

К ТРИДЦАТИЛЕТИЮ СОВЕТСКОЙ ФИЗИКИ

РАБОТЫ УЧЁНЫХ СССР ПО ФЕРРОМАГНЕТИЗМУ

Е. И. Кондорский

Немного можно назвать областей физики, которые за протекшие 30 лет получили такое же развитие, как учение о ферромагнетизме. Были выяснены причины этого явления, были построены теории кривых намагничивания и гистерезиса и рассчитаны чётные эффекты (магнетострикция, гальвано- и термомагнитные явления). В деле развития учения о ферромагнетизме значительную роль играли работы наших учёных. Достаточно указать на то, что почти в каждой статье по этому вопросу содержатся ссылки на работы, сделанные в СССР. В решении очень многих основных теоретических вопросов по ферромагнетизму инициатива принадлежала нашим учёным. Изложение всех имеющихся работ далеко выходит за рамки этой статьи. Автор считал своей задачей показать главное, что сделано в области изучения и объяснения основных явлений ферромагнетизма нашими учёными.

1. РАБОТЫ, ПОСВЯЩЁННЫЕ ПРИЧИНАМ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА

Причину сильного намагничивания ферромагнетиков, как указал впервые Вейсс, следует искать во взаимодействии между электронами соседних атомов. Однако магнитные силы, действующие между электронами, слишком слабы, чтобы явиться причиной ферромагнетизма. Поэтому пришлось постулировать существование более сильного взаимодействия, приводящего к спонтанному намагничиванию отдельных участков тела. Вейссу удалось построить формальную теорию, хорошо описывающую зависимость основных свойств ферромагнетиков от температуры, однако объяснить природу спонтанного намагничивания ему так и не удалось. В 1927 г. Дорфман¹ (ЛФТИ) проделал опыты по отклонению β -частиц в ферромагнитных телах и доказал, что силы, вызывающие спонтанное намагничивание, не могут быть магнитными. В 1928 г. Френкель² (ЛФТИ) впервые отметил, что спонтанное намагничивание может быть обусловлено обменными силами, возникающими при кулоновском взаимодействии между электронами. Это же предположение, несколько позже и независимо, было положено Гейзенбергом в основу квантовой теории ферромагнетизма. В дальнейшем тео-

рия получила развитие в работах Блоха, Слетера, Бете, Меллера, Вигнера и в работе Фаулера и Капицы³. В теории Гейзенберга-Блоха не учитывалась возможность существования возбуждённых и полярных состояний. Количественная разработка полярной модели в многоэлектронной трактовке кристалла была впервые дана Шубиним и Вонсовским⁴ (УФАН). Авторы показали, что в полярной модели критерий ферромагнетизма получается более жёстким, чем в теории Гейзенберга и Блоха. В частности, условие положительности интеграла обмена в этой модели является необходимым, но недостаточным условием ферромагнетизма. Авторы, кроме того, рассматривая обмен между *s*- и *d*-электронами, нашли возможность нового объяснения «дробности» атомных моментов. В работах Вейсса, Гейзенберга и Блоха при определении наивероятнейших состояний учитывался лишь так называемый «дальний порядок», который характеризуется, в квазиклассической трактовке, общим числом спинов и числом спинов, ориентированных вдоль или против результирующего магнитного момента области. Влияние того, как распределены различно ориентированные спины внутри области, т. е. влияние так называемого «ближнего порядка», в этих работах не учитывалось. Между тем оно должно играть существенную роль, так как взаимодействие между электронами быстро уменьшается с увеличением расстояния. Предполагая, что взаимодействуют только соседние спины, т. е. приписывая «ближнему порядку» основную роль, Изинг рассчитал магнитные свойства цепочки спинов. Он показал, что такая цепочка ведёт себя, как парамагнетик, подчиняющийся при высокой температуре закону Кюри-Вейсса с точкой Кюри $\Theta_p > 0$. При переходе к двумерной и трёхмерной решётке вычисления усложняются. Задача, даже в квазиклассической трактовке, точно решена быть не может. Приближённый расчёт для трёхмерной решётки из спинов был проведён Стильбансом⁵ (ЛФТИ), который применил к этому случаю метод, развитый Гунгенгеймером и Фаулером. Вонсовский⁶, применяя метод Пайерльса, уточнил и углубил эту теорию. В работе Канера⁷ (ЛФТИ) трёхмерный случай был рассмотрен с квантовомеханической точки зрения.

В отмеченных работах было показано, что трёхмерная решётка спинов при условиях, подобных условиям в теории Гейзенберга-Блоха, может быть ферромагнитной. Учёт ближнего порядка, как показал Вонсовский, объясняет причину разницы положений парамагнитной и ферромагнитной точек Кюри и позволяет оценить порядок величины этой разницы.

В последнее время (1940 г.) Вонсовский⁸ и Комар⁹ распространили теорию Гейзенберга-Блоха на случай бинарных ферромагнитных сплавов и вывели зависимость температуры Кюри от состава сплава. Формула для температуры Кюри, по Вонсовскому, имеет следующий вид:

$$\Theta = \frac{Z}{2k} [A_1 + 2n_2(A_1 - A_{12}) + n_2^2(A_1 + A_2 - 2A_{12})], \quad (1)$$

где Z — число ближайших соседей, k — постоянная Больцмана, n_2 — концентрация атомов сорта B , A_1 , A_2 и A_{12} — интегралы обмена, соответственно, для соседств типа $A-A$, $B-B$ и $A-B$ (A и B атомы различных компонент сплава).

Из формулы следует, что Θ зависит от квадрата концентрации одной из компонент сплава, что подтверждается для ряда бинарных сплавов. Вонсовский показал, что температуры Кюри для упорядоченных и неупорядоченных твёрдых растворов должны быть различны. Этот вывод теории также хорошо согласуется с опытными данными.

2. РАБОТЫ ПО МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ, ПО ИЗУЧЕНИЮ СВОЙСТВ И ТЕОРИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

В процессе спонтанного намагничивания роль магнитных сил взаимодействия, которые приблизительно в 10^3 раз меньше электрических, ничтожна. Однако магнитные силы играют существенную роль в процессе ориентации магнитных моментов областей спонтанного намагничивания вдоль направления внешнего поля. Существование магнитного взаимодействия, согласно современным представлениям, приводит к магнитной анизотропии и является причиной магнитострикции.

Первые систематические работы по изучению свойств ферромагнитных кристаллов были сделаны Вейссом. Вейсс не имел в своём распоряжении кристаллов трёх основных ферромагнитных элементов и производил исследования на магнетите и пиротине. Кривые намагничивания кристаллов железа были измерены после того, как Беку и далее Вебстеру, Герлаху, Хонда, Кая и Массумото удалось получить достаточно большие кристаллы этого металла. Несколько позже были изучены также кривые намагничивания кристаллов никеля^{*} (Сексмит, Поттер, Брадуэй и Кая), кобальта (Кая, Хонда и Массумото).

Особенно подробные и систематические исследования магнитных и электрических свойств кристаллов железа, никеля и кобальта производились учёными из школы Хонда.

Теория анизотропии магнитных и электрических свойств ферромагнитных кристаллов была, в значительной степени, построена Акуловым¹⁰. В 1928 г. он произвёл расчёт энергии однородно деформированной решётки из диполей. Эта работа явилась ключом к объяснению влияния, которое оказывают внешние и внутренние напряжения на ход кривых намагничивания и гистерезиса.

