$

Если подставить в уравнение (7) вместо отношения $U_0/\hat{U}_k$ одно из его предельных значений U_{k2}/U_{k1} , то мы получим максимальное значение I

$$I = \frac{E}{2} \left(\frac{2t_0}{T} R + r + \frac{U_{k2} L}{U_{k1} t_0} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Постоянная составляющая тока рассматриваемой цепи, протекая по индикаторной обмотке феррозонда, подмагничивает сердечники и тем самым увеличивает значение этого тока. Величина его определяется из равенства

$$I_1 = \frac{4Snf(\hat{\mu}_T - \check{\mu}_T) \left(H_0 + \frac{I_1 n}{l} \right)}{\frac{2t_0}{T} R + r + \frac{U_0 L}{\hat{U}_k t_0}}.$$

Отсюда, используя (7), найдем

$$I_1 = \frac{I}{1 - \beta}, \quad (10)$$

где l — длина сердечника феррозонда;

$$\beta = \frac{4Sn^2}{l} (\mu_T - \mu_r) \left[\frac{2t_0}{T} R + r + \frac{U_0 L}{\hat{U}_{k0}} \right]^{-1}. \quad (11)$$

Учитывая приближенный характер полученного уравнения, можно полагать, что при $\beta < 0,25$

$$I_1 \approx I, \quad (12)$$

то есть не учитывать подмагничивающее действие тока I .

Рассмотрим применение (7) для двух частных случаев.

1. Допустим, что активное сопротивление обмотки пропорционально числу витков, индуктивность пропорциональна квадрату числа витков ($L = An^2$) и соблюдается условие (12). Тогда из (7) можно найти оптимальное число витков, при котором постоянная составляющая тока имеет максимальное значение,

$$n_{\text{опт}} \approx \sqrt{\frac{\hat{U}_{k0} t_0}{U_0 A} \left(\frac{2t_0}{T} R + r + r_x \right)}. \quad (13)$$

2. Из (7) можно определить оптимальное значение величины сопротивления

$$R_{\text{опт}} = \frac{T}{2t_0} \left(r + \frac{U_0 L}{\hat{U}_{k0}} \right)$$

и соответствующую ему мощность

$$P_{\text{опт}} \approx \frac{E^2 T}{32t_0} \left(r + \frac{U_0 L}{\hat{U}_{k0}} \right)^{-1}.$$

ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 4 дана схема измерительной цепи феррозонда рамочного типа [3], помещенного в постоянное магнитное поле $H_0 = 0,17$ а/см. Рамка сделана из пластинки трансформаторного железа толщиной 0,35 мм, поперечное сечение каждого сердечника $S = 0,07$ см², длина $l = 10$ см. Проницаемость формы рамки $5,6 \cdot 10^{-4}$ гн/м (450 гс/э). Обмотка возбуждения подключена к источнику промышленной

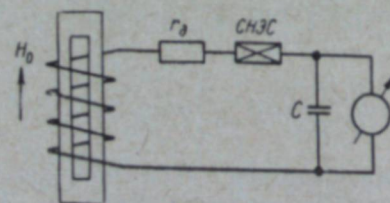


Рис. 4. Схема измерительной цепи феррозонда.

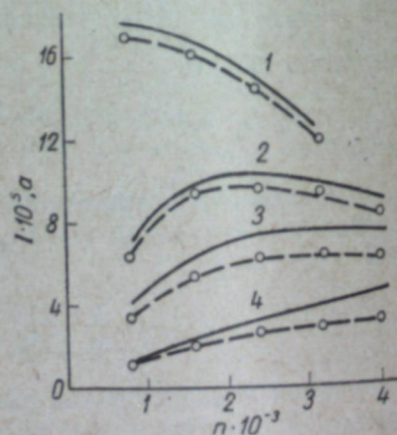


Рис. 5. Зависимость тока от числа витков индикаторной обмотки при $H_0 = 0,17$ а/см и различных сопротивлениях:

1 — $r_d = 0$ и $R = 500$; 2 — $r_d = 100$ и $R = 100$; 3 — $r_d = 200$ и $R = 500$; 4 — $r_d = 500$ и $R = 5000$ ом.
Сплошные кривые — расчетные, пунктирные — экспериментальные.

частоты. Шунтированием одной из половинок обмотки возбуждения можно получить необходимую величину вспомогательного пика на-пряжения.

В качестве СНЭС были использованы стабилитроны Д813, соединенные параллельно-встречно; дифференциальное сопротивление $r_s \approx 3$ ом.

Измерения были проведены при $r_d = 0 \div 500$ ом и $R = 100 \div 5000$ ом. При каждом измерении подбиралась оптимальная величина емкости. Оказалось, что при этом $RC \approx T$. Экспериментальные кривые показаны на рис. 5 пунктиром, расчетные данные — сплошными линиями. Они вычислены по формуле (9), так как соблюдено условие (12). Необходимые для этого значения $t_0 = 0,4$ мсек и $U_{k1}/U_{k2} = 4$ определены по осциллограмме э. д. с. (рис. 3). Индуктивность обмотки была определена по формуле

$$L \approx \frac{Sn^2 m}{l},$$

а среднее значение э. д. с. по формуле (8).

Сравнение экспериментальных кривых с расчетными показывает, что последними можно пользоваться для оценки чувствительности схемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Заводская лаборатория, 1955, 21, № 10, 1193.
2. Михеев М. Н., Сури Г. В., Томилов Г. С. Заводская лаборатория, 1960, № 11, 1306.
3. Фридман Л. А., Табачник В. П. Труды ИФМ АН СССР, вып. 24, 1965, стр. 92.
4. Розенблат М. А. Автоматика и телемеханика, 1954, 15, № 4, 336.

К РАСЧЕТУ МАГНИТНЫХ МОДУЛЯТОРОВ, РАБОТАЮЩИХ С АКТИВНОЙ НАГРУЗКОЙ В ЦЕПИ УПРАВЛЕНИЯ

Ю. Ф. Пономарев

Проведен анализ работы магнитных модуляторов с выходом на основной частоте методами гармонического анализа цепей с переменными параметрами. Получены приближенные, но очень простые выражения для выходного напряжения и дана оценка их погрешности. Приведенные в работе графики до предела упрощают расчет оптимального активного сопротивления нагрузки и максимального, соответствующего этому сопротивлению, выходного напряжения. Справедливость расчетов подтверждается экспериментом.

Обычно магнитные модуляторы работают в режиме заданного тока управления, когда изменение величины нагрузки для переменной составляющей тока обмотки не влияет на величину постоянного тока управления. Однако для практики представляют интерес такие схемы магнитных модуляторов, когда и постоянный ток управления, и переменный ток нагрузки проходят через одно и то же сопротивление нагрузки R_1 [1, 2 и др.]. В этом случае цепь управления работает в режиме заданной постоянной э. д. с. E_0 и принимается, что внутреннее сопротивление источника постоянного управляющего сигнала входит в сопротивление R_1 .

Как известно, при достаточно слабых токах в обмотке управления потокоцепление Ψ является линейной функцией тока i : $\Psi = Li$, где L — индуктивность обмотки управления. В данной статье рассматривается

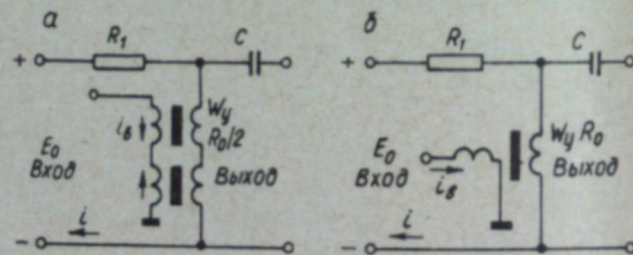


Рис. 1.

работа представленных на рис. 1 магнитных модуляторов, когда индуктивность обмотки управления под действием тока возбуждения i_s скачкообразно изменяется между своими крайними значениями $L_{\max}$ и $L_{\min}$ (рис. 2а).

Такая зависимость имеет место при аналитических расчетах балансных магнитных модуляторов типа четных гармоник с параллельными полями, когда кривую перемагничивания аппроксимируют обычно используемой кусочно-линейной функцией, состоящей из трех линейных участков [3 и др.], или когда поле возбуждения имеет вид либо прямоугольных односторонних импульсов (рис. 2б), либо двусторонних прямоугольных импульсов (рис. 2г). В последних двух случаях имеем соответственно магнитный модулятор с выходом на основной частоте [2] и магнитный модулятор с выходом на четных гармониках, независимо от формы кривой перемагничивания сердечников и от того, являются ли они балансными модуляторами с параллельными по-

лями (рис. 1а) или модуляторами с взаимно перпендикулярными полями (рис. 1б). Во всех этих случаях процессы, происходящие в цепи управления, оказываются идентичными¹.

Выражение для выходного напряжения указанных магнитных модуляторов в случае, когда $L_{\min} = 0$, можно получить из расчетов, проведенных в [2] методом переходных характеристик в предположении, что индуктивность обмотки управления скачкообразно изменяется от нулевого значения до $L_{\max}$, а через полпериода поля возбуждения (рис. 2б) за короткий промежуток времени изменяется по линейному закону от $L_{\max}$ до нуля. Аналогичным методом в [4] проведен расчет выходного напряжения для случая скачкообразного изменения индуктивности при $L_{\min} \neq 0$ (рис. 2а, б). Однако использовать результаты этих расчетов для определения, например, оптимальной величины сопротивления нагрузки затруднительно, так как при этом получаются весьма громоздкие трансцендентные уравнения.

В данной статье анализ работы магнитных модуляторов проведен методом разложения на гармоники зависящих от времени параметров цепи. Ранее этот метод был использован для расчета магнитных модуляторов типа четных гармоник [5]. В результате анализа, проведенного с учетом лишь одной гармоники переменной составляющей тока в цепи управления, получены выражения и графики, позволяющие провести простой расчет оптимальной активной нагрузки в цепи управления магнитных модуляторов, а также амплитуды и фазы любой нечетной гармоники выходного напряжения. Дана оценка влияния неучтенных гармоник тока в цепи управления и номера гармоники на величину выходного напряжения.

Вывод выражений для тока обмотки управления. Рассмотрим магнитный модулятор в общем виде, безотносительно к тому, является ли он модулятором с взаимно перпендикулярными полями или балансным модулятором с параллельными полями, имеет ли он выход на основной частоте или на четных гармониках. Предположим лишь, что мгновенные значения тока в обмотке управления достаточно малы, то есть не выходят из области линейности функции преобразования. В этом случае магнитный модулятор можно рассматривать как катушку индуктивности, магнитная проницаемость сердечников которой по отношению к полю обмотки управления является периодической функцией времени [2—5 и др.]. Последнюю представим в виде ряда Фурье:

$$\mu(t) = \frac{dB_y}{dH_y} = \mu_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (\mu_{m\cos} \cos m\omega t + \mu_{msin} \sin m\omega t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{\mu}_m e^{im\omega t} \quad (1)$$

¹ Отличие между различными типами магнитных модуляторов для рассматриваемых вопросов будет заключаться лишь в том, что проницаемость dB_y/dH_y сердечников, величина которой определяет индуктивность обмотки управления, будет иметь различный физический смысл. В частном случае для магнитных модуляторов с параллельными полями при перемагничивании в поле совпадает с дифференциальной кривой перемагничивания эта проницаемость точно совпадает с дифференциальной кривой перемагничивания dB_y/dH_y по кривой перемагничивания. Для модуляторов магнитной проницаемостью dB_y/dH_y по кривой перемагничивания такой точной интерпретации нет, и только при с взаимно перпендикулярными полями такой точной интерпретации нет, и только при расчетах по усредненным безгистерезисным кривым перемагничивания имеет место равенство $dB_y/dH_y = B_y/H_y$. Здесь H_y , B_y и H_x , B_x — мгновенные значения полей и индукций управления и возбуждения.

