

**Московский государственный институт стали и сплавов
(технологический университет)**

**«ФЕРРИТЫ СО СПОНТАННОЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛЕЙ
ГИСТЕРЕЗИСА »**

МОСКВА 2003 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение.
2. Условия возникновения прямоугольной петли гистерезиса.
3. Некоторые особенности семейства статистических симметричных петель гистерезиса ферритов со спонтанной прямоугольностью.
4. Неориентированные ферриты с прямоугольной гистерезисной характеристикой.
5. Список литературы.

Введение.

Ферриты, имеющие прямоугольную гистерезисную кривую, применяются в качестве магнитных систем накопителей информации электронно-счетных устройств, а также в качестве сердечников для магнитных переключателей и усилителей. И в том и в другом случаях используются два состояния: намагниченность насыщения и остаточная намагниченность. Для оценки прямоугольности гистерезисной характеристики материала обычно применяются следующие показатели:

1. коэффициент прямоугольности R_s :

$$R_s = I_{-0.5H} / I_H \quad \text{или} \quad B_{-0.5H} / B_H,$$

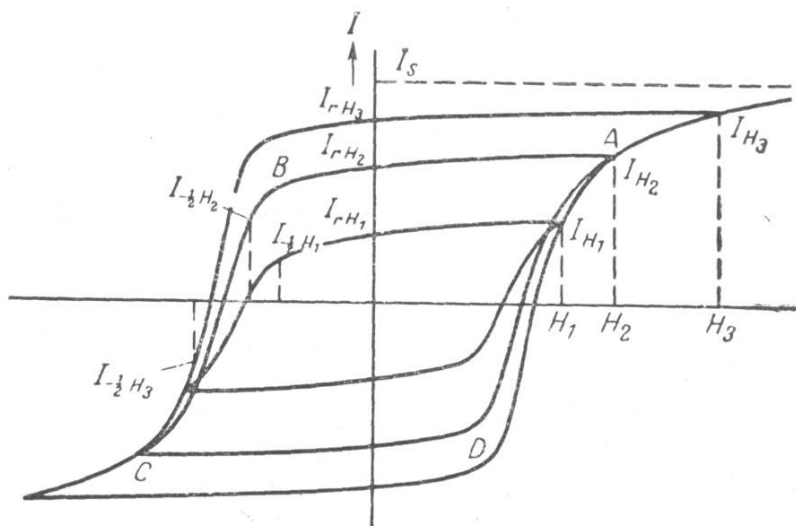
2. I_r / I_H или B_r / B_H ,

где I - намагниченность; I_r - остаточная намагниченность; B - магнитная индукция; B_r - остаточная индукция. На фиг. 7.35 вычерчены гистерезисные кривые при изменении напряженности внешнего поля H , на этом графике видна зависимость между I_H и $I_{-0.5H}$ для некоторых значений поля H .

Коэффициент прямоугольности R_s весьма важен при использовании ферритов в запоминающих устройствах. Такое значение коэффициента прямоугольности объясняется следующим образом. Для записи и считывания обычно применяется так называемая система объединения по току, при которой через сердечник проходят два провода. Когда ток проходит одновременно через две цепи, действует поле H и происходит изменение направления намагничивания. Если же ток идет только по одной цепи, напряженность поля составляет лишь $0.5H$, и в этом случае направление намагничивания не изменится.

При использовании ферритов в качестве сердечников для магнитных переключателей критерием их качества является второй показатель, т.е. отношение I_r / I_H или B_r / B_H . Как видно из фиг. 7.35, оба эти показателя являются функцией напряженности внешнего поля H . Обычно в ферритах с

$R_{s \text{ макс.}} > 0.7$ это значение H примерно равно коэрцитивной силе H_c .



Ф и г . 7.35. Прямоугольные гистерезисные кривые при изменении напряженности внешнего поля H .

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА.

Для получения прямоугольной гистерезисной характеристики у магнитных сплавов обычно применяются два следующих способа. Первый состоит в удержании в определенном направлении векторов намагниченности большинства кристаллических зерен, образующих материал. Второй способ заключается в создании определенной ориентации векторов намагниченности магнитных доменов. К ферритам, которые изготавливаются методами порошковой металлургии, применить первый способ в настоящее время весьма трудно. Второй способ можно применить и к ферритам, например, путем наложения внешних напряжений либо охлаждением в магнитном поле. Обычно при использовании любого из указанных способов получаемая прямоугольная гистерезисная характеристика наблюдается только при изменении в одном направлении, другими словами, в обоих случаях прямоугольные характеристики являются ориентированными.