Часть энергии деформированной кубической решётки, зависящая от компонент тензора деформации τ_{ij} и от направляющих косинусов s_i момента диполей, по Акулову, имеет вид

$$U = \sum_{ij} \Phi_{ij} \tau_{ij} + U_c, \quad (2)$$

где

$$\Phi_{ii} = \frac{Np^2}{a^3} (C_0 + C_1 s_i^2); \quad \Phi_{ij} = \frac{Np^2}{a^3} C_2 s_i s_j (i \neq j)$$

и U_c — упругая энергия решётки, N — число диполей в единице объёма, p — момент диполя, a — параметр решётки и C_0, C_1, C_2 — постоянные, имеющие определённые численные значения. Из (2) следует, что если коэффициенты C_k не равны нулю, спонтанное намагничение кристалла всегда сопровождается спонтанной деформацией, характеризующейся значениями τ_{ij} , при которых получается минимум U . Всякое изменение намагничения вызывает изменение этой деформации. Деформация при намагничивании ферромагнетиков — магнетострикция — была открыта ещё Джоулем. Из формулы (2) легко получить зависимость магнетострикции от направления намагничения в намагниченном до насыщения кристалле. Она имеет следующий вид:

$$\lambda = x_0 + x_1 \sum_{i,j} s_i^2 r_i^2 + 2x_2 \sum_{i,j} s_i s_j r_i r_j, \quad (3)$$

где x_0, x_1 и x_2 — параметры, имеющие определённые численные значения, r_i — косинусы, определяющие направление, в котором измеряется удлинение.

Следует отметить, что классический расчёт, проведённый Акуловым, давая правильный порядок параметров x , не даёт истинных значений последних. Они должны быть определены с помощью квантовой физики. Форма зависимости λ от s остаётся при классическом и квантовом расчёте одной и той же. Она может быть получена независимо от способа расчёта из соображений симметрии.

Акулов показал, что формулы, подобные (3), должны быть справедливы для всех чётных эффектов в ферромагнитных кристаллах. С помощью этого положения, которое Акулов назвал законом магнитной анизотропии, оказалось возможным объяснить всю сложную картину зависимости гальвано-и термомагнитных, гальвано- и термоупругих эффектов от направления вектора намагничения в намагниченных до насыщения кристаллах кубической системы.

По современным представлениям, намагничение ферромагнетиков обусловлено тремя одновременно проходящими процессами: 1) смещением границ между отдельными магнитными фазами и ростом одних фаз за счёт других, 2) поворотом вектора спонтанного намагничения внутри фаз в направлении поля и 3) ростом абсолютной величины этого вектора (т. е. увеличением «истинного» намагничения фазы). Принимая, что начальная, крутая часть кривых намагничения в основном обусловлена первым, а пологая часть — вторым процессом, Акулов¹¹ впервые произвёл расчёт кривых намагничения кристаллов кубической системы по основным кристаллографическим направлениям в области пологой части (рис. 1). Исходной формулой для расчёта явилась зависимость свободной энергии недеформированной решётки от направления вектора намагничения. Эта формула имеет вид¹²:

$$U_k = U_0 + 2K(s_1^2 s_2^2 + s_2^2 s_3^2 + s_3^2 s_1^2); \quad (4)$$

K — постоянная, называемая обычно константой магнитной анизотропии. Свободная энергия намагниченного до насыщения кристалла в магнитном поле H , составляющем угол φ с направлением намагничивания, равна:

$$U = U_k - HI \cos \varphi.$$

С помощью этих формул легко найти направление вектора намагничивания, соответствующее минимуму U , и отсюда зависимость между H и продольной составляющей намагничивания, т. е. определить уравне-

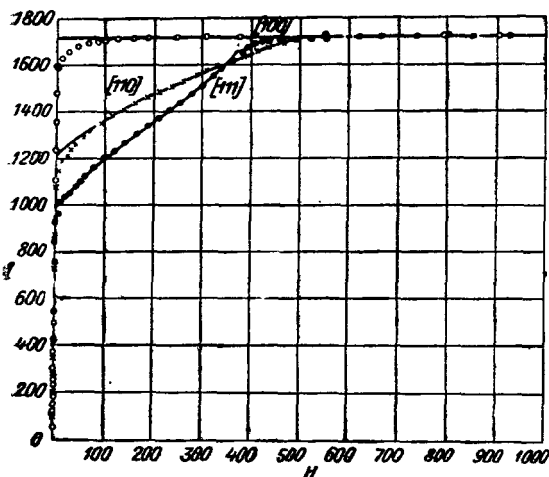


Рис. 1. Кривые намагничивания монокристаллов железа по различным осям. Сплошные кривые — вычисленные; точки, крестики и кружки — данные наблюдений.

тострикции в процессе намагничивания кристалла [формула (3) даёт магнетострикцию кристалла, намагниченного до насыщения] в той области, где намагничение в основном изменяется за счёт процесса поворота (рис. 2). Подобным же образом он получил формулы для гальвано- и термомагнитных и упругих эффектов¹⁴ в процессе намагничивания.

Наконец, основываясь на формуле (4), Акулов разработал теорию магнитных свойств поликристаллических тел в области, близкой к насыщению, где магнитное взаимодействие между отдельными участками настолько мало, что им можно пренебречь. Предполагая, что в сильных полях намагничение растёт в основном в результате процесса вращения и благодаря малости магнитного взаимодействия между кристаллитами в этих полях, процесс в каждом из них происходит независимо (т. е. магнитные моменты кристаллитов поворачиваются к направлению внешнего поля уже независимо друг от друга), Аку-

лов¹⁸ обобщил ранее выведенные формулы на случай, когда кристалл подвергнут действию однородного растягивающего или сжимающего усилия, и, кроме того, получил уравнения для кривых гистерезиса идеального кристалла, в котором отсутствует процесс смещения границ.

Основываясь на указанных выше предположениях о последовательности процессов намагничивания и пользуясь формулой (3), Акулов вывел формулы для магне-

лов¹⁵ вывел формулу для кривой намагничивания железа в области, близкой к насыщению.

Эта формула имеет следующий вид:

$$I = I_s \left(1 - \frac{32}{105} \frac{K^2}{I_s^2} \cdot \frac{1}{H^2} \right), \quad (5)$$

где K — константа анизотропии и I_s — значение намагничивания при насыщении. Опыты Черлинского показали, что в интервале полей

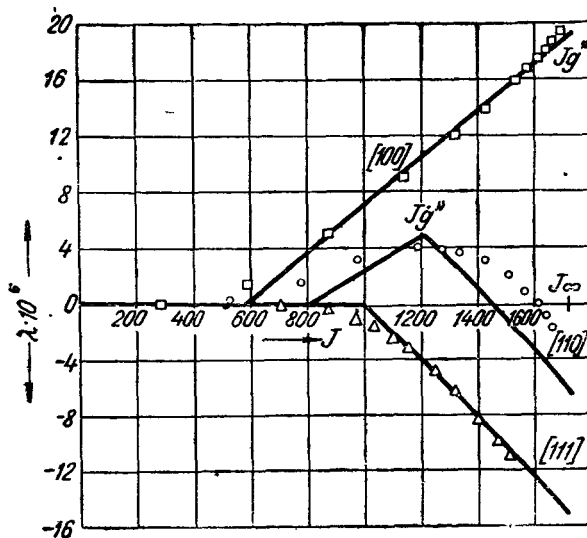


Рис. 2. Магнетострикция монокристаллов железа по различным осям. Сплошные кривые — вычисленные; треугольники, кружки и квадраты — данные наблюдений.

70—1300 эрстед формула (5) находится в хорошем согласии с опытными данными. Пользуясь этой формулой, можно по ходу кривой намагничивания чистых поликристаллических тел определять величину константы анизотропии. В 1946 г. Пузей (МГУ), пользуясь этим методом, определил константы K сплавов NiCu , NiSn и NiMo при различных температурах.

При выводе формулы (5) Акулов находил среднее значение намагничивания, предполагая, что оси отдельных кристаллитов ориентированы беспорядочно. С помощью аналогичного метода ранее им были получены формулы для магнетострикции поликристаллических тел¹⁶ в состоянии насыщения, а также для параметров, характеризующих гальвано-магнитные и термомагнитные эффекты. При выводе формул магнетострикции поликристаллического тела Акулов считал,

что удлинение его алгебраически складывается из удлинения отдельных кристаллитов. Механическое действие кристаллитов друг на друга при этом не учитывалось.