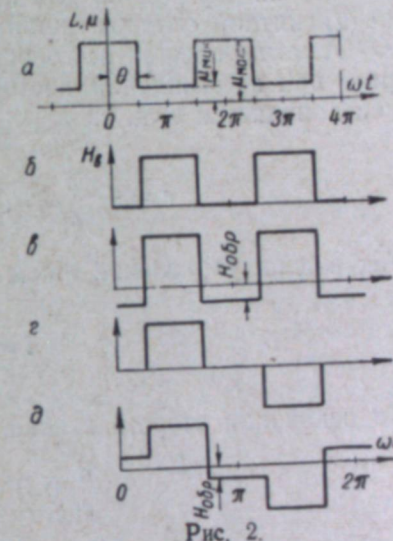


Рис. 2.

и будем называть магнитной модуляторной проницаемостью. Здесь ω — круговая частота первой гармоники кривой μ от t , $\dot{\mu}_{\pm m} = \frac{1}{2}(\dot{\mu}_{ma} \mp j\dot{\mu}_{mb})$. Круговая частота поля возбуждения для модулятора с выходом на основной частоте равна ω , для модулятора с выходом на четных гармониках — $\omega/2$.

Индуктивность обмотки управления вследствие (1) будет иметь вид

$$L = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{L}_m e^{jm\omega t} = \frac{W_y^2 S}{l} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{\mu}_m e^{jm\omega t}, \quad (2)$$

где W_y — число витков обмотки управления; S — площадь поперечного сечения сердечника для потока управления; l — эквивалентная длина магнитной силовой линии потока управления².

Отметим прежде всего основное свойство магнитного модулятора — при прохождении постоянного тока через обмотку управления в ней появляется э. д. с.

$$e = -\frac{d}{dt}(LI_0) = -jI_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} m\omega \dot{L}_m e^{jm\omega t}. \quad (3)$$

Ток в цепи управления ищем в виде

$$i = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \dot{i}_q e^{jq\omega t}. \quad (4)$$

На основании второго закона Кирхгофа для цепи управления имеем

$$\frac{d}{dt}(Li) + (R_1 + R_0)i = E_0. \quad (5)$$

Подставляя (2) и (4) в (5) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях e , получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений:

$$(R_1 + R_0 + jq\omega L_0)\dot{i}_q + \sum_{\substack{m, c=-\infty \\ m \neq 0, m+c=q}}^{\infty} jq\omega \dot{L}_m \dot{i}_c = \begin{cases} E_0 & \text{при } q=0 \\ 0 & \text{при } q \neq 0, \end{cases} \quad (6)$$

из которой могут быть определены амплитуды и фазы гармоник тока.

Не представляет затруднений обобщить систему уравнений (6) на случай любой комплексной линейной нагрузки при любом числе обмоток управления и измерительных обмоток [5].

Решение системы уравнений (6) может быть проведено методами вычислительной математики практически при любом числе учитываемых гармоник токов, но в аналитическом виде в общем случае не представляется возможным и может быть проведено только при допущениях ограничений.

Определим q -ю гармонику тока. Пренебрегая влиянием остальных гармоник тока, кроме нулевой, из (6) имеем:

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= E_0/(R_1 + R_0); \\ e_q &= E_{qa} \cos q\omega t + E_{qb} \sin q\omega t; \\ i_q &= I_{qa} \cos q\omega t + I_{qb} \sin q\omega t; \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

² Для балансных магнитных модуляторов с параллельными полями $S/2$ — площадь поперечного сечения сердечника одного полуэлемента, а при раздельных обмотках управления W_y и $R_0/2$ — число витков и сопротивление обмоток на каждом полуэлементе.

$$\left. \begin{aligned} I_{qa} &= \frac{1}{\Delta} \left[E_{qa} \left(R - \frac{1}{2} q\omega L_{2qa} \right) - E_{qb} \left(X_q - \frac{1}{2} q\omega L_{2qb} \right) \right]; \\ I_{qb} &= \frac{1}{\Delta} \left[E_{qb} \left(R + \frac{1}{2} q\omega L_{2qb} \right) + E_{qa} \left(X_q + \frac{1}{2} q\omega L_{2qa} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Здесь

$$\Delta = R^2 + X_q^2 - \frac{1}{4} (q\omega L_{2q})^2;$$

$$E_{qa} = -q\omega I_0 L_{qa}; \quad E_{qb} = q\omega I_0 L_{qb};$$

$$R = R_1 + R_0; \quad X_q = q\omega L_q.$$

Определение гармоник магнитной модуляторной проницаемости и э. д. с. Для рассматриваемого случая зависимость магнитной модуляторной проницаемости от времени имеет вид односторонних прямоугольных импульсов (рис. 2а) с глубиной модуляции

$$\delta = \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{\mu_{\max}}, \quad (9)$$

где $\mu_{\max}$ и $\mu_{\min}$ — максимальное и минимальное значения магнитной модуляторной проницаемости.

При определении гармоник магнитной модуляторной проницаемости за начальный момент времени выберем момент, соответствующий середине паузы поля возбуждения, а угол θ , при котором проницаемость скачком изменяется от максимального значения до минимального, положим сначала любым в пределах от 0 до π и назовем углом отсечки. При этом имеем:

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 &= \frac{\delta}{\pi} \mu_{\max} \theta + \mu_{\min}; \\ \mu_{qa} &= \frac{2\delta}{q\pi} \mu_{\max} \sin q\theta; \quad \mu_{qb} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

то есть ряд (1) содержит только косинусные члены.

Из (10) следует, что q -я гармоника имеет максимальные значения при q различных углах отсечки, определяемых из равенства

$$\theta = K\pi/2q,$$

где K — целые нечетные числа, удовлетворяющие условию $0 < K < 2q$.

Для представленного на рис. 2 случая, когда $\theta = \pi/2$, из (10) имеем:

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 &= \frac{1}{2} (\mu_{\max} + \mu_{\min}) = \left(1 - \frac{\delta}{2}\right) \mu_{\max}; \\ \mu_{qa} &= (-1)^{\frac{q-1}{2}} \cdot \frac{2\delta}{q\pi} \mu_{\max} \quad (\text{при } q \text{ нечетном}); \\ \mu_{qa} &= 0 \quad (\text{при } q \text{ четном}); \\ \mu_{qb} &= 0 \quad (\text{при любом } q). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

то есть ряды (1) и (2) будут содержать только нечетные гармоники. Из (2), (3) и (11) следует, что

$$e = \frac{d}{dt}(LI_0) = \frac{2\delta}{\pi} \omega L_{\max} I_0 \sum_{q=1}^{\infty} \sin q\omega t, \quad (12)$$

то есть амплитуды всех нечетных гармоник э. д. с. одинаковы, а четных — равны нулю³.

Поскольку амплитуды гармоник э. д. с. магнитных модуляторов тем больше, чем больше максимальное значение магнитной модуляторной проницаемости и чем больше ее глубина модуляции, желательно иметь такую форму волны поля возбуждения, при которой эти величины были бы наибольшими. Глубина модуляции увеличением амплитуды поля возбуждения может быть доведена до значения, близкого к единице, а максимальное значение магнитной модуляторной проницаемости может быть увеличено, особенно для магнитных модуляторов с параллельными полями с сердечниками из высокопроницаемых материалов, наложением обратного поля $H_{обр}$ (рис. 2а), мало отличающегося или равного по величине коэрцитивной силе материала сердечников. Для магнитных модуляторов типа четных гармоник форма волны поля возбуждения в этом случае имеет вид, представленный на рис. 2б⁴.

Определение оптимальной величины сопротивления нагрузки. Для определения оптимальной величины сопротивления в цепи управления найдем выражение q -й нечетной гармоники напряжения обмотки управления (рис. 1). Из (2), (7), (8) и (11) имеем:

$$\left. \begin{aligned} U_q &= I_q R_1 = U_{qa} \cos q \omega t + U_{qb} \sin q \omega t; \\ U_{qa} &= E_0 \frac{R_1}{R} \frac{2}{\pi} \omega (L_{макс} - L_{мин}) \frac{q \omega L_0}{R^2 + (q \omega L_0)^2}; \\ U_{qb} &= E_0 \frac{R_1}{R} \frac{2}{\pi} \omega (L_{макс} - L_{мин}) \frac{R}{R^2 + (q \omega L_0)^2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Амплитудное значение q -й нечетной гармоники

$$U_q = \sqrt{U_{qa}^2 + U_{qb}^2} = E_0 \frac{R_1}{R} \frac{2}{\pi} \omega (L_{макс} - L_{мин}) \frac{1}{\sqrt{R^2 + (q \omega L_0)^2}} = E_0 \frac{4}{q \pi} \frac{\delta}{2 - \delta} A, \quad (14)$$

где $A = Qy/(1+y) \sqrt{(1+y)^2 + Q^2}$; $y = R_1/R_0$; $Q = q \omega L_0/R_0$ — добротность обмотки управления на q -й гармонике.

Определим оптимальное значение сопротивления R_1 при заданной добротности обмотки управления и глубине модуляции δ , то есть оптимальное значение коэффициента y , при котором коэффициент A в выражении (14), а следовательно, и выходное напряжение, имеют наибольшие значения. Приравняв нулю первую производную коэффициента A по y , получаем уравнение

$$y^3 + y^2 - y - 1 = Q^2, \quad (15)$$

³ Иногда амплитуды гармоник ряда (1) отождествляют с мгновенными значениями соответствующих гармоник, что неверно, так как последние могут иметь разные знаки. Например, в [6] чувствительность феррозондов к магнитному полю по средневыпрямленному значению выходной э. д. с. полагается пропорциональной сумме амплитуд всех гармоник э. д. с. В рассматриваемом нами случае это приводит к бесконечной чувствительности. Однако в [7] показано, что она пропорциональна разности максимального и минимального значений проницаемости сердечников и не может принимать бесконечных значений.

⁴ Как показал опыт, для достижения максимальной возможной чувствительности феррозондов вполне достаточно иметь форму волны поля возбуждения, представленную на рис. 2а. Она может быть получена с помощью последовательного инвертора на электронных лампах или транзисторах, управляемых двумя электронными ключами [8], обеспечивающими весьма высокую стабильность угла отсечки θ , и может найти широкое применение для возбуждения феррозондов с умеренным нижним порогом чувствительности, например для феррозондов, используемых в дефектоскопии. Преимуществом ее является ничтожное изменение чувствительности феррозондов при изменении амплитуды поля возбуждения в весьма широких пределах.

из которого для каждого значения Q можно определить $y_{опт}$. Анализ показал, что уравнение (15) имеет один действительный корень.

Чтобы каждый раз при определении $R_{1опт}$ не решать уравнение (15), на рис. 3 представлены зависимости от добротности Q обмотки управления: кривая 1 — десятичного логарифма оптимального значения отношения $R_{1опт}/R_0$; кривая 2 — отношения $R_{1опт}/q \omega L_0$; кривая 3 — отношения $(R_{1опт} + R_0)/q \omega L_0$; кривая 4 — максимального значения коэффициента A .