В противоположность этому почти все нашедшие практическое применение ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса являются неориентированными. К условиям возникновения подобной прямоугольной гистерезисной следует отнести прежде всего случаи, когда магнитная кристаллографическая анизотропия материала K равна нулю и когда магнитострикция равна нулю. Однако даже если эти условия удовлетворены, прямоугольность гистерезиса наблюдается практически только у монокристаллов, а у поликристаллических материалов она отсутствует. В связи с этим в настоящее время возникновение прямоугольной гистерезисной характеристики у поликристаллических ферритов объясняют следующим образом.

Представим себе изотропный поликристаллический феррит, не испытывающий никаких напряжений; значение остаточной намагниченности I_r у него равно половине значения намагниченности насыщения I_s . Теперь допустим, что внутри материала действует изотропные внутренние напряжения. И в этом случае остаточная намагниченность не может превысить значение $0,5I_s$. У большинства ферритов типа шпинели, за исключением кобальтового феррита, постоянная магнитной кристаллографической анизотропии имеет отрицательное значение, и поэтому направлениями легкого намагничивания является восемь направлений $[111]$. Так как магнитострикция чрезвычайно мала, анизотропностью, обусловленной магнитострикцией, можно пренебречь. Отсюда следует, что направлением векторов намагниченности определяется главным образом магнитной кристаллографической анизотропией. В случае же, когда направление векторов намагниченности определяется магнитной кристаллографической анизотропией, теоретическое отношение I_r/I_s поликристаллического материала в слабом магнитном поле составляет для гранецентрированной кубической решетки $0,87$, а для объемноцентрированной кубической решетки $0,83$, т. е. в обоих случаях близко к единице.

Таким образом прямоугольность гистерезисной характеристики ферритов, подобно прямоугольным петлям гистерезиса, наблюдаемым у железа высокой чистоты, обусловлено, очевидно, сравнительно большой магнитной энергией кристаллов. Однако у реальных материалов значение I_r/I_s намного ниже указанных выше теоретических значений. Кроме того, хотя к настоящему времени известно уже много ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса, значения констант анизотропии у них пока еще не выяснены. В связи с этим было предложено иное объяснение причины возникновения прямоугольной гистерезисной характеристики для магний-марганцевых ферритов, согласно которому прямоугольность гистерезиса у поликристаллических материалов возникает в случае нулевого значения эффективной энергии анизотропии при учете влияния магнитострикции соседних кристаллических зерен [124]. Однако ни один из предложенных механизмов возникновения прямоугольной петли гистерезиса пока еще не обоснован количественными расчетами.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СЕМЕЙСТВА СТАТИЧЕСКИХ СИММЕТРИЧНЫХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ФЕРРИТОВ СО СПОНТАННОЙ ПРЯМОУГОЛЬНОСТЬЮ

Зависимость важнейших магнитных параметров нетекстурованных ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса — коэрцитивной силы, остаточной индукции, коэффициентов прямоугольности и квадратности — от амплитуды намагничивающего поля изучалась в основном лишь в рабочих полях. Для более глубокого понимания особенностей процессов намагничивания этих материалов важно исследовать эти зависимости одновременно и в широком интервале магнитных полей. Кроме того, представляет интерес проследить, как зависят указанные магнитные параметры не только от амплитуды намагничивающего поля, но и от максимальной намагниченности или магнитной индукции, так как последние полнее, чем какой-либо другой параметр, характеризуют магнитное состояние вещества.

Рассмотрим изменение параметров на примере исследования магний-марганцевых ферритов, химический состав которых был близок к марке 0,16 ВТ. Образцы имели кольцеобразную форму. Внешний и внутренний диаметры составляли соответственно 10 и 7,2 мм, а высота была равна 4—5 мм.

Измерения проводились баллистическим способом на отдельных образцах в интервале магнитных полей от 0,01 до 300 э. Измерительная и намагничивающая обмотки не сжимали образец. Чтобы устранить ошибку, связанную с искрообразованием, намагничивающий ток получался от источника с малой э.д.с. (обычно 2,5 в). Кроме того, производились контрольные измерения, при которых изучаемое состояние получалось плавным изменением тока, а баллистический отброс наблюдался только при увеличении тока. В более сильных полях измерения проводились только таким образом. Спонтанная намагниченность определялась экстраполяцией намагниченности на нулевое значение обратной напряженности поля.

Все измерения выполнены при температуре 20 °С. Перед измерением образцы размагничивались с помощью установки Гумлиха. Некоторые магнитные свойства исследуемых образцов приведены в табл.1.