В последнее время Владимирский¹⁷, применив изящный метод, получил формулы для магнетострикции поликристаллического тела при насыщении с учётом механического взаимодействия.

Параллельно с теоретическими работами в магнитной лаборатории Института физики МГУ проводились экспериментальные работы по исследованию константы анизотропии чётных эффектов в кристаллах и поликристаллических образцах. В 1932 г. Акулов и Брюхатов¹⁸ разработали метод определения константы анизотропии по измерению крутящего момента, действующего на диск в магнитном поле. С помощью этого метода указанные авторы исследовали текстуру вальцованных материалов. В дальнейшем Брюхатов, совместно с Киренским, тем же методом измерил зависимость константы анизотропии никеля от температуры и получил данные, которые в настоящее время признаются наиболее надёжными. На основании результатов измерений Брюхатов и Киренский¹⁹ вывели эмпирическую формулу для зависимости константы анизотропии от температуры

$$K_t = K_0 e^{-aT^2},$$

где K_t и K_0 — соответственно значения K при температуре T° и 0° и a — постоянная. Далее, в той же лаборатории было подробно изучено влияние упругих напряжений на электропроводность, термоэлектродвижущую силу и магнетострикцию ферромагнетиков (Храмовым и Львовой²⁰, Феденевым²², Волковым²¹, Беловым²³, Дьяковым²⁴). Необходимо отметить, что работа по исследованию термомагнитных и термоупругих эффектов, проделанная Волковым, представляла большие экспериментальные трудности, и полученные им результаты являются весьма ценным вкладом в области наших знаний по ферромагнетизму.

В 1930 г. Беккер показал, что в материалах с отрицательной магнетострикцией, подвергнутых достаточно сильному упругому натяжению, оси лёгкого намагничивания концентрируются в плоскости, перпендикулярной к растягивающей силе, в результате чего направление, в котором приложена эта сила, становится направлением трудного намагничивания. Если растягивающая сила действует на поликристаллические тела, то благодаря указанной концентрации осей создаётся искусственная анизотропия — тело становится в магнитном отношении подобным кристаллу с одной осью трудного намагничивания. При достаточно сильном натяжении F кривая намагничивания, как показал Беккер, приближается к прямой, а магнитная восприимчивость — к некоторому постоянному значению

$$\chi = \frac{I_s^2}{3\lambda F}. \quad (6)$$

Справедливость указанных теоретических выводов и правильность формулы (6) подтвердили опыты Керстена, измерявшего магнитные свойства растянутых никелевых проволок.

В 1938—1939 г. Грабовский²⁵ (Институт физики МГУ) провёл весьма подробные исследования кривых намагничивания никелевых проволок при различных температурах и напряжениях. В полном согласии с теоретическими выводами он показал, что при низких температурах, вследствие возрастания константы анизотропии никеля, требуются значительно большие натяжения, чтобы приблизить кривую намагничивания к прямой. В этом случае наблюдаются заметные отклонения от формулы (6).

Основы квантовой теории магнитного взаимодействия, приводящего к анизотропии ферромагнетиков, были разработаны Блохом и Джентиле. Эта теория получила дальнейшее развитие у Вонсовского²⁶. Он произвёл расчёт температурной зависимости магнитной анизотропии кристаллов кобальта и получил формулы, находящиеся в хорошем качественном согласии с опытом.

Температурная зависимость константы анизотропии кобальта описывается, по Вонсовскому, формулой следующего вида:

$$K_1 = A \left[\frac{1}{\gamma} (1 - e^{-\frac{\gamma}{kT}}) - \frac{1}{4\beta} (1 - e^{-\frac{\beta}{kT}}) \right],$$

где T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, A , β , γ — постоянные, связанные с интегралами обмена и переноса. При $\gamma > 4\beta$ и $\gamma > 0$, $\beta > 0$ при низких температурах $K_1 > 0$. При высоких температурах

$$K_1 \approx -\frac{3}{4} \frac{A}{kT} < 0,$$

что находится в согласии с опытом. Таким образом Вонсовскому впервые удалось объяснить изменение знака константы анизотропии, которое наблюдается у кобальта при повышении температуры, что надо отметить как большой успех теории.

В течение долгого времени не удавалось с достаточной точностью измерить магнитные свойства кристаллов железа и никеля в слабых полях. Первые надёжные данные в этом направлении были получены Вильямсом в США и Кая в Японии. Вильямс изучал магнитные свойства на образцах замкнутой формы, вырезанных из кристаллов кремнистой стали. Он показал, что в слабых полях также имеет место анизотропия магнитных свойств. По данным Вильямса, начальные восприимчивости в направлениях осей [100], [110] и [111] относятся, как $1:1/2:1/3$. В своей статье, посвящённой вопросу об анизотропии в слабых полях, Кондорский²⁷ вывел теоретическую формулу для начальной восприимчивости χ_0 кристаллов кубической системы в различных направлениях:

$$\chi_0 = \chi_1 (n_1 h_1^2 + n_2 h_2^2 + n_3 h_3^2) + \chi_2 [n_1 n_2 (h_1^2 + h_2^2) + n_2 n_3 (h_2^2 + h_3^2) + n_3 n_1 (h_3^2 + h_1^2)] + \dots, \quad (7)$$

где χ_1, χ_2 — постоянные, h_1, h_2, h_3 — направляющие косинусы вектора поля, n_1, n_2, n_3 — объёмные концентрации магнитных фаз, спины которых параллельны или антипараллельны, соответственно, осям $[100]$, $[010]$ и $[001]$. Он показал, что анизотропия восприимчивости, наблюдаемая Вильямсом, может быть объяснена тем, что в его образцах магнитные моменты большинства областей спонтанного намагничивания ориентированы вдоль направлений лёгкого намагничивания, ближайших к оси образца. Такая преимущественная ориентация магнитных моментов (магнитная текстура) часто наблюдается в мягких образцах. При наличии подобной ориентации из формулы (7) при $\chi_1 \gg \chi_2$ непосредственно получается наблюдаемое Вильямсом соотношение восприимчивостей. В случае, когда объёмы областей, ориентированных по различным направлениям, одинаковы, начальная восприимчивость кристаллов кубической системы не должна зависеть от направления намагничивания.

Подробное исследование анизотропии начальной восприимчивости кристаллов железа и её зависимости от упругих напряжений произвёл Дехтяр²⁸ (Институт физики МГУ). Образцы, которые он измерял, имели форму тонких полос. Дехтяр также наблюдал анизотропию восприимчивости. Он показал, что начальная восприимчивость кристаллов железа в направлениях $[100]$ и $[110]$ растёт с увеличением натяжения. При этом форма кривой намагничивания и значение начальной восприимчивости существенно зависят 1) от того, непрерывно или скачками увеличивается натяжение, 2) от последовательности наложения натяжения и поля и 3) от того, в каком состоянии, напряжённом или свободном от напряжения, было произведено размагничивание. Дехтяр показал, что области спонтанного намагничивания в кристаллах, как и следовало ожидать, под влиянием натяжения ориентируются преимущественно вдоль определённых направлений, и эта вызванная натяжением магнитная текстура сопровождается изменением начальной восприимчивости.