Таким образом, задавшись значениями $\mu_{макс}$ и $\mu_{мин}$, добротностью обмотки управления на q -й гармонике и одной из величин R_0 или $q \omega L_0$, можно из выражения (14) и рис. 3 определить оптимальную величину сопротивления R_1 , максимальное значение q -й нечетной гармоники выходного напряжения и получающуюся при этом добротность

$$Q_{цз} = \frac{q \omega L_0}{R_{1опт} + R_0}$$

цепи управления.

Для крайнего случая, рассматриваемого в [2, 4], когда $q \omega L_0 \gg R_1 + R_0$, выражение (14) принимает вид

$$\frac{U_q}{E_0} = \frac{4}{q \pi} \frac{R_1}{R} \frac{L_{макс} - L_{мин}}{L_{макс} + L_{мин}}. \quad (16)$$

Рассмотрим зависимость выходного напряжения от номера гармоники. Из кривой 4 рис. 3 следует, что при работе с оптимальным сопротивлением нагрузки коэффициент A

возрастает с ростом номера гармоники выходного напряжения намного слабее, чем номер гармоники. Из (14) следует, что при этом уменьшается амплитуда выходного напряжения. Особенно ярко это свойство проявляется при работе в режиме, близком к короткому замыканию, когда амплитуда выходного напряжения, как это следует из (16), обратно пропорциональна номеру гармоники. Следовательно, наивысшее выходное напряжение может быть получено при работе на первой гармонике.

В случае, когда выходное напряжение снимается с дополнительной измерительной обмотки с числом витков W_n (трансформаторный выход [2]), имеем

$$U_q = \frac{W_n}{W_y} I_q (R_1 + R_0) = \frac{W_n}{W_y} E_0 \frac{4}{q \pi} \frac{\delta}{2 - \delta} \frac{Q_{цз}}{\sqrt{1 + Q_{цз}^2}}.$$

Таким образом, амплитуда выходного напряжения при трансформаторном выходе тем больше, чем меньше номер гармоники и чем больше добротность цепи управления. Однако нет необходимости добиваться возможно большего значения добротности цепи управления, так как уже при $Q_{цз} = 2$ выходное напряжение достигает 90% от своего максимального значения.

Оценка погрешностей. Выражение (14) для амплитуды q -й нечетной гармоники выходного напряжения получено при пренебрежении влиянием других гармоник тока в цепи управления. Представляет интерес оценить, какая при этом допускается погрешность. Сравним выражение (14) с выражением для q -й нечетной гармоники выходного

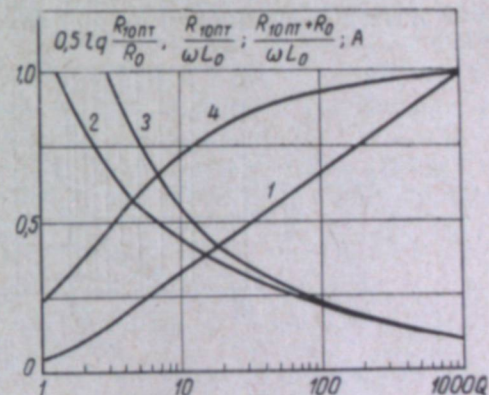


Рис. 3.

напряжения, полученным из [4] без вышеупомянутого допущения⁵. Оно имеет вид

$$\left. \begin{aligned} U_{q^*} &= -E_0 \frac{R_1}{R} \frac{2}{\pi} \omega (L_{\max} - L_{\min}) \times \\ &\times \left[\frac{q \omega L_{\max}}{R^2 + (q \omega L_{\max})^2} \frac{1+a}{2} + \frac{q \omega L_{\min}}{R^2 + (q \omega L_{\min})^2} \frac{1-a}{2} \right]; \\ U_{q^*} &= E_0 \frac{R_1}{R} \frac{2}{\pi} \omega (L_{\max} - L_{\min}) \times \\ &\times \left[\frac{R}{R^2 + (q \omega L_{\max})^2} \frac{1+a}{2} + \frac{R}{R^2 + (q \omega L_{\min})^2} \frac{1-a}{2} \right], \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где

$$a = \operatorname{sh} \frac{n-1}{2} \frac{\pi}{\omega \tau} / \operatorname{sh} \frac{n+1}{2} \frac{\pi}{\omega \tau}; \quad n = L_{\max}/L_{\min}; \quad \tau = L_{\max}/R.$$

Для крайнего случая, когда $\delta=1$ ($n=\infty$) и $\omega \tau \gg \pi$, из (17) для коэффициента передачи получаем

$$\frac{U_q}{E_0} = \frac{R_1}{R} \sqrt{1 + \frac{4}{q^2 \pi^2}}, \quad (18)$$

что при $q=1$ совпадает с выражением, полученным в [2].

Сравнение формул (14) и (17) показало, что формула (14) всегда дает завышенные по сравнению с формулой (17) значения амплитуды любой нечетной гармоники выходного напряжения. Это завышение (в %) в

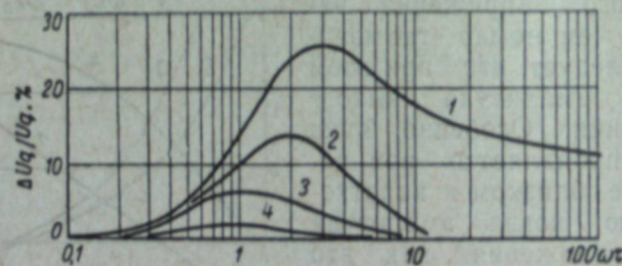


Рис. 4.

зависимости от максимального значения добротности цепи управления представлено на рис. 4 кривыми 1—4, соответствующими значениям $\delta=1; 0.9; 0.75; 0.5$. Из этих данных видно, что: 1) наивысшая погрешность при расчетах по формуле (14) получается при $\delta=1$ и не превышает +26%; 2) максимальная величина погрешности быстро падает с уменьшением глубины модуляции магнитной модуляторной проницаемости и уже при $\delta=0.9$ уменьшается примерно вдвое; 3) при $\delta=1$ и $\omega \tau \rightarrow \infty$ величина погрешности, как следует из выражений (16) и (18), стремится к +7,4%.

Таким образом, расчет по формуле (14) дает незначительную для практики погрешность и позволяет легко и быстро рассчитать оптимальную величину сопротивления нагрузки и амплитуду любой нечетной гармоники. Следует отметить, однако, что при расчете фазы выходного напряжения выражение (13) может дать значительные погрешности, особенно при $\delta=1$.

⁵ В [4] получено выражение только для первой гармоники выходного напряжения и, к сожалению, при этом в промежуточных выкладках были допущены математические неточности, которые отразились на всех выражениях для выходного напряжения. Здесь приводятся правильные выражения.

Эксперимент. Экспериментальная проверка полученных выражений была проведена на тороидальном магнитном модуляторе с взаимно перпендикулярными полями с выходом на основной частоте (рис. 1б) с числом витков обмотки управления $W_y=1010$ и сопротивлением $R_0=30$ ом. Сердечник модулятора имел типичную форму [2]. Он был изготовлен из оксифера-400 и имел следующие размеры: наружный и внутренний диаметры соответственно 3,2 и 1,85 см, высота обеих половин сердечника 1,36 см. Площадь поперечного сечения для потока управления была равна 0,46 см². При амплитуде поля возбуждения 2900 а/м максимальное и минимальное значения индуктивности обмотки управления соответственно были равны 0,376 и 0,094 гн, что соответствовало глубине модуляции $\delta=0,76$.

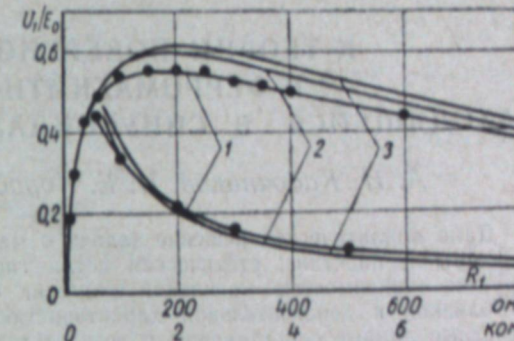


Рис. 5.

Зависимость коэффициента передачи на первой гармонике от сопротивления R_1 при частоте питания 400 гц представлена на рис. 5 кривой 1. Кривые 2 и 3 вычислены соответственно по формулам (14) и (17) при $q=1$. Из кривой 1 рис. 5 видно, что максимальное значение коэффициента передачи равно 0,56, а оптимальная величина сопротивления R_1 равна примерно 200 ом. Расчет этих величин по формуле (14) и уравнению (15) дает соответственно 0,61 и 210 ом, что достаточно хорошо согласуется с опытом. Расчет по формуле (17) в данном случае вносит незначительные поправки (кривая 3 рис. 5).

В заключение автор выражает благодарность коллективу лаборатории электромагнетизма Института физики металлов АН СССР за ценные замечания при подготовке рукописи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wennerberg G. A Simple Magnetik Modulator for Conversion of Millivolt D—C Signals, „Electrical Engineering“, 1951, February.
2. Кербников Ф. И., Розенблат М. А. Автоматика и телемеханика, 1958, 19, № 9.
3. Serson P. H., Hannaford W. L. W. Canad. Journ. of Technology, 1956, 34, № 4.
4. Кербников Ф. И. Автоматика и телемеханика, 1960, 21, № 11.
5. Пономарев Ю. Ф. Автоматика и телемеханика, 1963, 24, № 11.
6. Коган Л. М. Приборостроение, 1962, № 12, стр. 6.
7. Янус Р. И., Фридман Л. А., Дрожжина В. И. Сб. производственно-технической информации по геофизическому приборостроению, ОКБ МГ и ОН СССР, 1959, вып. 3; Труды ИФМ АН СССР, вып. 21, 1959.
8. Афанасьев Ю. В. Сб. статей «Геофизическое приборостроение», вып. 18, изд. «Недра», 1964.

К ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНОГО ЭФФЕКТА В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СИНУСОИДАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. И. Кадочников, И. Е. Коробейникова, М. Г. Соколова

Дано аналитическое решение задачи о магнитном поверхностном эффекте в ферромагнитной пластине, статическая петля гистерезиса материала которой аппроксимируется зависимостью магнитной индукции от напряженности магнитного поля, более близкой к действительной характеристике, чем в предельно-нелинейной теории. Расчетные данные сопоставлены с результатами измерений динамических характеристик сердечника из пермаллоя 79НМ.

Расчет поверхностного эффекта в ферромагнетике с учетом действительной зависимости магнитной индукции B от напряженности магнитного поля H очень сложен. Задача значительно упрощается, если положить, что величины B и H связаны между собой линейной ($\mu = \text{const}$)

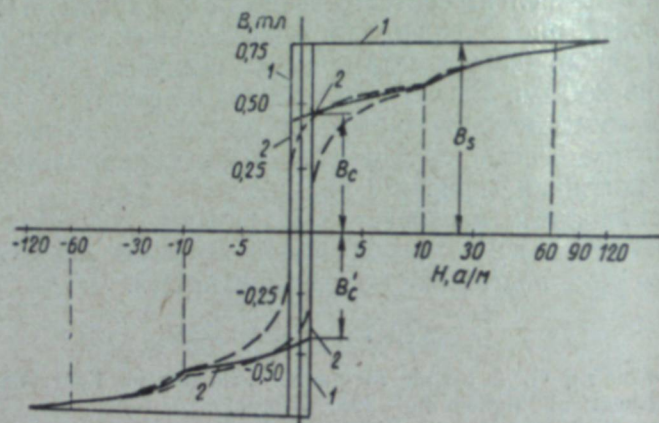


Рис. 1. Статическая петля гистерезиса (штриховая линия) и аппроксимирующие петли 1 и 2.