Таблица 1

Максимальная коэрцитивная сила (H_{cm}), максимальный коэффициент прямоугольности (P_m), предельная относительная остаточная намагниченность ($P_\infty = B_{rm}/4\pi J_s$), начальная (μ_H) и максимальная (μ_m) магнитная проницаемость, максимальная остаточная индукция (B_{rm}) образцов 1—4

Образец	$H_{cm}, ^\circ$	P_m	P_∞	μ_H	μ_m / μ_H	$B_{rm}, \text{гс}$
1	0,46	0,9	0,69	370	7,1	2100
2	0,45	0,91	0,7	340	7,6	2200
3	0,15	0,97	0,72	280	30	2450
4	0,155	0,975	0,73	220	36	2400

Найденные зависимости некоторых магнитных параметров от максимальной магнитной индукции для образцов 1 и 4 представлены на рис. 1. Для образцов 2 и 3, а также для 5

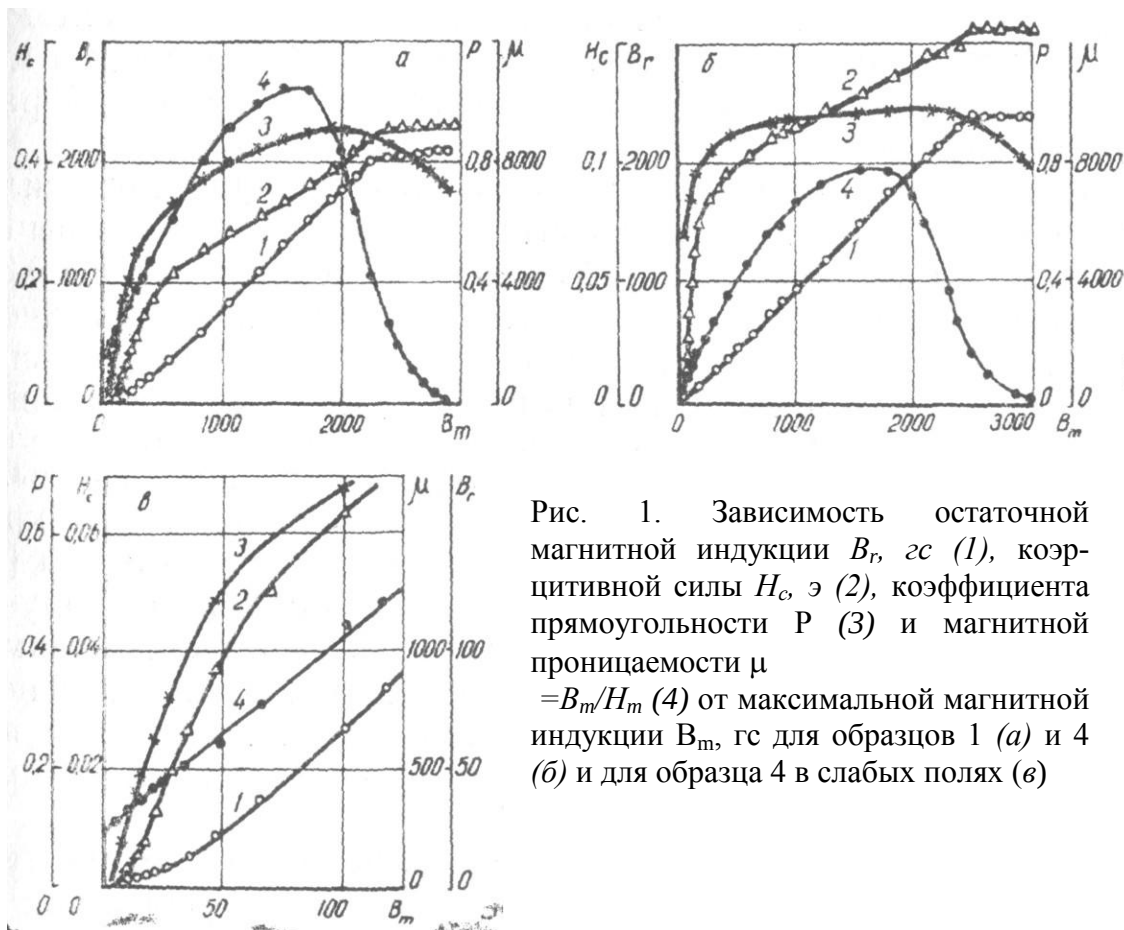


Рис. 1. Зависимость остаточной магнитной индукции B_r , гс (1), коэрцитивной силы H_c , э (2), коэффициента прямоугольности P (3) и магнитной проницаемости $\mu = B_m/H_m$ (4) от максимальной магнитной индукции B_m , гс для образцов 1 (а) и 4 (б) и для образца 4 в слабых полях (в)

других образцов, исследованных менее подробно, получились аналогичны результаты.

