

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ ФЕРРИТОВ

Л. А. Фоменко

I. ВВЕДЕНИЕ

Из опыта известно, что намагничение ферромагнитного тела в переменном и постоянном поле будет различным. Для периодически меняющейся со временем напряженности слабого магнитного поля, когда ее изменения лежат в пределах начального линейного участка кривой намагничивания, это различие проявляется прежде всего в сдвиге по фазе между изменениями индукции в ферромагнитном сердечнике и изменениями магнитного поля H . В общем случае намагниченность может самым сложным образом меняться от точки к точке внутри ферромагнитного образца, помещенного в переменном поле. Точное определение этого «поля магнитной индукции» представляется достаточно затруднительным и не вызывается технической потребностью. Поэтому при намагничении в переменных полях под индукцией B и ее амплитудным значением B_m обычно понимаются некоторые средние их значения, рассчитанные на основе представления об однородной намагниченности всего объема сердечника.

Сдвиг по фазе между индукцией B и полем H описывается, по Аркадьеву¹, введением комплексной магнитной проницаемости. Так, например, для гармонического слабого внешнего магнитного поля

$$H = H_m \cos \omega t,$$

магнитная индукция, пренебрегая за малостью ее высшими гармониками, может быть записана в следующем виде:

$$B = B_m \cos(\omega t - \Delta) = B_m \cos \Delta \cos \omega t + B_m \sin \Delta \sin \omega t = \mu_1 H_m \cos \omega t - \mu_2 H_m \sin \omega t,$$

где μ_1 и μ_2 — соответственно вещественная (консервативная) и мнимая (консумптивная) составляющие комплексной магнитной проницаемости ферромагнитного тела

$$\bar{\mu}' = \mu_1 - j\mu_2, \quad (1)$$

равной отношению комплексных амплитуд магнитной индукции и напряженности магнитного поля.

Проницаемость $\bar{\mu}'$ является функцией (см. раздел II) размерных эффектов: поверхностного эффекта, объемного резонанса и магнетомеханического резонанса, структуры ферромагнетика и комплексной магнитной проницаемости его вещества

$$\mu' = \mu - j\rho', \quad (2)$$

где μ и ρ' — соответственно упругая и вязкая проницаемости ферромагнитного вещества, под которыми, пренебрегая возможной неоднородностью ферромагнетика по объему, обычно понимаются средние их значения.

Вещественные составляющие μ_1 и μ комплексных магнитных проницаемостей определяют величину запаса магнитной энергии в магнитном веществе, возвращаемого при размагничивании; мнимые составляющие μ_2 и ρ' определяют величину необратимых потерь, в общем случае консумптивной проницаемости ферромагнитного тела μ_2 на вихревые токи, резонансные размерные эффекты, гистерезис, «магнитную вязкость» вещества и резонансное поглощение в последнем. Характеризуя потери, часто также пользуются понятием тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \bar{\Delta}$ ферромагнитного тела или $\operatorname{tg} \Delta$ вещества ферромагнетика, поэтому уместно дать связь между этими величинами и проницаемостями μ' и μ'' :

$$\operatorname{tg} \bar{\Delta} = \frac{\mu_2}{\mu_1}, \quad \operatorname{tg} \Delta = \frac{\rho'}{\mu}. \quad (3)$$

Для технической характеристики ферромагнетиков в случае малых потерь $\mu_2 \ll \mu_1$, а следовательно, при $\mu_1 \approx \mu_a$ (начальной проницаемости) пользуются также понятием приведенного тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \bar{\Delta}/\mu_a$. Отличительной особенностью этого параметра является независимость его значения от величины немагнитного зазора в магнитной цепи (для малых зазоров), так как $\operatorname{tg} \bar{\Delta}/\mu_a = \operatorname{tg} \bar{\Delta}_z/\mu_{az} = \operatorname{const}$, где индекс z относится к величинам, измеренным в магнитной цепи с зазором.

Проницаемости ферромагнетиков, как это следует из опытов Хагена и Рубенса² и впервые совершенно отчетливо было показано Аркадьевым¹, являются функциями частоты f переменного магнитного поля. Кривые частотной зависимости μ' и μ'' называются магнитными спектрами проницаемостей соответственно ферромагнитного тела или вещества ферромагнетика, где $\mu_1(f)$ и $\mu(f)$ — кривые дисперсии, а $\mu_2(f)$ и $\rho'(f)$ — кривые поглощения или абсорбции.

Проблема магнитной спектроскопии была выдвинута Аркадьевым еще в 1913 г. В результате работ Аркадьева и его школы: Малова, Волковой, Урысона, Велецкой, Гойтаникова, Пильщикова, Лаврентьева, Кирко и др., а также ряда зарубежных физиков — Хермана, Гольдшмидта, Рихтера, Шульце и пр.*) — Аркадьевым, на основе развитой им общей теории электромагнитного поля в вязких ферромагнитных средах, было дано полное феноменологическое описание магнитных спектров металлических ферромагнетиков. Было сделано заключение, что наблюдающиеся на опыте магнитные спектры комплексной эффективной проницаемости $\bar{\mu}'$ ферромагнитных тел не могут быть описаны только лишь тривиальным влиянием поверхностного эффекта, а определенно обязаны частотной зависимостью проницаемости μ' самого ферромагнитного вещества. Этот вывод положил начало целому классу исследований магнитных спектров вещества ферромагнетиков, проливающих свет на внутреннюю динамику процессов намагничивания последних. Было показано, что магнитный спектр ферромагнитного вещества должен включать в себя (Аркадьев, 1928) по меньшей мере две области дисперсии: одну — релаксационную, в нижней области диапазона частот, обязанную феноменологической магнитной вязкости вещества; другую — резонансную, связанную с резонансом элементарных носителей магнитного момента в ферромагнетиках — спинов электронов, и расположенную в диапазоне сверхвысоких частот. Первое квантовое объяснение последнему явлению было дано Дорфманом¹⁰. Фундаментальным теоретическим исследованием в области магнитной ди-

*) Подробную библиографию, а также обсуждение магнитных спектров металлических ферромагнетиков см. в работах^{1,3-9,65}.

дисперсии идеального магнитно-одноосного монокристалла явилась известная работа Ландау и Лившица¹¹. Беккером¹² была использована идея Аркадьева и показано, что причиной зависимости проницаемости от частоты в металлических ферромагнетиках могут являться микроскопические вихревые токи, возникающие при смещении границ между ферромагнитными областями и тормозящие их перемещение. Поливанов¹³ нашел, что обнаруживаемая зависимость $\mu'(f)$, приписываемая магнитной вязкости вещества, в некоторых случаях может быть кажущейся, получаемой благодаря неверному предположению об однородности материала образца. Однако маскирующее действие макроскопических и микроскопических вихревых токов значительно осложняло исследования магнитных спектров вещества металлических ферромагнетиков. Подробное исследование этого вопроса стало возможным лишь с появлением немагнитных ферромагнетиков — ферритов.

Ферриты^{14–17}, как известно, относятся к веществам, имеющим общую химическую формулу $MO \cdot Fe_2O_3$, в которой M означает ион двухвалентного металла. С точки зрения магнитных свойств наибольший интерес представляют ферриты, имеющие кубическую структуру кристаллической решетки типа шпинели, которые по своей магнитной природе, по Неелю¹⁸, должны быть отнесены к группе нескомпенсированных антиферромагнетиков. Различают два вида ферритов — ферромагнитные ферриты (например, Ni -феррит), имеющие решетку обращенной шпинели, и антиферромагнитные ферриты (например, Zn -феррит), имеющие решетку нормальной шпинели. В зависимости от числа компонент, входящих в состав ферритов, они могут подразделяться на простые ферриты и смешанные ферриты (двойные ферриты и полиферриты), последние обычно представляют собою твердые растворы ферромагнитных и антиферромагнитных ферритов. Кроме того, при исследовании магнитных спектров целесообразно различать следующие технические виды ферритов: сплошные поликристаллические спеченные образцы, являющиеся основным техническим видом данной группы магнитных материалов, монокристалльные образцы и порошковые образцы.

Изготавливают поликристаллические ферриты путем спекания, часто используемого в керамической промышленности. Известно несколько способов изготовления магнитных ферритов: а) смешением окислов металлов; б) совместным осаждением гидроокисей с последующим разложением их до окислов; в) термическим разложением смеси солей до окислов. Во всех трех случаях полученная смесь окислов металлов прессуется в брикеты и предварительно отжигается, затем брикеты раздробляются, из порошка прессуются изделия нужных форм и размеров, которые спекаются при температурах $1000 \div 1400^\circ C$. Основной характеристической особенностью ферритов, по сравнению с металлическими ферромагнетиками, является высокая величина их удельного электрического сопротивления, так как ферриты относятся к категории ферромагнитных полупроводников с электронной или дырочной проводимостью. Вследствие высокого удельного электрического сопротивления, не очень быстро убывающего с частотой, немагнитические ферромагнетики обладают относительно незначительными потерями на вихревые токи, что обуславливает возможность широкого применения ферритов в технике высоких частот.

В магнитных спектрах ферритов различают (рис. 1) по меньшей мере пять областей дисперсии: а) низкочастотную, характеризующуюся обычно незначительным изменением проницаемости μ_1 в диапазоне $\sim 0 \div 0,2$ МГц; б) «инфрарадиочастотную», обусловленную магнетомеханическими эффектами, характеризующуюся острым резонансным всплеском μ_1 при $f \sim 0,1$ МГц (для тороидальных сердечников со средним диаметром порядка 30 мм),

охватывающим для каждого данного образца относительно узкий диапазон частот; в) радиочастотную, характеризующую быстрым спадом вещественной составляющей комплексной магнитной проницаемости ферритов и явно выраженным холмом поглощения в диапазоне $1 \div 1000$ МГц; г) сверхвысокочастотную, характеризующую явлением естественного ферромагнитного резонанса, обычно наблюдаемого при частотах $10^3 \div 5 \cdot 10^4$ МГц, обусловленную прецессии электронного спина в эффективном поле анизотропии вещества феррита; д) «инфракрасную», которая, согласно расчетам, так как экспериментально «естественный обменный резонанс» в полях

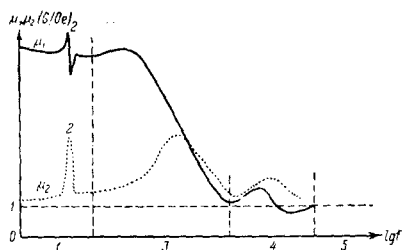


Рис. 1. Общая схема магнитного спектра поликристаллического феррита (при отсутствии поверхностного эффекта и объемного резонанса). Пять областей дисперсии: 1—низкочастотная; 2—«инфрарadiочастотная»; 3—радиочастотная; 4—сверхвысокочастотная; 5—«инфракрасная» (ход кривых не известен). Для многих типов ферритов в результате слияния радиочастотной и сверхвысокочастотной дисперсии в диапазонах 3 и 4 имеем только одну область дисперсии, с одним максимумом поглощения. Для некоторых образцов в области радиочастотной дисперсии может наблюдаться большее число ступеней спада μ_1 и максимумов поглощения μ_2 (например, два, как у Ва-феррита), а также явно выраженный резонансный ход кривых дисперсии, изменяющихся вплоть до отрицательных значений проницаемости $\mu_1 - 1$.

красных. Основное внимание в работе уделяется обсуждению радиочастотных магнитных спектров сплошных и сеченных поликристаллических ферритов, так как, во-первых, исследования монокристаллических и порошковых образцов в конечном результате преследуют цель выяснения механизмов явлений в поликристаллических образцах и, во-вторых, основной спад проницаемостей μ и μ_1 ферритов наблюдается в диапазоне радиочастот, вследствие чего исследование радиочастотной дисперсии имеет наибольшее практическое значение. Результаты исследования ферромагнитного резонанса*) ферритов будут привлекаться нами, по мере необходимости, лишь только при обсуждении магнитных спектров.

*) Обзор этой темы в общем ее аспекте (включая и металлические ферромагнетики) дан в монографиях Вонсовского⁴, Бозорта⁸, Горди, Смит, Трамбаруло¹⁹ и Дорфмана²⁰, а также в обзорной статье Рейха²¹. В сборнике⁵ собрано большое количество оригинальных работ. Некоторые из более поздних работ, относящихся к ферритам приведены в списке литературы^{126-162, 108-207} настоящей статьи.

обменного взаимодействия ферритов еще не наблюдался, должна характеризоваться незначительным резонансным изменением кривых дисперсии и поглощения при частотах $\sim 10^7$ МГц.

Несколько особняком от данной группы вопросов, в силу специфики методики эксперимента, стоят исследования ферромагнитного и «обменного» резонансов, которые не связаны с исследованием частотной зависимости проницаемостей, производится при $f = \text{const}$ и изменяющейся напряженности статического, перпендикулярного к ультразвуковому сильному магнитного поля, доводящего ферромагнетик до состояния близкого к насыщению и, следовательно, полностью или частично разрушающего структуру ферромагнитных областей.

Целью настоящей работы является обзор основных исследований в области магнитной спектроскопии ферритов и обсуждение имеющихся в литературе данных. Термин «магнитный спектр» в последующем тексте, за исключением особо оговоренных случаев, будет означать частотную зависимость комплексной магнитной проницаемости ферритов, измеренную в очень слабых полях, в диапазоне частот, вообще, от нуля до инфра-

II. МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ ФЕРРИТОВ

§ 1. ЧЕТЫРЕ МЕХАНИЗМА РАДИОЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ. СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ

А. Поликристаллические ферриты

Впервые явления дисперсии и абсорбции в ферритах на радиочастотах были обнаружены Снуком²² в 1946 г., который дал (1947 г.) радиочастотный магнитный спектр одного низкопроницаемого поликристаллического феррита (состав не указан). В дальнейшем радиочастотные магнитные спектры поликристаллических ферритов подробно исследовались: Брокманом, Даулингом и Стенексом на $MnZn$ -феррите с начальной проницаемостью $\mu_a = 1000 \text{ G/Oe}^{23}$; Полдером, а также Белджерс и Снуком на $MnZn$ -феррите $\mu_a = 900 \text{ G/Oe}$ и $NiZn$ -ферритах $\mu_a = 700, 300, 40$ и $7 \text{ G/Oe}^{24,25}$; Фоменко на $NiZn$ -ферритах $\mu_a = 1860, 965, 665, 278$ и 80 G/Oe^{26} ; Радо, Райт и Эмерсоном на $FeMg$ -феррите $\mu_a = 19,6 \text{ G/Oe}^{27}$ и другими^{28-51, 180-186*}).

Исследования показали, что радиочастотные магнитные спектры ферритов имеют релаксационный или неявно выраженный резонансный характер, который проявляется (рис. 2) обычно незначительным резонансным подъемом в области начала спада кривой дисперсии. Сами явления дисперсии и поглощения наблюдаются в весьма широком диапазоне частот. Фоменко^{26,28,38} аппроксимировал кривые $\mu(f)$ и $\rho'(f)$ релаксационных спектров ферритов на основе феноменологической теории «магнитных спектров вязкости» Аркадьева и показал, что данный вид спектра не может быть описан одной дискретной частотой релаксации, а приближенно описывается прямоугольным распределением релаксационных частот, т. е. целой полосой частот релаксации, равномерно распределенных по логарифмической шкале внутри некоторых граничных f_1 и f_2 . Этот вывод в несколько иной интерпретации позднее был подтвержден Парком⁷⁷.

В общем случае дисперсия начальной проницаемости ферритов в диапазоне радиочастот описывается в литературе четырьмя различными механизмами: во-первых, дисперсией вещества феррита, обязанной гироманитному резонансу; во-вторых, дисперсией проницаемостей тела сердеч-

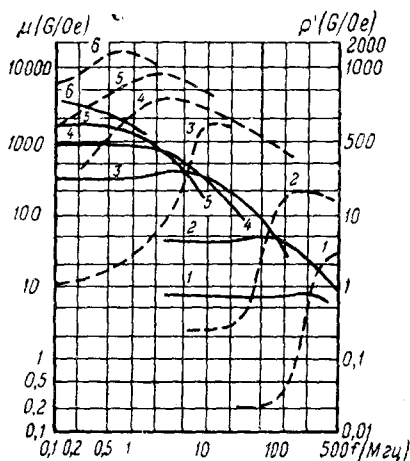


Рис. 2. Магнитные спектры $NiZn$ -ферритов: 1—3—Белджерс и Снук²⁵; 4 и 5—Фоменко²⁶; 6—Алли и Шнетлер⁴⁰. Кривые дисперсии—сплошные, кривые абсорбции—пунктирные.

* В данный перечень, составленный в хронологическом порядке, вошли только оригинальные экспериментальные работы, отражающие полностью ход кривых дисперсии и поглощения радиочастотных магнитных спектров поликристаллических ферритов вплоть до частот, больших частоты максимума поглощения. Поэтому в перечень не вошли обзорные работы⁵²⁻⁶⁵, полностью или частично посвященные рассмотрению вопросов магнитной спектроскопии ферритов, и исследования, содержащие только кривые дисперсии, без соответствующих им кривых поглощения^{66,67,68,71,72}; графики дисперсии и абсорбции, включающие в себя лишь начальные участки этих кривых^{67,69,70,73,74,75}; только некоторые табулированные параметры магнитных спектров^{53,71,76} и пр.

ника; в-третьих, дисперсией, обязанной структурной специфике материала, и, в-четвертых, дисперсией вещества феррита, обязанной инерционности эффективной массы границ. Ультравысокочастотная дисперсия описывается гиромангнитным резонансом.

Рассмотрим в отдельности каждый из дисперсионных механизмов.

1. Гиромангнитный резонанс. Снук²² (1947 г.) объяснил радиочастотную дисперсию на основе теории Ландау и Лифшица¹¹ (1935 г.) дисперсией вещества феррита, обязанной гиромангнитному резонансу, возникающему при совпадении частоты высокочастотного поля с частотой прецессии Лармора спина электрона в эффективном магнитном поле H_i анизотропии вещества феррита. Основой такой трактовки явлений, заставляющей предполагать, что процессы намагничивания в ферритах в очень слабых полях протекают путем вращения вектора намагниченности внутри ферромагнитных областей, служило приближенное согласие экспериментальных результатов с теоретической формулой (6) Снука для резонансной частоты $f_{0\text{вр}} = \omega_{\text{вр}}/2\pi$ процессов вращения. Эта формула может быть получена⁷⁸, если, пренебрегая магнитным взаимодействием, внутренними напряжениями, затуханием и внутренними размагничивающими полями, применив классическое уравнение частоты прецессии Лармора, использовать выражение

$$H_i = \frac{2K}{I_s} \quad (4)$$

в качестве эффективного поля магнитной анизотропии *) и выражение

$$\chi_{\text{авр}} = \frac{\mu_{\text{авр}} - 1}{4\pi} \approx \frac{I_s^2}{3K} \quad (5)$$

в качестве средней начальной восприимчивости $\chi_{\text{авр}}$ или проницаемости $\mu_{\text{авр}}$ вращения при нулевой частоте (впервые этого вида выражение было дано Акуловым⁷⁹) в нетекстурованном поликристаллическом образце:

$$f_{0\text{вр}} = g \frac{e}{4\pi mc} H_i \approx \frac{1}{\pi} \frac{ge}{2mc} \frac{K}{I_s} \approx \frac{4}{3} \frac{ge}{2mc} \frac{I_s}{\mu_{\text{авр}} - 1} \quad (**). \quad (6)$$

Здесь I_s — намагниченность насыщения; $ge/2mc$ — гиромангнитное отношение, $ge/2mc = 8,8 \cdot 10^6 \text{ герц/эрсед}$; g — эффективный фактор спектроскопического расщепления; K — константа анизотропии.

В простейшем случае магнитный феррит характеризуется, по Неелю¹⁸, двумя магнитными подрешетками 1 и 2 с соответствующими частными намагниченностями насыщения I_{s1} и I_{s2} и факторами спектроскопического расщепления g_1 и g_2 каждой из подрешеток. Результирующий g -фактор является функцией g_1 и g_2 и в случае ферритов с $g_1 \neq g_2$, как показали Каплан и Киттель¹³³, Виринджен¹³⁴, Мак-Гуайр¹³⁵ и др.^{21, 136, 137}, может изменяться в весьма широких пределах. Эти изменения наблюдаются вблизи некоторой «компенсационной» температуры¹³⁸, при которой парциальные магнитные моменты каждой из подрешеток взаимно компенсируются, т. е. $|I_{s1}| = |I_{s2}|$,

*) Эффективное поле магнитной анизотропии, предсказанное Ландау и Лифшицем, непосредственно наблюдалось в опытах по ферромагнитному резонансу на поликристаллических и монокристаллических образцах ферритов. Расчеты по H_i поликристаллических ферритов, с помощью выражения (4), значений K для Ni-, NiZn- и Mn-ферритов^{126, 127}, дают величины эффективной константы анизотропии, близкие к первой константе естественной кристаллографической магнитной анизотропии K_1 , измеренной на монокристаллах^{99, 128, 129, 126, 130, 131, 132}.