Измерение коэрцитивной силы кристаллов железа по различным направлениям было вначале произведено Рудером и Сикстусом и несколько позже Кая. Однако данные, полученные этими авторами, оказались весьма противоречивыми и не могли быть признаны за достоверные. Первые надёжные измерения коэрцитивной силы кристаллов кубической системы и, вместе с этим, первые систематические исследования анизотропии коэрцитивной силы в этих кристаллах произвёл в УралФТИ Шур²⁹. Этот автор исследовал кристаллы кремнистой стали в форме дисков. При получении образцов были приняты весьма тщательные предосторожности, чтобы избежать влияния различных факторов, могущих исказить результаты (влияние магнитных полей во время обработки кристаллов, влияние отклонений образцов от правильной формы и т. п.). В результате измерений Шур получил кривые зависимости коэрцитивной силы от направления намагничивания и показал, что эти кривые имеют определённый период

и что минимальная величина коэрцитивной силы имеет место, когда поле параллельно оси лёгкого намагничивания, лежащей ближе всего к плоскости диска. Шур⁸⁰ исследовал, далее, влияние магнитного поля и упругих натяжений, приложенных в процессе термической обработки на коэрцитивную силу кристаллов, и показал, что такая обра-

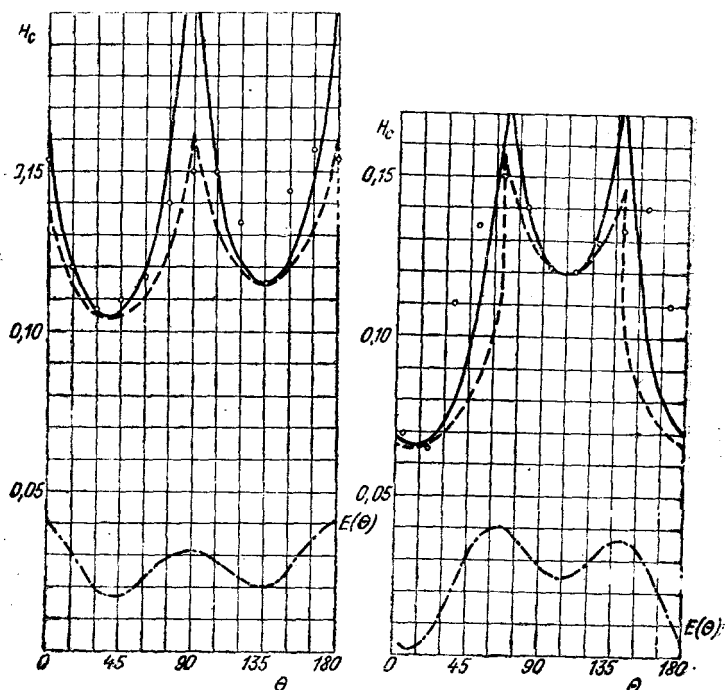


Рис. 3. Величина коэрцитивной силы на монокристаллах кремнистой стали в плоскости (110) для различных направлений. Вычисленные значения; кружками помечены данные наблюдений.

ботка существенно изменяет характер анизотропии коэрцитивной силы. Минимум коэрцитивной силы в этом случае совпадает с тем направлением, в котором происходит ориентация областей спонтанного намагничивания. Теоретическое объяснение результатов, полученных Шуром, дал Вонсовский³¹ (см. ниже), который вывел формулы для коэрцитивной силы монокристалльных дисков, хорошо согласующиеся с опытными данными (рис. 3).

Искусственная магнитная анизотропия может быть получена не только при действии натяжения, но также после термической обработки в магнитном поле. В последнем случае возникает магнитная текстура, и ось лёгкого намагничивания совпадает с направлением по-

ля, приложенного при такой обработке. Шур и Хохлов³² впервые показали, что такая же текстура возникает при так называемой термомеханической обработке в образцах, которые отжигаются в растянутом состоянии.

3. РАБОТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

В 1931 г. Биттер показал, что частицы магнитного порошка выявляют на шлифованной поверхности кристаллов железа, поливаемой магнитной суспензией, ряд линий. Акулов и Дехтяр³³ в 1931 г., проделав аналогичные опыты, показали, что линии выявляются и в том случае, когда кристалл размагничен. Последнее обстоятельство имело весьма большое значение. Оно показывало, что в размагниченном кристалле имеются источники сильных магнитных полей. Этими источниками могли быть области спонтанного намагничивания. Независимо от того, находились ли обнаруженные линии над границами областей или над линиями скольжения, — опыты Биттера, Акулова и Дехтяра показывали, что внутри ферромагнитных кристаллов имеются сильно намагниченные участки, т. е. справедлива гипотеза Вейсса о спонтанном намагничивании. В дальнейшем было показано, что при изменении знака поля происходит смещение линий и что направление линий определенным образом связано с направлением осей легкого намагничивания. Отсюда уже можно было сделать заключение, что линии эти действительно получаются над границами областей.

Теория магнитной структуры ферромагнетиков получила своё развитие после того, как было найдено выражение для поверхностной энергии областей спонтанного намагничивания. Введя гипотезу о существовании в размагниченном ферромагнетике этих областей, Вейсс не пытался искать причин того, почему происходит разбиение на области, или определять, какой они должны быть величины. Впервые к этим вопросам подошли Френкель и Дорфман³⁴ в 1930 г. Эти авторы указали, что объём областей должен быть связан с величиной их поверхностной энергии. В 1932 г. Блох получил теоретические формулы для величины поверхностной энергии и оценил порядок ширины переходного граничного слоя между областями спонтанного намагничивания. Размеры их Блох пытался определить с помощью своеобразного статистического метода. В дальнейшем, однако, было показано, что этот метод к определению размеров областей неприменим.

Впервые последовательная и строгая теория магнитной структуры однородного ферромагнетика была разработана Ландау и Лифшицем³⁵. Эти авторы с помощью изящного метода получили формулы для поверхностной энергии плоской границы и нашли закон, по которому изменяется направление магнитного момента при переходе от одной области к другой (внутри граничной зоны). Ландау и Лифшиц нашли

формулу, определяющую размеры областей, и показали, что эти размеры зависят от размеров ферромагнетика. На основании этих работ оказалось возможным дать анализ картин осаждения порошков, наблюдаемых на шлифованной поверхности кристаллов. Главное значение данных работ, так же как и работы Блоха, состоит, однако, в том, что, базируясь на их результатах, можно было развить теорию кривых намагничивания в области максимальных значений проницаемости, где основную роль в намагничивании играет процесс смещения границ.

Теория магнитной структуры чистых одноосных ферромагнетиков была детализирована в работе Широкобокова (ГИФТИ)⁸⁶. Широкобоков рассмотрел изменение магнитной структуры при действии внешнего поля и дал вполне строгую теорию кривой намагничивания идеального кристалла с одной осью лёгкого намагничивания. В частности, он дал строгий вывод формулы для кривой намагничивания кристалла кобальта, полученной в 1931 г. Гейзенбергом. С другой стороны, работа Широкобокова показала, что имеющиеся в нашем распоряжении самые чистые кристаллы ещё весьма далеки от идеальных.

Подробную теорию магнитной структуры для трёхосного кристалла дал Вонсовский⁸⁷. Вонсовский рассмотрел, как влияют однородные упругие напряжения на магнитную структуру, и показал, что под действием напряжения граничные слои между областями смещаются. Энергетически менее выгодные области уменьшаются в объёме.

4. РАБОТЫ ПО ТЕОРИИ ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ В ОБЛАСТИ СЛАБЫХ И СРЕДНИХ ИНДУКЦИЙ И ПО ТЕОРИИ ГИСТЕРЕЗИСА

Физическая сущность процесса намагничивания в области начальной и крутой части кривой вплоть до 1930—1931 гг. оставалась неизвестной. В 1930 г. Сикстус и Тонкс показали, что перемагничивание однородной в магнитном отношении проволоки происходит подобно фазовому превращению. Зародыш области, намагниченной в направлении поля, увеличивается в объёме за счёт окружающей, противоположно намагниченной среды. При этом граница между новой и старой фазами движется вдоль проволоки с определённой скоростью. Опыты Сикстуса и Тонкса показали, что, наряду с процессом поворота вектора спонтанного намагничивания от оси лёгкого намагничивания в направлении поля, происходит процесс смещения границ между областями, и этот последний процесс играет главную роль в слабых полях. Рассматривая смещение границ между областями, моменты которых составляют углы 90° (границы 2-го типа), Беккер впервые дал теоретическую формулу, связывающую начальную проницаемость с величиной внутренних напряжений, и объяснил причины зависимости хода кривых намагничивания в слабых полях от структуры материала.