или кусочно-линейной прямоугольной (рис. 1, кривая 1) зависимостью. Во многих практических случаях оказывается достаточным решить задачу при одном из этих упрощающих предположений. В частности, для расчета динамических характеристик мягких магнитных материалов, когда в процессе перемагничивания охватываются участки за коленом кривой намагничивания, часто пользуются [2—17] предельно-нелинейной теорией В. К. Аркадьева [1], в основе которой лежит кусочно-линейная прямоугольная аппроксимация.

Однако в настоящее время имеется ряд задач, которые требуют более детального расчета поверхностного эффекта. К ним относятся, например, задачи дефектоскопии ферромагнитных изделий методом вихревых токов; вопросы точного расчета потерь на вихревые токи с целью изучения других временных явлений в ферромагнетике, связанных с потерями энергии; вопросы расчета времени перемагничивания сердечников, работающих в быстродействующих автоматических системах, и др. В связи с этим за последние годы появилось большое число работ, посвященных различного рода расчетам нелинейного поверхностного эффекта [16—31].

В данной статье дается аналитическое решение задачи о магнитном поверхностном эффекте в случае, когда статическая петля гистерезиса аппроксимируется характеристикой, изображенной на рис. 1 сплошной кривой 2. Она имеет два вертикальных участка высотой $(B_s + B'_c)$ и два криволинейных участка, которые можно выразить формулой

$$B = \pm \left\{ B_s - \frac{B_s - B_c}{1 + \xi (\pm H - H_0)^2} \right\}. \quad (1)$$

Здесь верхние знаки относятся к верхнему криволинейному участку, а нижние — к нижнему; B_s — индукция насыщения материала (составляющей индукции $\mu_0 H$, где μ_0 — «проницаемость вакуума», мы пренебрегаем); H_0 — статическая коэрцитивная сила; B_c и ξ — параметры, подлежащие выбору. Легко установить, что

$$B'_c = B_s - \frac{B_s - B_c}{(1 - 2\xi H_0)^2}. \quad (2)$$

В основе предлагаемого расчета остается, как в предельно-нелинейной теории, движение фронта индукции внутрь намагничиваемого тела. Однако фронт в данном случае при перемагничивании имеет высоту $(B_c + B'_c)$, а не $2B_s$.

Ограничимся рассмотрением процесса перемагничивания однородной бесконечно длинной пластины, находящейся в продольном однородном синусоидальном магнитном поле,

$$H_e(t) = H_m \sin \omega t. \quad (3)$$

Полагаем, что ширина пластины настолько больше ее толщины 2δ , что величины, характеризующие поле в пластине, можно считать изменяющимися только в направлении, перпендикулярном к боковым поверхностям пластины. Расположим ось Z системы координат в этом направлении, а начало координат поместим в средней плоскости пластины. Для удобства расчетов введем относительную координату $z = Z/\delta$ ($-1 \leq z \leq 1$). Чтобы не усложнять формул двойными знаками, при выводах, пользуясь симметрией, будем иметь в виду только ту половину пластины, в которой $z \geq 0$, и тот полупериод, в котором $H_e(t) \geq 0$.

Рассмотрение значительно упрощается, если, следуя В. К. Аркадьеву [1], мы будем полагать, что части синусоиды (3), находящиеся вне полосы $-H_c < H_e < H_c$, сами являются синусоидами, то есть, например, в первый полупериод

$$H_e - H_c = (H_m - H_c) \sin \beta (\omega t - \varphi) \quad \text{при } \varphi \leq \omega t \leq \pi - \varphi, \quad (4)$$

где

$$\beta = \frac{1}{1 - \frac{2H_c}{\pi H_m}}; \quad \varphi = \frac{H_c}{H_m}. \quad (5)$$

Это дает тем меньшую ошибку, чем меньше отношение H_c/H_m . Ниже во всех случаях $H_m > 5H_c$.

Вначале остановимся на некоторых моментах предельно-нелинейной теории.

КУСОЧНО-ЛИНЕЙНАЯ ПРЯМОУГОЛЬНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ

Движение фронта индукции $2B_s$ создает в области $z_1 \leq z \leq 1$ не зависящую от координаты плотность вихревых токов

$$j(t) = 2B_s \gamma \delta \frac{dz_1}{dt} = -\frac{1}{\delta} \frac{\partial H(z, t)}{\partial z}, \quad (6)$$

где z_i — относительная координата фронта индукции в данный момент времени; γ — удельная электропроводность материала пластины. Отсюда, учитывая (4), легко найти расстояние от поверхности пластины, на котором находится фронт индукции в данный момент времени,

$$1 - z_i = \sqrt{\frac{2(H_m - H_c)}{\gamma \delta^2 \beta \omega B_s}} \sin \frac{1}{2} \beta (\omega t - \varphi). \quad (7)$$

Скорость движения фронта индукции равна

$$\frac{dz_i}{dt} = - \sqrt{\frac{\beta \omega (H_m - H_c)}{2 \gamma \delta^2 B_s}} \cos \frac{1}{2} \beta (\omega t - \varphi). \quad (8)$$

Из (6) и (8) получаем, что в области $z_i \leq z \leq 1$ поле $H(z, t)$ зависит от z по линейному закону

$$H(z, t) = H_m \sin \omega t - (1 - z) \sqrt{2 \gamma \delta^2 \beta \omega B_s (H_m - H_c)} \cos \frac{1}{2} \beta (\omega t - \varphi). \quad (9)$$

При этом в области $z \leq z_i$ $H(z, t) = H_c$.

Средняя по сечению пластины индукция изменяется во времени следующим образом:

$$B_{cp}(t) = 2B_s(1 - z_i) - B_s(1 - z_0) = \sqrt{\frac{2(H_m - H_c) B_s}{\gamma \delta^2 \beta \omega}} \times \\ \times \left[2 \sin \frac{1}{2} \beta (\omega t - \varphi) - 1 \right] \quad (10)$$

— в случае $\delta_0 \geq \delta$;

$$B_{cp}(t) = -B_s + 2B_s(1 - z_i) = -B_s + 2 \sqrt{\frac{2(H_m - H_c) B_s}{\gamma \delta^2 \beta \omega}} \times \\ \times \sin \frac{1}{2} \beta (\omega t - \varphi) \quad (11)$$

— в случае $\delta_0 \geq \delta$ при $B_{cp} \leq B_s$. Здесь

$$1 - z_0 = \frac{\delta_0}{\delta}; \quad \delta_0 = \sqrt{\frac{2(H_m - H_c)}{\gamma \beta \omega B_s}}; \quad (12)$$

$2z_0$ — относительная ширина непромагничиваемой области, в которой для простоты индукцию принимаем равной нулю; δ_0 — глубина проникновения электромагнитной волны в полубесконечное пространство (совпадающая при $\delta \geq \delta_0$ с глубиной проникновения волны в пластину).

Исключая из (4), (10) и (11) время t , находим уравнение динамической петли гистерезиса:

$$B_{cp} = - \sqrt{\frac{2(H_m - H_c) B_s}{\gamma \delta^2 \beta \omega}} + \\ + 2 \sqrt{\frac{B_s}{\gamma \delta^2 \beta \omega} [(H_m - H_c) \mp \sqrt{(H_m - H_c)^2 - (H_s - H_c)^2}]} \quad (13)$$

— в случае $\delta_0 \leq \delta$;

$$B_{cp} = -B_s + 2 \sqrt{\frac{B_s}{\gamma \delta^2 \beta \omega} [(H_m - H_c) \mp \sqrt{(H_m - H_c)^2 - (H_s - H_c)^2}]} \quad (14)$$

— в случае $\delta_0 \geq \delta$.

Напомним, что выводы приводятся для положительной полу волны. В формулах (13) и (14) знак «минус» учтена с двойным знаком отно-

сится к той части полупериода, когда H растет от H_c до H_m , а знак «плюс» — к той части, когда H убывает от H_m до H_c .

Положив в формулах (13) и (14) $B_{cp} = 0$, после некоторых преобразований получаем выражение для динамической коэрцитивной силы:

$$H_{cx} = H_c + \frac{\sqrt{3}}{2} (H_m - H_c) \quad (15)$$

— в случае $\delta_0 \leq \delta$;

$$H_{cx} = H_c + \frac{1}{4} \sqrt{\gamma \delta^2 \beta \omega B_s [8(H_m - H_c) - \gamma \delta^2 \beta \omega B_s]} \quad (16)$$

— в случае $\delta_0 \geq \delta$.

Заметим, что при непромагничивании пластины динамическая коэрцитивная сила не зависит от электропроводности, толщины и индукции насыщения материала пластины и также от частоты поля, а определяется только величиной амплитуды поля и статической коэрцитивной силы.

Из формул (13) и (14) путем интегрирования легко найти формулу для потерь энергии на вихревые токи в единице объема за единицу времени:

$$P = \frac{4(H_m - H_c)}{3\pi} \sqrt{\frac{2\omega B_s (H_m - H_c)}{\gamma \delta^2 \beta}} \quad (17)$$

— в случае $\delta_0 \leq \delta$;

$$P = \frac{4}{3\pi} (H_m - H_c) \sqrt{\frac{2\omega B_s (H_m - H_c)}{\gamma \delta^2 \beta}} \left[1 - \sqrt{\left(1 - \frac{\gamma \delta^2 \beta \omega B_s}{2(H_m - H_c)}\right)^3} \right] \quad (18)$$

— в случае $\delta_0 \geq \delta$.

АППРОКСИМАЦИЯ ПО ФОРМУЛЕ (1)

Точное решение задачи при аппроксимации петли гистерезиса по формуле (1) не удастся получить простыми средствами, поэтому воспользуемся приближенным методом, примененным в работе [31] для случая синусоидального потока. Основная идея этого метода состоит в том, что в первом приближении мы принимаем несколько упрощенную зависимость поля вихревых токов от координаты и, пользуясь получающейся при этом простой моделью процесса перемагничивания, находим поле вихревых токов во втором приближении, а затем и искомое изменение потока (средней индукции) во времени.

Будем полагать, что в случае аппроксимации по формуле (1), как и в случае кусочно-линейной прямоугольной аппроксимации, напряженность магнитного поля в первом приближении в области $z \leq z_i$ равна H_c , а в области $z_i \leq z \leq 1$ зависит от z по линейному закону. Тогда для области $z_i \leq z \leq 1$ можно написать

$$H(z, t) - H_c = \frac{(H_m - H_c) \sin \beta (\omega t - \varphi)}{1 - z_i} (z - z_i). \quad (19)$$

Согласно (1) и (19), индукция в области $z_i \leq z \leq 1$ равна:

$$B(z, t) = B_s - \frac{B_s - B_c}{\left[1 + \frac{k}{1 - z_i} (z - z_i)\right]^2}, \quad (20)$$

где

$$k = \xi (H_m - H_c) \sin \beta (\omega t - \varphi); \quad (21)$$

z_i — неизвестная функция времени, которую требуется определить. В непромагничиваемом слое $2z_0$ (если он имеется) принимаем, как и выше, $B(z, t) = 0$. В слое $z_0 < z < z_i$ $B(z, t) = -B_c$, поскольку здесь $H(z, t) = H_c$, а скачкообразного изменения индукции еще не произошло.