**) Подлер²⁴ показал, что закономерности аналогичного (6) вида обнаруживаются также для некоторой характеристической частоты, на которой $\tan \Delta$ феррита имеет частное значение, равное 0,1.

и; следовательно, результирующая намагниченность насыщения I_s феррита проходит через нуль. Для ферритов некоторых составов компенсационной температурой, в частности, может являться комнатная температура ^{21, 139, 140}; эти составы называют «компенсационными» составами. Указанные выше аномалии g -фактора были обнаружены в LiCrFe- , NiAlFe- и Gd- ферритах и отсутствовали в огромном большинстве других типов спеченных ферритов, в которых значительной зависимости g -фактора от их состава и температуры исследования (см. табл. I и II) не наблюдалось и для которых приблизительно можно принять, что, как для электронного спина, $g = 2$.

Таблица I

Свойства простых ферритов при комнатной температуре (источники ^{15, 42, 52, 62, 105, 110, 117, 121-125, 128, 130, 127, 131 147, 148, 158-161}).

Для Со-феррита K_1 дано для состава, близкого к стехиометрическому

Феррит	μ_a G/Oe ориент.	I_s, G для теор. плотн.	Плотность g/cm^3 , изм. в рентг. луч	$\theta^\circ C$	***) a_0 Å	σ	$\lambda_s \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^{-4}$ erg/cm^3	H_i Oe
FeFe_2O_4	20	480	5,24	585	8,39	2,09	+26	-11,2	—
						↓	↓		
NiFe_2O_4	20	270	5,38	585	8,32	2,17 2,05	+41 -19	-5,1*)	510
						↓	↓	↓	↓
MnFe_2O_4	60	410	5,00	300	8,50	2,17 2,0	-32 -2	-6,27 -2,8**)	170 280
							↓	↓	
CoFe_2O_4	1,1	400	5,29	520	8,36	—	-10	-3,4	—
CuFe_2O_4	60	130	5,35	410	$c=8,68$ $a=8,24$	2,15	-109 -16	+180 -6,3	—
				↓			↓		
MgFe_2O_4	20	110	4,52	455 325	8,36	2,05	-23 -3,5	-2,5	—
				↓			↓		
$\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$	20	310	4,75	440 590	8,33	2,08	-6,0 -1	—	450
				↓					
CdFe_2O_4	1,0	—	—	670	8,69	—	—	—	—
ZnFe_2O_4	1,0	—	—	—	8,42	1,95	—	—	—

*) Разбросы значений K_1 Ni-феррита, как показали Бозорт, Тильден и Виллиамс ¹³⁰, в частности, могут быть обязаны незначительным примесям Со-феррита, так как добавка только 0,4% молярных CoFe_2O_4 понижает K_1 NiFe_2O_4 в несколько раз.

**) Те же значения K_1 и g имеет Mn-феррит, содержащий ¹⁵⁹ малые количества Fe-феррита или Zn-феррита.

***) Тип кристаллической решетки: для Си-феррита—тетрагональная, для остальных ферритов—кубическая.

Постоянная анизотропии K в реальном поликристаллическом образце определяется ^{80,42} некоторой эффективной константой анизотропии, обусловленной: а) естественной кристаллографической анизотропией вещества (величина которой, согласно Бозорта и др. ¹²⁸, может также зависеть от частоты), б) анизотропией напряжений, в) новым видом анизотропии, описываемой ¹⁴¹ как результат взаимодействия между спинами антиферромагнитного и ферромагнитного материалов, г) обменной анизотропией и д) анизотропией формы,

Таблица II

Свойства некоторых смешанных ферритов*) при комнатной температуре
(источники 15, 27, 30, 122, 126, 128, 130, 146, 161)

Феррит	I_s Г	a_0 А	g	$\lambda_s \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^{-4}$ эрг/см ³	H_i Ое
$Ni_{0,85}Fe_{2,05}O_4$	270	—	2,196	—	—6,8	—
$Ni_{0,8}Fe_{2,2}O_4$	300	—	—	—17	—3,9	—
					↓	
$Ni_{0,75}Fe_{2,25}O_4$	322	—	2,13	—	—4,3	—
					—3,8	—
					↓	
					—4,9	—
$Mn_{0,98}Fe_{1,86}O_4$	—	—	—	—15	—3,3	—
$Mn_{1,0}Fe_{1,9}O_4$	378	—	—	—	—3,3	—
$Mn_{0,45}Zn_{0,55}Fe_2O_4$	181	—	1,997	—	—0,38	—
FeMg-феррит «Феррамик-А» $\sim Mg_{0,95}Fe_{2,05}O_4$	99	—	2,01	—2	—3,3	—
$Ni_{0,78}Zn_{0,22}Fe_2O_4$	330	8,35	2,07	—18	$-100I_s$	230
$Ni_{0,55}Zn_{0,45}Fe_2O_4$	310	8,37	2,05	—10	$-105I_s$	190
$Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$	~ 100	8,40	2,03	~ -2	—	60

*) В таблицу не вошли первые константы K_1 кристаллографической магнитной анизотропии NiCoFe-, CoFe-, CoZnFe-, CoMnFe-ферритов, которые приведены в работах^{130, 143, 153, 160}. Значения K_1 некоторых FeMg-ферритов и Ba-феррита, кроме того, даны в таблице IV. Внутренние поля в LiAlFe- и LiCdFe-ферритах приведены в работе¹²⁶.

являющейся функцией внутренних размагничивающих полей ферромагнетика. Обменная анизотропия обязана^{80, 81} неоднородной намагниченности ферромагнитного образца в высокочастотных полях (вследствие поверхностного эффекта) и обменному взаимодействию²⁰⁶ между ферромагнитными $3d$ — электронами и $4s$ — электронами проводимости. Поэтому для плохо проводящих материалов типа ферритов обменная анизотропия пренебрежимо мала (см. примечание при корректуре 1). Тривиальное действие этих видов анизотропии [см. например, опыты по исследованию магнитных спектров порошковых и сплошных поликристаллических ферритов (раздел II, § 1Б и работы⁵¹)], сводится к увеличению напряженности поля H_i , по сравнению с его минимальным значением (которое определяется естественной кристаллографической анизотропией вещества) и, следовательно, к смещению частоты $f_{0вр}$ в сторону высоких частот. Принципиально, по-видимому, возможен также случай когда внутренние поля (уподобляемые влиянию внешнего поля), за исключением поля кристаллографической анизотропии, приложены в направлении трудного намагничивания кристалла, в результате чего резонансная частота может быть понижена¹⁴². Однако этот эффект наблюдается в ориентированных монокристаллах во внешних полях и едва ли может быть приложен к поликристаллическим материалам.

Киттель⁷⁸, применив модель Снука и воспользовавшись уравнением (7) Ландау и Лифшица¹¹ движения вектора самопроизвольной

намагниченности в эффективном поле магнитного взаимодействия \mathbf{H} :

$$\frac{d\mathbf{I}_s}{dt} = \frac{ge}{2mc} [\mathbf{I}_s \cdot \mathbf{H}] - \frac{ge}{2mc} \xi \left[\frac{(\mathbf{I}_s \cdot \mathbf{H}) \mathbf{I}_s}{I_s^2} - \mathbf{H} \right], \quad (7)$$

дал выражение (8) для частотной зависимости комплексной проницаемости $\mu'_{вр} = \mu_{вр} - j\rho'_{вр}$ процессов вращения:

$$\frac{\mu'_{вр} - 1}{\mu_{авр} - 1} = \frac{f_{0вр}^2 + f_{свр}(jf + f_{свр})}{f_{0вр}^2 + (jf + f_{свр})^2}. \quad (8)$$

Здесь \mathbf{H} — векторная сумма приложенного внешнего поля и внутреннего эффективного поля анизотропии; t — время; ξ — параметр, обусловленный малым магнитным взаимодействием, характеризующий затухание прецессии спинов (для характеристики затухания в литературе также часто применяется параметр $\lambda = \xi(ge/2mc)$), феноменологически введенный в теорию Ландау и Лифшицем, обязанный в реальном материале не только спин-спиновому и спин-решеточному взаимодействию, но и всем эффектам*), которые расширяют линию поглощения. Параметр ξ связан с частотой релаксации вещества процессов вращения $f_{свр} = \omega_{свр}/2\pi$ соотношением

$$f_{свр} = 2 \frac{ge}{2mc} \frac{\xi}{\mu_{авр} - 1} = 2 \frac{ge}{2mc} \frac{\xi}{I_s} \frac{I_s}{\mu_{авр} - 1}. \quad (8a)$$

Если $\xi \ll I_s$, т. е. $f_{свр} \ll f_{0вр}$, имеем случай резонанса, и уравнение (8) принимает вид

$$\frac{\mu'_{вр} - 1}{\mu_{авр} - 1} \approx \frac{1}{1 - \left(\frac{f}{f_{0вр}}\right)^2}. \quad (9)$$

Если $\xi \gg I_s$, т. е. $f_{свр} \gg f_{0вр}$, то имеем случай релаксации

$$\frac{\mu'_{вр} - 1}{\mu_{авр} - 1} \approx \frac{1}{1 + i \left(\frac{f}{f_{свр}}\right)^2}. \quad (10)$$

Средняя резонансная частота феррита f_0 , которая в случае преобладания процессов вращения равна $f_{0вр}$, по экспериментальным данным приближенно определяется одними авторами³⁴ по частоте f_u максимума абсорбции, другими^{22, 23, 43} по частоте f_r , на которой проницаемость составляет половину от своего значения на низких частотах. Теоретическим основанием этого при затухании не выше критического служит выражение (8), которое, однако, не может быть использовано для надежной интерпретации наблюдаемых спектров, так как оно приписывает полную ширину полосы абсорбции поглощению, пренебрегая эффектами распределения резонансных и релаксационных частот феррита по частотному диапазону.

Логическим следствием гипотезы Снука явилось предположение об отсутствии смещения границ между ферромагнитными областями в ферритах в очень слабых полях. В последующих работах (например, Вент-Гортер²⁹) предполагаемое отсутствие процессов смещения границ казенно объяснялось наличием в ферромагнетиках этого типа большого числа неоднородностей (значительного количества раковин^{42, 54}, не полностью прореагировавших частиц материала ферромагнетика, посторонних включений), фиксирующих положение границ во многих точках, также⁴³ малым — квазиоднодоменным размером частиц, из которых прессован затем спеченный поликристаллический образец феррита. Дис-

*) Различные релаксационные теории обсуждаются в работах Абрагама⁶⁰ и Клогна⁶². Хольцмюллер⁶⁴ в качестве одной из причин поглощения энергии усматривает анический резонанс посторонних включений.

персия ферритов в широком диапазоне частот, не учитываемая формулой (8), описывалась различными значениями анизотропии ферритов в различных участках материала, вызывающими распределение резонансных частот. Были высказаны также и другие соображения в отношении возможных причин дисперсии ферритов в широком диапазоне частот. В частности, Полдер и Смит⁸³, а также Лукас⁸⁴ показали, что это явление может быть приписано существованию в немагнитном образце феррита внутренних размагничивающих полей, возникающих на границах зерен поликристаллов, на границах между ферромагнитными областями и на границах различного вида неоднородностей. Интенсивность этих полей будет различной для внешнего переменного магнитного поля, перпендикулярного или параллельного к границам доменов. Поэтому в зависимости от ориентации границ между ферромагнитными областями относительно переменного поля величины внутренних размагничивающих полей в различных участках материала могут быть различными. Различными окажутся также значения эффективного поля анизотропии, входящие в уравнение (6), что вызовет соответствующее распределение резонансных частот. Парк⁸⁵, приняв упрощенную модель поликристаллического материала, учел взаимодействия между соседними кристаллитами и тот факт, что кристаллиты отличаются один от другого ориентацией, которая принята беспорядочной, и их резонансными частотами. Полагая, что магнитное взаимодействие между кристаллитами мало влияет на характер магнитного спектра, Парк упростил полученное им выражение для величины комплексной магнитной проницаемости, приведя его к виду, идентичному выражению (8). Далее, приняв феноменологически прямоугольное распределение резонансных частот, а затем колоколообразное распределение, он получил выражение для средней резонансной частоты дисперсии вращения:

$$f_{0\text{вр}} \approx f_r = \frac{4}{3} \frac{ge}{2mc} \frac{I_s}{\mu_{\text{вр}} - 1} \left(\sqrt{2 \frac{f_g}{f_b}} \ln \frac{f_b}{f_g} \right), \quad (10a)$$

являющееся некоторой модификацией формулы (6) Снука. Здесь f_b и f_g — характеристические частоты, при которых проницаемость $\mu_{\text{вр}} - 1$ достигает соответственно своих максимального и минимального значений; $I_s = pI$ — намагниченность насыщения, измеренная для теоретической плотности материала, определяемой в лучах Рентгена на монокристалл p — отношение плотности реального поликристаллического материала к его теоретической плотности.

Основной особенностью рассматриваемых теорий является их чрезмерная феноменологичность, так как физической теории поглощения а также количественной физической теории функции распределения резонансных частот $f_{0\text{вр}}$ в поликристаллическом материале в настоящее время нет. Кроме того, как будет показано ниже, вывод о преобладании процессов вращения в поликристаллических ферритах, который был сделан Снуком и в более поздних работах^{22, 24, 25, 29, 34, 35, 42, 43, 62}, недостаточен, хотя справедливость его для некоторых образцов, спеченных при низких температурах, не исключается.

2. Дисперсия тела сердечника. Другой возможной причиной радиочастотной дисперсии в бикомплексной среде (т. е., по Кадьеву, в среде с комплексными магнитными и электрическими проницаемостями вещества), типичным представителем которой должны считать ферриты, является дисперсия тела ферромагнетика, обязанная различным эффектам: поверхностному эффекту и объемному резонансу, который в ферритах впервые был обнаружен в 1949 г. (см²³).

Объемный резонанс в ферритах возникает, когда длина волны квантов, распространяющихся в сердечнике (рассматриваем случай то-

да прямоугольного сечения), близка к удвоенному значению меньшего из размеров его поперечного сечения; в сердечнике устанавливаются стоячие волны, которые, в зависимости от их фазы по отношению к внешнему полю, будут, грубо говоря, в противоположность действию вихревых токов, «подмагничивать» (случай резонансного подъема кривой дисперсии) или, аналогично действию вихревых токов, «размагничивать» сердечник вплоть до отрицательных значений результирующей индукции (случай $\mu_1 - 1 < 0$). В бикомплексной среде без потерь длина волны колебаний, как известно, в $\sqrt{\mu\epsilon}$ раз меньше длины волны тех же колебаний в вакууме. Поэтому объемный резонанс в радиочастотном диапазоне при реальных размерах ферритовых сердечников может иметь место лишь в случае высокой диэлектрической проницаемости вещества феррита. Результаты наблюдения размерных эффектов в магнитных спектрах тела ферромагнетика представлены на левом графике рис. 3, соответствующие им магнитные спектры феррита, вычисленные по данным графика, даны на рис. 4.

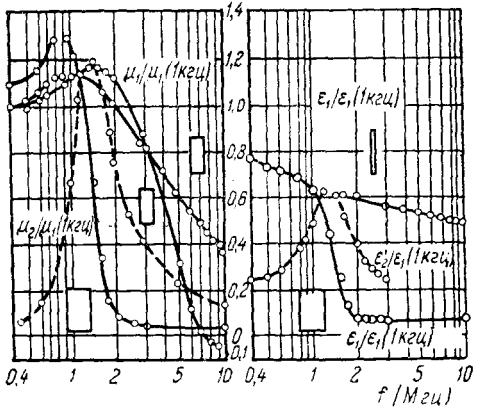


Рис. 3. Эффект объемного резонанса на сердечниках MnZn-феррита типа «Феррокусб III»²² по Брокману, Даулингу и Стенеку²³. Кривые дисперсии — сплошные, кривые абсорбции — пунктирные. Указаны размеры поперечного сечения образца, имевшего форму прямоугольника. Наибольшее сечение $2,5 \times 1,25$ см².

Объемный резонанс в работе²³ был обнаружен на MnZn-ферритах, отличающихся относительно низкими значениями удельного электрического сопротивления ρ , измеренного на постоянном токе, и высокими значениями комплексной диэлектрической проницаемости ϵ' ферромагнитного вещества:

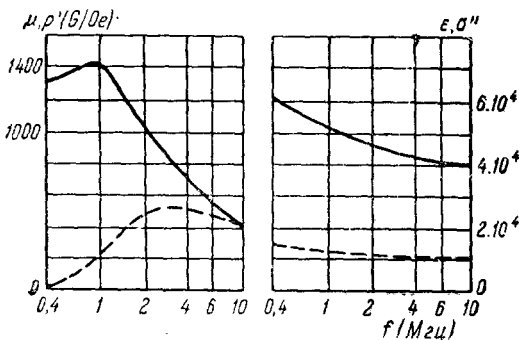


Рис. 4. Магнитные и электрические проницаемости вещества феррита, вычисленные²³ по данным рис. 3. Кривые дисперсии — сплошные, абсорбции — пунктирные.

на проводимость $1/\rho$ диэлектрика и диэлектрических потерь σ'' , связанных с его поляризацией. Типичными результатами²³ измерений диэлектрических проницаемостей вещества MnZn-ферритов с $\mu_0 = 1000$ G/Oe и $\rho = 100$ ом·см в диапазоне радиочастот ($f \sim 1$ МГц) являются $\epsilon = 50000$ и $\sigma'' = 20000$. Характеризуя потери в диэлектрике, чаще пользуются понятием тангенса угла потерь вещества диэлектрика, а в случае ферритов, кроме того, — понятием²⁴ удельного высокочастотного электрического сопротивления ρ_ω или проводимости $1/\rho_\omega$.

$$\epsilon' = \epsilon - j\sigma' = \epsilon - j\left(\sigma'' + \frac{1,8 \cdot 10^{12}}{f\rho}\right). \quad (11)$$

Здесь вещественная составляющая ϵ является диэлектрической проницаемостью в обычном смысле этого слова, мнимая составляющая σ' определяет величину необратимых потерь, в общем случае

материала сердечника, поэтому уместно дать связь между этими величинами и проницаемостью ε' :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma'}{\varepsilon}, \quad \operatorname{tg} \delta_{\varepsilon} = \frac{\sigma''}{\varepsilon}, \quad \rho_{\perp} = \frac{1,8 \cdot 10^{12}}{f \sigma'}, \quad (11a)$$

где f дано в гц , ρ_{\perp} в $\text{ом} \cdot \text{см}$, σ' в единицах CGSE. Верхним пределом значений величины ρ_{\perp} при нулевой частоте является сопротивление ρ .

Исследования Брокмана, Даулинга и Стенека²³, Полдера²⁴, Купса¹⁶³ и других показали аномально высокую проводимость $1/\rho$ для всех ферритов ($\rho = 10^{-2}$ $\text{ом} \cdot \text{см}$ для Fe_3O_4 , $\rho = 100$ $\text{ом} \cdot \text{см}$ для MnZn -феррита, $\rho = 12$ $\text{ом} \cdot \text{см}$ для NiZn -феррита с $\sim 0,4\%$ содержанием FeO), содержащих одновременно двух- и трехвалентные ионы одного и того же элемента, в данном случае железа. Механизм электропроводимости ферромагнитных полупроводников, содержащих ионы одного и того же элемента разной валентности статически расположенные в одинаковых кристаллографических положениях, рассмотрел Фервей¹⁶⁸. Для случая NiZn -ферритов он показал (см. также^{42, 163-167}), что их электропроводность может быть объяснена (см. прим. при корректуре 3) диффузией электронов — электронными переходами типа $\text{Fe}^{2+} + \text{Fe}^{3+} = \text{Fe}^{3+} + \text{Fe}^{2+}$, или дырочными переходами типа $\text{Ni}^{3+} + \text{Ni}^{2+} = \text{Ni}^{2+} + \text{Ni}^{3+}$, которые происходят с затратой энергии активации E_r . С увеличением температуры вероятность перехода носителей тока возрастает — электропроводность ферритов увеличивается. Для полупроводников теория дает линейную зависимость $\lg \rho$ от $1/T$, т. е. зависимость вида

$$\rho = \rho_{\infty} e^{\frac{E_r}{kT}}, \quad (12)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Исследование большого количества образцов поликристаллических ферритов с различными величинами удельных электрических сопротивлений показали, что этот закон для ферритов приблизительно выполняется. Найденные при этом активационные энергии могут быть разделены⁴² на два класса: для ферритов с относительно низким удельным электрическим сопротивлением (например, MnZn -феррит) E_r около 0,1 эв. и для почти непроводящих ферритов (например, NiZn -феррит с малым $\sim 0,1\%$ содержанием FeO) E_r около 0,4 эв. (См. примечание при корректуре 2).