Коэрцитивная сила в слабых полях мала. Затем она резко возрастает, увеличиваясь линейно с ростом индукции. При этом сама магнитная индукция имеет еще малое значение, т. е. коэрцитивная сила достигает больших значений, сравнимых с ее максимальной величиной, в более слабых полях, чем индукция, и этот рост происходит в более узком интервале магнитных полей, чем такой же рост индукции. В полях, при которых магнитная индукция возрастает наиболее резко, коэрцитивная сила увеличится медленно, и наконец, в более сильных магнитных полях, когда преобладают процессы вращения, коэрцитивная сила не изменяется.

Остаточная индукция сохраняет малые значения до более сильных полей, чем коэрцитивная сила. В средних магнитных полях она увеличивается линейно с ростом индукции и достигает насыщения одновременно с коэрцитивной силой. Разность между максимальной и остаточной индукциями не увеличивается в значительном интервале магнитных полей. Иногда наблюдалось даже некоторое уменьшение этой разности. Очевидно, что

$$B_r = B_m - \Delta B, \quad (1)$$

где ΔB в первом приближении не зависит от поля, если относительная намагниченность изменяется в пределах от 0,2 до 0,7. Тогда коэффициент прямоугольности выразится как $P = 1 - (\Delta B / B_m)$, откуда видно, что он достигает максимума при наибольшем значении магнитной индукции, при которой разность ΔB еще не растет. Коэффициент прямоугольности по намагниченности в сильных магнитных полях исследуемых образцов несколько выше, чем в (1). Тем не менее он заметно меньше теоретического 0,87, получаемого в предположении, что остаточная намагниченность меньше самопроизвольной только за счет вращения спиновых магнитных моментов от направления намагничивающего поля к ближайшим направлениям легкого намагничивания. Это кажущееся противоречие объясняется тем, что у различного рода неоднородностей кристаллической решетки возникают дополнительные домены, снижающие остаточную намагниченность. Однако для получения большого значения максимального коэффициента прямоугольности совсем не обязательно отсутствие этих доменов. Необходимо

лишь, чтобы они сокращались и исчезали в полях более сильных, чем поле, при котором коэффициент прямоугольности достигает максимума.

Из характера изменения остаточной индукции и коэрцитивной силы можно сделать некоторые уточнения в известное деление кривой намагничивания на области. Границей начального обратимого участка намагничивания следует считать значение магнитной индукции B_0 , которое отсекает продолжение прямой $H_c = f(B_m)$.

Область необратимого смещения можно разбить на две части. В первой ее части происходит резкое возрастание коэрцитивной силы при сравнительно малом значении максимальной и остаточной индукции. В этом интервале магнитных полей магнитная проницаемость изменяется линейно с изменением максимальной магнитной индукции. Значения магнитной индукции B_0 и B_2 , соответствующие началу и концу этой части кривой намагничивания, для исследуемых образцов приведены в табл.2.

Таблица 2

Магнитная индукция (B_0 —при которой продолжение прямой $H_c=f(B_m)$ пересекает ось B_m , B_p —в конце области Релея, B_2 — в конце резкого линейного роста H_c , B_0 — при которой продолжение прямой $B_r=f(B_m)$ пересекает ось B_m , B_3 —при которой коэрцитивная сила и остаточная индукция достигают насыщения) и самопроизвольная намагничённость (J_s)

Образец	B_0 , Гс	B_p , Гс	B_2 , Гс	$B_{ог}$, Гс	B_3 , Гс	$4лJ_s$, Гс
1	28	90	300	200	2400	3050
2	26	130	300	180	2600	3100
3	8	20	55	60	2700	3400
4	6	20	50	60	2500	3300

Как видно из таблицы, область Релея меньше, чем указанная часть области необратимого смещения. Причем область Релея на зависимостях $H_c=f\{B_m\}$ и $\mu ==f(B_m)$ почти никак не выделяется.

Во второй части области необратимого смещения происходят наиболее сильные изменения остаточной и максимальной индукций, а коэрцитивная сила изменяется мало. При этом ΔB в соотношении (1) не увеличивается. Магнитная проницаемость перестает увеличиваться линейно, проходит через максимум и затем уменьшается.

На первом этапе процесса необратимого смещения доменные границы перемещаются на небольшие по сравнению с шириной доменов расстояния, но при этом они преодолевают основные препятствия на своем пути. Поэтому коэрцитивная сила достигает больших значений, а индукция еще мала. На втором этапе необратимого смещения доменные границы смещаются на большие расстояния, поэтому происходит наибольший рост индукции. При этом условия, в которые попадают доменные границы, изменяются мало, поэтому коэрцитивная сила увеличивается не так быстро, как ранее.