Величина поверхностной энергии в процессе смещения границ второго типа существенной роли не играет. Однако она играет важную роль в процессе смещения границ между областями с противоположно направленными магнитными моментами (границы 1-го типа). Блох, с помощью полученной им формулы для поверхностной энергии, показал, что при наличии внутри ферромагнетика неоднородностей, приводящих к местным изменениям интеграла обмена, смещение границ 1-го типа может происходить только, когда внешнее поле достигнет определённого значения. При этом значении поля должны происходить необратимые смещения границ 1-го типа. Вопрос о природе необратимых изменений намагничивания был подробно разобран Кондорским³⁸. Кондорский показал, что в реальных ферромагнетиках с внутренними напряжениями энергия граничного слоя должна существенно зависеть от величины этих напряжений. Он впервые отметил, что неоднородные внутренние напряжения являются гораздо более вероятной причиной задержки смещения границ, чем неоднородности, приводящие к изменению интеграла обмена, которые вряд ли существуют в мягких магнитных материалах. Из рассмотрения условий движения границ в ферромагнетике с неоднородными напряжениями автор получил формулу для критического поля, при котором одна область спонтанного намагничивания может поглотить соседнюю, и показал, что величина этого поля должна быть пропорциональна величине градиента внутренних напряжений. Отсюда получилась возможность объяснить влияние термической обработки на величину коэрцитивной силы и связь, существующую между коэрцитивной силой и дисперсностью структуры, которая была давно установлена в металловедении. С помощью полученной формулы можно было также объяснить уменьшение коэрцитивной силы материалов с положительной магнетострикцией при растяжении вдоль направления, в котором приложено поле.

С целью проверки своих выводов Кондорский³⁹ провёл экспериментальное исследование действия напряжений на коэрцитивную силу и влияния исходного состояния на начальную и обратимую восприимчивость. Это исследование показало, что значения обратимой восприимчивости в случае сильного натяжения не зависели от того, в каком состоянии было произведено размагничивание (в натянутом или свободном от напряжения). Наоборот, значения необратимой восприимчивости, характеризующей необратимые приращения намагничивания, существенно зависели от исходной магнитной структуры. Если размагничивание произведено в свободном состоянии, а затем образец подвергнут натяжению, получается неустойчивая магнитная структура, при которой границы между областями оказываются в местах, где при другом способе размагничивания их не было бы. Поэтому после такого искусственного размагничивания смещение границ 1-го типа начинается в самых слабых полях, и восприимчивость возрастает тем сильнее, чем большее приложено натяжение.

Получение в жёстких материалах высоких значений восприимчивости, при искусственно созданной магнитной структуре, показывало правильность представлений, положенных в основу теории.

Разбирая причины гистерезиса ферромагнетиков, автор ⁴⁰ отметил, что гистерезис является следствием магнитной анизотропии — кристаллографической или вызванной напряжениями — и может быть обусловлен:

1) Отсутствием после намагничивания до насыщения зародышей противоположно намагниченных фаз, благодаря чему перемагничивание не может произойти посредством смещения границ и возможно только вращение вектора спонтанного намагничивания. Гистерезис этого рода должен быть приписан идеальному ферромагнетiku.

2) Задержкой в росте зародышей новой фазы вследствие увеличения при этом роста поверхности и поверхностной энергии граничного слоя, отделяющего зародыш от окружающей среды.

3) Задержкой в перемещении границ между различными магнитными фазами (областями) вследствие наличия в веществе неоднородностей.

Автор показал, что если гистерезис в ферромагнетике частично вызывается второй или происходит от первой причины, площадь петли гистерезиса и величина коэрцитивной силы должны зависеть от формы образца. Отсюда он сделал вывод, что, во-первых, у чистых кристаллов и одноосных материалов следует ожидать зависимости петель гистерезиса от формы (так как в этих материалах гистерезис в значительной степени должен быть обусловлен второй причиной) и, во-вторых, что независимость коэрцитивной силы от формы у большинства поликристаллических ферромагнетиков следует объяснить или тем, что в основном их гистерезис происходит не от двух первых причин, или тем, что вследствие несоответствия направлений лёгкого намагничивания, в отдельных частях образца, коэрцитивная сила зависит уже не от его формы в целом, а от формы отдельных участков. В обоих случаях независимость коэрцитивной силы от формы образца является следствием неоднородности материала.

Развивая указанные выше представления, Кондорский ⁴¹ дал теорию обратимых изменений намагничивания, происходящих за счёт смещения границ, и вывел формулы для обратимой восприимчивости кристаллов кубической системы и поликристаллических тел. Эта теория получила своё дальнейшее развитие в работе Броуна (США).

При исследовании магнитных свойств кристаллов образцы в большинстве случаев имеют форму тонких проволок, полос или дисков. В этих случаях на положение вектора спонтанного намагничивания влияет форма образца.

Впервые теория процесса перемагничивания монокристаллических дисков была дана Вонсовским ⁴¹. Вонсовский показал, что на характер зависимости коэрцитивной силы от направления намагничивания существенно влияет ориентация нормали диска относительно кри-

сталлографических осей. При этом возможны, как показал автор, два способа расчёта, основанные на двух моделях. В первой, приближённой, модели предполагается, что магнитные моменты областей в процессе перемагничивания остаются параллельными плоскости диска и ориентированы в направлении, соответствующем минимуму энергии. Во второй, более точной, модели предполагается, что магнитные моменты областей распределены по всем осям лёгкого намагничивания, но таким образом, что результирующий вектор намагничивания лежит в указанном направлении. С помощью данных моделей Вонсовский вычислил формулы для коэрцитивной силы монокристаллических дисков и дал теоретическое объяснение кривых, полученных в опытах Шура.

Развивая свою теорию, Вонсовский ⁴² дал объяснение влиянию магнитного поля и упругих натяжений, приложенных в процессе термической обработки, на кривые намагничивания и анизотропию коэрцитивной силы кристаллов. Вонсовский, кроме того, подробно разобрал вопрос о влиянии упругих натяжений на величину обратимой восприимчивости кристаллов и поликристаллических тел. Он показал ⁴³, что у изотропных поликристаллических образцов, подвергнутых натяжению, обратимая восприимчивость должна при росте последнего сначала несколько увеличиться, а затем уменьшиться. Это заключение теории находится в полном согласии с опытными данными ⁴⁹.

5. РАБОТЫ ПО ТЕОРИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Первая попытка вывести формулы кривых намагничивания и гистерезиса поликристаллических ферромагнетиков была сделана Вейссом. Кроме естественного предположения о равномерном распределении осей лёгкого намагничивания отдельных кристаллитов по всем направлениям, которое вытекало из изотропности тела, Вейсс вынужден был принять некоторые искусственные и, как выяснилось позже, вообще говоря, неверные допущения. Их можно сформулировать следующим образом:

1) Магнитные моменты областей спонтанного намагничивания изменяют свою ориентацию независимо друг от друга только под действием внешнего поля.

2) Изменение знака магнитных моментов, составляющих тупые углы с направлением поля, происходит, когда слагающая этого поля в направлении момента достигает определённого, критического значения. Это значение может быть во много раз меньше, чем значение поля, заметно отклоняющего момент от направления лёгкого намагничивания. Основываясь на этих допущениях, Вейсс вывел формулы для кривых намагничивания и гистерезиса. Построенные с их помощью кривые только с внешней стороны напоминали действительные и даже при соответствующем подборе произвольного параметра заметно отклонялись от последних.