Из данных Брокмана, Даулинга и Стенека²³, Купса¹⁶³ и других также следует, что высокая проводимость $1/\rho$ в ферритах обычно сочетается с высокой диэлектрической проницаемостью ε' . Кроме того, для однотипных образцов ферритов (например никель-цинковых), приготовленных при некоторой оптимальной, с точки зрения получения наилучших магнитных свойств, технологии, замечается, что большие проводимость $1/\rho$ и проницаемость ε' обычно^{24, 28, 47, 48} соответствуют также большей начальной магнитной проницаемости μ_0 образца.

Диэлектрические проницаемости ε и σ' ферритов и их удельные электрические сопротивления ρ_{\perp} наибольших значений достигают при низких частотах. С увеличением частоты ε и ρ_{\perp} уменьшаются, стремясь при очень высоких частотах к некоторой постоянной величине, которая для ε по данным Бейджерса⁴² при 9300 Мгц для всех ферритов должна быть порядка 10; Кондорский и Смольков¹⁴³ дают еще более низкие значения ε , приближающиеся к единице. Диэлектрические свойства ферритов и электрическая релаксация изучалась также в работах^{168-173, 28, 46-48} и др. Частотные зависимости $1/\rho_{\perp}$ и проницаемостей ε и σ' могут быть приближенно описаны соответствующими релаксационными формулами^{42, 163} со своими частотами электрической релаксации вещества феррита, кото-

рые в общем случае не совпадают с частотами магнитной релаксации вещества, полученными из радиочастотных магнитных экспериментов.

Электрические спектры проницаемостей тела $\bar{\epsilon}' = \epsilon_1 - j\epsilon_2 = \epsilon_1 - j(\epsilon_2' + 1,8 \cdot 10^{12}/f\rho)$ и вещества некоторых ферритов, по данным Брокмана Даулинга и Стенека²³ и Полдера²⁴, представлены на рис. 3, 4, 5. Быстрый спад проницаемости ϵ_1 с частотой, а также максимум поглощения ϵ_2' , наблюдаемые для MnZn-феррита с большим поперечным сечением сердечника (рис. 3), являются следствием поверхностного эффекта и объемного резонанса и с уменьшением стороны сечения образца сглаживаются. В случае NiZn-ферритов с более низкой начальной проницаемостью ($\mu_a \approx 400$ G/Oe) величина ϵ имеет значение ~ 20 и остается⁴⁸ почти неизменной, вплоть до 60 Мгц. Феноменологическая теория, объясняющая высокую диэлектрическую проницаемость ферритов и ее дисперсию структурой материала, который предполагается состоящим из зерен высокой электропроводности, разделенных низкопроводящими прослойками, была дана Купсом¹⁶³. Однако, как отмечают Смит и Вейн⁴², маловероятно, чтобы толщина этих прослоек в случае высоких ϵ могла быть всего несколько Å и меняться столь резко, как этого требует теория, при незначительном изменении содержания в феррите FeO *). Исследования температурной зависимости электрических спектров ферритов (NiZn-ферритов с $\mu_a = 2140$ и 2075 G/Oe), проводившиеся Фоменко^{28,47}, показали существенный рост величины ϵ' с повышением температуры, который в случае недостаточно малого сечения сердечника может привести при высоких температурах к появлению размерных эффектов **).

Подробная теория намагничивания ферритовых сердечников прямоугольного сечения с учетом дисперсии комплексных магнитных и диэлектрических проницаемостей их вещества была разработана Поливановым⁸⁶, который, в частности, показал, что наложение дисперсии тела на дисперсию вещества ферромагнетика может привести: во-первых, к появлению или увеличению резонансного подъема перед спадом кривой дисперсии; во-вторых, к более быстрому ее спаду с увеличением частоты и, в-третьих, к смещению в сторону более низких радиочастот частоты максимума кривой поглощения при наличии некоторого роста ее максимального значения. Кроме того, было показано, что при соответствующих параметрах сердечника и частоте эффективная проницаемость μ_1 может иметь также и отрицательные значения, которые могут быть обязаны только объемному резонансу. Данные выводы полностью согласуются с кривыми дисперсии и поглощения работы²³ (рис. 3,4), полученными для сердечников MnZn-ферритов различных размеров, и с результатами измерений Алли и Шнэттлер⁴⁰ для различно сошлифованного образца MnZn-феррита. Однако указанные исследования производились в относительно узком диапазоне частот, почти исключавшем (рис. 3) возможность суждения о характере хода

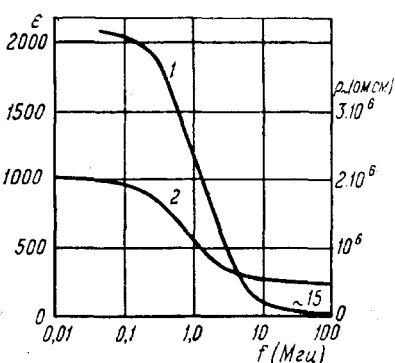


Рис. 5. Электрический спектр NiZn-феррита $\mu_a \approx 700$ G/Oe: 1 — кривая ϵ ; 2 — кривая ρ (Полдер²⁴).

*) Возможно, в частности, что с этим явлением связан несколько необычный ход кривой $\mu_1(t)$, по сравнению с кривой $I_s(t)$ рис. 5 работы²⁴, экстраполяция областей спада которых на ось t дает сильно отличающиеся значения температур.

**) См. примеч. при корректуре 4.

кривых дисперсии и абсорбции в области значений $(\mu_1 - 1) < 0$. Результаты исследования магнитных спектров тела сердечника MnZn-феррита в более широком диапазоне частот представлены на рис. 28 (см. ниже). В случае ферритов с более низкой диэлектрической проницаемостью (NiZn- и NiFe-ферриты^{35, 40, 48}) указанные эффекты при стачивании образцов или не наблюдаются, или обнаруживаются слабо выраженными. Замеченное при стачивании уменьшение начальной проницаемости ферритов можно приписать их неоднородности и напряжениям, создаваемым в процессе шлифовки.

По Поливанову, для бикомплексной среды частотная зависимость эффективной комплексной магнитной проницаемости $\bar{\mu}' = \mu_1 - j\mu_2$ ферромагнитного тела прямоугольного сечения может быть описана следующими соотношениями:

$$\bar{\mu}' = \mu' \left\{ 1 - \frac{64}{\pi^4} \sum_{l, n} \frac{\zeta^2}{l^2 n^2 \left[\zeta^2 + \pi^2 \left(\frac{l^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \right]} \right\}, \quad (13)$$

$$\zeta^2 = - \left(\frac{2\pi}{\lambda_B} \right)^2 \varepsilon' \mu', \quad (14)$$

где l, n — нечетные числа, определяющие порядок резонанса; a, b — стороны сечения сердечника; λ_B — длина волны электромагнитных колебаний в вакууме; ζ — постоянная распространения.

Расчеты по формуле (13), производившиеся для диапазона радиочастот, показывают, что в случае ферритов с высокими μ' и ε' могут наблюдаться спектры $\bar{\mu}'(f)$ самого различного вида. Интересно отметить, что управляемость этого вида дисперсии, например путем изменения размеров сердечника, открывает большие, пока еще не использованные возможности в части изучения процессов наложения двух различных дисперсионных механизмов и моделирования явлений дисперсии и абсорбции в ферромагнетиках. Рассматривая выражение (13), легко увидеть, что в случае малого поглощения ($\rho' \ll \mu, \sigma' \ll \varepsilon$) значение $(\mu_1 - 1) = 0$ (при частоте f_r) получается вблизи тех значений f , при которых действительная часть ζ^2 близка по абсолютной величине ко второму слагаемому, стоящему в квадратных скобках, т. е. когда

$$\text{Re}(\zeta^2) = -\pi^2 \left(\frac{l^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right), \quad (15)$$

откуда резонансная длина волны

$$\lambda_p = \frac{3 \cdot 10^{10}}{f_p} = \left(\frac{4\varepsilon\mu}{l^2 + \frac{n^2}{b^2}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

При $l = n = 1$ получается первый или основной (доминантный) резонанс, который всегда сказывается более резко, чем резонансы более высоких порядков. В этом случае для сердечника квадратного сечения $a = b$ получим:

$$\lambda_{00} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{f_{00}} = \sqrt{\frac{4\varepsilon\mu}{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}}} = a \sqrt{2\varepsilon\mu}. \quad (17)$$

(λ_{00} — в см, f_{00} — в гц.)

При малых потерях и отсутствии частотной зависимости проницаемостей ε' и μ' частота $f_{00} \approx f_r$ соответствует не только значению $(\mu - 1) = 0$, но и частоте f_u максимума кривой поглощения $\mu_2(f)$. При больших потерях, а также вследствие частотной зависимости проницаемостей вещества реального феррита это соответствие частот нарушается. В случае очень больших диэлектрических потерь система становится

аперриодичной, проникаемость μ_1 , не достигая отрицательного значения, монотонно спадает, и оценка частоты f_{00} становится затруднительной.

Из (17) следует, что если длина волны электромагнитных колебаний в вакууме

$$\lambda_b \gg a \sqrt{2\varepsilon\mu}, \quad (18)$$

то объемного резонанса в ферритовом сердечнике квадратного сечения существовать не может.

Влияние поверхностного эффекта описывается выражением для эквивалентной глубины проникновения δ_a электромагнитного поля в бикомплексную среду, которая, по Аркадьеву (см. формулы (89) — (93) монографии¹), может быть записана в следующем виде:

$$\delta_a = \frac{\lambda_b}{\pi \sqrt{2} \sqrt{|\mu'| |\varepsilon'| - \mu\varepsilon + \rho'\varepsilon'}}. \quad (19)$$

При условии, что $\delta_a \gg a$, т. е.

$$\lambda_b \gg a\pi \sqrt{2} \sqrt{|\mu'| |\varepsilon'| - \mu\varepsilon + \rho'\varepsilon'} \approx a\pi \sqrt{2} |\mu'| |\varepsilon'|, \quad (20)$$

поверхностный эффект в ферритовом сердечнике будет отсутствовать.

Исследования магнитных и электрических спектров NiZn-ферритов ($\mu_a \leq 700$ G/Oe), проводившиеся Полдером²⁴, показали, что для сердечника 1×1 см размерные эффекты практически не наблюдаются, вплоть до 40 Мгц. Непосредственная проверка влияния размерных факторов в диапазоне 0,05–60 Мгц, проведенная Фоменко³⁸ на образцах NiZn-ферритов различных проникаемостей и размеров, позволила, с некоторым приближением, распространить этот вывод и на более высокопроницаемые ($\mu_a \approx 2000$ G/Oe) NiZn-ферриты, измеренные в том числе²⁸ и при высоких температурах вблизи максимума Гопкинсона. Не были обнаружены размерные эффекты в области основного спада кривой дисперсии NiZn-феррита $\mu_a = 3700$ G/Oe также в работе Алли и Шнеттлера⁴⁰.

Катков⁷⁵, исследуя магнитные спектры образцов NiZn-ферритов $\mu_a \approx 2000, 1000$ и 400 G/Oe различных размеров в импульсном режиме, пришел к выводу, что для тонких образцов резонансный бугор на кривой дисперсии не обнаруживается. Результаты эксперимента были интерпретированы им, по Поливанову⁸⁶, дисперсией формы тела с большой диэлектрической проникаемостью, которая может быть обусловлена структурой тела. Однако этот вывод не учитывал возможного разброса характеристик различных образцов (что было отмечено в работе⁷⁵), могущего быть ответственным за полученные опытные данные (см. раздел IV, § 2).

Кузнецкий *)⁴⁶, используя разработанный Поливановым⁸⁷ метод «двух опытов» — раздельного определения составляющих комплексных проникаемостей бикомплексных материалов, исследовал также образцы NiZn-ферритов с $\mu_a \approx 1000$ и 2000 G/Oe и пришел к выводу, согласующемуся с данными³⁸, что в образцах толщиной до 0,8 см при частотах 0,1–50 Мгц размерные эффекты еще не сказываются, а, следовательно, что комплексные магнитные и диэлектрические проникаемости вещества NiZn-ферритов в этом диапазоне частот при соответствующем выборе размеров сердечника могут определяться обычным путем, по результатам отдельных магнитных и электрических измерений. Данные работы⁴⁸, а также

*) Кузнецкий, кроме того, применив метод Крамерса-Боде^{88,89} к анализу магнитных спектров ферритов, показал возможность определения в диапазоне частот одной составляющей проникаемости μ' по другой ее составляющей, что позволяет приближенные исследования магнитных спектров ферритов производить путем измерения только одной из частотных характеристик сердечника.

полученные в связи с применением метода двух измерений, указывают на отсутствие влияния объемного резонанса на резонансный подъем кривой дисперсии NiZn-ферритов, который поэтому может быть объяснен дисперсией вещества феррита.

Учитывая взаимосвязь, существующую между комплексными магнитными и диэлектрическими проницаемостями бикомплексного вещества, наиболее общим методом исследования его магнитных спектров следует признать метод «двух опытов» Поливанова. В случае малого развития размерных эффектов, что обычно достигается «методом выбора размеров сердечника» для каждого соответствующего диапазона частот измерения, возможно раздельное определение комплексных проницаемостей вещества. В настоящей работе, в остальных ее разделах, нами обсуждаются магнитные спектры вещества ферритов, полагая, что влияние размерных эффектов в образцах тем или иным методом исключено. В связи с этим заметим, что, помимо теоретической ценности изучения спектров вещества ферритов, эти исследования имеют также чисто практическое значение, так как частотные зависимости проницаемостей вещества ферритов вследствие обычно слабого развития в них (например, в радиочастотном диапазоне) размерных эффектов должны быть отнесены к числу основных технических характеристик ферритовых сердечников.

3. Структурная дисперсия. Купс¹⁶³, как отмечалось нами выше, дал феноменологическую теорию структурной дисперсии диэлектрических проницаемостей ферритов. В последующих работах (Фэрвэзер, Робертс и Велч⁵⁵, Алли⁵⁶ и др.) эта теория рассматривалась как возможное объяснение диэлектрических свойств материала, однако при рассмотрении дисперсии магнитной проницаемости влияние этой структуры не учитывалось. Катков и Поливанов⁷⁵ на основе разработанной ими модели зернистого ферромагнетика, состоящего из ферритовых зерен, разделенных очень тонкими неферромагнитными прослойками, показали, что структура феррита, подобная модели Купса, может также привести к структурной магнитной дисперсии, характеризуемой, при соответствующем выборе величин, магнитными спектрами, близкими к экспериментально наблюдаемым. Аналогичная модель зернистого ферромагнетика была рассмотрена также в более поздней работе Гийо и Паулюс⁹⁰, в которой делалась попытка привлечения данной модели для описания зависимости начальной проницаемости спеченных MnZn-ферритов от размера зерен. Однако при построении своей модели Купс исходил из феноменологических соображений, кроме того, в случае структурной дисперсии, учитывая различие технологий, видимо, нужно было бы ожидать больших разбросов высокочастотных магнитных характеристик (подобных наблюдаемым разбросам высокочастотных диэлектрических характеристик), чем это имеет место в условиях практики, и наличие существенной связи между величинами и характером частотных зависимостей диэлектрических и магнитных проницаемостей; не подтверждает эта гипотеза, как было отмечено в работе⁹⁰, также и формы кривой μ_a функции размера зерен феррита.

4. Резонанс границ и сверхвысокочастотная дисперсия. Измерения магнитных спектров в широком диапазоне частот $200 \div 3000$ Мгц производились на спеченных образцах Mg-, NiZn-, CuZn- и CuPb-ферритов Флеглером⁶⁷. Однако эти исследования содержали недостаточное количество экспериментальных точек, которые были взяты через довольно широкие промежутки частот, и показали, по-видимому, равномерное падение проницаемости μ с увеличением частоты вплоть до отрицательных значений величины $\mu - 1$.

Измерение с большим числом экспериментальных точек в диапазоне сверхвысоких частот произвели на образце Mg-феррита $\mu_a > 5$ Г/Ое Велч,

Никс, Феруадер и Робертс⁶⁶ и обнаружили естественный ферромагнитный резонанс на частоте $f \approx 1500$ Мгц, ранее не наблюдавшийся в ферритах, но неизбежность существования которого непосредственно вытекала из резонансных исследований магнитных спектров металлических ферромагнетиков и феноменологической теории магнитных спектров Аркадьева, а также из теории Ландау и Лифшица. Эти измерения включали в себе только данные по дисперсии проницаемости, кроме того, в области радиочастотной дисперсии имелась лишь одна экспериментальная точка, которая не давала возможности судить об общем ходе кривой $\mu(f)$ в диапазоне радиочастот. Более подробные измерения $\mu(f)$ и $\rho'(f)$ в широком диапазоне частот (рис. 6) были проведены Радо, Райт и Эмерсоном²⁷ на низкопроницаемом $\mu_a = 19,6$ Г/Ое FeMg-феррите типа «Феррамик А»⁹¹, в результате которых было обнаружено существование двух областей дисперсии вещества ферритов: естественного ферромагнитного резонанса на ультравысоких частотах, описываемого, по Снуку, прецессией спина электрона в эффективном поле анизотропии феррита, и радиочастотной дисперсии, описываемой инерционностью эффективной массы 90-градусных границ между ферромагнитными областями согласно теории, развитой на основе работы Ландау и Лифшица¹¹, для равномерно движущейся границы Дерингом⁹² (1948 г.) и позднее Беккером⁹³ и Киттелем⁹⁴. Используя положения данной теории и распространяя их на случай колебательного движения границы, Радо⁹⁵ пришел к выводу, что ее эффективная инерционная масса зависит не от состояния движения, а определяется исключительно свойствами покоящейся границы и, следовательно, что влияние затухания на величину этой массы должно быть мало.

Основаниями для интерпретации радиочастотной дисперсии процессами смещения границ в работе Радо, Райт и Эмерсона послужило: а) наличие двух областей дисперсии в сплошном поликристаллическом образце феррита; б) исчезновение радиочастотной дисперсии (или слияние ее с ультравысокочастотной) в смеси квазиоднодоменного порошка феррита с воском, в сочетании с сохранением практически неизменной частоты резонанса на сантиметровых волнах; в) существенно меньшая величина комплексной обратимой проницаемости $\mu_R' = \mu_R - j\rho_R'$, измеренной на низких радиочастотах в состоянии остаточной намагниченности сплошного образца феррита, по сравнению с μ_a и соответствующей ρ' , измеренными в абсолютном нулевом состоянии последнего (для порошкового образца $\mu_R' = \mu'$) при величине отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения сердечника $I_R/I_S \approx 0,6$; г) слишком большая для поликристаллического образца (Радо и Террис²⁷) работа намагничивания E , для того чтобы допустить, что его μ_a обусловлена процессами вращения, а также приближенное согласие между величинами μ_a вр, вычисленными по данным E и оцененными по частоте естественного ферромагнитного резонанса на

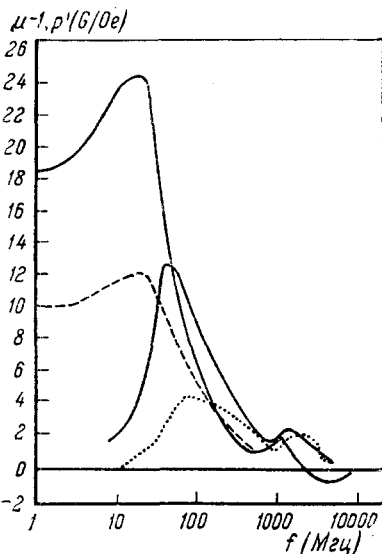


Рис. 6. Магнитные спектры сплошного поликристаллического FeMg-феррита типа «Феррамик А» состава: 45% Fe, 14% Mg, 3% Mn, 2% Ca и 36% O. Сплошные кривые — абсолютное нулевое состояние, пунктирные кривые — состояние остаточной намагниченности образца (Радо, Райт и Эмерсон²⁷).

сантиметровых волнах; д) различная зависимость проницаемости μ_a ферритов от температуры³⁰ в диапазонах низких и ультравысоких частот. Наконец, весьма важным вкладом в обоснование данной интерпретации радиочастотной дисперсии явилась недавно доложенная работа Радо, Фолен и Эмерсона⁵¹, в которой исследования спектров на поликристаллических образцах проводились параллельно с измерением констант анизотропии K_1 монокристаллических ферритов. Расчеты по формулам (5) и (6) с использованием экспериментальных данных⁵¹ с полной убедительностью доказывают преобладающую роль процессов смещения в FeMg-ферритах состава, близкого к составу «Феррамик А», и справедливость описания ультравысокочастотной дисперсии процессами вращения.

Результирующая начальная проницаемость вещества феррита в работе²⁷ была представлена в виде суммы составляющих, обязанных соответственно процессам вращения и процессам смещения:

$$\mu_a = 4\pi(\chi_{авр} + \chi_{асм}) + 1 = \mu_{авр} + \mu_{асм} - 1, \quad (21)$$

где $\mu_{асм} \gg \mu_{авр}$.