Широко распространенное представление о перемагничивании ферритов с ППГ кольцевыми слоями может иметь место только на втором этапе необратимого смещения доменных границ, так как если бы оно начиналось непосредственно после индукции B_0 , то кривые $H_c=f\{B_m\}$ и $B_r=f\{B_m\}$ не имели бы резко выраженных изменений при $B_m > B_2$.

Сравнение магнитных свойств различных образцов показывает (табл. 2), что, чем выше коэффициент прямоугольности, тем меньше обратимая область, область Релея и первая часть необратимой области на кривой намагничивания, а также больше отношение максимальной магнитной проницаемости к начальной (табл. 1). Эти зависимости соответствуют соображениям о том, что в ферритах с ППГ должно быть мало влияние обратимых процессов смещения и что неоднородности материала должны быть мелкодисперсными.

На основании изложенного можно сделать вывод, что зависимости $H_c=f(B_m)$ и $B_r=f(B_m)$ могут быть с успехом использованы для анализа процессов намагничивания магнитных материалов, в частности ферритов.

Большие скачки Баркгаузена.

В образцах 4 и 3 наблюдались большие скачки Баркгаузена, которые легко обнаруживались с помощью баллистического гальванометра. Для их изучения магнитное поле медленно изменялось до тех пор, пока гальванометр не давал отброс. Измерялись величина отброса и поле, при котором он происходил. Измерение проводилось несколько раз в одних и тех же условиях. Измерять большие скачки Баркгаузена можно было также при обычном способе снятия петлей гистерезиса.

Части петлей гистерезиса, на которых были обнаружены скачки, представлены на рис. 2, а зависимости от максимальной магнитной индукции величины скачков и поля старта — на рис. 3. На протяжении всего перемагничивания от B_m до $-B_m$ большой скачок происходил обычно один раз.

Особенно большие скачки наблюдались в образце 4, у которого максимальный коэффициент прямоугольности петли был равен 0,975. В этом феррите перемагничивание при скачке могло захватывать больше половины его объема. В образце 3 с коэффициентом прямоугольности 0,97 скачки Баркгаузена были значительно меньше.

Как видно из рис. 2 и 3, величина скачков Баркгаузена резко зависела от амплитуды приложенного поля. В слабых полях скачки не наблюдались. При увеличении намагничивающего поля они сначала увеличивались, а затем начинали уменьшаться. Поле старта также сначала увеличивалось, а затем несколько снижалось.

При перемагничивании образца в одних и тех же условиях скачки обычно не сохранялись постоянными. Их величина менялась в 1,1—2,5 раза. Разброс заметно возрастал в сильных полях, когда сами скачки становились меньше. Поле, при котором происходил скачок, также несколько изменялось. При этом большему полю соответствовал больший скачок. Последнее понятно из рис. 2, на котором на некоторых петлях вертикальными линиями изображены скачки индукции. Резкое изменение индукции переводит образец из неустойчивого состояния в более устойчивое, с почти горизонтальной кривой на крутую кривую.

После установления обратного магнитного поля скачки часто происходили с опозданием. Время запаздывания доходило до 30 сек и в одних и тех же условиях могло меняться в несколько раз. Иногда в том же поле скачок не наблюдался вовсе. Описанные опыты показывают, что в нетекстурованных ферритах при нормальной температуре в некотором интервале намагничивающих полей могут происходить большие скачки Баркгаузена, т. е. магнитный гистерезис может быть связан с задержкой роста зародышей перемагничивания. Задержка роста зародышей может сильно влиять на форму петлей гистерезиса, приближая их углы к 90° (образец 4). В других образцах (3) хотя и имеет место задержка роста зародышей перемагничивания, но она не оказывает существенного влияния на форму петли.

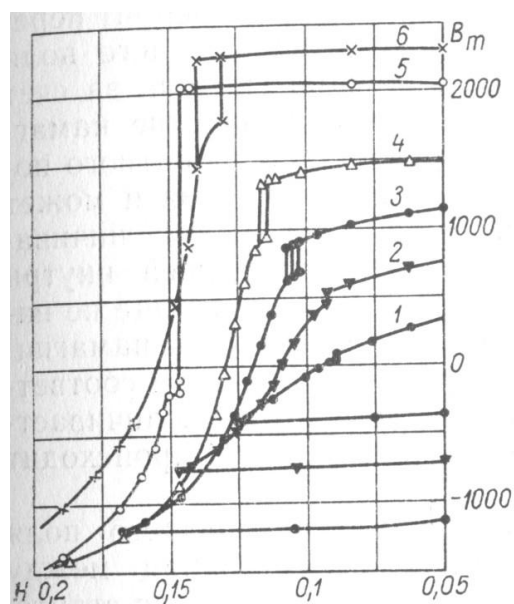


Рис. 2. Части симметричных петлей гистерезиса для образца 4 (B_m в Гс, H в А/м) при различных амплитудах приложенного поля:

1— $H_m=0.12$ А/м и $B_m=400$ Гс; 2—0,14 и 780; 3—0,17 и 1200; 4—0,2 и 1550; 5—0,35 и 2100; 6—3,5 и 2550

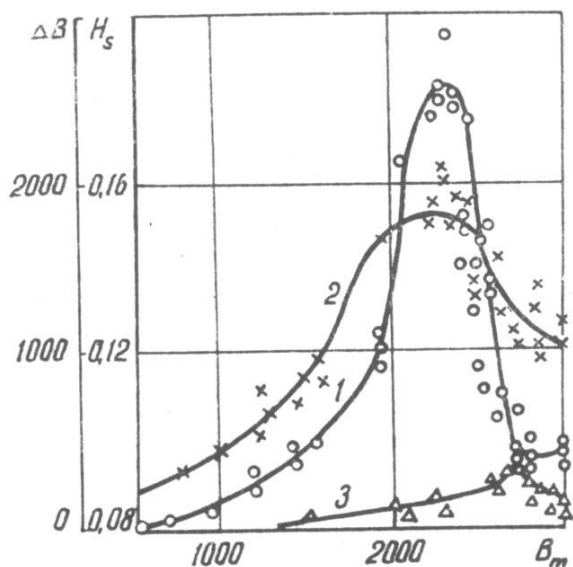


Рис. 3. Зависимости от максимальной магнитной индукции B_m , Гс:

1 — величины скачков Баркгаузена в образце 4; 2 — напряженности магнитного поля, при которой происходит большой скачок Баркгаузена в образце 1; 3 — величины скачков Баркгаузена в образце 3 (ΔB в Гс, H_s в э)

Довольно легко объяснить, почему поле старта и величины скачков увеличивались при увеличении напряженности намагничивающего поля. В размагниченном состоянии в образце имеются домены, относящиеся ко всем возможным магнитным фазам, т. е. не может быть гистерезиса, связанного с задержкой роста зародышей перемагничивания. Такое положение сохраняется и при некотором намагничивании феррита, во всяком случае, до тех пор, пока не закончится первая стадия необратимого намагничивания.

При увеличении поля H_m происходит намагничивание наиболее легко намагничиваемых участков образца, например внутренних кольцевых слоев. Когда вслед за тем феррит перемагничивают, то под воздействием размагничивающего поля происходит уменьшение магнитной индукции сначала за счет смещения доменных границ, ограничивающих еще не намагниченные домены. При какой-то напряженности обратного поля начнется перемагничивание намагниченного слоя и может произойти большой скачок Баркгаузена. Это перемагничивание может начаться либо за счет роста зародышей внутри самого намагниченного слоя, либо за счет соседних еще не намагниченных областей. Чем больше напряженность намагничивающего поля H_m , тем шире намагниченный слой и соответственно больше скачок Баркгаузена. При этом увеличивается напряженность обратного поля, при которой происходит скачок.

При увеличении напряженности намагничивающего поля уменьшаются дополнительные области около границ между кристаллитами. Это может привести к увеличению поля старта, если намагниченный слой начинает перемагничиваться за счет этих дополнительных областей. Если же зародышами перемагничивания являются оставшиеся ненамагниченными домены, то в этом случае поле старта также должно возрасти при увеличении поля H_m , так как эти домены находятся в неблагоприятных условиях, например в кольцевых слоях с большим радиусом.

Менее понятно, почему в более сильных полях скачки Баркгаузена уменьшаются. Это уменьшение начинается, по-видимому, тогда, когда намагниченный кольцевой слой достигает внешней окружности феррита. Возможно, что уменьшение связано с тем, что в сильных полях внешнему размагничивающему полю все сильнее и сильнее помогают внутренние размагничивающие поля. Поэтому скачок происходит в более слабом обратном поле.