Главным препятствием для развития теории кривых намагничивания в случае поликристаллических тел является трудность учёта магнитного взаимодействия между отдельными участками тела. Легко показать, что в образце с равноосными зёрнами магнитное поле внутри большинства зёрен (кристаллитов) благодаря этому взаимодействию весьма сильно отличается от внешнего поля. Поэтому последовательной теорией поликристаллического ферромагнетика может быть только теория, в которой магнитное взаимодействие принимается во внимание. Контуры такой теории впервые были намечены в работах Кондорского. Автор ⁴⁴ сначала рассмотрел случай поликристаллического ферромагнетика, в котором магнитное взаимодействие между отдельными кристаллитами заведомо мало. Это — ферромагнетик с сильно вытянутыми в одном направлении зёрнами. Пользуясь выведенным ранее выражением для критического поля, Кондорский показал, что для кривых намагничивания и гистерезиса такого ферромагнетика должны быть справедливы формулы, подобные формулам Вейсса.

Этот вывод автор настоящей статьи проверил экспериментально на ферромагнитных проволоках, подвергнутых предварительно холодной протяжке, сделавшей кристаллиты образцов сильно вытянутыми. Измерения показали, что указанные выше теоретические формулы и, в частности, формулы для остаточного намагничивания, коэрцитивной силы и для кривых потерь хорошо описывают действительные свойства этих проволок (рис. 4). Формулы перестают быть верными, как только длина однородно намагниченных участков внутри тела уменьшается (например, в результате отжига, делающего зёрна из длинных равноосными, или в результате действия упругого натяжения, выводящего магнитные моменты из прежних направлений).

Проверив основные выводы теории в этом специальном случае, автор перешёл к общему случаю поликристаллического ферромагнетика с одноосными кристаллитами произвольной формы, между которыми существует магнитное взаимодействие. Он показал ⁴⁵, что в процессе намагничивания эти кристаллиты можно разбить на определённые группы. Для одних групп остаётся неизменной напряжённость местного поля, а для других — необратимая часть намагничивания. Это обстоятельство сильно облегчает получение общих формул для

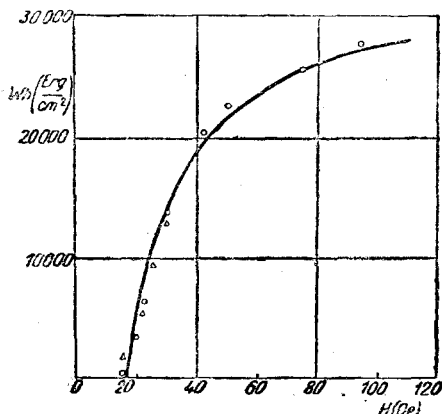


Рис. 4. Потери гистерезиса холодной вытянутой никелевой проволоки. Сплошная кривая — вычисленная; кружки и треугольники — данные наблюдений.

зависимости среднего намагничения от напряжённости внешнего поля, т. е. формул для кривых намагничения и гистерезиса.

Было показано, что между кривыми намагничения и кривыми гистерезиса для частных циклов имеется определённое общее соответствие, описываемое следующими формулами, которые справедливы, пока

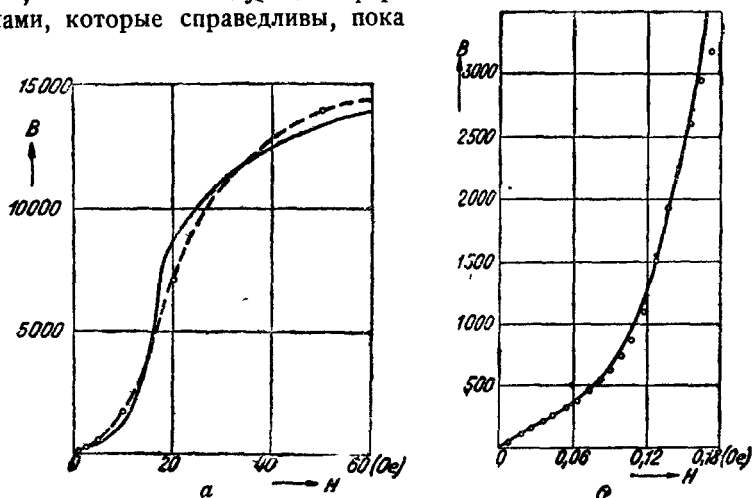


Рис. 5. Кривые индукции стали (а) и пермаллоя (б) (вычисленные); кружки — данные наблюдений.

максимальное значение напряжённости поля не превышает коэрцитивной силы основного цикла

$$I' = I_m - 2F \left(\frac{H_m - H'}{2} \right),$$

где I' — значение намагничения на частном цикле в произвольной точке,

I_m — максимальное значение намагничения для данного цикла,

F — функция, представляющая кривую намагничения в интервале $(0, I_m)$,

H_m — максимальное значение H для данного цикла и

H' — напряжённость поля в произвольной точке.

Выведенные формулы, как было показано⁴⁵, находятся в хорошем количественном согласии с кривыми реальных поликристаллических ферромагнетиков в области малых индукций, для которой справедлива теория (рис. 5). Из полученных уравнений автор вывел, далее, теоретические формулы для безгистерезисных (идеальных) кривых, определяющих устойчивые состояния, и определил величины, от которых зависит форма этих кривых. Наконец, он показал, в какой связи находится коэрцитивная сила поликристаллических ферромагнетиков с величиной критического поля, при котором происходит

смещение границ 1-го типа, и от каких факторов зависит величина максимальной проницаемости ферромагнитных тел. В последнее время Попцов и Черникова⁴⁶ на базе большого экспериментального материала показали, что теоретические формулы для кривых гистерезиса поликристаллических ферромагнетиков находятся в весьма хорошем согласии с опытными данными (рис. 6).

6. РАБОТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В АПЕРИОДИЧЕСКИХ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Вследствие существования необратимых процессов даже при бесконечно медленных циклических изменениях поля имеет место явление запаздывания индукции — гистерезис. Однако угол, характеризующий сдвиг фаз между индукцией и полем при бесконечно медленных изменениях, с уменьшением величины поля стремится к нулю. Это непосредственно следует из эмпирической формулы Релея для кривых гистерезиса. Поэтому электромагнитные явления, происходящие в ферромагнетиках в очень слабых, бесконечно медленно изменяющихся полях, описываются уравнениями Максвелла с постоянными коэффициентами μ и ϵ . Если изменение поля происходит не бесконечно медленно, кроме запаздывания, обусловленного статическим гистерезисом, имеется запаздывание, происходящее от конечной скорости изменения магнитного поля. Это явление, называемое магнитной вязкостью, с точки зрения современных представлений, возникает потому, что скорость передвижения границ между областями спонтанного намагничивания, в силу тех или иных причин, замедлена, и намагничивание, соответствующее новому значению поля, устанавливается только по прошествии некоторого времени, после установления поля.

Поведение ферромагнитных тел с сильно выраженной магнитной вязкостью в периодических и аperiodических полях, даже весьма слабых, приобретает специфический характер.

Работы по изучению процессов намагничивания в переменных и аperiodических полях в значительной степени связаны с именем Аркадьева⁴⁷, который вместе со своими сотрудниками на протяжении тридцати с лишним лет проводил исследования в этой области. Для описания явлений в ферромагнитных средах Аркадьев предложил ввести в уравнения Максвелла добавочный член ρH , характеризующий влия-

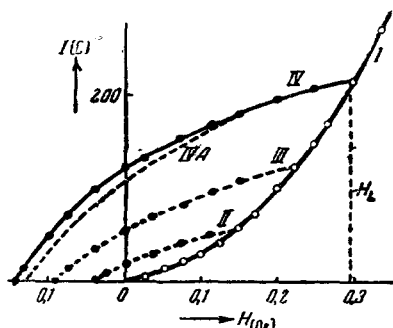


Рис. 6. Частные циклы гистерезиса для железо-никелевого сплава с 45% Ni. Кривые II, III и IV A — вычисленные, кружки и точки — данные наблюдений.