Теория Дёринга дает выражение для собственной частоты $f_{0см} = \omega_{0см}/2\pi$ равномерно движущейся границы любого типа:

$$f_{0см} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{m_{гр}}} = \frac{1}{\sqrt{\pi d m_{гр}}} \frac{I_s}{\sqrt{\mu_{асм} - 1}}, \quad (22)$$

$$m_{гр} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2mc}{ge} \right)^2 \frac{\gamma_0}{A \alpha_0^2 n_0 \sin^2 \theta_0}. \quad (23)$$

Здесь $m_{гр}$ — эффективная масса границы между ферромагнитными областями, приходящаяся на единицу площади поверхности границы; α — квазиупругая постоянная, являющаяся структурно чувствительной характеристикой доменной границы, зависящей от ее упругости, $\alpha_0 = 4\pi I_s^2/d(\mu_{асм} - 1)$; d — линейный размер ферромагнитной области; γ_0 — плотность энергии неподвижного граничного слоя между ферромагнитными областями; A — среднее значение интеграла косвенного обмена; α_0 — постоянная кубической гранецентрированной кристаллической решетки феррита; n_0 — число спинов в единице объема; θ_0 — угол половинного раствора конуса, поверхность которого образована векторами I_s граничного слоя. Частота $f_{0см}$ определяется обычно по частоте f_u максимума поглощения радиочастотной дисперсии. По данным³⁷ в согласии с теорией, кроме того, следует, что если $f_{0вр}/f_{0см} \gg 1$ и $\mu_{асм} \gg \mu_{авр}$, то $f_{0см} \approx f_u \approx f_f$, где f_f — частота, при которой $\mu_{см} - 1 \approx \mu - 1 = 0$.

Частота релаксации вещества феррита для случая смещения границ может быть представлена как функция параметра магнитной вязкости $\beta = \eta/\delta (ge/2mc)$, который определяется феноменологической постоянной затухания η Ландау и Лифшица, так как микровихревые токи, тормозящие смещение границ (см. Введение), в ферритах обычно малы.

$$f_{см} = \frac{1}{2\pi} \frac{\alpha}{\beta} = 2 \frac{1}{\alpha} \frac{I_s}{\beta} \frac{I_s}{\mu_{асм} - 1} = 2 \frac{ge}{2mc} \frac{I_s}{\eta} \frac{\delta}{\alpha} \frac{I_s}{\mu_{асм} - 1}. \quad (23a)$$

Для 90-градусной границы, т. е. когда нормаль к границе перпендикулярна к направлению намагниченности в соседних ферромагнитных областях, угол $\theta_0 = 90^\circ$, а плотность энергии граничного слоя, согласно³³, $\gamma_0 = A \alpha_0^2 n_0/\delta$, откуда $m_{гр} = (1/\pi^2) (2mc/ge)^2$ и, следова-

тельно, выражение (22) может быть существенно упрощено:

$$f_{0\text{см}} = \frac{ge}{2mc} \frac{I_s}{\sqrt{\mu_{\text{асм}} - 1}} \sqrt{\frac{\delta}{\alpha}}, \quad (24)$$

где δ/α — отношение эффективной толщины граничного слоя к размеру ферромагнитной области.

Данное выражение справедливо для обычных поликристаллических гомогенных материалов, не имеющих магнитной текстуры и обладающих мелкодисперсным распределением областей сжатия и растяжения, созданных внутренними напряжениями σ_i , так как для этих материалов можно полагать (см., например, монографию Вонсовского и Шура³, стр. 381), что намагничивание в них в слабых полях в основном происходит смещением 90-градусных границ. К этим материалам, видимо, могут быть отнесены некоторые типы высокопроницаемых смешанных ферритов, спеченных при относительно высоких температурах t_s , так как высокая магнитная проницаемость может быть получена только для твердых растворов ферритов⁸⁶, а число включений (раковины, недостаточно прореагировавшие частицы исходных материалов, распавшиеся частицы ферритов, посторонние примеси) при соответствующих t_s может быть относительно невелико.

Смещение x «среднего» граничного слоя для случая малой амплитуды колебаний определяется уравнением движения

$$m_{\text{гр}} \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = C' I_s H. \quad (25)$$

Здесь H — приложенное внешнее переменное поле, C' — постоянная порядка $1 \div 2$, зависящая от типа рассматриваемой границы, t_t — время.

Выражение для приближенной качественной характеристики частотной зависимости комплексной проницаемости смещения $\mu'_{\text{см}} = \mu_{\text{см}} - j\rho'_{\text{см}}$ дается формулой (26), полученной из уравнения (25) и аналогичной выражению, которое ранее из общих соображений было получено Аркадьевым для магнитных спектров вязкости ферромагнетиков:

$$\frac{\mu'_{\text{см}} - 1}{\mu_{\text{асм}} - 1} = \frac{1}{1 - \left(\frac{f}{f_{0\text{см}}} \right)^2 + j \left(\frac{f}{f_{\text{с см}}} \right)}. \quad (26)$$

Затухание будет меньше критического, если $f_{0\text{см}} < f_{\text{с см}}$, т. е.

$$\frac{\eta}{2 \sqrt{\frac{\delta}{\alpha}} \sqrt{\mu_{\text{асм}} - 1}} < I_s. \quad (27)$$

Выражение (26) непригодно для надежной интерпретации наблюдаемых спектров, так как, подобно (8), оно не учитывает эффектов распределения частот резонанса.

Из сопоставления (6) и (24) следует^{47,48}, что если феноменологически с точностью до постоянного множителя порядка $1 \div 2$ принять

$$\frac{\delta}{\alpha} \approx \frac{1}{\mu_{\text{асм}} - 1}^*), \quad (28)$$

то оба выражения будут давать одинаковые численные результаты и, следовательно (обсуждение (28) см. раздел III, § 1), не могут служить достоверным критерием при оценке механизма дисперсии. К аналогичному

*) Неравенство (27) в этом случае приближенно может быть записано в следующем виде: $\eta(\mu_{\text{асм}} - 1)/2 < I_s$.

выводу приводит также отмеченный Фоменко²⁶ факт, что постоянство произведения частоты максимума поглощения f_u на проницаемость не специфично для ферритов и было замечено еще Аркадьевым¹ на металлических ферромагнетиках, в которых намагничивание в слабых полях звуковых частот несомненно происходит смещением границ. Меньшая приблизительно в 1000 раз величина этого произведения²⁶ для металлических ферромагнетиков, видимо, может быть обязана меньшей скорости смещения границ последних (сравним, например, данные работ Вильямса, Шокли и Киттеля⁹⁷ и Стюарта⁹⁸ с данными Галта, Маттиаса и Ремейка⁹⁹, Галта¹⁰⁰ и Галта, Андруса и Хоппера¹⁰¹, которые дают величину отношения скорости границ для немагнитических и металлических ферромагнетиков порядка 10^3), которые тормозятся вихревыми токами.

Шварц¹⁰³ описал радиочастотную дисперсию в ферритах процессами смещения границ и сделал интересную попытку определения относительного влияния включений и внутренних напряжений на характер дисперсионных кривых. Приняв упрощенную модель реального расположения областей самопроизвольной намагниченности, формально замененного областями со 180-градусными соседствами, он учел, в соответствии с общей теорией обратимого смещения границ Кондорского (см³, § 53), что при смещении граничного слоя на него действуют как силы, обусловленные наличием посторонних включений, так и силы, обусловленные наличием неоднородностей в распределении внутренних напряжений, а также силы трения, обязанные процессам диффузии посторонних включений и магнитным взаимодействиям спинов. В результате были получены формулы, удовлетворительно описывающие характер частотной зависимости μ и $\operatorname{tg} \Delta$ некоторых типов ферритов.

Лукас⁸⁴, в предположении эквивалентного внутреннего поля $(I_s/\kappa_a \text{ см}) \times (\delta/d)$, показала, что в случае смещения 180-градусных границ величина резонансной частоты $f_{0 \text{ см}}$ в $\sqrt{2}$ раз меньше частоты, вычисленной по формуле (24). Гуденаф¹⁰² предположил, что обратимое намагничивание в поликристаллических ферромагнетиках прежде всего обязано смещению 180-градусных границ, и получил согласие эксперимента с этой моделью.

Однако в рамках данных работ неясной остается справедливость допущения преобладания процессов смещения 180-градусных границ во всех экспериментально обследованных образцах смешанных ферритов, сопоставление с параметрами которых было принято в качестве критерия оценки справедливости предлагаемых формул. В общем случае, учитывая кубическую симметрию кристаллов большинства типов ферритов, нужно полагать, что их начальные проницаемости, но-видимому, должны определяться, помимо $\mu_{a \text{ вр}}$, также $\mu_{a \text{ см}}$ 90-градусных и $\mu_{a \text{ см}}$ 180-градусных границ, при этом удельный вес процессов смещения 180-градусных границ ввиду отсутствия текстуры может быть мал, а соотношение между $\mu_{a \text{ см}}$ и $\mu_{a \text{ вр}}$ должно зависеть от величин σ_i образцов и числа и объема включений. Поэтому особый интерес должно представлять сопоставление предлагаемых формул с данными, полученными, например, на Ва-феррите, монокристалл которого имеет гексагональную симметрию с одной единственной осью легчайшего намагничивания (гексагональная ось), а следовательно, имеет только две магнитные фазы (т. е. области самопроизвольной намагниченности) со 180-градусными соседствами.

Б. Порошковые поликристаллические ферриты

Первые и целый ряд дальнейших исследований порошковых ферритов на сверхвысоких частотах провел Биркс^{104,7,65}, который изучал смеси и MnZn-ферриты) с парафином, наблюдал одну область дисперсии, и, экстра-

полируя результаты экспериментов от порошковых к сплошным спеченным ферритам, описал полученные магнитные спектры гиромангнитным резонансом. Обсуждение данных Биркса затрудняется отсутствием сведений о размерах частиц порошка и способа их приготовления. Возможно, если полагать частицы примененного им порошка однодоменными, в которых смещение границ исключено, что дисперсия в его порошковых материалах действительно описывается процессами вращения. Однако распространение этого вывода на сплошной материал для всего диапазона частот исследований представляется незаконным, так как в сплошном образце на радиочастотах могут наблюдаться качественно иные процессы намагничивания—процессы смещения границ.

Более подробные данные (рис. 7 и 8) имеются по результатам исследования квазиоднодоменного порошкового образца FeMg-феррита Радо, Райт, Эмерсона и Терриса^{27,30}. Эти исследования показывают: во-первых, исчезновение радиочастотной области дисперсии (или слияние ее с ультразвуко-частотной) после размола сплошного образца в порошок; во-вторых, смещение частоты F'_0 ультразвуко-частотного резонанса порошкового образца по сравнению с той же частотой f'_0 сплошного образца в сторону высоких частот; в-третьих, постепенное понижение частоты резонанса F'_0 с повышением температуры нагрева порошкового сердечника, которое,

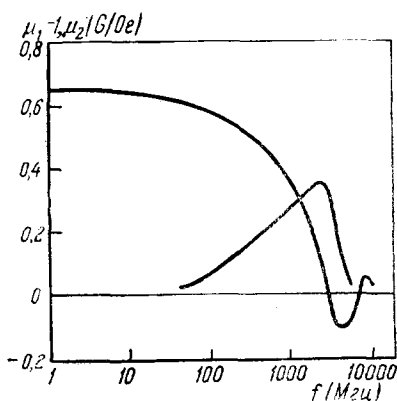


Рис. 7. Магнитный спектр порошкового образца (смесь весовых 70% порошка феррита с воском, размер частиц меньше 0,4 микрона) FeMg-феррита типа «Феррамик А» при 27° С (Радо, Райт и Эмерсон²⁷).

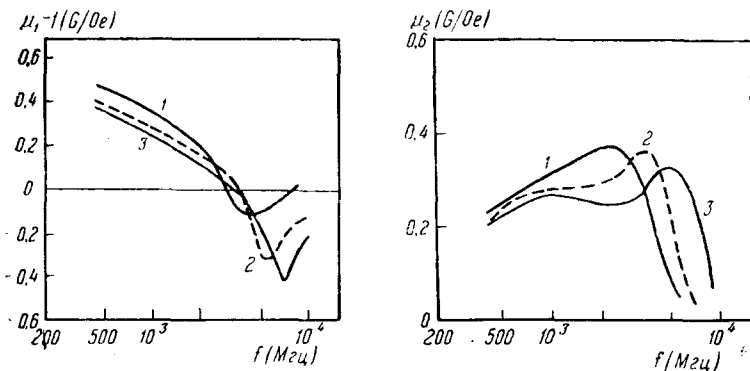


Рис. 8. Температурная зависимость магнитных спектров порошкового образца феррита рис. 7 при температурах: 1 — 27° С, 2 — —78° С, 3 — —196° С (Радо, Райт, Эмерсон и Террис³⁰).

однако, совершается более медленно, чем изменение той же частоты сплошного образца; в-четвертых, появление второго максимума на кривой поглощения при низких температурах. Отмеченные соотношения между частотами F'_0 и f'_0 порошкового и сплошного образцов при различных температурах, по-видимому, связаны с влиянием анизотропии формы, добавляющейся в виде некоторого постоянного слагаемого к анизотропии

сплошного образца феррита. Касаясь второго максимума на кривой поглощения, отметим, что, по нашему мнению, его появление вполне закономерно свидетельствует о росте удельного веса процессов смещения в образце с понижением температуры, так как, согласно критерия (29) абсолютно однодоменного состояния частиц ферромагнитного вещества Кондорского (выражение (14, 22a)⁴), критический размер частицы $R_{кр}$ с понижением температуры, по-видимому, должен уменьшаться:

$$R_{кр} \leq \frac{0,95}{I_s} \sqrt{\frac{10c_c A}{a_0 N_R}} \sim \frac{1}{I_s}, \quad (29)$$

где N_R —размагничивающий фактор вдоль малой оси частицы; $c_c = \frac{1}{2}, 1$ или 2 соответственно для простой, пространственно-центрированной и гранично-центрированной решеток.

Это уменьшение, если принять интеграл обмена A мало зависящим от температуры (см.³, стр. 621), приближенно будет обратно пропорционально изменению I_s . Появление второго максимума только при низких температурах, в частности, подтверждает мнение, высказанное в работах^{27,30,33} о квазиоднодоменном состоянии частиц при 20° С, но противоречит выводу этих работ в отношении характера температурной зависимости обменной энергии, изменение которой в^{30,33} предполагается пропорциональным изменению I_s^2 . Согласно (29) это допущение приводит к выводу, не согласующемуся с опытом и общими физическими представлениями, что $R_{кр} = \text{const}$ при всех температурах исследования.

Результаты исследования магнитных спектров порошкового образца феррита в диапазоне 1–4000 Мгц, также обнаружившие только одну область дисперсии, были приведены, кроме того, в работе Вейна³⁵.

В. Монокристалльные ферриты

Магнитные спектры монокристалльных ферритов исследовались Галт, Маттиас и Ремейка⁹⁹ на образце Ni-феррита $\mu_a \approx 80 G_s/Oe$ и Галт¹⁰⁰ на образце Fe-феррита (магнетит Fe_3O_4) $\mu_a = 5000 G_s/Oe$.

Исследования на монокристалле Ni-феррита стехиометрического состава ($NiOFe_2O_3$) показали, что магнитные спектры образца имеют широкую область дисперсии и носят релаксационный характер, который сохраняется при всех температурах измерения: 20, —78,5 и —190° С. Наблюдается резкая температурная зависимость времени релаксации, при этом с повышением температуры от —190° С частота релаксации вначале понижается, а затем возрастает, хотя μ_a образца в исследованном температурном диапазоне, по-видимому, с температурой должна расти. Измерения значений первой константы анизотропии K_1 Ni-феррита, которые производились при комнатной температуре как путем резонансных измерений (Ягер, Галт, Меррит, Вуд и Маттиас¹⁴⁴, Хили¹⁴⁵, Майлс¹²⁶), так и путем измерения разности энергий намагничивания вдоль направлений легкого и трудного намагничивания (Галт, Маттиас и Ремейка⁹⁹), дали*), за исключением¹⁴⁵, $K_1 = -6,2 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$ при комнатной температуре. Полученное значение K_1 показывает, что начальная проницаемость, которую можно вычислить на основе представления о вращении вектора намагниченности под влиянием кристаллографической анизотропии по

*) Тот же порядок величин K_1 (см. табл. I) был получен также для монокристаллов Ni-феррита нестехиометрического состава: $Ni_{0,95}Fe_{0,05}Fe_2O_4$; $Ni_{0,8}Fe_{0,2}Fe_2O_4$ и $Ni_{0,75}Fe_{0,25}Fe_2O_4$ ^{100, 128, 146, 150}.

формуле (5)*), оказывается гораздо меньше экспериментально измеренной μ_a , откуда может быть сделан вывод о том, что наблюдаемая релаксация должна быть связана со смещением границ между ферромагнитными областями.

Исследования на монокристалле магнетита показали, что магнитный спектр образца носит релаксационный характер (рис. 9) с весьма низкой частотой релаксации $f_{с.см} \approx 3$ кГц. Расчеты $\mu_{a\text{вр}}$ по значениям $K_1 = -11 \cdot 10^4$ эрг/см³ и $I_s = 460$ Гс, которые для магнетита хорошо известны^{107,147,148} (см. табл. I), указывают, что дисперсия проницаемости монокристалла Fe_3O_4 обязана также смещению границ. Галт доложил, кроме того, о второй составляющей начальной проницаемости процессов смещения, которая обуславливает величину μ_a около $32 \text{ Гс}/\text{Ое}$, сохраняющуюся до частоты в несколько мегагерц. Ее частота релаксации порядка 7 МГц и, вероятно, соответствует такой же магнитной релаксации, которая наблюдается в поликристаллическом магнетите.

Колебательное движение границ между ферромагнитными областями в монокристаллах NiFe -феррита ($\text{Ni}_{0.75}\text{Fe}_{0.25}\text{Fe}_2\text{O}_4$) и Fe -феррита (Fe_3O_4) непосредственно наблюдалось Галтом¹⁰⁰ и Галтом, Андрусом и Хоппером¹⁰¹. Исследования производились на вырезанных из монокристаллов замкнутых рамках, ребра которых были параллельны направлению легкого намагничивания, т. е. направлению диагоналей куба [111] (тригональные оси). Рассмотрение порошковых фигур показало, что кристалл-рамка разбивается в размагниченном состоянии на восемь областей самопроизвольной намагниченности, попарно имеющих 180-градусные соседства. Были получены зависимости скорости смещения 180-градусного граничного слоя от величины магнитного поля и вычислены квазиупругие постоянные границ α и константы магнитной вязкости β , входящие в уравнение движения (25). По данным β были вычислены постоянные затухания λ , которые входят в уравнение (7). Сопоставление результатов последних расчетов со значениями λ , полученными из опытов по ферромагнитному резонансу, для комнатной температуры показало удовлетворительное согласие данных, что свидетельствует о значительной общности механизмов потерь, которые определяют релаксацию при процессах смещения границ и при гиромангнитном резонансе. Расчеты активационных энергий магнитной релаксации монокристалльных образцов и энергий активации

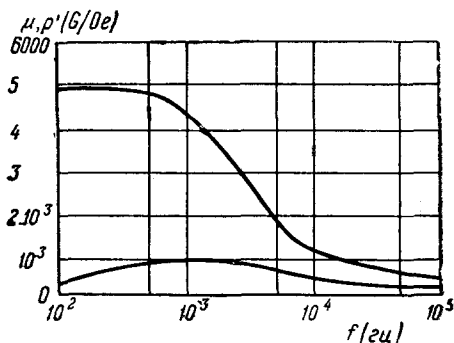


Рис. 9. Магнитный спектр монокристалльного образца Fe_3O_4 (Галт, Андрус и Хоппер¹⁰¹).

*) Формулы, аналогичные выражению (5), дал Бозорт⁸ $\mu_{a\text{вр}} - 1 = \pi(I_s^2/K_1)$ и Вейн⁴² $\mu_{a\text{вр}} - 1 = 2\pi(I_s^2/K_1)$. Значительно большая величина $\mu_{a\text{вр}}$ может быть получена, если воспользоваться выражением $\mu_{a\text{вр}} - 1 = 21(I_s^2/K_1)$ Вейса¹⁰⁵. Однако численный коэффициент 21 был принят Вейсом чисто эмпирически, исходя из того представления, что начальная восприимчивость спеченных поликристаллических ферритов преимущественно обязана процессам вращения. Основания к такому суждению служили выводы работ Браун и Грейвел⁴³ и Вент и Вейн⁷², которые обсуждаются нами ниже. Эти выводы в значительной мере опираются на приближенное согласие между экспериментом и формулой (6), которая получается применением выражений (4) и (5). Поэтому, даже не вдаваясь в обсуждение¹⁰⁶ физической справедливости принятых допущений, можно обнаружить явное противоречие между исходным положением и окончательным выводом, которое не позволяет считать применение формулы работы¹⁰⁵ законным.