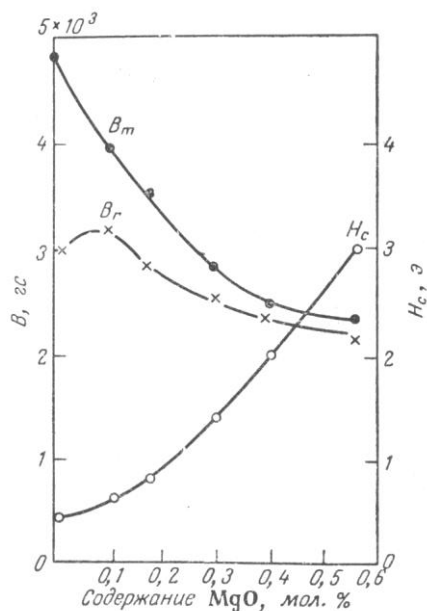
Из приведенного объяснения следует, что большие скачки Баркгаузена могут возникать в тех ферритах, в которых имеет место задержка роста зародышей перемагничивания в доменах,

ранее других намагничивающихся под действием поля. Величина скачка тем больше, чем сильнее эта задержка.

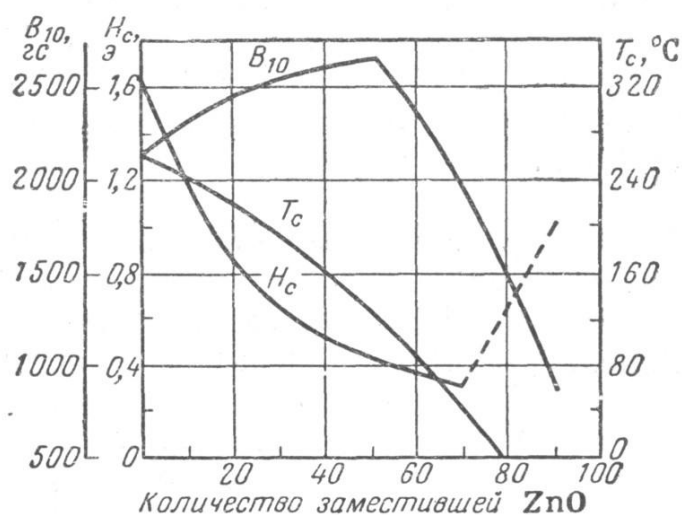
Неориентированные ферриты с прямоугольной гистерезисной характеристикой

Из ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса наиболее широкое применение, как уже указывалось выше, получили магний-марганцевые ферриты. В трехкомпонентной системе $\text{MgO} - \text{MnO} - \text{Fe}_2\text{O}_3$ прямоугольность гистерезиса обнаруживается в весьма широкой области диаграммы состояний, причем наилучшая характеристика наблюдается при составе, близком к $\text{MgO} \cdot 3\text{MnFe}_2\text{O}_4$

Фиг. 7.36. Влияние содержания MgO на магнитные характеристики магний-марганцевых ферритов (по Хеги).



Ферриты этой системы изучаются уже давно, и к настоящему времени опубликовано много исследований, посвященных их составу и условиям термической обработки. Фиг. 7.37. Изменение магнитных характеристик магний-марганцевого феррита [MgO 35, MnO 27 мол. %] при замещении MgO на ZnO (по Палмеру).

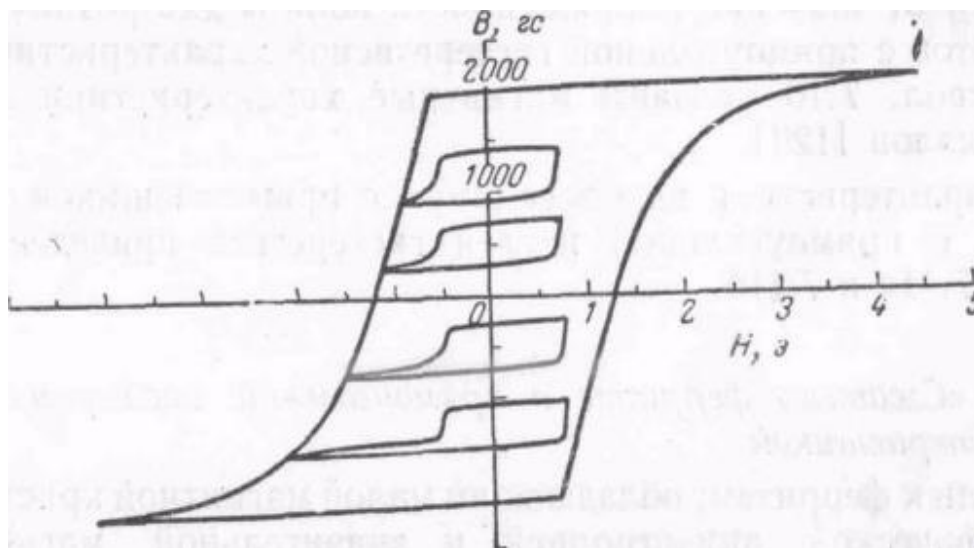


Фиг. 7.37. Изменение магнитных характеристик магний-марганцевого феррита [MgO 35, MnO 27 мол. %] при замещении MgO на ZnO (по Палмеру).
Обжиг в течение 4 час при 1400°C .