ние магнитной вязкости на электродвижущую силу индукции. Он показал, что уравнения Максвелла, дополненные этим членом, дают решения, хорошо описывающие поведение ферромагнетиков в слабых переменных и аperiodических полях. Аркадьев далее указал способы, с помощью которых можно, сохранив линейность уравнений, применить их к приближенному описанию явлений, происходящих в более сильных полях, где играет существенную роль статический гистерезис и где магнитная проницаемость зависит от поля. На основании своей теории Аркадьев ⁴⁸ впервые указал, что в переменных полях высокой частоты должна существовать область, внутри которой происходит уменьшение проницаемости.

В лаборатории Аркадьева были проведены исследования магнитных свойств ферромагнетиков в переменных полях с частотами, изменявшимися в широком диапазоне. Основной вывод Аркадьева об уменьшении магнитной проницаемости в некотором интервале частот полностью подтвердился.

В последнее время явление магнитной вязкости служило предметом подробных исследований у нас и за границей. Весьма тщательные измерения были произведены Гойтанниковым и Велецкой ^{49, 50}. Измерения зависимости коэффициентов μ и ρ от частоты производились Волковой ⁵¹, которая показала, что в интервале длин волн от 70 до 120 м μ и ρ приблизительно постоянны. Исследование частотных характеристик проводили затем Маш и Енушков. В 1937—1939 гг. явление магнитной вязкости подробно исследовал Телеснин ^{52, 53}, который впервые исследовал вязкость на крутых участках петли гистерезиса.

В 1935 г. Ландау и Лифшиц ⁵⁴ впервые теоретически разобрали процесс смещения границ между областями спонтанного намагничивания в полях переменной частоты и показали, что с повышением частоты возможно уменьшение проницаемости. В 1938 г. Беккер дал количественную теорию спада магнитной проницаемости при различных частотах. В 1940—1941 гг. Поливанов ⁵⁵ дал общую теорию влияния магнитной структуры на спад магнитной проницаемости и на явления скин-эффекта.

Благодаря явлению скин-эффекта средние значения индукции в ферромагнитных телах конечных размеров не равны значениям на поверхности. По той же причине магнитный поток в ферромагнитных телах, помещаемых в постоянное магнитное поле, устанавливается, по прошествии некоторого времени, даже при отсутствии магнитной вязкости. В 1921—1923 гг. Введенский ⁵⁶ решил задачу о намагничивании цилиндра в аperiodическом и периодическом полях. Он построил кривые, с помощью которых можно было определить значение потока в цилиндрическом образце любого размера в любой момент времени. Задача о намагничивании цилиндра и пластинки с учетом магнитной вязкости была решена Тихоновым ⁵⁷.

Аркадьев ⁵⁸ разработал общую схему для расчёта магнитных характеристик ферромагнетиков в переменных и аperiodических полях

и построил кривые, с помощью которых можно по величинам, определяемым из опыта, получать истинные значения коэффициентов μ и ρ . Аркадьев вывел, кроме того, формулы, с помощью которых можно было рассчитать электрическое сопротивление ферромагнитных проводников при переменном токе. Этот расчёт для железных проволок был сделан Антик⁵⁹, которая построила теоретические кривые зависимости сопротивления этих проволок от силы тока и показала, что кривые весьма близко совпадают с экспериментальными кривыми, полученными Ермолаевым⁶⁰.

На основании теории удалось объяснить также зависимость сопротивления железных проволок от натяжения, экспериментально изученную Садиковым⁶¹.

Теория скин-эффекта в ферромагнетиках в последнее время получила развитие в работах Поливанова⁶², который предложил формулы, удобные для практических расчётов.

7. РАБОТЫ В ОБЛАСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Прошедшие 30 лет ознаменовались крупными успехами в области улучшения свойств магнитных материалов и открытия материалов со специальными свойствами. В результате совместной работы металлургов и физиков средние потери в трансформаторной стали удалось значительно уменьшить и увеличить магнитную проницаемость её. В 1923 г. был открыт новый сплав — пермаллой — с исключительно высоким значением магнитной проницаемости. В 1927 г. была получена кобальтовая сталь, коэрцитивная сила которой превышала коэрцитивную силу известных до этого времени вольфрамовых и хромистых сталей в три раза. Наконец, в 1932 г. были открыты сплавы из железа, никеля и алюминия, коэрцитивная сила которых достигала 450—500 эрстед, т. е. в 7 раз превышала коэрцитивную силу вольфрамовой стали.

Работы по улучшению магнитных свойств материалов и связанные с этим исследования влияний структуры на магнитные свойства в СССР были начаты в Институте стали (Ленинград) Меськиным⁶³ и в ВЭИ (Москва) Займовским⁶⁴. Меськин подробно исследовал влияние различных обработок на свойства сталей и влияние величины зерна на магнитную проницаемость и коэрцитивную силу железа. По данным Меськина и Пельца, в полном соответствии с современными представлениями, при увеличении размеров кристаллитов железа коэрцитивная сила этого материала уменьшается, а проницаемость увеличивается.

Инициатива работ по исследованию магнитных свойств советской трансформаторной стали принадлежит Займовскому. Начиная с 1930 г., этот автор проводил в ВЭИ исследование влияния различных обработок на свойства этой стали и выяснил способы улучшения её свойств. С 1933 г. в ВЭИ ведутся работы по освоению технологии.

и получению специальных сортов пермаллоя, а также магнитных сплавов с высокой коэрцитивной силой. Работы по получению и изучению магнитных свойств высококоэрцитивных сплавов одновременно велись в Ленинграде Меськиным и в ЦЗЛ завода АТЭ Лившицем.

В результате данных работ в настоящее время освоена технология специальных магнитных материалов и получают сплавы, по качеству не уступающие заграничным образцам.

В 1938—1940 гг. Займовский⁶⁶ провёл подробное исследование кривых намагничивания и коэрцитивной силы трансформаторной стали и железо-никелевых сплавов различного состава при различных термических обработках. Кроме того, им было произведено систематическое исследование температурной зависимости магнитной проницаемости и коэрцитивной силы. Этот автор установил, что наиболее высокое значение проницаемости у железо-никелевых сплавов соответствует составам, лежащим в промежутке между сплавом с минимальным значением магнетострикции и минимальным значением константы анизотропии. Исследуя температурную зависимость коэрцитивной силы пермаллоя, он обнаружил возрастание её величины при увеличении температуры вблизи точки Кюри. Это, ранее неизвестное, весьма интересное явление пока ещё не получило объяснения. Займовский показал, что на основании современных представлений о процессе намагничивания можно дать простое качественное объяснение температурной зависимости магнитной проницаемости вблизи точки Кюри. Кроме того, он обнаружил «аномальную» зависимость магнитной проницаемости от температуры, не поддающуюся такому объяснению. В 1939—1940 гг. Селицкий⁶⁶ (ВЭИ) исследовал проницаемость, коэрцитивную силу и магнетострикцию сплавов из железа, кремния и алюминия. Он показал, что и в этом случае максимум проницаемости соответствует составу, при котором магнетострикция и константа анизотропии имеют минимальные значения.

Систематическое исследование диаграммы состояния железо-никель-алюминиевых сплавов, влияния состава и термической обработки на их магнитные свойства произвёл Лившиц⁶⁷. На основании тщательных измерений он окончательно доказал справедливость диаграммы, предложенной Брэдли и Тэйлором, и исправил её количественно. Исследуя влияние отпуска на коэрцитивную силу, Лифшиц нашёл новые доказательства справедливости представления, что высокая коэрцитивная сила этих сплавов есть результат дисперсионного твердения.

В годы Великой Отечественной войны советские исследователи добились значительных успехов в деле получения новых магнитных сплавов. Займовский и Лившиц разработали новые железо-никель-кобальт-алюминиевые сплавы с высокими значениями остаточных индукции и коэрцитивной силы. Особенно большое значение имеют эти величины у сплава магнито, полученного в лаборатории Займовского.