E_r (см. раздел II, § 1А2 и § 2), вычисленных по их проводимостям, указывают, что потери в этих ферритах, по-видимому, в существенной мере обязаны диффузии электронов. В работе ¹⁰⁰, кроме того, обращает на себя внимание низкое значение частоты релаксации NiFe-феррита при -196°C , с повышением температуры частота релаксации возрастает вначале очень быстро, затем замедленно. В настоящее время не может быть дано удовлетворительное объяснение указанному явлению, хотя параллельно производившиеся измерения K_1 и I_s показали, что отмеченный характер зависимости частоты релаксации во всяком случае не описывается процессами вращения и определенно обязан смещению границ.

Приведенные результаты исследований позволяют сделать следующие важные выводы: во-первых, о том, что обратимые процессы намагничивания в монокристаллах ферритов так же, как и в монокристаллах металлических ферромагнетиков, могут протекать процессами смещения границ между ферромагнитными областями; во-вторых, о доминирующей роли этих процессов в общем балансе намагнитненности монокристалльных Ni-, NiFe- и Fe-ферритов в слабых полях и, в-третьих, о возможной полной или частичной адекватности механизмов потерь, которые наблюдаются в опытах по гиромангнитному резонансу и в опытах по исследованию релаксации границ. Последующее изучение монокристаллов должно внести большую ясность в эти весьма существенные для понимания физики явлений магнитной дисперсии и абсорбции в ферритах вопросы.

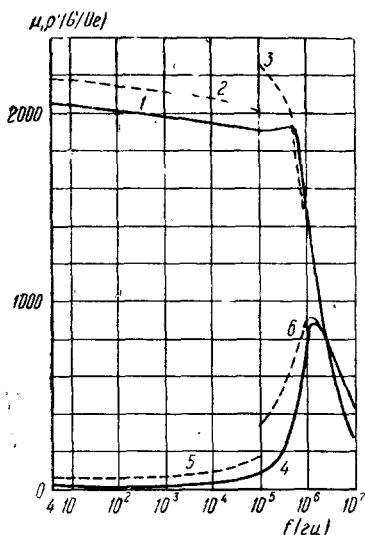


Рис. 10. Низкочастотные и радиочастотные спектры NiZn-феррита (по Фельдкеллеру и Колб³¹): 1 — кривая $\mu(f)$ при напряженности переменного поля $H \rightarrow 0$; 2 — то же при $H=5\text{ mOe}$; 3 — то же при $H=20\text{ mOe}$ (сливается с кривой $\mu(f)H \rightarrow 0$ при $\sim 5\text{ Мгц}$, что не могло быть показано в масштабах графика); 4 — кривая $\rho'(f)$ при $H \rightarrow 0$; 5 — то же при $H=5\text{ mOe}$; 6 — то же, при $H=20\text{ mOe}$ (сливается с кривой $\rho'(f)H \rightarrow 0$ при $\sim 1,6\text{ Мгц}$).

на NiZn-ферритах. Наиболее подробное изучение этого вопроса было проведено Вейном³⁵, Вейном и Хейдом¹⁰⁸ и Смит и Вейном⁴² на Ni-, MnZn- и NiZn-ферритах различного состава и обработки.

Исследования показали, что низкочастотные магнитные спектры ферритов являются релаксационными спектрами и характеризуются обычно не резко выраженным спадом проницаемости μ (рис. 10), который

§ 2. НИЗКОЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ

В диапазоне низких частот $f \ll f_u$ для очень слабых полей в первом приближении обычно принимается, что проницаемость μ феррита не зависит от частоты; частотнонезависимой на некотором участке считают также величину ρ' — это обычные потери на последствие. Более детальное рассмотрение вопроса заставляет прийти к выводу, что дисперсионные явления наблюдаются и при этих частотах.

Низкочастотная дисперсия и абсорбция в ферритах в очень слабых полях изучалась Снуком²² на CuZn-ферритах, Фельдкеллером и Колб³¹ на NiZn-ферритах ($\mu_a=2050\text{ G}_s/\text{Oe}$, Херспингом³² и Хейстер³⁶ на CuZn-ферритах $\mu_a=750$ и $250\text{ G}_s/\text{Oe}$, и NiZn-ферритах $\mu_a=100\text{ G}_s/\text{Oe}$, Шварцем¹⁰³

в отдельных случаях может быть также и довольно значительным (рис. 11), наличием низкочастотного максимума на кривой $\operatorname{tg} \Delta(f)$ и отсутствием заметного максимума на кривой поглощения $\rho'(f)$. Последний максимум, по-видимому, маскируется ростом потерь, обязанным радиочастотной

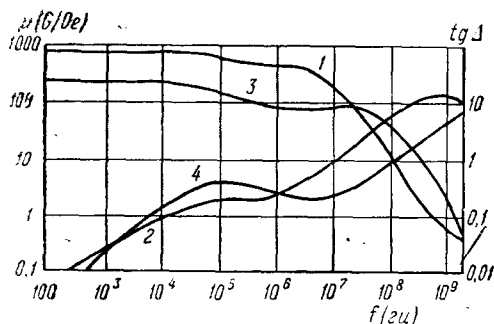


Рис. 11. Низкочастотная и радиочастотная дисперсия в CuZn-ферритах (ультра-высокочастотная область дисперсии, по-видимому, слилась с радиочастотной областью): 1 и 3 — кривые $\mu(f)$; 2 и 4 — соответственно кривые $\operatorname{tg} \Delta(f)$ (Хейстер³⁶).

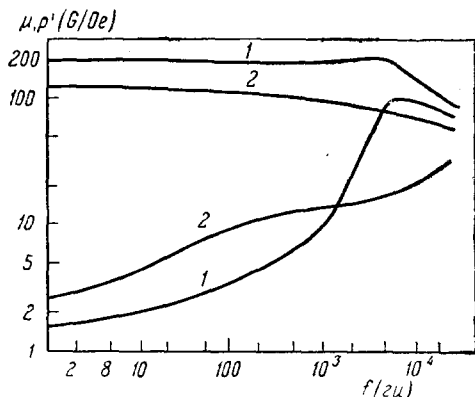


Рис. 12. Температурная зависимость низкочастотных магнитных спектров NiZn-феррита состава $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, спеченного при 1525°C в кислороде: 1, — комнатная температура, 2 — -80°C . (Смит и Вейн⁴²).

дисперсии. Подтверждением этой точки зрения могут служить результаты исследования температурной зависимости низкочастотных магнитных спектров, которые показали, что при понижении температуры (когда области низкочастотной и радиочастотной дисперсий смещаются — одна

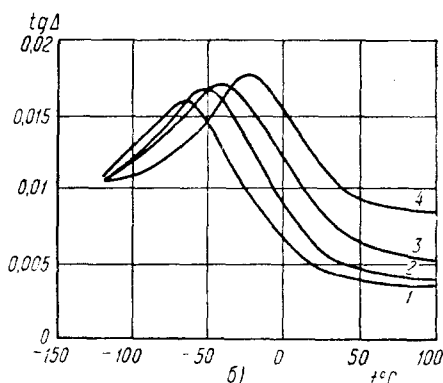
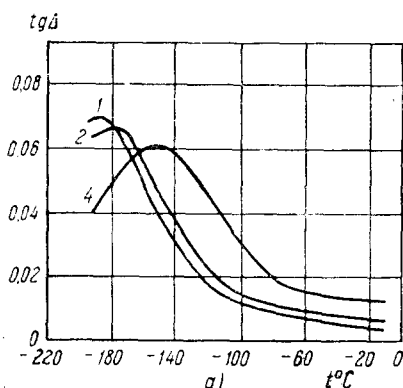


Рис. 13. Тангенс угла потерь: а) MnZn-феррита (около 28 молярных % MnO, 19% ZnO, 3% FeO и 50% Fe_2O_3) и б) NiZn-феррита (25 молярных % NiO, 25% ZnO и 50% Fe_2O_3 , $t_s=1250^\circ\text{C}$ в кислороде) при различных частотах: 1 — 2 кГц, 2 — 8 кГц, 3 — 25 кГц, 4 — 100 кГц (Смит и Вейн⁴²).

в сторону низких⁴², другая в сторону высоких^{28,30} частот) низкочастотный максимум на кривой $\rho'(f)$ становится достаточно заметным (рис. 12).

Вейн и Хейд, а также Смит и Вейн исследовали зависимость от температуры величин μ , ρ' и $\operatorname{tg} \Delta$ некоторых NiZn- и MnZn-ферритов при различных частотах $f \leq 100$ кГц (рис. 13 и 14) и нашли, что температурная зависимость частот низкочастотной релаксации вещества этих

ферритов может быть описана выражением

$$f_{cn} = f_{\infty} e^{-\frac{E_m}{kT}}, \quad (30)$$

где f_{cn} — частота релаксации, E_m — энергия активации.

Были вычислены энергии E_m , которые сопоставлялись с энергиями E_r , полученными в результате исследования проводимостей ферритов (см. раздел II, § 1 А2). Сравнение обеих активационных энергий показывает, что $E_m \approx E_r$ и, следовательно, магнитная низкочастотная дисперсия и потери в ферритах, по-видимому, также обязаны диффузии электронов.

Для образца Ni-феррита, который был спечен при низкой температуре в атмосфере кислорода, отличался высоким ρ и практически не содержал FeO, низкочастотная дисперсия не обнаруживалась⁴².

Исследования частотной зависимости необратимых смещений доменных границ в полях различной интенсивности вплоть до 0,6 Oe, в основном в области низких радиочастот $f \ll f_u$, были доложены в работах Вента и Вейна^{72,35}, Вента и Гортера²⁹, Фельдкеллера и Колб³¹, Смит и Вейна⁴², Гортера⁶². Было найдено, что наибольшая частотная зависимость кривых намагничивания обнаруживается для NiZn- и MnZn-ферритов с большими

начальными проницаемостями ($\mu_a > 400 G_s/Oe$). Для низкопроницаемых ферритов $\mu_a < 200 G_s/Oe$ никакой дисперсии кривых намагничивания замечено не было.

Наиболее полные данные по исследованию магнитных спектров ферритов в диапазоне низких и радиочастот в полях повышенной интенсивности приведены в работе Фельдкеллера и Колб (рис. 10). При повышенных напряженностях переменного магнитного поля кривая дисперсии, начиная с относительно низких частот, обнаруживает резко выраженный спад μ и сливается с кривой $\mu(f)$, обычной радиочастотной дисперсии, измеренной в нулевых полях, практически вблизи области начала спада последней. Такая трансформация спектра может рассматриваться как расширение полосы частот релаксации радиочастотного спектра, указывает на различную зависимость от частоты необратимых процессов намагничивания и находится в полном согласии с выводами Аркадьева (сборник¹, стр. 13), полученными из опытов с металлическими ферромагнетиками при звуковых частотах. Кривая $\rho'(f)$ в области низких частот при повышенной напряженности переменного поля обнаруживает значительный подъем, обязанный гистерезису, влияние которого отсутствует на частотах, лежащих выше частоты максимума f_u кривой поглощения. Заметный рост ρ' , а следовательно и $\lg \Delta$ ферритов, с увеличением напряженности переменного магнитного поля следует также и из других работ¹⁰⁹. Согласие полученных данных с выводами Аркадьева, которые могут быть распро-

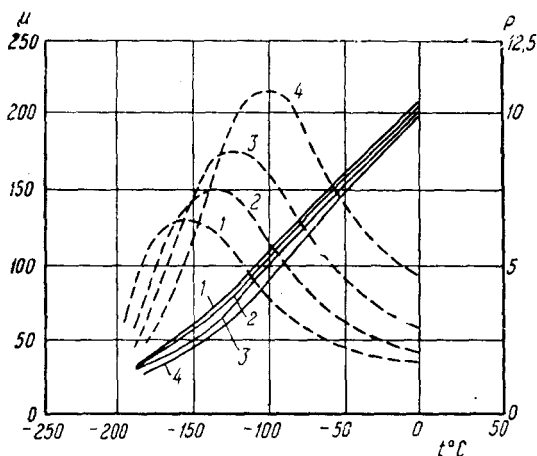


Рис. 14. Низкочастотная дисперсия в NiZn-феррите: сплошные линии — кривые $\mu(f)$, пунктир — кривые $\rho'(f)$. Обозначения см. рис. 13, состав феррита см. там же, но $t_s = 1525^\circ\text{C}$ в кислороде (Смит и Вейн⁴²).

странены и на работы^{35,42}, имеет, по нашему мнению, принципиальное значение (учитывая высказывания Вент и Вейна, обосновывающих своими экспериментами описание радиочастотной дисперсии процессами вращения), так как для металлических ферромагнетиков намагничивание при звуковых частотах безусловно происходит процессами смещения границ. Низкочастотные и радиочастотные спектры обратимой проницаемости при различных напряженностях подмагничивающего поля изучались на MnZn- и NiZn-ферритах Хейстером³⁶, Мельтгеном¹⁶⁹ и Фоменко⁴⁸.

§ 3.5. «ИНФРАРАДИОЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ»

«Инфрарадиочастотную» дисперсию изучали Вейс¹¹⁰, Вейл и Бохирол¹¹¹, Фельдкеллер и Колб³¹ и Шварц¹¹² на тороидальных образцах Mn- и NiZn-ферритов с начальными проницаемостями от 400 до 2000 G_s/Oe . Подобного рода явления, кроме того, наблюдались также и на металлических ферромагнетиках¹¹².

Исследования показали, что дисперсия обнаруживается обычно в относительно узком диапазоне частот и носит ярко выраженный резонансный характер (рис. 15). Возникновение этой дисперсии сопровождается сильными магнитострикционными колебаниями, которые наблюдаются даже в материалах с малой магнитострикцией насыщения и порой могут привести к разрушению образца феррита. Резонансная частота этого явления зависит от среднего радиуса сердечника; в общем случае сердечник может иметь несколько частот резонанса. «Инфрарадиочастотная» дисперсия описывается^{110,111} резонансом механических колебаний кольца тороида, вызванными магнитострикционным эффектом.

Собственная частота механических радиальных колебаний f_{0m} тороидального сердечника является функцией его среднего радиуса r и определяется¹¹¹ следующей формулой:

$$f_{0m} = \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{E_p}{\rho_p}} \sqrt{1 + n_p^2}, \quad (31)$$

где E_p — модуль нормальной упругости (модуль Юнга); ρ_p — плотность образца (было замечено, что величина модуля E_p зависит от плотности образца); n_p — число волн, укладывающееся по длине кольцевого сердечника. При подмагничивании сердечника слабым постоянным полем, параллельным переменному (в частности, в состоянии остаточной намагниченности образца), интенсивность резонансного эффекта может значительно возрасти; при подмагничивании же сердечника сильным полем резонансные явления затухают.

Аналогичная картина явлений, однако с несколько более высокой частотой резонанса и значительно большей интенсивностью «всплесков» μ_1 и μ_2 , наблюдается также¹¹² при подмагничивании сердечника постоянным полем, перпендикулярным переменному. При обсуждении этого вида дисперсии Шварц принял модель ферромагнетика, содержащего отдель-

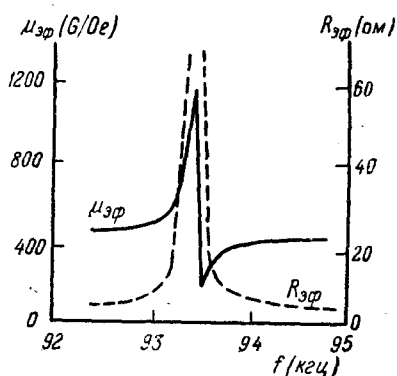


Рис. 15. Магнетомеханический резонанс в тороидальном сердечнике из NiZn-феррита типа «Оксифер-400» наружного диаметра ~ 4 см и площади поперечного сечения ~ 1 см² (Шварц¹⁰³).

ные участки с простой слоистой структурой, не обеспечивающей замыкание магнитного потока внутри участков. При подмагничивании перпендикулярным полем часть этих участков, по мнению Шварца, переходит в структуру с замыкающими доменами, векторы намагниченности которых частично оказываются параллельными постоянному и перпендикулярными переменному полям. Тогда при совпадении частоты переменного поля с частотой прецессии Лармора электронных спинов в замыкающих областях может возникнуть гиромагнитный резонанс. Однако в рамках данной схемы описания явлений неясной остается количественная их сторона, так как резонансные процессы, наблюдаемые в малых объемах ферромагнетика, занимаемых замыкающими областями, должны вызвать весьма значительные (рис. 15) изменения суммарной комплексной проницаемости ферромагнетика, отнесенной ко всему его объему, что представляется недостаточно вероятным.

§ 4. «ИНФРАКРАСНАЯ» ДИСПЕРСИЯ

Дорфман^{113,20} (1933 г.) указал, что наряду с ферромагнитным резонансом в области ультравысоких частот в веществах должно иметь место также резонансное поглощение, связанное с молекулярным полем в области частот $10^{12} \div 10^{13}$ гц, т. е. в инфракрасных волнах. Теория инфракрасной области дисперсии для веществ, имеющих, по Неелю¹⁸, две магнитные подрешетки, была разработана Капланом и Киттелем¹³³ (1953 г.) и обсуждалась Уонгсенессом¹³⁹ и Браун и Парком¹⁴⁰, которые показали, что данная дисперсия должна носить резонансный характер и обязана обменному взаимодействию. Резонансная так называемая «обменная» частота дисперсии f_e с учетом антиферромагнитной природы обменного взаимодействия в ферритах может быть записана в следующем виде:

$$f_e = \frac{\lambda_e}{2\pi} (\gamma_2 I_{s1} - \gamma_1 I_{s2}) = \frac{\lambda_e}{2\pi} \frac{e}{mc} g_2 I_{s1} - g_1 I_{s2} = \frac{\lambda_e}{2\pi} \gamma_2 \gamma_1 S, \quad (32)$$

где λ_e — коэффициент молекулярного поля; I_{s1} , I_{s2} , γ_1 , γ_2 , g_1 и g_2 — соответственно — намагниченности насыщения, гиромагнитные отношения и факторы спектроскопического расщепления первой и второй подрешеток феррита; $S = (I_{s1}/\gamma_1 - I_{s2}/\gamma_2)$ — суммарный момент количества движения системы.

Восприимчивость феррита дается выражением (33)

$$\chi = \frac{\lambda_e I_{s1} I_{s2} (\gamma_1 - \gamma_2)^2}{\omega^2 - \omega_e^2}, \quad (33)$$

откуда непосредственно следует, что χ , связанное с обменным резонансом, исчезает при $g_1 = g_2$, в частности обменный резонанс должен отсутствовать для Mn-феррита, так как для него оба типа ионов (Mn^{2+} и Fe^{3+}) имеют $g = 2,00$. Резонансная частота f_e «естественного обменного резонанса» в обычных условиях много больше частоты ферромагнитного резонанса, зависящей от поля, так как приложенное поле много меньше, чем молекулярные поля. Оценка значений частоты f_e , напряженности «поля обменного взаимодействия» и максимальной резонансной величины восприимчивости $\chi_{рез}$, например Ni-феррита¹³³, будет следующей: $f_e \approx 7 \cdot 10^{12}$ гц, $H_e \approx 2,5 \cdot 10^6$ Ое, $\chi_{рез} \approx 10^{-1} G_s / Oe$. С приближением к точке, где $S = 0$, чего можно добиться, подобрав определенным образом состав феррита или температуру эксперимента, частота f_e будет снижаться.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

1. В магнитных спектрах поликристаллических спеченных ферритов, измеренных в очень слабых полях в диапазоне частот от нуля до инфракрасных, в общем случае содержится пять областей дисперсии, описываемых различными дисперсионными механизмами: а) низкочастотная — диффузией электронов; б) «инфрарадиочастотная» — в основном механическим магнитоотрицательным резонансом; в) радиочастотная — совместным или раздельным действием гироманитного резонанса и резонанса границ между ферромагнитными областями; г) сверхвысокочастотная — гироманитным резонансом; д) «инфракрасная» — резонансом в полях обменного взаимодействия. Кроме того, характер магнитных спектров может в значительной мере определяться дисперсией тела сердечников, обусловленной поверхностным эффектом и объемным резонансом, которые наблюдаются, например, в радиочастотном диапазоне в $MnZn$ -ферритах вследствие высоких диэлектрических проницаемостей их вещества.

2. Описание радиочастотной дисперсии гироманитным резонансом справедливо в случае порошковых ферритов с малым квазиоднодоменным размером частиц, недостаточно убедительно для сплошных поликристаллических образцов и неприменимо в отношении монокристаллов, исследования которых показывают существенную роль обратимых процессов смещения границ в общем балансе намагниченности ферритов. Изучение $FeMg$ -феррита «Феррамик-А» определенно указывает на тождественность ультравысокочастотной дисперсии, наблюдаемой на поликристаллическом материале, и гироманитного резонанса, частота которого вычисляется по формулам процессов вращения с применением первой константы анизотропии K_1 , полученной из опытов с монокристаллами. Поэтому описание радиочастотной дисперсии в этом феррите возможно только процессами смещения границ.