Путем интегрирования индукции $B(z, t)$ по z от 0 до z легко теперь получить выражение для магнитного потока через часть поперечного сечения пластины, заключенную между плоскостями $\pm z$, на единицу ширины пластины

$$\Phi(z, t) = 2\delta \left[-B_c'(z_i - z_0) + B_s(z - z_i) - \frac{(B_s - B_c)(z - z_i)}{1 + \frac{k}{1 - z_i}(z - z_i)} \right] \quad (22)$$

Продифференцируем выражение (22) по времени и, учитывая, что

$$\frac{\partial H(z, t)}{\partial z} = \frac{\delta \gamma}{2} \frac{\partial \Phi(z, t)}{\partial t} \quad (23)$$

путем интегрирования последнего уравнения по z от 1 до z находим

$$H(z, t) - H_c = \frac{\gamma \delta^2}{A k^2} \left\{ -(B_c' + B_s) A k^2 (z - z_i) \frac{dz_i}{dt} + (B_s - B_c) k^2 (z - z_i) \times \right. \\ \left. \times \frac{dz_i}{dt} + (B_s - B_c) \left[(1 - z_i) \frac{dz_i}{dt} + \beta \omega (1 - z_i)^2 \operatorname{ctg} \beta (\omega t - \varphi) \right] \times \right. \\ \left. \times (A^2 - 1 - 2A \ln A) \right\}, \quad (24)$$

где $A = 1 + k \frac{z - z_i}{1 - z_i}$.

При $z = 1$, когда $H(z, t) = H(1, t) = H_c + (H_m - H_c) \sin \beta (\omega t - \varphi)$, уравнение (24) приводится к виду

$$\frac{dx}{dt} + T(t)x = Q(t); \quad (25)$$

$$x = (1 - z_i)^2; \quad (26)$$

$$T(t) = \frac{2(B_s - B_c) \beta \omega [k(k+2) - 2(1+k) \ln(1+k)] \operatorname{ctg} \beta (\omega t - \varphi)}{(1+k) [(B_c' + B_s) k^2 - 2(B_s - B_c) k + 2(B_s - B_c) \ln(1+k)]}; \quad (27)$$

$$Q(t) = \frac{2k^2}{\gamma \delta^2 [(B_c' + B_s) k^2 - 2(B_s - B_c) k + 2(B_s - B_c) \ln(1+k)]}. \quad (28)$$

Решение уравнения (25), удовлетворяющее условию $x(t') = 0$, где $t' = \varphi/\omega$, выражается формулой [32]

$$x = \exp \left(- \int_{t'}^t T(t) dt \right) \int_{t'}^t Q(t) \exp \left(\int_{t'}^t T(t) dt \right) dt. \quad (29)$$

Ввиду сложности функций $T(t)$ и $Q(t)$ трудно найти аналитически первообразную функций $T(t)$ и $Q(t) \exp \left[\int_{t'}^t T(t) dt \right]$. Интегралы этих функций легко найти численным способом. Заметим, что если величина k окажется малой по сравнению с единицей, то в формулах (27) и (28) целесообразно разложить величину $\ln(1+k)$ в ряд. Ограничившись несколькими членами ряда, легко получить вместо (27) и (28) формулы, более удобные для счета

Среднюю индукцию найдем из (22), положив $z = 1$:

$$B_{cp}(t) = -B_c'(1 - z_0) + \left(B_c' + \frac{k B_s + B_c}{k + 1} \right) (1 - z_i), \quad (30)$$

где $1 - z_i$ определяется в результате решения уравнения (25).

При расчете процесса перемагничивания может быть два случая: 1) за время, соответствующее изменению величины ωt от $\omega t'$ до $(\pi - \omega t')$, фронт индукции успевает доходить только до некоторой плоскости z_0 ; 2) фронт индукции доходит до середины пластины за время, соответствующее некоторой части указанного интервала.

Расчет по формуле (30) можно производить в первом случае, а также во втором для той части полупериода, пока фронт индукции не достиг середины пластины. После столкновения фронтов индукции в середине пластины вихревые токи должны значительно уменьшиться. Будем считать, что в оставшейся части полупериода имеет место слабый поверхностный эффект. Изложим методику расчета для этого интервала времени.

РАСЧЕТ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПОСЛЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ФРОНТОВ ИНДУКЦИИ

В теории слабого поверхностного эффекта предполагается, что разность между значениями индукции на поверхности пластины и в средней ее плоскости мала по сравнению с амплитудой индукции на поверхности

$$|B_s(t) - B(0, t)| \ll B_m. \quad (31)$$

Это условие дает основание считать, что индукция в первом приближении является функцией только времени

$$B(z, t) \approx B_s(t).$$

Отсюда следует, что поток индукции через часть поперечного сечения пластины, заключенную между плоскостями $\pm z$, пропорционален z . Следовательно, и плотность вихревых токов в плоскости z пропорциональна z , а поле внутри пластины зависит от z по параболическому закону:

$$H(z, t) = H_s(t) - \frac{1}{2} \gamma \delta^2 (1 - z^2) \frac{dB_s(t)}{dt}.$$

В силу условия (31) можно считать, что статическая дифференциальная магнитная проницаемость μ_d в каждый момент времени не зависит от z . Тогда, учитывая, что

$$\frac{dB_s(t)}{dt} = \frac{dB_s}{dH_s} \frac{dH_s}{dt} = \omega H_m \mu_d'(H_s) \cos \omega t,$$

индукцию внутри пластины можно выразить формулой

$$B(z, t) = B_s(t) - \frac{1}{2} \gamma \delta^2 \omega H_m \mu_d^2(H_s) (1 - z^2) \cos \omega t. \quad (32)$$

Условие (31) теперь принимает вид

$$\frac{1}{2} \gamma \delta^2 \omega \mu_d^2(H_s) \frac{H_m}{B_m} \ll 1. \quad (33)$$

Интегрируя (32) по толщине пластины, получаем

$$B_{cp}(t) = B_s(t) - \frac{1}{3} \gamma \delta^2 \omega H_m \mu_d^2(H_s) \cos \omega t. \quad (34)$$

Данная формула позволяет построить динамическую петлю гистерезиса (под которой понимаем зависимость B_{cp} от H_e) по известной статической петле (зависимость B_e от H_e). Для каждого заданного H_e надо сместить точку восходящей ветви вправо, а точку нисходящей ветви влево на величину

$$\Delta H(H_e) = \frac{B_e - B_{cp}}{\mu_d} = \frac{1}{3} \gamma \delta^2 \omega \mu_d (H_e) \sqrt{H_m^2 - H_e^2}. \quad (35)$$

При аппроксимации (1) величина $\mu_d(H_e)$ может быть вычислена по формуле:

$$\mu_d(H_e) = \frac{2\xi(B_s - B_c)}{[1 + \xi(H_e - H_d)]^2}.$$

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ B_c И ξ АППРОКСИМИРУЮЩЕЙ ФОРМУЛЫ (1)

Применимость вышеизложенного приближенного метода расчета к ферромагнитным пластинам с реальной магнитной характеристикой, естественно, ограничивается определенными условиями. Важнейшее из них заключается в том, что необходимо обеспечить действительное наличие крутого фронта индукции, хотя и меньшего, чем $2B_s$. Для этого можно воспользоваться условием применимости предельно-нелинейной теории [31], сущность которого состоит в следующем.

Если считать, что вертикальный участок прямоугольной статической кривой намагничивания характеризуется не бесконечной дифференциальной проницаемостью, а некоторой конечной μ_d (вследствие чего вертикальный участок преобразуется в наклонную прямую), то между областями с индукциями $-B_s$ и $+B_s$ будет существовать некоторый «переходный слой». Очевидно, что условием применимости предельно-нелинейной теории является условие:

$$\begin{aligned} \Delta\delta &\ll \delta_0 \text{ при } \delta_0 \leq \delta; \\ \Delta\delta &\ll \delta \text{ при } \delta_0 > \delta, \end{aligned} \quad (37)$$

где $\Delta\delta$ — толщина «переходного слоя».

Для случая синусоидального внешнего поля аналитическое выражение для $\Delta\delta$ можно вывести так же, как для случая синусоидальной средней индукции [31]. Следует только иметь в виду, что при синусоидальном поле величине $\dot{H}_e = \left(\frac{dH_e}{dt}\right)_{\max}$ надо придать значение ωH_m . Тогда толщина граничного слоя составляет

$$\Delta\delta = \frac{0,8}{\mu_d} \sqrt{\frac{2B_s}{\gamma \omega H_m}}. \quad (38)$$

При подстановке (38) и (12) в (37) получаем:

$$\frac{\mu_d H_m}{0,8 B_s} \gg 1 \text{ при } \delta_0 \leq \delta; \quad (39)$$

$$\frac{\mu_d \delta}{0,8} \sqrt{\frac{\gamma \omega H_m}{2B_s}} \gg 1 \text{ при } \delta_0 > \delta.$$

Обращаясь к реальным материалам, можно сказать, что если условие (39) выполняется для μ_d , равного максимальному значению дифференциальной проницаемости на действительной статической петле, то крутой фронт индукции существует, но его высота не обязательно равна $2B_s$. Высота фронта будет тем ближе к этой величине, чем большей части петли будет соответствовать проницаемость μ_d , удовлетворяющая условию (39).

Таким образом, для того чтобы была применима вышеизложенная теория, величина μ_d в средней части действительной статической петли гистерезиса должна быть настолько большой, чтобы удовлетворялось условие (39). С другой стороны, величина μ_d , соответствующая криволинейным участкам аппроксимирующей кривой (1), должна быть достаточно малой, чтобы удовлетворялось условие слабого поверхностного эффекта (33). Следовательно, за параметр B_c естественно выбрать такое значение индукции, при котором на действительной статической петле (на верхней части ее нисходящей ветви) дифференциальная проницаемость μ_d удовлетворяет наилучшим образом как условию (39), так и условию (33). Очевидно, чтобы найти это «граничное» μ_d , надо среднегеометрическое значение левых частей условий (39) и (33) приравнять к единице. В результате получаем:

$$\mu_d = \sqrt[3]{\frac{1,6 B_s B_{me}}{\gamma \delta^2 \omega H_m^2}} \text{ при } \delta_0 \leq \delta; \quad (40)$$

$$\mu_d = \sqrt[3]{\frac{1,6 B_{me}}{\gamma \delta^2 \omega H_m}} \sqrt{\frac{2B_s}{\gamma \delta^2 \omega H_m}} \text{ при } \delta_0 > \delta. \quad (41)$$

Определив B_c , поступаем далее следующим образом. Используя (2), формулу (1) можно привести к виду

$$B = \left\{ B_s - \frac{(B_s - B_c)(1 - 2\xi H_d)^2}{[1 + \xi(\pm H - H_d)]^2} \right\}. \quad (42)$$

Подбираем ξ так, чтобы эта кривая была как можно ближе к реальной магнитной характеристике (см. рис. 1); при этом, разумеется, допускается определенный неизбежный произвол. Далее из (2) находим B_c .