Этот сплав проходит специальную обработку в магнитном поле. Габриэляном в ЦНИИчермете получены новые сплавы с высокими значениями начальной и максимальной проницаемости.

8. МАГНИТНАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ

Магнитные методы контроля качества металлов в настоящее время широко применяются в промышленности. Особенно большое техническое значение имеет метод магнитной суспензии, применяемый для выявления трещин и волосовин. В данной статье нет возможности подробно останавливаться на всех проведенных работах и достижениях советских исследователей в этой области. Систематическая научно-исследовательская работа по магнитной дефектоскопии проводилась в НИИФ МГУ (Аркадьев, Акулов, Дехтяр, Кондорский), УФАН (Янус, Михеев, Факидов, Григоров, Халилеев, Шур, Вонсовский), ВИАМ (Акимов, Шрайбер, Жигadlo, Кубышкина, Рождественский) и ЦНИИТМаш (Акулов, Ерёмин, Сиголаев). Важное значение для развития магнитных методов испытания материалов, как теперь признано, имеет их теоретическое обоснование. Первыми систематическими работами в этом направлении были работы Аркадьева⁶⁸ и Януса^{69, 70}. Эти работы можно считать началом построения теории магнитной дефектоскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1

1. Я. Г. Дорфман, *Nature* **119**, 353 (1927).
2. Я. И. Френкель, *Zeits. f. Phys.* **46**, 31 (1928).
3. R. H. Fowler и П. Л. Капица, *Proc. Roy. Soc. A* **124**, 1 (1929).
4. С. П. Шубини С. В. Вонсовский, *Proc. Roy. Soc. A* **145**, 159 (1934); *Sov. Phys.* **7**, 292 (1935).
5. Сильбанс, *ЖЭТФ* **9**, 432 (1939).
6. С. В. Вонсовский, *ДАН* **27**, 550 (1940).
7. Канер, *ЖЭТФ* **10** (1940).
8. С. В. Вонсовский, *ДАН* **28**, 564 (1940).
9. Комар и Волькенштейн, *ЖЭТФ* **11**, 723 (1941).

2

10. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **52**, 389 (1928).
11. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **67**, 794 (1931); **69**, 78 (1931).
12. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **57**, 249 (1929).
13. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **81**, 790 (1933).
14. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **87**, 768 (1934); **80**, 693 (1933).
15. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **69**, 822 (1931).
16. Н. С. Акулов, *Zeits. f. Phys.* **59**, 254 (1930).
17. К. В. Владимирский, *ЖЭТФ* (1940).
18. Н. С. Акулов и Н. Л. Брюхатов, *Ann. d. Phys.* **15**, 741 (1932).
19. Н. Л. Брюхатов и Киренский, *Sov. Phys.* **12**, 602 (1937).
20. П. П. Храмов и Л. М. Львова, *Zeits. f. Phys.* **89**, 443 (1934).
21. Д. И. Волков, Диссертация, МГУ, НИИФ (1937).

22. Д. Р. Феденев, ЖЭТФ 5, 386 (1935).
23. К. П. Белов, ЖЭТФ 5, 3 6 (1935).
24. Г. П. Дьяков, Диссертация. НИИФ МГУ (1941).
25. М. А. Грабовский, ЖЭТФ 9, 180 (1939).
26. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 8, 1104 (1938).
27. Е. И. Кондорский, ДАН 18, 325 (1938); Phys. Rev. 53, 319 (1938).
28. М. В. Дехтяр, ЖЭТФ 8, 1124 (1938).
29. Я. С. Шур, ЖЭТФ 8, 1817 (1938).
30. Я. С. Шур, ЖЭТФ 10, 441 (1940).
31. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 8, 1805 (1938); 9, 1151 (1939).
32. Я. С. Шур и А. С. Хохлов, ЖЭТФ 10, 1113 (1940); 16, 1011 (1946).

3

33. Н. С. Акулови М. В. Дехтяр, Ann. d. Phys. (5) 15, 750 (1932).
34. Л. Г. Дорфман, Nature 126, 274 (1930).
35. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Sow. Phys. 8, 153 (1935); Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ 15, 97 (1945).
36. М. Я. Широкобокав, ЖЭТФ 15, 57 (1945).
37. С. В. Вонсовский, Диссертация. УралФТИ (1942).

4

38. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ 7, 1117 (1937).
39. Е. И. Кондорский, ДАН 20, 117 (1938).
40. Е. И. Кондорский, ЖЭТФ 10, 420 (1940).
41. Е. И. Кондорский, ДАН 19, 397, 401 (1938).
42. С. В. Вонсовский, ЖЭТФ 9, 702 (1939).
43. С. В. Вонсовский, Диссертация. УралФТИ (1942).

5

44. Е. И. Кондорский, Проблемы ферромагнетизма (1946).
45. Е. И. Кондорский, Journ. Phys. 6, 93 (1942).
46. Н. П. Попцов и Л. А. Черникова, Journ. Phys. 10, 85 (1946).

6

47. В. К. Аркадьев, ЖРФХО 45, 312 (1913); Phys. Zs. 14, 928 (1913).
48. В. К. Аркадьев, ЖРФХО 58, 159 (1926).
49. О. И. Велецкая, ЖЭТФ 5, 522 (1935); 6 (1936).
50. О. И. Велецкая и В. М. Гойтанников, Практические проблемы электромагнетизма, ОН АН СССР (1939).
51. К. А. Волкова, Zeits. f. Phys. 74, 3-8 (1932).
52. Р. В. Телеснин, ДАН 20, 649 (1938).
53. Р. В. Телеснин, ЖЭТФ (1939).
54. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Sow. Phys. 8, 153 (1935).
55. К. М. Поливанов, ДАН, 32, 3, 181 (1941).
56. Б. А. Введенский, ЖРФХО 58, 241 (1926).
57. А. Н. Тихонов, ЖЭТФ 7, 138 (1937).
58. В. К. Аркадьев, Электромагнитные процессы в металлах, т. II, ОНТИ (1936).
59. И. В. Антик, Arch. f. Elektr. 25, 125 (1931).
60. Ермолаев, Arch. f. Elektr. 23, 101 (1929).
61. Б. А. Садилов, Вестник электротехники № 5 (1930).
62. К. М. Поливанов, Journ. Phys. (1942).

7

63. В. С. Меськин, Ферромагнитные сплавы, ОНТИ (1935).
64. А. С. Займовский и В. В. Усов, Металлы и сплавы в электротехнике, ОНТИ (1941); А. С. Займовский и Е. И. Кондорский, Теоретическая и экспериментальная электротехника, № 4, 22 (1932); А. С. Займовский и Е. П. Островский, Вестник электротехники (1933); А. С. Займовский и Л. Т. Казарновский, Качественная сталь, № 7 (1937); Качественная сталь, № 8-9 (1937).
65. А. С. Займовский, Новые магнитные сплавы (Труды ВЭИ, 1938); А. С. Займовский, Мягкие магнитные материалы, Энергоиздат (1941); А. С. Займовский, Л. Т. Казарновский и К. В. Нащёкин, Качественная сталь, № 3 (1938).
66. Я. П. Селицкий, Journ. Phys. (1941).
67. Б. Г. Лившиц, Диссертация. Ин-т стали (1941); Б. Г. Лившиц и Д. А. Грингауз, Качественная сталь, № 12 (1937); Б. Г. Лившиц, ЖТФ 9 (1937).

8

68. В. К. Аркадьев, Практические проблемы электромагнетизма. ОНТИ АН СССР, № 2, 233 (1937).
69. Р. И. Янус, ЖЭГФ 8, 307 (1938); 15, 3 (1945).
70. Р. И. Янус, Магнитная дефектоскопия (1946).
-