III. РАДИОЧАСТОТНЫЕ МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРИТОВ

§ 1. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОВ

Температурная зависимость радиочастотных магнитных спектров поликристаллических ферритов впервые, частично, была исследована на образце $CuZn$ -феррита с начальной проницаемостью при $20^\circ C$ $\mu_a \approx 1100$ G_s/Oe Линденховиусом²², который показал, что с увеличением температуры полосы дисперсии магнитного спектра смещаются в сторону низких радиочастот. Однако измерения Линденховиуса проводились в относительно узких диапазонах температур и частот, включали в себя только лишь исследование температурной зависимости кривых $\mu(f)$ и поэтому исключали возможность получения количественных, а в некоторой мере также и качественных выводов в отношении характера общей зависимости от температуры магнитных спектров вещества ферритов.

Результаты полных исследований магнитных спектров вещества ферритов, включавшие в себя измерения как дисперсионных, так и абсорбционных кривых при различных температурах ниже точки Кюри θ , были доложены Радо, Райт, Эмерсоном и Террис³⁰, которые исследовали $FeMg$ -феррит с $\mu_a = 19,6 G_s/Oe$ (рис. 16), и Фоменко²⁸, исследовавшим $NiZn$ -феррит с $\mu_a = 2140 G_s/Oe$. Общий характер температурной зависимости радиочастотных спектров, обнаруженный в обеих работах, был одинаков и характеризовался, в согласии с качественными данными Линденховиуса²² и Смит и Вейна (рис. 12), постепенным смещением с повышением тем-

пературы полос дисперсии и абсорбции в сторону низких частот. Заметим (см. раздел II, § 1, Б и В), что исследование аналогичных зависимостей для порошкового образца феррита и для металлических ферромагнетиков^{114,61} дало близкую картину явлений, чего нельзя сказать в отношении спектров монокристалльных образцов. Исследования температурной зависимости ферромагнитного резонанса поликристаллических магнитных¹⁴⁵, никель-цинковых¹⁵⁰ и других типов ферритов^{145, 129, 151, 154}, а также металлических ферромагнетиков^{4,5} дают рост величины напряжен-

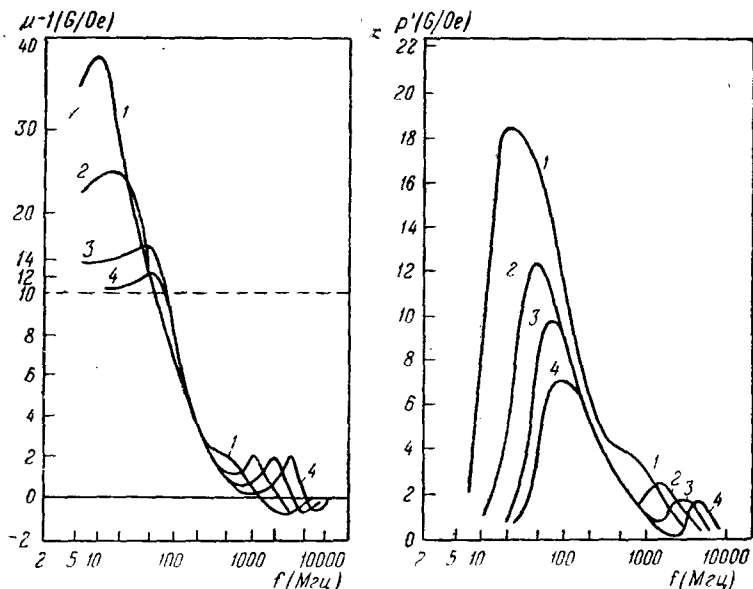


Рис. 16. Температурная зависимость магнитных спектров FeMg-феррита типа «Феррамик А»: 1 — 138° С, 2 — 27° С, 3 — -78° С, 4 — -196° С (Радло, Райт, Эмерсон Террис³⁰).

ности резонансного поля (при постоянной частоте резонанса, т. е. частоте исследования) с увеличением температуры t . Это указывает на то, что с повышением t частота ферромагнитного резонанса (если его исследовать при постоянном значении внешнего поля, а изменять частоту эксперимента) будет смещаться*) в сторону низких частот, в направлении которых смещается также и частота релаксации, вычисленная по данным ферромагнитных резонансных экспериментов. Аналогичный характер температурной зависимости наблюдается также и для естественного ферромагнитного резонанса^{30,64}. Явления ферромагнитного резонанса описываются процессами вращения, вместе с тем спектры³⁰ должны быть описаны процессами смещения границ и, следовательно, оба вида дисперсионных механизмов дают, по существу, качественно одинаковый характер температурной зависимости частот резонанса и релаксации вещества ферромагнетика.

Количественно температурная зависимость магнитных спектров в упомянутых работах^{28,30} была описана различными формулами.

*) Этот вывод вытекает непосредственно из уравнения частоты ферромагнитного резонанса, если его взять в форме Окамура, Торизуки и Койама¹²⁷. Пусть при температуре t_1 для сферического образца имеем $f_{01} = (\gamma/2\pi)(H_1 + H_{i1})$, а при t_2 $f_{02} = (\gamma/2\pi)(H_2 + H_{i2})$, тогда в обычном случае постоянной частоты исследования $f_{01} = f_{02}$ получим $H_2 = H_1 + (H_{i1} - H_{i2})$, в случае же $H_1 = H_2$ будем иметь $f_{02} = f_{01} - (\gamma/2\pi)(H_{i1} - H_{i2})$, где при условии $t_2 > t_1$ внутреннее поле $H_{i1} > H_{i2}$.

В работе Радо, Райт, Эмерсона и Террис

$$f_u \sim f'_u \sim F'_u \sim g I_s. \quad (34)$$

В работе Фоменко

$$f_u \approx C \frac{I_s}{\mu_a - 1}, \quad (35)$$

где f_u , f'_u , F'_u — частоты максимумов поглощения*) соответственно радиочастотной и сверхвысокочастотной дисперсий вещества сплошного поликристаллического феррита и сверхвысокочастотной дисперсии того же образца, но истолченного в мельчайший квазиднодоменный порошок, который был смешан с воском; g для FeMg-феррита приближенно равен двум³⁰ для NiZn-ферритов согласно^{143, 126, 150} (см. табл. II), и учитывая, что для данных ферритов «компенсационной» температуры не обнаружено, можно принять также $g \approx 2$; C — относительно мало зависящая от температуры «постоянная»: $C \approx ge/2mc \approx \approx 17,6 \cdot 10^6$ эд/Ое, которая может определяться по данным экспериментов; $C = f_u(\mu_a - 1)/I_s$ при некоторой фиксированной температуре (например, комнатной); в дальнейшем при анализе температурной зависимости f_u предполагалась температурно-независимой константой.

По своему внешнему виду выражение (35) подобно формуле (6), однако это сходство чисто внешнее, так как никаких специальных условий на характер процессов намагничивания этим выражением не накладывается. Теоретическим обоснованием данного уравнения в случае $(\mu_{авр} - 1) \gg (\mu_{асм} - 1)$ может служить выражение (6), в случае $(\mu_{авр} - 1) \ll (\mu_{асм} - 1)$ — выражения (24) и (28), в случае же $\mu_{авр} \approx \mu_{асм}$ — приближенное равенство $f_{0см} \approx f_{0вр}$.

Таблица III

Температурная зависимость**) магнитных спектров FeMg-феррита
Радо, Райт, Эмерсона и Террис³⁰.

t °C	μ_a G/Oe	I_s G	$K_1 \cdot 10^{-4}$ эрг/см ³	$\lambda_s \cdot 10^6$	f_u в %	f'_u в %	F'_u в %	f_u расчетн. в %	
								по форм. (34)	по форм. (35)
—196	10,8	140	—11,3	~—4	100	100	100	100	100
—78	13,6	123	—	—	71	69	72	88	68,5
27	19,6	105	—3,3	—2	43	36	46	75	39,5
138	~32	~85	—	—	~20	—	—	~60	~19,2

**) Значок «приближенно» поставлен к значениям, которые были экстраполированы нами. Экстраполированное значение λ_s при $t = -196^\circ \text{C}$ было получено по данным: λ_s при 20°C и температуре Кюри образца $\theta = 277^\circ \text{C}$. При этом предполагалось, что зависимость $\lambda_s(t)$ линейна, а значение λ_s при θ равно нулю. Некоторым основанием к такой экстраполяции может служить работа¹⁶².

Расчеты по формуле (35) с использованием данных³⁰ показывают (табл. III), как это было отмечено в работах^{47, 49}, что согласие с экспериментом при этом получается очень хорошее, чего нельзя сказать в отношении выражения (34), которое, в частности, не описывает также температурную зависимость спектров работы²⁸.

*) Заметим, что частоты f'_u и F'_u согласно формуле (8) (см. раздел II, § 1 A1) приближенно равны средним резонансным частотам процессов вращения $f_{0вр}$ и $F_{0вр}$. Частота f_u в случае преобладания процессов смещения согласно выражению (26) приближенно равна $f_{0см}$. Проницаемость μ_a точнее, равна низкочастотной проницаемости, измеренной при $f \ll f_u$ до начала спада кривой $\mu(f)$.

В общем случае в температурной области преобладания процессов смещения, зависимость $\mu_{асм}(t)$ будет определяться в соответствии с теорией напряжений Кондорского и теорией включений Керстена, числом и объемом включений, а также величиной и распределением внутренних напряжений σ_i в материале.

В гетерогенном случае зависимости $\mu_{асм}(t)$ и $f_{0см}(t)$ могут быть описаны с учетом (24), (28), (35) с позиции теории включений Керстена (см. ³, стр. 395):

$$\mu_{асм} - 1 \approx D \frac{I_s^2}{K^2}; \quad f_{0см} \sim \frac{C}{D} \frac{K^2}{I_s}, \quad (36)$$

$$D \approx \frac{\nu^{2/3} d_0}{A^2} = \frac{1}{\alpha^3} \frac{s^2}{A^2}. \quad (36a)$$

Здесь d_0 — размер включений (предполагается, что $d_0 \gg \delta$, эффективной толщины граничного слоя между доменами); ν — коэффициент заполнения, $\nu = s/d$; s — параметр решетки включений. Величины s , d_0 и интеграл обмена A мало зависят от температуры. Поэтому температурная зависимость величины D , будучи незначительной, по-видимому определится в основном зависимостью от температуры среднего размера доменов d , который в свою очередь связан законом обратной пропорциональности (стр. 308 см³,) с температурной зависимостью константы анизотропии, т. е. $D \sim 1/d^{2/3} \sim K^{1/6}$.

В гомогенном случае аналогичные зависимости для смещения 90-градусных границ могут быть описаны с позиции теории напряжений Кондорского (см³, стр. 359):

$$\mu_{асм} - 1 \approx 4 \frac{I_s^2}{\lambda_s \sigma_{mi}}; \quad f_{0см} \sim \frac{C}{4} \frac{\lambda_s \sigma_{mi}}{I_s}, \quad (37)$$

где λ_s — магнитострикция насыщения, величина которой определяется составом феррита и, как показал Вотье¹²¹ на примере Со-феррита, видимо, не зависит от температуры спекания образцов; σ_{mi} — амплитудное значение внутренних напряжений.

Тогда согласно (5), (6), (35), (36) и (37) получим, что зависимость от температуры отношения

$$\frac{\mu_{асм} - 1}{\mu_{авр} - 1} \approx \frac{C}{\frac{4}{3} \frac{ge}{2mc}} \frac{f_{0вр}}{f_{0см}} \quad (37a)$$

(здесь первый член правой части уравнения порядка $0,3 \div 1$) приближенно должна определяться температурной зависимостью $(D/4)K^{1/2}$ или $K/\lambda_s \sigma_{mi}$. Следовательно, учитывая, что константа анизотропии с температурой обычно убывает быстрее, чем магнитоупругая энергия (см. стр. 31 монографии¹⁴; §§ 40 и 77, п. 2 книги³), приходим к выводу, во-первых, роста с температурой удельного веса процессов вращения, который хорошо согласуется с общими физическими представлениями о характере температурной зависимости процессов намагничивания, и, во-вторых, сближения с увеличением температуры резонансных частот $f_0 = f_{0см}$ и $f'_0 = f_{0вр}$ вещества ферромагнетика, которое приводит к постепенному слиянию обеих областей дисперсии в одну область и хорошо согласуется с опытными данными (рис. 16). При низких температурах (-196°C), когда K и отношение $K/\lambda_s \sigma_{mi}$ велики, радиочастотный спектр приближается к типично резонансному виду и, очевидно, при

дальнейшем понижении температуры будет включать в себе также и область отрицательных значений проницаемости $\mu - 1$.

Раздельное определение составляющих $\mu_{\alpha \text{ см}}$, обусловленных влиянием включений и влиянием внутренних напряжений, в настоящее время не представляется возможным. Поэтому, например в случае FeMg-феррита работы³⁰, зависимость $f_0(t)$ качественно может быть описана как выражением (36), так и (37). Ясно, что частота f'_0 сверхвысокочастотной дисперсии, определяемая выражением (6) $f'_0 = f_{0 \text{ вр}} \sim K/I_s$, должна убывать с температурой быстрее, как это и имеет место в действительности (см. таблицу III), чем $f_0 = f_{0 \text{ см}} \sim K^{1/2}/I_s$ или $f_0 = f_{0 \text{ см}} \sim \lambda_s \sigma_{mi}/I_s$, определяемые выражениями (36) и (37). Попытка оценки величин отношений $(\mu_{\alpha \text{ см}} - 1)/(\mu_{\alpha \text{ вр}} - 1)$ с помощью выражения (37а) по данным работы³⁰ дает для температур 27 и -196°C соответственно значения 9,8 и 12,7. Эти значения хорошо согласуются с величинами 12,2 и 12,5, полученными по данным $\mu_{\alpha \text{ см}}$ и $\mu_{\alpha \text{ вр}}$, которые были вычислены по формулам (5) и (21) с использованием констант анизотропии K_1 . Сравнение λ_s и K_1 FeMg-феррита (см. таблицу III) показывает, что при удалении двух областей дисперсии друг от друга, наблюдающемся с понижением температуры, величина отношения K_1/λ_s возрастает (для 27°C ($10^{-8} K_1/\lambda_s$) $\approx 160 \text{ эрг/см}^3$, для -196°C ($10^{-8} K_1/\lambda_s$) $\approx 280 \text{ эрг/см}^3$), как это и следует из выражений (6), (37) и (37а), если полагать, что внутренние напряжения в образце при этом изменении температуры увеличиваются более медленно, чем растет K_1/λ_s . Заметим, что рост σ_i с уменьшением температуры качественно согласуется с общими физическими представлениями, хотя количественная сторона этого вопроса остается в настоящее время совершенно неясной. Аналогичный расчет температурной зависимости отношения $(D/4)K^{1/2}$ дает значения, согласующиеся с выражением (37а) лишь в том случае, если допустить уменьшение D с падением температуры, которое противоречит уравнению (36а). Однако наблюдающиеся отклонения величины D с изменением температуры столь незначительны, что практически, не придавая серьезного значения отмеченному противоречию, следует принять $D \approx \text{const}$.

Иной характер зависимости отношений $f'_u/f_u \approx f_{0 \text{ вр}}/f_{0 \text{ см}}$ от температуры исследования наблюдается в $\text{Mg}_{0,81}\text{Fe}_{2,21}\text{O}_4$ -феррите⁵¹, при охлаждении которого от комнатной температуры до -196°C обе области дисперсии сближаются (при 27°C $f_{0 \text{ вр}}/f_{0 \text{ см}} \approx 31$, а при -196°C $f_{0 \text{ вр}}/f_{0 \text{ см}} \approx 18$). Эта зависимость по-прежнему может быть описана влиянием магнитоупругой энергии — уменьшением отношения $K_1/\lambda_s \sigma_{mi}$, так как, хотя K_1/λ_s при охлаждении должна несколько возрастать ($10^{-8} K_1/\lambda_s$ при 27°C ориентировочно, по данным нашей экстраполяции, равно 120 эрг/см^3 , а при -196°C 150 эрг/см^3), рост внутренних напряжений в феррите вследствие изменения кристаллической структуры избыточного магнетита с кубической на орторомбическую (при переходе через область превращения $\sim -143^\circ\text{C}$), имеющую одноосную анизотропию, должен привести к уменьшению отношения $K_1/\lambda_s \sigma_{mi}$.

Как было указано выше, условием адекватности уравнений (6) и (24), а следовательно, и возможности описания магнитных спектров ферритов в области преобладания процессов смещения на основе теории Деринга является равенство (28), которое в гетерогенном случае приводит к выражению $\delta/d \sim K_1^{1/2}/I_s$, а в гомогенном случае к $\delta/d \sim \lambda_s \sigma_{mi}/I_s^2$. Исследования работы³⁰ производились при температурах, лежащих ниже температур термического максимума начальной проницаемости (максимум Гопкинсона), поэтому $\delta/d \sim 1/(\mu_{\alpha \text{ см}} - 1)$ с температурой должно

убывать. Намагниченность насыщения I_s с ростом температуры также убывает, а следовательно уменьшение δ/d единственно может быть описано уменьшением K или $\lambda_s \sigma_{mi}$, что, в свою очередь, так как $K/\lambda_s \sigma_{mi}$ с температурой уменьшается, указывает также на уменьшение K , которое экспериментально подтверждается понижением частоты f'_0 и намагниченности I_s (см. выражение (6)), а также недавно доложенными результатами⁵¹ непосредственных измерений K_1 FeMg-ферритов.

Заметим, что если принять, согласно⁴ (стр. 257 и 260),

$$d \sim (AL^2/a_0)^{1/4} K^{-1/4}, \text{ а } \delta \sim [A/(\lambda_s \sigma_{mi} + K)a_0^3]^{1/2},$$

то для случая $K \gg \lambda_s \sigma_{mi}$

$$\frac{\delta}{d} \sim \sqrt[4]{\frac{A}{a_0^3 L^2} \frac{1}{K}} \quad (38)$$

и данное выражение окажется несовместимым с отмеченной температурной зависимостью δ/d и L , так как постоянная решетки a_0 и размер кристаллов L от температуры практически не зависят, а предположение о резкой температурной зависимости интеграла косвенного обмена A мало вероятно (см. раздел II, § 1,Б). Причина этого расхождения результатов, учитывая, что преобладающая роль процессов смещения в FeMg-феррите в работах^{27, 30, 51} была установлена из независимых экспериментов, может крыться как в недостаточной точности теории, так и в неправильности предположения об отсутствии смещения 180-градусных границ (см. § 2 настоящего раздела), удельный вес которого в общем балансе намагниченности феррита может к тому же изменяться с температурой.

§ 2. ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРА МАГНИТНЫХ СПЕКТРОВ ОТ СОСТАВА ФЕРРИТОВ. ДВУХДИСПЕРСИОННЫЕ СПЕКТРЫ

Робертс⁶⁸ повторил измерение Велч, Никс, Фэрзедер и Робертс⁶⁶, проведенные на Mg-феррите, для целой группы составов MgAl-ферритов ($\text{MgAl}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$, где $x=0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ и $1,0$) при большем, чем в работе⁶⁶, числе экспериментальных точек, и показал, что обнаруженный Радо, Райт и Эмерсоном²⁷ двухдисперсионный магнитный спектр не уникален для «Феррамик-А» и, в зависимости от состава феррита может вырождаться в однодисперсионный, в частности для исследованной группы ферритов, по мере замещения в них железа алюминием. Однако данные Робертс касались исследования только кривых дисперсии μ в диапазоне $50 \div 10000 \text{ Мгц}$, не захватывавшем всю область радиочастотной дисперсии. Вагенкнехт⁵³, исследовавший FeCuPb-, Mg- и Ni-ферриты в диапазоне $172 \div 5000 \text{ Мгц}$, обнаружил в их спектрах только одну область дисперсии. Одна область дисперсии наблюдалась также Херспингом³² на CuZn-ферритах.

Более подробное изучение магнитных спектров, содержащее данные по $\mu(f)$ и $\rho'(f)$ в широком диапазоне частот $2 \div 10000 \text{ Мгц}$, было проведено Радо³³ на Mg-, Li-, LiZn- и Ni-ферритах и Радо, Фолен и Эмерсоном⁵¹ на FeMg-ферритах. Дисперсионные кривые некоторых ферритов в широком диапазоне частот были даны также Вестфалом (стр. 227 и 259¹⁷³). Однако эти исследования не включают в себя данных по спектрам с отрицательными значениями $\mu-1$ в области радиочастотной дисперсии и поэтому не могут рассматриваться в качестве достаточного экспериментального подтверждения резонансного характера колебаний границ между ферромагнитными областями, описанного Дёрингом. Таким экспериментальным подтверждением теории Дёринга явилась работа Вейна³⁷, в которой были доложены исследованные в диапазоне радиочастот

$2 \div 2000$ Мгц, магнитные спектры магнито-жестких ферромагнетиков-бариевых¹¹⁵ ферритов: изотропных образцов и текстурованных — с кристаллической ориентировкой, перпендикулярной к переменному полю и параллельной ему. Было показано (рис. 17), что в диапазоне радиочастот в феррите может наблюдаться две (а возможно и большее количество) ступени спада и соответствующих им максимумов поглощения ρ' , объясняемых дисперсией процессов смещения, возможно, двух различных типов границ. Первая из ступеней спада, располагающаяся в области более низких частот, носит, по-видимому, релаксационный характер, заметно растет при текстуровке образца (кривые 2 рис. 17) и поэтому может быть описана процессами смещения преимущественно 180-градусных границ; тогда вторая ступень спада, носящая несомненно резонансный характер, может быть преимущественно обязана процессам смещения 90-градусных границ. Однако данная интерпретация не согласуется с одноосной анизотропией гексагональных монокристаллов Ва-ферритов, а влияние напряжений на величину эффективной константы анизотропии в поликристаллическом образце, учитывая весьма большую величину K_1 , не может быть значительным.