Итак, получаем следующую последовательность расчета. 1) Вычислив δ_0 по формуле (12), определяем μ_d по формуле (40) или (41). 2) По верхней части нисходящей ветви статической петли гистерезиса, соответствующей заданной амплитуде внешнего поля, определяем величину B'_c , то есть такое значение индукции, при котором дифференциальная проницаемость равна вычисленному по предыдущему пункту значению μ_d . 3) С помощью (42) выбираем ξ , а из (2) находим B_c . 4) Задаваясь с определенным шагом величиной ωt в пределах от $\omega t'$ до $(\pi - \omega t')$, по формулам (21), (26) — (29) вычисляем $(1 - z_i)$; при этом расчет следует производить лишь при таких значениях ωt , при которых $z_i \geq 0$. 5) По формуле (30) вычисляем $B_{cp}(t)$, причем поскольку зависимость $H_e(t)$ задана, тем самым определяется динамическая петля гистерезиса или ее часть. В последнем случае остальную часть петли определяем с помощью (35).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И СОПОСТАВЛЕНИЕ ИХ С РАСЧЕТНЫМИ ДАННЫМИ

Измерение динамических характеристик производилось на тороиде, набранном из колец пермаллоя 79НМ толщиной 0,32 мм с внутренним радиусом 4 см и наружным 5 см. Материал характеризовался следующими данными: $B_s = 0,75$ тл, $H_c = 1,0$ а/м, $\gamma = 1,82 \cdot 10^6$ 1/ом·м. Его статическая петля гистерезиса (при $H_m = 120$ а/м) изображена на рис. 1 штриховой кривой.

Измерение производилось при частоте 50 гц с помощью векторметра Ц-50. В цепи возбуждения обеспечивалась синусоидальная форма тока с ошибкой, не превышающей 1%.

На рис. 2 изображены семейства экспериментальных и расчетных динамических петель гистерезиса. Расчет производился по предельно-нелинейной теории (формулы (13), (14))¹ и при уточненной аппроксимации статической магнитной характеристики (формулы (30), (35)) для амплитуд напряженности магнитного поля $H_m = 6; 11; 21; 41; 61; 81$ а/м. Значения B_c и ξ составляли соответственно:

$$B_c = 0,44; 0,45; 0,46; 0,48; 0,51; 0,53$$

$$\xi = 0,031; 0,032; 0,033; 0,033; 0,034; 0,035.$$

На рис. 3 приведены петли для $H_m = 6$ и 81 а/м. Здесь и на последующих рисунках экспериментальные кривые построены по точкам, обозначенным черными кружками; расчетные по предельно-нелинейной теории — треугольниками и расчетные при уточненной аппроксимации — белыми кружками.

Из сопоставления экспериментальных и расчетных данных на рис. 2 и 3 видно, что динамические петли гистерезиса, рассчитанные при уточненной аппроксимации, по форме значительно ближе к экспериментальным, чем петли, рассчитанные по предельно-нелинейной теории. Лишь при $H_m = 6$ а/м мы имеем примерно (см. рис. 3а) равноценное отклонение экспериментальной петли от обеих теоретических.

На рис. 4 изображена зависимость потерь на вихревые токи от разности между амплитудой напряженности магнитного поля и статической коэрцитивной силой, а на рис. 5 — от разности между динамической и статической коэрцитивной силой. Экспериментальные и расчетные по уточненной теории потери определялись планиметрированием динамических петель. Потери в случае предельно-нелинейной теории рассчитывались по формулам (17) — (18). Из кривых рис. 4 и 5 видно, что почти во всем рассмотренном диапазоне полей уточненная теория гораздо лучше отражает действительность, чем предельно-нелинейная.

Рис. 2. Семейства динамических петель гистерезиса:
а — рассчитанные по предельно-нелинейной теории; б — рассчитанные при уточненной аппроксимации; в — измеренные.

Таким образом, предложенный сравнительно простой метод расчета может оказаться полезным в тех случаях, когда обнаруживается недостаточность приблизительного знания поверхностного эффекта, даваемого предельно-нелинейной теорией.

Авторы признательны Н. М. Родигину и Л. А. Фридману за критические замечания и указания, принятые во внимание при работе над окончательным текстом статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аркадьев В. К. Избранные труды, М., Изд. АН СССР, 1961, стр. 200.
2. Поливанов И. М., Кузнецкий В. В., Махонина И. А., Шехтман И. А. Труды МЭИ, вып. 9, 1952, стр. 42.

¹ При расчетах по формулам предельно-нелинейной теории за величину B_s принималось значение индукции B_{me} , соответствующее по статической кривой намагничивания заданной амплитуде внешнего поля.

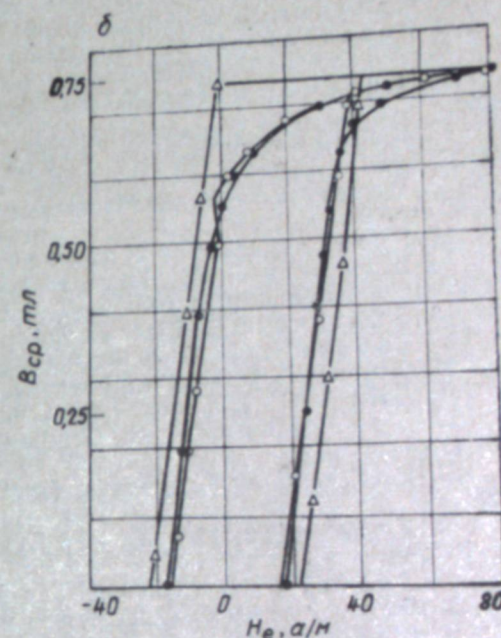
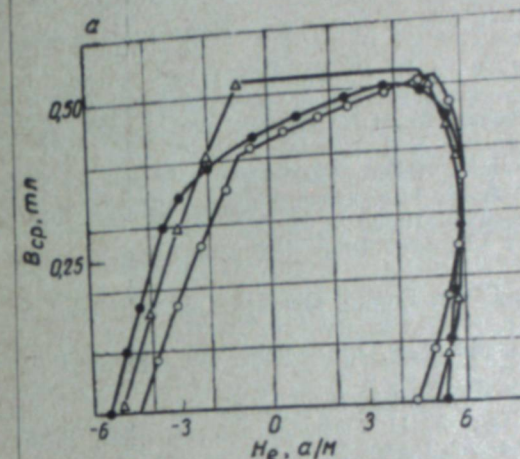


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные петли гистерезиса:
а — для $H_m = 6$ а/м; б — для $H_m = 81$ а/м.

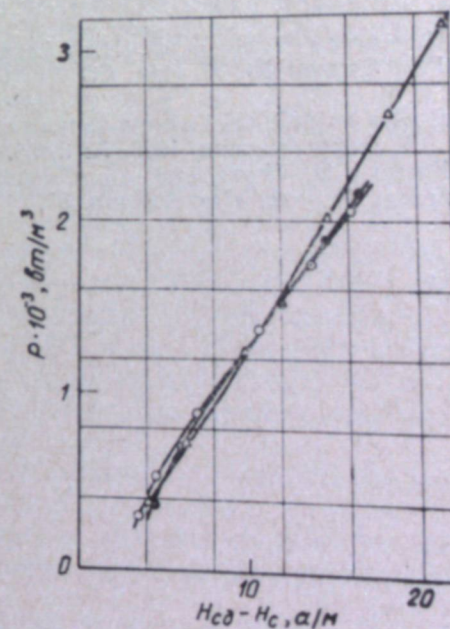
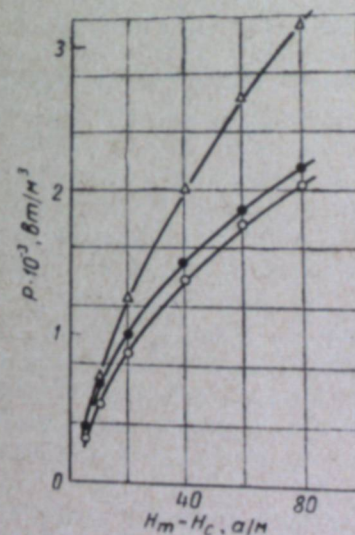


Рис. 4. Зависимость потерь на вихревые токи от разности между амплитудой поля и статической коэрцитивной силой.

Рис. 5. Зависимость потерь на вихревые токи от разности между динамической и статической коэрцитивной силой.

3. McConnell H. M. AIEE Trans., 1954, 73, Part. I, 226.
4. Papoulis A. J. Appl. Phys., 1954, 25, № 2, 169.
5. McLean W. J. Appl. Phys., 1954, 25, № 10, 1267.
6. Розенблат М. А. Электричество, 1955, № 1, 24.
7. Фрадкин Б. М. ЖТФ, 1956, 26, № 5, 1048.
8. Фрадкин Б. М. Труды МЭИ, вып. 27, 1958, стр. 179.
9. Розенблат М. А. Автоматика и телемеханика, 1958, 19, № 1, 75.
10. Agarval P. AIEE Trans., 1959, 78, Part. I, 169.
11. Kesavamurthy N., Rajagopalan P. AIEE Trans., 1959, 78, Part. III, 1092.
12. Kesavamurthy N., Rajagopalan P. Proc. IEE, 1959, 106, Part. C, № 10, 189.
13. Розенблат М. А. Магнитные усилители, ч. I, М., изд. «Советское радио», 1960, стр. 90.
14. Родигин Н. М. и Коробейникова И. Е. ФММ, 1964, 17, 2, 208.
15. Штуркин Д. А., Янус Р. И. Сб. Неразрушающие методы контроля материалов и изделий (под ред. С. Т. Назарова), М., ОНТИПРИБОР, 1964, стр. 277.
16. Smiljanic G. Elektrotehnika, 1964, 7, № 1, 9.
17. Табачник В. П. и Фридман Л. А. ФММ, 1964, 17, 2, 217.
18. Беликов Б. И., Сапожников А. В. Изв. вузов, Физика, 1961, № 5, 94.
19. Sim A. C. J. Electron and Control, 1961, 10, № 2, 97.
20. Kesavamurthy N., Rajagopalan P. Proc. IEE, 1962, 109, Part. C, № 15, 63.
21. Pal R. C. J. Inst. Engrs. (India), Electr. Engng. Div., 1962, 42, № 12, Part. 6, 323.
22. Kesavamurthy N., Rajagopalan P. Proc. IEE, 1962, 109, Part. C, № 15, 237.
23. Shevel W. L. Communication and Electronics, 1962, № 59, 48.
24. Березовский А. А., Кравченко А. Н. О нелинейных краевых задачах электромагнитного поля, Киев, Изд. АН УССР, 1963.
25. Пик-Пичак А. А. Вестник электропромышленности, 1963, № 5, 28.
26. Kesavamurthy N., Rajagopalan P. Proc. IEE. Science and General, 1963, 110, № 1—3, 459.
27. Ehrenborg J., Sigdell J. Ericsson Techn., 1963, 19, № 1, 29.
28. Иванов Е. М., Пухова В. Е. Изв. вузов, Электромеханика, 1964, № 7, 781.
29. Пеньков Н. В. ЖТФ, 1964, № 4, 632.
30. Горбунов Ю. К. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1966, № 2, вып. 1, 27 и 38.
31. Вдовин Ю. А., Калочников А. И., Половникова Л. А. и Хан Е. Б. Дефектоскопия, 1966, № 3, 55.
32. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, пер. с немец., М., изд. «Наука», стр. 38.

НЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРИТОВ С ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ ГИСТЕРЕЗИСА

Г. Х. Геворкян

В работе излагаются результаты статистического анализа неоднородности магнитных параметров ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ).

Приведены классификация видов неоднородности и данные, характеризующие величину разброса статических и динамических параметров. Показаны причины возникновения неоднородности в процессе производства. Даны рекомендации для увеличения однородности малогабаритных ферритов с ППГ.

Работами Р. И. Януса [1, 2 и др.] положено начало исследованию неоднородности свойств магнитных материалов: приведена классификация видов и определен уровень неоднородности электротехнической стали, обоснована необходимость применения статистических методов исследования, решен целый ряд вопросов, связанных с методикой контроля магнитных свойств.

Идеи Р. И. Януса в настоящее время нашли широкое применение в ряде работ по неоднородности свойств как металлических, так и неметаллических магнитных материалов. Среди последних важное значение играют ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ).

Исследование неоднородности свойств изделий можно разделить на 2 задачи: анализ причин невоспроизводимости и поиск путей ее уменьшения, а также разработка аппаратуры и методов контроля и сортировки изделий.

Целью настоящей работы является определение величины разброса магнитных параметров ферритов с ППГ, анализ технологического процесса, нахождение причин, вызывающих неоднородность свойств и поиск путей увеличения воспроизводимости продукции.

Для исследования были взяты малогабаритные ($1,3 \times 1,0 \times 0,5$ мм) магниймарганцевые ферриты с ППГ состава: Fe_2O_3 —33,4%, MgO —34,8%, MnO —26,8% (мол.), а также основные марки, освоенные в серийном производстве (0,9ВТ; 1,3ВТ; 1,5ВТ и др.). Измерение параметров статической петли гистерезиса, а также сигнала (напряжения, снимаемого с сердечника при его перемагничивании прямоугольными импульсами) производилось обычными методами.

Исследование неоднородности свойств должно опираться на применение методов математической статистики [1], поэтому изучались распределения статических и динамических магнитных параметров ферритов, определялся закон их распределения, применялся корреляционный анализ [3].

В качестве критерия неоднородности применялась относительная флуктуация (коэффициент вариации)

$$\delta = \frac{\sigma}{\bar{x}} \cdot 100(\%), \quad (1)$$

где $\bar{x}$ и σ — среднее значение и среднеквадратичное отклонение величины x [3]. К преимуществам использования относительной флуктуации следует отнести то, что она позволяет сравнивать как распределения, имеющие различные математические ожидания, так и распределения разных физических величин.

Существует возможность теоретического расчета среднеквадратичного отклонения свойства y , если известна зависимость $y=f(x_1, \dots, x_n)$ от технологических факторов $x_1, \dots, x_n$ и разброс последних ($\sigma_{x_1}, \dots, \sigma_{x_n}$). Тогда по [4], разлагая функцию в ряд Тейлора и ограничиваясь его первыми членами, получаем

$$\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (2)$$

Формула (2) позволяет анализировать роль отдельных факторов в общем разбросе путем сравнения с помощью Θ -критерия [3] расчетной и полученной из эксперимента дисперсий для данного свойства. Кроме этого, в некоторых случаях возможно сравнение эмпирического и расчетного размахов.

Классификация видов неоднородности электротехнической стали, данная Р. И. Янусом [1], в основе которой лежит признак общности для данной группы изделий некоторого числа технологических операций, по-видимому, может быть применена по этому же признаку для классификации видов неоднородности свойств самых различных материалов. Так, например, для ферритов с ППГ можно выделить 4 вида неоднородности: между партиями, внутри партии, внутри прессовок (группы изделий, отпрессованных на одном прессе из одного порошка в один день), внутри тигля. Такая классификация позволяет производить разделение переменных (технологических факторов), что упрощает дальнейшее исследование. Действительно, если сердечники, спеченные в одном тигле, проходят весь технологический процесс вместе, то изделия, относящиеся к данной партии, имеют общность только качества сырья и смешивания, а остальные стадии обработки могут проходить раздельно.

Представляется также целесообразным по аналогии с терминологией, предложенной впервые Р. И. Янусом для электротехнической стали [1], называть эти виды неоднородности ферритов с ППГ как «неоднородность внутри партий», «неоднородность внутри тигля» и т. п., при этом в дальнейшем будет указываться, о каком физическом свойстве идет речь.

Для определения степени близости распределений к нормальному применялся λ -критерий Колмогорова [3].

Изучение параметров статической петли гистерезиса ферритов марок 0,16ВТ; 0,7ВТ; 1,3ВТ; 1,5ВТ показало, что они обладают высокой степенью неоднородности: коэффициент вариации их меняется в пределах 5—11% для максимальной индукции B_m , 17—20% для коэрцитивной силы H_c и 1—5% для коэффициента прямоугольности α . Все распределения существенно отличались от нормального, так как λ -критерий имел большие значения. Этот факт позволяет на основании известной в теории вероятностей центральной предельной теоремы Ляпунова [3, 4] сделать вывод, что неоднородность магнитных свойств ферритов не есть следствие постепенного накопления флуктуаций в течение всего цикла обработки, а возникает под действием небольшого числа факторов.

Сравнение различных видов неоднородности показывает, что как для статических, так и динамических параметров неоднородность их внутри партии близка к неоднородности внутри тигля, поэтому в дальнейшем основное внимание в данной работе уделяется последней.

Изучалось такое распределение импульсных свойств ферритов, которое характеризуется следующими величинами: для распределения сигнала у сердечников, относящихся к одному тиглю, $\delta_U = 5—29\%$, для времени переманивания $\delta_\tau = 2—10\%$. Чем больше объем сердечника V , тем меньше разброс сигнала, так как коэффициент линейной корреляции между δ_U и $\sqrt[3]{V}$ оказался

$$r\left(\delta_U, \frac{1}{\sqrt[3]{V}}\right) = +0,873 \pm 0,080 \quad (3)$$

со значимостью лучше 0,01.

Интересный результат получается при исследовании связи неоднородности габаритов и сигнала, снимаемого с ферритового сердечника. На основании формулы (2) и $U \sim QM$, где $M = dB/dt$, а поперечное сечение

$$Q = \frac{D-d}{2} h$$

(D , d и h — диаметры и высота кольца), получаем для коэффициента вариации сигнала

$$\delta_U^2 = \delta_Q^2 + \delta_M^2 = \frac{\bar{D}^2 \delta_D^2 + \bar{d}^2 \delta_d^2}{(\bar{D} + \bar{d})^2} + \delta_h^2 + \delta_M^2 \quad (4)$$

Анализ многочисленных результатов измерений на малогабаритных ферритах с ППГ разных марок показывает, что на долю первого слагаемого приходится меньше 0,4% общего разброса, тогда как второе слагаемое достигает 50—100% величины δ_U . Поэтому можно сделать вывод, что невоспроизводимость сигнала в значительной мере определяется однородностью высоты сердечников.

Было обнаружено, что неоднородность сигнала зависит от условий измерений, в первую очередь, от перемагничивающих токов (I_m): с ростом I_m величина δ_U плавно убывает, а σ_U проходит через максимум. Для времени перемагничивания τ наоборот — с ростом I_m наблюдается уменьшение σ_τ , а δ_τ проходит через максимум. Такое изменение неоднородности может быть, по-видимому, объяснено разбросом свойств материала (r_m — динамическое сопротивление; S_w — коэффициент перемагничивания; H_0 — пороговое поле и др.), в результате чего возникают различия в характеристиках $U = f(I_m)$ и $\tau = f(I_m)$ между сердечниками.

Для выявления операций, на которых возникает неоднородность ферритов, в работе проводится анализ отдельных этапов производства: рассмотрение диспергирование и смешивание исходных компонентов, приготовление пресс-порошка, прессование и спекание.

Химический анализ шихты после помола в вибромельнице показал, что коэффициент вариации содержания исходных составляющих для серийных марок ферритов 1,5ВТ; 0,12ВТ и других находится в пределах 0,3—4%. На основании зависимостей свойств магниймарганцевых ферритов с ППГ от химического состава по формуле (2) были вычислены коэффициенты вариации свойств. Затем производилось сопоставление расчетных значений δ с реальными величинами. Для феррита марки 1,5ВТ найдено, например, что вклад химической неомогенности окисла магния составляет 0,5% общего разброса H_c и 5,3% разброса B_m , а вклад флуктуаций содержания других компонентов — на порядок меньше. На другой марке (0,12ВТ) сравнение проводилось по размаху B_m и H_c , и в результате получено, что колебаниям окисла цинка, возникающим из-за неомогенности смешивания, соответствует изменение B_m в пределах ± 40 гс и H_c в пределах $\pm 0,01$ э, не превышающих ошибки измерения этих величин. На основании подобных расчетов можно сделать вывод, что неоднородность магнитных свойств ферритов с ППГ нельзя объяснить статистическими флуктуациями отдельных компонентов в шихте. Аналогичный расчет для никельцинкового феррита марки 1000НН показал, что для высокопроницаемых ферритов этот вывод неверен: разброс величины начальной проницаемости может быть следст-

вием некачественного смешивания, приводящего к химической неомогенности материала.

В литературе неоднократно высказывалось мнение, что флуктуации примесей могут быть вероятной причиной неоднородности магнитных свойств. Действительно, максимально допустимое содержание их может достигать 1,5% (вес.). Распределение примесей подчиняется закону Пуассона, для которого $\sigma_x^2 = \bar{x}$. Тогда коэффициент вариации их равен $\delta_x \sim 10^{-6}\%$. Если некоторое магнитное свойство M зависит от концентрации примесей x , то при $M=f(x)$ и (2) имеем

$$\delta_M = C \delta_x, \quad (5)$$

где

$$C = \frac{df}{dx} \frac{\bar{x}}{\bar{M}} = \text{const.}$$

Для того чтобы δ_M имело порядок $\sim 1-10\%$, C должно быть порядка 10^6-10^7 , однако анализ предыдущих исследований показывает, что во всех случаях постоянная C не превышает 0,1—1. Таким образом, несмотря на существенную зависимость свойств ферритов с ППГ от концентрации примесей, флуктуации ее не являются причиной неоднородности статических и импульсных параметров сердечников внутри одного тигля.

Среди исходного сырья наибольшее значение имеет качество окиса железа, которое определяет реакционную способность шихты, кинетику ферритизации и т. п.

Опыты показали, что окись железа квалификации «ферритное» имеет вдвое больший разброс активности (огневой усадки), чем квалификации ППГ. Это объясняется наличием в нем α - и γ -модификаций, тогда как ППГ состоит из одной γ - Fe_2O_3 . Было обнаружено также, что неоднородность активности наблюдается как между отдельными партиями, так и внутри партии Fe_2O_3 квалификации ППГ. При этом коэффициент вариации усадки изменяется в пределах 5—19%.

Расчет, проведенный с использованием ранее полученных данных, показал, что невоспроизводимость может быть ответственной за неоднородность статических магнитных параметров.

Исследование распределения сигналов для ферритовых сердечников, изготовленных на Fe_2O_3 , имеющей разную усадку, приводит к выводу, что в формуле (4) слагаемое δ_M^2 , отражающее неоднородность динамических свойств материала, наиболее тесно связано с неоднородностью усадки, тогда как δ_h^2 изменяется незначительно.

Измерения основных характеристик пресс-порошка — дисперсности и формы гранул, насыпного веса, влажности — показали колебания их в широких пределах, несмотря на то, что технология грануляции была неизменной.