На фиг. 7.36 показана зависимость магнитных свойств от состава магний-марганцевых ферритов. Прямоугольность гистерезиса улучшается при быстром охлаждении от температуры не выше 700°C , при этом возрастает коэффициент прямоугольности R_s . Имеется также сообщение о том, что для появления прямоугольной гистерезисной характеристики необходимо присутствие в ферритах этой системы ионов Mn^{3+} . Было исследовано влияние замены MgO (CuO 90%) на ZnO в магний-марганцевом феррите состава: MgO 35, MnO 27, Fe_2O_3 38 мол.%. При

замещении 50—60% MgO прямоугольность петли гистерезиса не утрачивалась, а коэрцитивная сила H_c понижалась с 1,6 до 0,35 э; следовательно, такое замещение позволяет сократить время переключения. На фиг. 1,2 показаны зависимости магнитной индукции B (при 10 э.), коэрцитивной силы H_c и точки Кюри T_c от количества ZnO, заменившей MgO.

Далее, ферриты системы $MnO - ZnO - Fe_2O_3$ при составе MnO 40—70, ZnO 0—20, Fe_2O_3 30—50 мол. % обнаруживают прямоугольную гистерезисную характеристику

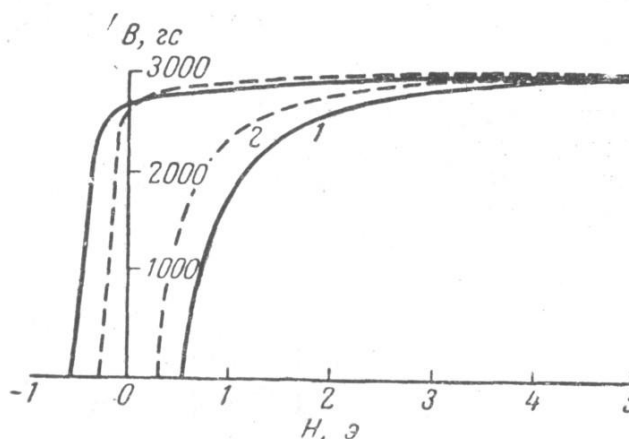


Фиг 1.4. Частотные гистерезисные циклы у марганец-цинковых ферритов с прямоугольной гистерезисной характеристикой.

при низких значениях коэрцитивной силы H_c порядка 0,3—0,6 э. На фиг. 7.38 представлены типичные гистерезисные кривые для ферритов этой системы. И в этом случае если содержание ZnO будет превышать 20%, то коэрцитивная сила еще более понизится, но утрачивается прямоугольность петли гистерезиса. Графически малые гистерезисные кривые для марганец-цинковых ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса имеют вид четырехугольников, представленных на фиг. 1.4. наблюдается,

Ф и г. 7.38. Прямоугольные гистерезисные кривые у марганец-цинковых ферритов.

Обжиг при 1400° С в атмосфере азота.
1 — $MnO : ZnO : Fe_2O_3 = 60 : 0 : 40$; 2 — $MnO : ZnO : Fe_2O_3 = 50 : 10 : 40$.



По мере изучения смешанных ферритов двухкомпонентного состава открывается много новых ферритов с прямоугольной гистерезисной характеристикой. Прямоугольность петли гистерезиса например, в некоторых областях состава у ферритов систем: $ZiNi$, $LiCu$, $CuNi$, $NiMg$, $CuMn$, $CoMn$ и др.

Появление прямоугольной гистерезисной характеристики вследствие охлаждения в магнитном поле отмечается у никель-цинковых, кобальтовых и других ферритов. Изготавливаемый фирмой «Токио дэнки кагаку» медно-магний феррит также представляет собой феррит с прямоугольной петлей гистерезиса, обусловленной охлаждением в магнитном поле. На фиг. 1.5

графически представлены зависимости коэффициента прямоугольности R_s и отношения $B_{гн}/B_H$ от значения напряженности поля H для различных ферритов с прямоугольной гистерезисной характеристикой

Список литературы.

1. Поливанов К. М. Ферромагнетики. Госэнергоиздат, 1957.
2. Ю. Ситидзе и Х. Сато. Ферриты. М. Мир, 1964.
3. Л. И. Рабкин, С. А. Соскин, Б. Ш. Эпштейн. Технология ферритов. М.-Л. Госэнергоиздат,