Сверхвысокочастотная дисперсия в Ва-феррите была исследована Вейсом и Андерсоном¹⁵⁵, которые показали, что естественный ферромагнитный резонанс в ферритах этого типа наблюдается при весьма высоких частотах вблизи 50 000 Мгц, как это и должно быть согласно уравнению (6) при $I_s = 360$ Г и $K_1 = -3 \cdot 10^6$ эрг/см³. Значительное различие частот $f_{0\text{см}} = 200 \div 500$ Мгц и $f_{0\text{вр}} = 50\,000$ Мгц, очевидно, и обеспечило возможность наблюдения в Ва-ферритах в чистом виде резонанса при процессах смещения границ, который в ферритах Радо маскировался наложением гиромагнитной резонансной дисперсии. Процессы намагничивания Ва-феррита в слабых полях, кроме того, изучались в работе¹¹⁶.

Результаты исследования^{33, 37, 51, 155} так же как и^{66, 68}, указывают на зависимость характера магнитных спектров, т. е. наличие в них в диапазонах радио и сверхвысоких частот одной или двух областей дисперсии, от состава феррита (рис. 18). В частности, «двухдисперсионные» спектры наблюдались в Li-феррите ($\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$), в Mg-феррите (MgFe_2O_4), в FeMg-ферритах («Феррамик-А», $\text{Mg}_{0.97}\text{Fe}_{2.03}\text{O}_4$, $\text{Mg}_{0.81}\text{Fe}_{2.19}\text{O}_4$) и в Ва-феррите («Ферроксдор», состав $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$); практически «однодисперсионные» спектры были замечены в Ni-феррите (NiFe_2O_4), LiZn-ферритах ($\text{Li}_{0.2}\text{Zn}_{0.6}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$) и MgZn-ферритах.

По данным Снука, интерпретированным Неелем¹⁸, прибавление цинкового феррита понижает температуру Кюри смешанного феррита, в результате чего при комнатной температуре достигается уменьшение постоянной анизотропии K и магнитострикции λ_s , а также увеличение μ_a . Обсуждая полученные результаты, Радо выдвинул гипотезу, согласно

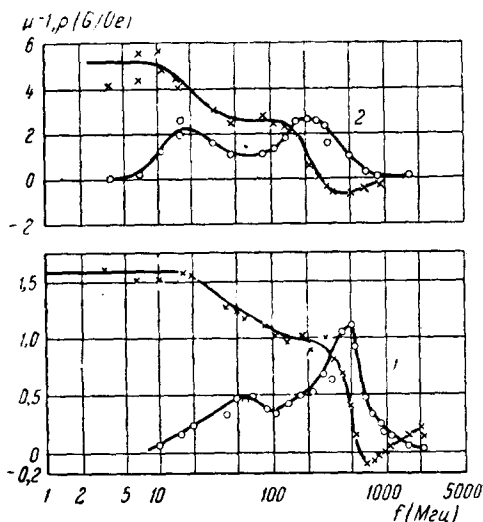


Рис. 17. Магнитные спектры Ва-феррита ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$): 1 — изотропного образца, 2 — текстурованного образца с кристаллической ориентировкой, параллельной переменному полю (по Вейну³⁷).

которой слияние обоих резонансов в одну широкую область дисперсии обязано уменьшению абсолютной величины константы анизотропии K , которое таким образом объясняет тот факт, что добавление Zn-феррита к магнитному ферриту (рис. 18) способствует образованию однодисперсион-

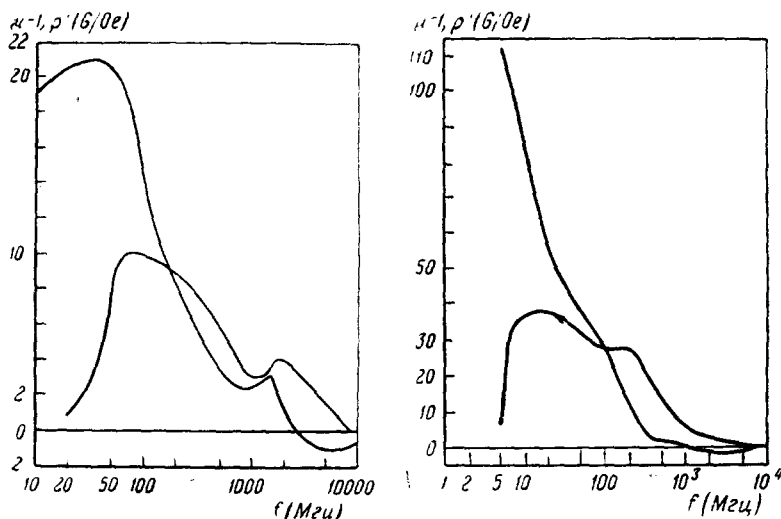


Рис. 18. а) Магнитный спектр $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ образца при комнатной температуре (Радо³³); б) Магнитный спектр $\text{Li}_{0.2}\text{Zn}_{0.8}\text{Fe}_{2.8}\text{O}_4$ образца при комнатной температуре (Радо³³).

ных спектров (рис. 19), типичных, например, для NiZn-ферритов³⁴. Этот вывод, в частности для гетерогенных материалов, может быть сделан из сравнения формул (6) и (36), откуда видно, что с уменьшением анизотропии, при прочих равных условиях, частоты f_0 вр и f_0 см должны сближаться. Однако отсутствие двух областей дисперсии в спектрах магнетита и Ni-феррита, K_1 которых велики, а также в спектрах порошковых ферритов и поликристаллических ферритов, спеченных при низких температурах⁴³, эффективная константа анизотропии которых значительна, по-видимому, ограничивает область применения данной гипотезы случаем, рассмотренным Радо.

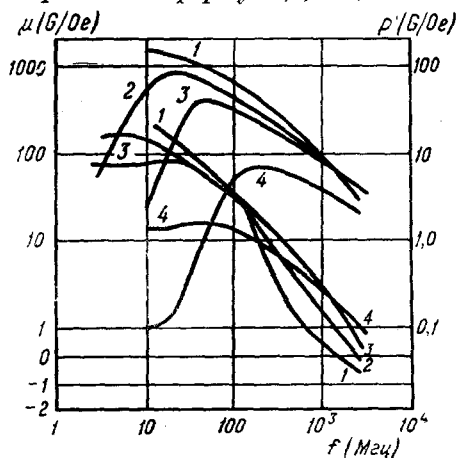


Рис. 19. Магнитные спектры NiZn-ферритов с различными соотношениями составляющих компонент: 1— $\text{Ni}_{0.36}\text{Zn}_{0.64}\text{Fe}_2\text{O}_4$, 2— $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, 3— $\text{Ni}_{0.64}\text{Zn}_{0.36}\text{Fe}_2\text{O}_4$ и 4— NiFe_2O_4 (Вейн, Геверс, и Бюргт³⁴).

законным, так как в настоящем нет какого-либо убедительного теоретического аргумента, указывающего, что начальные проницаемости всех типов

верритов и их радиочастотные спектры принципиально не зависят от величин внутренних напряжений. Поэтому более законным, во всяком случае для гомогенных материалов, нам представляется слияние двух областей дисперсии рассматривать, согласно выражения $f_{0\text{вр}}/f_{0\text{см}} \approx K/\lambda_s \sigma_{mi}$ (см. уравнения (6) и (37)), как следствие уменьшения *) величины отношения $K/\lambda_s \sigma_{mi}$. В частности, как это уже отмечалось в работах ⁴⁷, из сравнения λ_s ферритов, у которых K_1 и f_f приближенно одинаковы (см. табл. IV),

Таблица IV

Сравнение магнитострикций насыщения и констант кристаллографической анизотропии некоторых ферритов

(источники 15, 27, 33, 37, 42, 43, 51, 53, 62, 68, 99, 105, 107, 117, 121, 124, 125, 126, 130, 133, 144, 145, 147, 155)

Феррит	μ_a G/Oe	I_s образца G	$\lambda_s \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^{-4}$ эрг/см ³	f_H' МГц	f_f МГц	Тип спектра
FeFe ₂ O ₄	~20	460	+41	-11,2	—	5000	} Однодисперсионный
NiFe ₂ O ₄	14,6	210	-26	-6,2	—	2600	
MgFe ₂ O ₄	>6	100	-3,5 -6,0	-2,5	—	2800	} Двух-дисперсионный
«Феррамик-А»	19,6	100	-2	~-3,3	1400	2000	
Mg _{0,97} Fe _{2,03} O ₄	36	160	~-3 **)	-3,1	1100	1700	
Mg _{0,81} Fe _{2,19} O ₄	23	94	~+4 **)	-4,3	1700	2500	
Li _{0,5} Fe _{2,5} O ₄	20,2	258	-1	~-6 *)	1800	2700	
BaFe ₁₂ O ₁₉	2,6	360	~-5	-300	—	50000	

*) Вычислено по значениям H_i работы ¹²⁶.

**) Значения λ_s были интерполированы по данным λ_s «Феррамик-А», Mg-феррита и магнетита в предположении линейной зависимости $\lambda_s(x)$, где $\text{Mg}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$, $0 \leq x \leq 1$.

следует, что «двухдисперсионные» спектры наблюдаются в ферритах, λ_s которых относительно малы, а «однодисперсионные» спектры — в ферритах, обладающих существенно большими значениями магнитострикций насыщения. Обобщая результаты расчетов значений K_1/λ_s ферритов таблицы IV, а также ферритов Fe₃O₄, Ni_{0,8}Fe_{2,2}O₄ и Mn_{0,96}Fe_{1,04}O₄ (эти ферриты, исходя из общих соображений, должны обладать одной областью дисперсии), значения K_1 и λ_s которых были измерены Бозортом, Тильден и Вильямсом ¹³⁰ на одних и тех же монокристаллах, можно феноменологически прийти к следующему грубо приближенному неравенству **): $10^8 K_1/\lambda \leq 30$ эрг/см³, которое, видимо, справедливо для ферритов, имеющих «однодисперсионные» спектры. В качестве наглядной иллюстрации данных положений могут рассматриваться, например, спектры Ni-, FeMg- и Ba-ферритов (рис. 6 и 17, а также см. ниже рис. 20), отношения резонансных частот, $f_{0\text{вр}}/f_{0\text{см}}$ которых будут тем больше,

*) Тогда влияние добавки Zn-феррита может пониматься как результат более быстрого, по сравнению с уменьшением λ_s , спада величин K .

**) На основании этого неравенства, например, «двухдисперсионный» спектр может быть ожидаем у Co_{0,3}Zn_{0,7}Fe₂O₄ феррита ¹³⁰.

чем больше величины отношений K_1/λ_s (для 10^{-8} K_1/λ_s этих ферритов соответственно имеем: 20, 160 и 6000 эрг/см^3).

Исследование λ_s системы $\text{MgFe}_2\text{O}_4 \div \text{NiFe}_2\text{O}_4$ было проведено Смольковым¹¹⁷, оно показало постепенное увеличение λ_s системы от $-5,3 \cdot 10^{-6}$ до $-25,8 \cdot 10^{-6}$ с ростом концентрации Ni-феррита, которое, по-видимому, обязано постепенному росту температуры Кюри. Вырождение двухдисперсионного спектра Mg-феррита в однодисперсионный спектр Ni-феррита в связи с этим может быть понято как результат меньшей зависимости от состава анизотропии ферритов данной системы, постоянная которой K_1 изменяется в меньших пределах от $-2,5 \cdot 10^4$ до $-6,2 \cdot 10^4$ эрг/см^3 . Аналогичная схема рассуждений может быть проведена также в отношении систем $\text{MgFe}_2\text{O}_4 \div \text{Fe}_3\text{O}_4$ и $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4 \div \text{Fe}_3\text{O}_4$ -ферритов. Однако окончательное суждение по этим вопросам требует знания σ_i для всех обследованных на высокой частоте образцов ферритов, которое в настоящее время отсутствует.

§ 3. ОДНОДИСПЕРСИОННЫЕ СПЕКТРЫ Ni-и NiZn-ФЕРРИТОВ

Вейн, Геверс и Бюртт³⁴ исследовали в широком диапазоне частот 3 ÷ 3000 Мгц группу NiZn-ферритов эквимолекулярного состава $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ (где $x=0; 0,36; 0,5$ и $0,64$) типа «Феррокуб IV-A, B, C и D»^{22,29} с начальными проницаемостями 15 ÷ 300 Г/Ое , полученных в виде тороидальных сердечников, и нашли при измерениях вплоть до отрицательных значений $\mu - 1$ только одну область дисперсии (рис. 19). Далее, из состава более высокопроницаемого NiZn-феррита («Феррокуб IV-A», $x=0,64$) выдавливанием был получен затем спеченный при соответствующей температуре ферритовый стержень, спектр которого был измерен при различных внешних растягивающих напряжениях σ_a , вплоть до значения $\sigma_a = 2,7 \text{ кг/мм}^2$, так как, начиная с этой величины, зависимость $\mu_a(1/\sigma_a)$ переходит в прямую линию. Было обнаружено, что частота резонанса f_0 , которая определялась по максимуму ρ' , смещается с увеличением σ_a к высоким частотам, следуя выражению (6). Результаты экспериментов интерпретировались Вейном, Геверсом и Бюрттом для всей группы NiZn-ферритов, по Снуку, гиромангнитным резонансом. В качестве обоснования указанной точки зрения принимались следующие обстоятельства: а) приближенное согласие экспериментальных результатов, полученных на тороидальных образцах, с формулой Снука (6); б) «однодисперсионность» спектров; в) результаты исследования начальных проницаемостей и спектров ферритов при внешних напряжениях. Аналогичная точка зрения была высказана также в работе Смита и Вейна⁴², которые, опираясь на более ранние исследования Вента и Вейна⁷² и Вейна³⁵, в качестве ее обоснования выдвинули, кроме того, следующие соображения: г) наличие в кристаллах намагничивания ферритов, измеренных в переменных полях меньше 0,6 Ое при частотах $f \ll f_w$, двух процессов намагничивания; д) одинаковая величина начальной проницаемости одного из типов NiZn-ферритов, спеченных при двух различных ($t_s = 1250$ и 1450°C) температурах; е) сравнение проницаемостей μ_{aR} и μ_a для одного из типов MnMg-феррита, имеющего величину отношения намагниченностей $I_R/I_a = 0,9$ (I_a — намагниченность, при которой гистерезисная петля закрывается); ж) результаты обсуждения формулы Дёринга, согласно которой, если не учитывать возможных изменений величины отношения δ/d (см. раздел II, § 1А,4 и раздел III, § 1), резонансная частота границы оказывается обратно пропорциональной $(\mu_{a\text{см}})^{1/2}$. Ратенау и Фаст¹¹⁸ исследовали начальные проницаемости NiZn-ферритов ($\text{Ni}_{0,36}\text{Zn}_{0,64}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$) при

различных внешних напряжениях*) и на основании сравнения экспериментальных результатов с полученными ими формулами также пришли к выводу, что начальные проницаемости NiZn-ферритов, размагниченных в переменном поле, в основном определяются процессами вращения.

В недавно опубликованной работе Брауна и Грейвела⁴³ были приведены результаты исследования в широком диапазоне частот $2 \div 10\,000$ Мгц магнитных спектров вещества Ni-ферритов стехиометрического состава с начальными проницаемостями $2,6 \div 14,5$ G/Oe. Образцы были спрессованы из хорошо размолотого порошка, частицы которого были $0,5 \div 1,0$ микрона и спекались при различных температурах, изменявшихся в пределах от 960 до 1327° С. Спектры имели (рис. 20) одну широкую область дисперсии, которая, на основании согласия между экспериментом и формулой Парка (10a), являющейся модификацией выражения (6), однодисперсионности спектра и малого размера частиц ($2 \div 3$ микрона, что вообще говоря, недостаточно**) для однодоменного их состояния), из которых состояли спеченные образцы, интерпретировалась также гиромангнитным резонансом.

Однако согласие результатов экспериментов с формулой Снука или ее модификациями, а также различие хода кривых намагничивания ферритов в диапазоне частот $f \ll f_u$, как уже обсуждалось нами ранее (см. раздел II, § 1, A4 и § 2), не может служить основанием для определения механизма явления. Наличие только одной области дисперсии в спектрах NiZn-ферритов логически следует из гипотезы Радо как результат добавки Zn-феррита к Ni-ферриту (обладающему, к тому же, однодисперсионным спектром) и указывает только, согласно предыдущему рассмотрению (см. раздел II, § 1 A1 и § 1 A4, а также раздел III, §§ 1 и 2), на сближение и взаимное перекрытие двух областей дисперсии. В частности, этот вывод следует непосредственно из данных рис. 16 спектра FeMg-феррита, снятого при $t=138^\circ$ С, который имеет почти однодисперсионный характер, хотя удельный вес процессов смещения при этой температуре сохраняет, по-видимому, свое доминирующее значение***). Исследование спектров

*) Упомянем еще о работе Алли и Шнеттлер⁴⁰, которые изучали влияние всестороннего сжатия на магнитные спектры NiZn-ферритов $\mu_a=3700$ и G/Oe и Mn-Zn-ферритов $\mu_a=3900$ G/Oe. Исследования показали, что при сжатии μ_a образцов сильно падает, характер же смещения полос дисперсии и абсорбции для обоих материалов совершенно различен: для NiZn-ферритов кривые дисперсии и абсорбции смещаются в сторону низких частот — частота релаксации вещества убывает, для MnZn-ферритов имеем обратную зависимость — частота релаксации вещества при сжатии растет. В настоящее время еще не может быть предложено объяснение описанному ходу кривых.

**) В связи с этим уместно отметить недавнюю работу Брауна и Грейвела⁴³, в которой примененная методика, обычно используемая для наблюдения ядерной прецессии, была сделана попытка непосредственного экспериментального наблюдения процессов вращения в области начальной проницаемости спеченного поликристаллического Ni-феррита, размер зерен которого был относительно мал ($0,5 \div 3$ микрона). Результаты исследования, качественно указывая на присутствие процессов вращения в обследованных образцах, внушают также мысль о наличии в них и чистых процессов смещения границ.

***) Согласно (5), (36) и (37) зависимость от температуры отношения $(\mu_{a\text{ см}} - 1)/(\mu_{a\text{ вр}} - 1)$ приближенно описывается температурной зависимостью $K^{1/2}$ или $K/\lambda_{\text{см}}$. Так как $138^\circ \text{ С} < \theta = 277^\circ \text{ С}$, а также меньше температуры максимума Гопкинсона и суммарная $\mu_a = \mu_{a\text{ см}} + \mu_{a\text{ вр}} - 1$ при переходе от 27° С к 138° С растет, то существенное уменьшение $(\mu_{a\text{ см}} - 1)/(\mu_{a\text{ вр}} - 1)$ может быть обязано только резкому уменьшению K , которое должно иметь место (например^{129, 145, 153}) в большей близости к точке Кюри. На не очень большое отличие величин K при $t=27^\circ$ и 138° С указывает также близость (рис. 16) для этих температур частот f_f , при которых $\mu - 1 = 0$. Вследствие указанного, учитывая, что при 27° С преобладание процессов смещения в FeMg-феррите несомненно, нужно полагать это условие приближенно справедливым также и для 138° С .

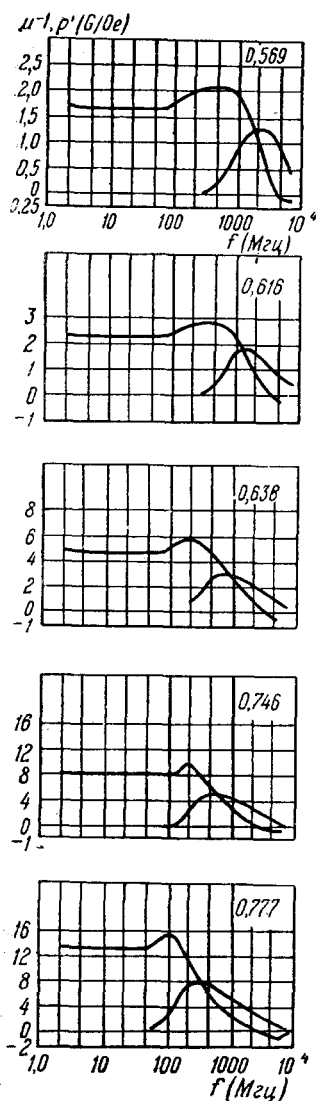


Рис. 20. Магнитные спектры NiFe_2O_4 , спеченных при различных температурах. На верхнем графике дан спектр образца, спеченного при 960°C . Последующие спектры сняты с образцов, спеченных при все большей и большей температуре, вплоть до 1327°C . Цифры на графиках означают относительную (относительно монокристалла) плотность образца (Браун и Грейвел⁴³).