Формование является единственной операцией, когда ферритовые сердечники обрабатываются индивидуально. Объемная дозировка пресс-порошка при автоматическом прессовании приводит к значительным колебаниям веса (q) и высоты (h) малогабаритных изделий. Между ними установлена линейная корреляционная зависимость с коэффициентом корреляции $r(q, h) = +0,77 \pm 0,04$. Это позволяет в первом приближении предполагать постоянство плотности и усадки колец. Следствием этого является вывод, что неоднородность высоты сердечников возникает в основном на операции прессования, при этом причиной неоднородности может быть невоспроизводимость объемной дозировки. Однородность последней изучалась путем моделирования этого процесса для малогабаритных сердечников в масштабе 1:50 с использованием (в качестве «идеальных» гранул) стальных шаров одного диаметра, что позволило

исключить из рассмотрения влияния качества пресс-порошка. Коэффициент вариации веса дозировки оказался равным 14%. Объяснение этого факта возможно по известной в статистической физике формуле

$$\delta_N \sim \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad (6)$$

где δ_N и N — коэффициент вариации и число частиц, попавших в данный объем. Таким образом, чем больше число частиц в объеме пресс-формы, то есть чем больше изделие, тем меньше его неоднородность.

Предполагая, что средняя высота изделия пропорциональна $\sqrt{N}$ [6], можно получить из (6)

$$\delta_h = C (\bar{h})^{-1/2}, \quad (7)$$

где δ_h и $\bar{h}$ — коэффициент вариации и средняя высота сердечников; C — постоянная. Соотношение (7) может быть проверено экспериментально, для чего были изготовлены прессовки малогабаритных кольцевых сердечников с разными средними высотами и определены их относительные флуктуации. Корреляционный анализ связи параметров 9-ти распределений высоты показал, что $r(\delta_h, 1/\bar{h}^{1/2}) = +0,924 \pm 0,049$ со значимостью лучше 0,001.

Таким образом, несмотря на приближенный характер условий, при которых выведено (7), неоднородность внутри прессовки возникает вследствие статистических флуктуаций числа частиц пресс-порошка.

На основании этого результата легко объяснить наличие корреляции между δ_U и $1/\sqrt{\bar{V}}$, если использовать (4) и предложить, что $\bar{h} \sim \sqrt{\bar{V}}$.

Систематические наблюдения в течение длительного времени обнаружили весьма сильные колебания параметров δ_h и $\bar{h}$ между отдельными выборками. Анализ точности регулирования глубины камеры засыпки пресс-формы и влияния дисперсности пресс-порошка на габариты изделий показал, что колебания этих факторов ответственны за разброс средних высот между партиями и прессовками.

Изменение величины δ_h между партиями не удалось объяснить флуктуациями значений $\bar{h}$ по (7). Кроме того, рассмотрение соответствующих экспериментальных данных показало, что износ пресс-инструмента в процессе формования не может вызывать существенных изменений δ_h . Исследование распределения высоты сердечников, отпрессованных из порошков разной дисперсности, выявило прямую связь между средним размером частиц пресс-порошка и коэффициентом вариации высоты. Так как с изменением влажности η порошка изменяется также и средний диаметр частиц, на высоту h должно влиять также значение η . Действительно, на десяти исследованных партиях распределение высоты изделий коррелирует с влагосодержанием при коэффициенте корреляции

$$r(\delta_h, \eta) = -0,909 \pm 0,055 \quad (8)$$

и уровне значимости 0,001, то есть чем выше влажность пресс-порошка, тем меньше разброс высоты сердечников, отпрессованных из него.

Таким образом, различия в величине δ_h между партиями могут быть объяснены флуктуациями дисперсности и влажности пресс-порошка.

Высокотемпературный обжиг является важнейшим звеном в производстве ферритов, так как во время этой операции происходят процессы спекания и рекристаллизации, формируется структура пор и зерен, распределение катионов по подрешеткам, благодаря чему определяются окончательные свойства материала и изделия. Установление неоднократной исследовавшейся непосредственной связи между режимом термооб-

работки и магнитными параметрами, а также наличие большого числа технологических факторов, действующих на этой операции, давали основание многим авторам считать ее одним из источников неоднородности магнитных свойств ферритов.

Исследованию подвергались сердечники $1,3 \times 1,0 \times 0,5$, предварительно отсортированные по высоте, что обеспечивало в первом приближении постоянство неоднородности габаритов изделий.

Для оценки суммарного влияния всех технологических факторов, действующих на этой операции, был произведен корреляционный анализ между δ_U и $1/\bar{U}$ для сердечников 36 тиглей одной партии, обожженных при температуре $1335-1400^\circ\text{C}$, длительности обжига от 0 до 2,5 ч и температуре закалки от 700 до 1400°C , который показал, что

$$r(\delta_U, 1/\bar{U}) = 0,90 \pm 0,03 \quad (9)$$

при значимости лучше 0,001.

Обратная пропорциональность между δ_U и $1/\bar{U}$ означает по (1) постоянство σ_U внутри тигля. Это означает, что сердечники, имевшие приблизительно одинаковую однородность до обжига (вследствие сортировки по высоте), после него имеют также одинаковый разброс сигнала, несмотря на весьма широкие пределы изменения технологических факторов, действующих на операции спекания при обжиге тиглей этой партии. Полученный результат подтверждается также корреляционным анализом серии измерений на других партиях данного состава, а также на серийных ферритах марок 1,5BT; ФКЗ—10; 0,16BT. Во всех исследованных случаях, кроме марки 0,9BT, когда обжигались сердечники с разных прессов, обнаруживается значимая корреляционная линейная связь между δ_U и $1/\bar{U}$.

Произведем количественную оценку вклада, вносимого флуктуациями режима обжига в неоднородность сигнала внутри тигля. В соответствии с (9) можно написать

$$\delta_U = \frac{a}{\bar{U}} + b \quad (10)$$

и на основании результата, приведенного в [5], получим

$$\sigma_{\delta_U} = a^2 \sigma_{(1/\bar{U})}^2 + \sigma_b^2 \quad (11)$$

Здесь первое слагаемое есть вклад, вносимый случайной величиной $1/\bar{U}$ в дисперсию величины δ_U , численно равный r^2 , а второе слагаемое есть вклад величины, некоррелированной с $1/\bar{U}$. Для ферритов исследованного состава среднее значение $1 - r^2$ равно 0,21. Таким образом, вклад нестабильности режима спекания в неоднородность сигнала внутри тигля может быть оценен как не превышающий 21%. Ввиду небольшого числа измерений для других марок ферритов такую оценку с достаточной степенью точности дать затруднительно, но, по-видимому, и для них колебания режима спекания вносят небольшую долю в неоднородность сигнала внутри тигля. Влияние этих колебаний сказывается главным образом на разброс средних значений между тиглями, и для данного состава их вклад в разброс средних значений достигает 50—60%.

Установление основных причин возникновения неоднородности магнитных параметров ферритов с ППГ позволяет наметить пути совершенствования производства. В соответствии с описанными выше результатами поиск следует вести в направлении изменения свойств пресс-порошка, операции формования и качества применяемого окисла железа.

В [6] было показано, что с уменьшением радиуса (R) частиц пресс-порошка разброс высоты изделий уменьшается. Этот вывод подтверждают опыты, причем наблюдается уменьшение как δ_A , так и δ_U .

Увеличение влажности пресс-порошка по (8) также приводит к уменьшению неоднородности высоты. Причем для постоянства величины δ_A важным является также поддержание η на одном уровне, что должно обеспечиваться введением соответствующего межоперационного контроля.

Наконец, введение операции обкатки пресс-порошка приводит к увеличению механической прочности частиц, улучшению их коэффициента формы и сыпучести, а также к уменьшению неоднородности гранул по форме.

Из формулы (4) и проведенных экспериментов следует, что для увеличения однородности импульсных параметров ферритовых сердечников необходимо уменьшить их разброс по высоте, так как δ_A вносит значительный вклад в величину δ_U . Применение 100%-ной автоматической разбраковки необожженных колец по высоте показало, что разделение на отдельные группы позволяет уменьшить коэффициент вариации высоты и амплитуды сигнала в 2—3 раза по сравнению с несортированными изделиями.

Ликвидация погрешности, возникающей при настройке пресс-инструмента, возможна путем измерения глубины камеры засыпки, что увеличивает воспроизводимость $\bar{h}$ между прессовками и партиями.

Представляет интерес выяснить целесообразность более существенного изменения технологии формования ферритовых колец.

Испытывался способ выдавливания — принудительного заполнения пресс-формы пластичной массой, для придания текучести которой увеличивалось содержание связующего вещества. Опыт показал, что при содержании связки в пределах 30—40% коэффициент вариации высоты уменьшается на 30% по сравнению с обычной объемной дозировкой.

Известен способ формования малогабаритных ферритовых сердечников штампованием их из листовых заготовок, которые получают литьем из шликера, содержащего каучук. При экспериментальной проверке применимости этого метода технология была несколько изменена: формовались пленки не обожженные, а непосредственно после удаления растворителя. Опыт показал, что у необожженных штампованных сердечников размерами $1 \times 0,7 \times 0,4$ мм неоднородность высоты уменьшается в 5 раз по сравнению с полученными по обычной технологии. Таким образом, применение метода штампования приводит к существенному повышению однородности отформованных изделий.

Экспериментальное исследование изменения неоднородности активности окисла железа показало, что разброс последней уменьшается при введении предварительного гомогенизирующего обжига при 900°C в течение 1—2 ч, что, по-видимому, может быть использовано в производстве магниймарганцевых ферритов.

ВЫВОДЫ

1. Нарастание неоднородности статистических и динамических магнитных параметров ферритов с ППГ в процессе производства происходит скачками под действием небольшого числа технологических факторов. Основную часть общей неоднородности составляет неоднородность внутри тигля, которая для динамических параметров в значительной мере определяется разбросом высоты изделий.

2. Статистические флуктуации содержания примесей и негомогенность состава оказывают незначительное влияние на неоднородность свойств ферритов с ППГ.

3. Активность окисла железа и ее разброс, колебания свойств пресс-порошка и невоспроизводимость объемной дозировки при прессовании являются важнейшими причинами, вызывающими неоднородность ферритов с ППГ.

4. Увеличение однородности свойств ферритов с ППГ может быть достигнуто:

- а) увеличением дисперсности и влажности пресс-порошка;
- б) заменой полусухого прессования с объемной дозировкой на формование методами выдавливания и штамповки;
- в) применением гомогенизирующего обжига окисла железа.

Выражаю благодарность Л. И. Рабкину за ценные замечания и руководство.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янус Р. И. ФММ, 1955, 1, 84.
2. Янус Р. И. Дефектоскопия, 1965, № 1, 41.
3. Длин А. М. Математическая статистика в технике, М., изд. «Советская наука», 1958.
4. Вентцель Е. С. Теория вероятностей, М., изд. «Наука», 1964.
5. Ван дер Верден Б. Л. Математическая статистика, М., ИИЛ, 1960.
6. Геворкян Г. Х. Изв. АН Арм. ССР, сер. техн., 1965, 18, 4, 35.
7. Геворкян Г. Х., Геворкян Э. Т. Труды ВНИИЭМ, вып. 23, М.—Л., изд. «Энергия», 1966, стр. 191.

1 руб. 45 коп.