в частности, при $t = 1327^\circ\text{C}$ $\mu_r = 14,6 \text{ G/Oe}$. Поэтому, в особенности учитывая завышенность данной оценки для спеченных поликристалличе-

при различных внешних напряжениях не дает возможности суждения о механизме явлений, так как изменяет условия опыта (растет магнитная текстура, уменьшается площадь 90-градусных и увеличивается площадь 180-градусных границ), согласие же опытных данных с формулой Ратенау и Фаст, выведенной для процессов вращения, является, как это было показано в работе¹²⁰, недостаточно убедительным аргументом, так как, во-первых, это согласие предполагалось примененной подстановкой константы анизотропии из выражения (5) теории вращения при произвольном допущении $\mu_{a \text{ вр}} = \mu_a$, не обеспечиваясь в случае использования экспериментальных значений K_1 работы Майлс¹²⁶, и, во-вторых, вследствие возможности получения аналогичных теоретических зависимостей, лучше согласующихся (при K_1^{126}) с опытными данными Ратенау и Фаст, также и для процессов смещения. Постоянство μ_a при изменении температуры спекания не согласуется с формулой (5) начальной проницаемости вращения, так как при повышении температуры спекания намагниченность насыщения растет, а эффективная константа анизотропии (по причине уменьшения пористости) убывает, вследствие чего $\mu_{a \text{ вр}}$ должно возрастать. Поэтому отмеченное постоянство μ_a , по-видимому, возможно лишь в том случае, если $\mu_a = \mu_{a \text{ см}} + \mu_{a \text{ вр}} - 1$, где $\mu_{a \text{ вр}}$ заметно меньше μ_a .

Вместе с тем существенным аргументом против гипотезы о преобладающей роли процессов вращения в очень слабых полях в большинстве образцов Ni- и NiZn-ферритов может служить расчет начальных проницаемостей вращения данных ферритов по значениям констант анизотропии K_1 монокристаллов^{126, 144, 145, 99} и величинам внутренних эффективных полей H_i поликристаллических образцов^{126, 127} (см. таблицы I и II). Так, например, если воспользоваться значением константы анизотропии $K_1 = 6,2 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$ монокристалла Ni-феррита (которая по порядку величин согласуется с эффективной константой $K \sim 12 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$, если ее вычислить по частоте f_r , на которой $\mu - 1 = 0$, и формуле (6) для поликристаллического Ni-феррита рис. 20, спеченного при $t_s = 1327^\circ\text{C}$) и величинной намагниченности насыщения для максимальной теоретической плотности материала $I'_s = 265 \text{ G}$, то наибольшая проницаемость вращения $\mu_{a \text{ вр}} = (4,19 \cdot 265^2 / 6,2 \cdot 10^4) + 1 = 5,8 \text{ G/Oe}$ окажется меньше μ_a поликристаллических образцов Ni-феррита работы⁴³ с $t_s > 1416^\circ\text{C}$,

ских образцов (так как их $I_s < I'_s$ вследствие меньшей плотности, а $K > K_1$ по причине влияния внутренних размагничивающих факторов), нужно считать, что преобладающая роль процессов вращения в Ni-ферритах⁴³ может быть лишь для образцов, спеченных при достаточно низких температурах. В частности, оказывается, что если произвести оценку начальной проницаемости вращения ферритов рис. 20 по формуле (6), полагая $f_{0\text{ вр}} \approx f_f$, т. е. $\mu_{a\text{ вр}} \approx (4/3) (ge/2mc) (I_s/f_f)$, то с понижением температуры спекания вычисленная величина $\mu_{a\text{ вр}}$ будет постепенно приближаться к суммарной проницаемости μ_a , оставаясь, однако, все время меньше последней.

Аналогичные расчеты начальных проницаемостей вращения для NiZn-ферритов различного состава ($\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$, где $x=0,22; 0,45$ и $0,75$), близкого к составу ферритов³⁴, по K_1 и H_i работы Майлс¹²⁶ дают $\mu_{a\text{ вр}} \sim 10 \div 40 G/Oe$, т. е. также оказывается, что $\mu_{a\text{ вр}} \ll \mu_a$. Вычисление эффективных K по частоте f_f , на которой $\mu - 1 = 0$, в случае NiZn-ферритов (см. рис. 12) дает значения постоянных анизотропии по порядку величин, согласующихся с данными, полученными на монокристаллах или вычисленными по формуле (4), но, как правило, большие этих значений. Качественно это расхождение результатов может быть объяснено на основе формулы (8) влиянием затухания, повышающего частоту резонанса, а также наложением двух дисперсионных механизмов, которое может привести, согласно расчетам по формулам (8) и (26), к смещению частоты f_f . Расхождение результатов расчета со значениями K_1 , полученными на монокристаллах, кроме того, может быть обязано влиянию анизотропии, обусловленной внутренними размагничивающими полями. Справедливость приближенной оценки эффективных констант K по частоте f_f , а также равенства $f_{0\text{ вр}} \approx f_f$, следует также из результатов исследования ферритов, обладающих «двухдисперсионными» спектрами, для которых адекватность ультравысокочастотной дисперсии, наблюдаемой на поликристаллических материалах, и гироманитного резонанса, вычисленного по формулам (6) с применением констант анизотропии K_1 , полученных из опытов с монокристаллами, является твердо установленной. Заметим, что вычисления эффективных констант анизотропии в предположении $\mu_a = \mu_{a\text{ вр}}$ или $f_u = f_r = f_{0\text{ вр}}$ дают значения многим меньше K_1 , что находится в противоречии с обычным опытом, согласно которому анизотропия формы и напряжения способствуют росту эффективной константы K , и может быть понята лишь при условии произвольного, мало вероятного допущения, что кристаллографическая анизотропия кристаллов, составляющих поликристаллический материал, многим меньше анизотропии более крупных специально выращенных монокристаллов.

В случае смещения границ, которое, по-видимому, является доминирующим фактором для NiZn-ферритов, спеченных при не слишком низких температурах, описание процессов намагничивания может быть дано в соответствии с общей теорией обратимого смещения границ Кондорского. Однако интерпретация результатов при этом сильно затрудняется чрезвычайной скудностью данных по величинам включений и внутренним напряжениям, могущих возникать в ферритных материалах. В частности, имеющиеся сведения в отношении включений относятся, по существу, только лишь к пористости образцов, закономерной связи которой с начальной проницаемостью ферритов пока не обнаружено (см., например, таблицу V работы⁴²). Поэтому попытаемся¹²⁰ произвести оценку величин μ_a ферритов в соответствии с теорией напряжений Кондорского, тем более, что экспериментальные результаты указывают *), по-видимому, на суще-

*) По соображениям, изложенным в разделе III, § 2, а также данным³⁴ μ_a однофазных по составу и технологии образцов NiZn-ферритов: тороидального,

ственное влияние фактора магнитоупругой энергии. Для этих целей воспользуемся графиками: начальная проницаемость μ_a —функция внешних напряжений σ_a , приведенными в работах Смита и Вейна⁴² и Ратенау и Фаста¹¹⁸ (рис. 22). Согласно теории влияния упругих напряжений на начальную и обратимую проницаемость Вонсовского³ (стр. 408 и 767) средняя величина внутренних напряжений σ_i по графикам рис. 22 может быть оценена для $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ -феррита $\sigma_i \sim 1 \text{ кг/мм}^2$, а для $\text{Ni}_{0,36}\text{Zn}_{0,64}\text{Fe}_2\text{O}_4$ -феррита $\sigma_i \sim 0,2 \text{ кг/мм}^2$. Полагая в нулевом приближении закон распределения напряжений в материале синусоидальным, получим соответственно величины амплитуд внутренних напряжений $\sigma_{mi} \sim 2 \text{ кг/мм}^2$

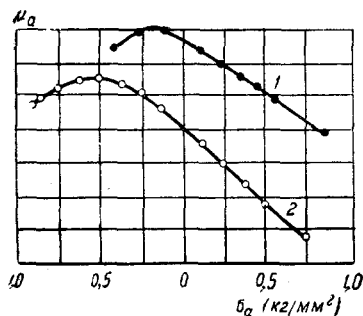


Рис. 21. Начальная проницаемость μ_a (в произвольных единицах) NiZn -феррита как функция внешних напряжений σ_a :
1 — $\text{Ni}_{0,36}\text{Zn}_{0,64}\text{Fe}_2\text{O}_4$,
2 — $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (Ратенау и Фаст¹¹⁸). По оси абсцисс справа от нуля отложены растягивающие напряжения, слева от нуля — сжимающие напряжения. Для кривой 2 цифровые значения, нанесенные на ось σ_a , должны быть удвоены.

и $\sigma_{mi} \sim 0,4 \text{ кг/мм}^2$, откуда, согласно теории напряжений Кондорского, пользуясь значениями λ_s ($-10 \cdot 10^{-6}$ и $-5 \cdot 10^{-6}$) и I_s (335G и 296G) работы¹¹⁸, получим $\mu_{a \text{ см}} \sim 4,19 \cdot 335^2 / 10 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^8 = 235 \text{ G/Oe}$ и $\mu_{a \text{ см}} \sim 4,19 \cdot 296^2 / 5 \cdot 10^{-6} \cdot 0,4 \cdot 10^8 = 1820 \text{ G/Oe}$. Первая из полученных величин начальной проницаемости смещения обнаруживает хорошее согласие с данными Ратенау и Фаста ($\mu_a = 240 \text{ G/Oe}$), вторая величина согласуется с упомянутыми данными ($\mu_a = 700 \text{ G/Oe}$) значительно хуже, что, вероятно, указывает на большую роль включений во втором образце, спеченном при относительно невысокой температуре (1250°С). Интересно отметить, что состав второго образца близок к оптимальному для NiZn -ферритов состава, обычно применяемому при достаточно высоких температурах спекания ($t_s \approx 1350^\circ \text{C}$) для получения сердечников с высоким $\mu_a \approx 2000 \text{ G/Oe}$. Возможность получения таких μ_a от данного состава в случае устранения влияния включений кажется непосредственно вытекающей из приведенных расчетов.

Приведенное обсуждение экспериментальных результатов указывает, во-первых, на недостаточную обоснованность той точки зрения, согласно которой однодисперсионные спектры ферритов описываются дисперсией процессов вращения, и, во-вторых, лишний раз обращают внимание на важность учета внутренних напряжений при анализе процессов намагничивания ферритов, несмотря на то, что непосредственная связь между величинами μ_a и λ_s , как показал Вотье¹²¹ на MnZn -феррите, может отсутствовать. Окончательное суждение о роли включений и внутренних напряжений в ферритах возможно лишь после систематического изучения этого вопроса при соответствующем уточнении теории начальной проницаемости.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

1. Магнитные спектры поликристаллических ферритов в диапазонах радио и сверхвысоких частот могут иметь одну или две области дисперсии.

изготовленного путем прессования, и стержневого, полученного выдавливанием. Тот факт, что начальная проницаемость последнего оказалась в $\sim 2,5$ раза больше μ_a первого, может быть объяснен только уменьшением внутренних напряжений, так как эффективная константа анизотропии и пористость для стержня должны быть выше чем для тороида.

«Однодисперсионные» спектры являются частным случаем «двухдисперсионных», когда в результате близости резонансных частот $f_{0\text{вр}}$ и $f_{0\text{см}}$ вещества феррита, обе области дисперсии сливаются в одну.

2. Сближение резонансных частот вещества ферритов наблюдается при соответствующих изменениях их состава и при повышении температуры исследования, сопровождаясь уменьшением величины отношения $K_1/\lambda_s \sigma_{mi}$. Последняя зависимость, по-видимому, может быть объяснена на основе теории напряжений Кондорского и указывает на важность учета магнитоупругой энергии при анализе процессов намагничивания ферритов.

3. Радиочастотная дисперсия «двухдисперсионных» спектров описывается резонансом границ и может иметь как резонансный, так и релаксационный характер. В общем случае в области дисперсии могут наблюдаться две, а возможно и большее число ступеней спада μ , которые, по-видимому, обязаны резонансу или релаксации границ различного типа. Касаясь «однодисперсионных» спектров, отметим, что проведенное обсуждение показывает недостаточность аргументации в пользу гипотезы о преобладающей роли процессов вращения в общем балансе намагниченности большинства типов ферритов.

4. Температурная зависимость радиочастотных магнитных спектров поликристаллических ферритов характеризуется постепенным смещением полос дисперсии и абсорбции спектров, с повышением температуры ($t < \theta$) в сторону низких частот. Эта зависимость описывается выражением (35), наблюдается как в случае «однодисперсионных», так и «двухдисперсионных» спектров и по своему характеру подобна температурной зависимости частот $f_{0\text{вр}}$ и $f_{0\text{см}}$, которые могут быть получены по данным ферромагнитного резонанса.

IV. РАДИОЧАСТОТНЫЕ МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРИТОВ (НОВЫЕ ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ)*

§ 1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Выше было показано, как мало еще имеется в настоящее время экспериментальных оснований для решения вопроса о характере процессов намагничивания ферритов в очень слабых полях. В частности, если, в основном, в результате работ Радо и его сотрудников некоторая ясность существует в отношении Li-, Mg-, Ba- и некоторых типов MgAl- и FeMg-ферритов^{27, 30, 33, 37, 51, 66, 68}, магнитные спектры которых содержат в явном виде две области дисперсии — радиочастотную и сверхвысокочастотную, а процессы намагничивания описываются одновременно процессами вращения вектора намагниченности и процессами смещения границ при преобладании последних, то в отношении ферритов, магнитные спектры которых содержат в явном виде только одну область дисперсии (к ним относятся: Fe-, Ni-, NiFe-, CuPb-, CuZn-, LiZn-, MgZn-, NiZn- и некоторые MgAl-ферриты^{30, 34, 39, 40, 47, 57, 59}, а также, вероятно, подавляющее большинство других типов высокопроницаемых $\mu_a > 100G/Oe$ ферритов), такой ясности, как было показано выше, не имеется, хотя большинство исследователей в этом случае находится на позиции доминирующего значения процессов вращения.

* Источники^{45, 47 ÷ 50, 120}, а также доклады автора на Всесоюзной конференции по полупроводникам (см. программу конференции, изд. АН СССР, Л., ноябрь 1955).

Такому положению вещей способствует то, что не только общая теория дисперсии, включающая теорию поглощения и функции распределения резонансных частот, но даже общая количественная теория обратимого смещения границ и вращения вектора намагниченности для очень слабых полей, например температурной зависимости начальной проницаемости, в настоящее время еще не разработаны; количество систематических исследований при различных температурных условиях магнитных спектров ферритов различного состава и способов приготовления невелико; число специальных экспериментов по исследованию спектров, направленных на выяснение характера процессов намагничивания ферритов, крайне ограничено; имеющиеся данные по основным магнитным и электрическим параметрам монокристаллических и поликристаллических ферритов еще явно недостаточны; сведения о разбросах реальных магнитных спектров при различных и одинаковых технологиях производства почти отсутствуют, а сопоставление различных экспериментальных данных сильно осложняется различием составов ферритов, их температур спекания и прочей производственной специфики, сведения по которой не всегда могут быть получены из имеющихся литературных источников.

Из числа простых поликристаллических ферритов в настоящее время подробно исследованы радиочастотные магнитные спектры только Ni-ферритов^{24, 25, 29, 32÷35, 43, 53} и менее подробно Li-ферритов³³, Mg-ферритов^{33, 51, 53, 66÷68} и Ba-ферритов³⁷. Данные по спектрам Fe₃O₄-^{53, 67} и Mn-ферритов^{35, 72} весьма неполны. Из числа двойных поликристаллических ферритов и полиферритов наибольшее количество исследований проведено на NiZn-ферритах^{24÷26, 28, 29, 31, 32, 34, 35, 36, 38÷42, 45÷50, 53, 69÷75}. Весьма подробно исследован один из типов FeMg-феррита^{27, 30, 33, 51}, менее подробно исследованы: NiFe-ферриты³⁵, LiZn-ферриты^{33, 47}, CuZn-ферриты^{32, 36, 67}, NiZnCu-ферриты^{45, 47}, NiZnMg-ферриты⁴⁷ и NiZnBe-ферриты⁴⁷. Спектры MnZn-ферритов^{23, 24, 29, 35, 39, 40, 42, 71}, за одним исключением²³, относятся к числу спектров тела сердечника. Некоторые весьма неполные сведения имеются, кроме того, по спектрам: CuPb-ферритов^{53, 67}, MgAl-ферритов⁶⁸ и MnFe-ферритов⁷².

Целью исследований, некоторые результаты которых вкратце излагаются нами ниже, явилось уточнение имеющихся представлений о характере радиочастотных (0,2÷60 МГц) магнитных спектров ферритов, исследованных в различных условиях, а также получение экспериментальных данных, могущих внести некоторую ясность в вопрос характера процессов намагничивания, наблюдаемых в высокопроницаемых ферритах в очень слабых полях.

Спектры исследованных ферритов должны иметь однодисперсионный характер, вследствие чего изучение их при постоянной температуре в широком диапазоне частот мало может способствовать выяснению механизма явлений. Поэтому основным критерием для качественной оценки относительного удельного веса того или иного типа процессов намагничивания в данных исследованиях послужило сопоставление спектров абсолютного нулевого состояния вещества ферромагнетика и состояния его остаточной намагниченности, так как из теории (стр. 381 и 477³, а также^{27, 42}) для материалов, остаточная намагниченность которых $I_R \approx 0,5 I_s^*$, известно, что если комплексная проницаемость μ' обусловлена исключительно процессами вращения вектора намагниченности, то значение $\mu'_R = \mu_R - j\rho'_R$ в состоянии остаточной намагниченности должно

*) Что обеспечивается для большинства типов ферритов^{42, 27, 45, 47÷50}, и, в частности для, NiZn-ферритов при практически применяемых температурах спекания.

быть равно значению μ' в размагниченном состоянии *); если же проницаемость обусловлена в основном смещением 90-градусных границ, то тогда μ_R должно быть заметно меньше μ' размагниченного состояния. Поэтому отличие величин отношения $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)$ и ρ_R/ρ' для различных образцов должно указывать на различный удельный вес процессов смещения и вращения в ферритах, а сближение кривых $\mu'(f)$ и $\mu_R(f)$, наблюдающееся с повышением частоты ^{27, 45, 47-50}, может быть понято как свидетельство роста с частотой удельного веса процессов вращения.

Указанная связь между величинами отношений $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)$ и $(\mu_{a\text{вр}}-1)/(\mu_{a\text{см}}-1)$, вообще говоря, теоретически недостаточно обоснована, так как она должна наблюдаться лишь только при обратимых смещениях 90-градусных границ для простой теоретической модели гомогенного изотропного поликристаллического ферромагнетика, в которой пренебрегается внутренними размагничивающими полями и допускается одинаковое распределение магнитных фаз при намагниченностях $I=0$ и $I=I_R$. В случае отклонения от принятой модели даже при сохранении условия $\mu_a = \mu_{a\text{см}} + \mu_{a\text{вр}} - 1 = \mu_{a90} + \mu_{a180} + \mu_{a\text{вр}} - 2 \approx \mu_{a90}$ (здесь μ_{a90} и μ_{a180} — начальные проницаемости, обязанные соответственно процессам смещения 90-градусных и 180-градусных границ) данная связь нарушается. В частности, в случае поликристаллических ферритов влияние внутренних размагничивающих полей может быть проиллюстрировано на примере выражения (37а), полученного Вонсовским и Шуром (стр. 384³) для поликристаллического никеля, так как для большинства ферритов, имеющих кубическую симметрию, преимущественным направлением намагничивания в кристалле, так же как для никеля, являются пространственные диагонали куба (тригональные оси, оси [111])

$$\frac{\mu_{aR}-1}{\mu_a-1} = 0,328[1 + 8,15\alpha_R(1 - \alpha_R)]. \quad (39)$$

Здесь α_R — малый параметр, зависящий от интенсивности и распределения внутренних магнитных полей, $0 \ll \alpha_R \ll 0,5$. Если $\alpha_R=0$, то $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)=0,328$, имеем рассмотренный выше случай простой теоретической модели; если же $\alpha_R>0$, то начальная проницаемость в состоянии остаточной намагниченности возрастает, $0,328 < (\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1) < 1$, хотя величина отношения $(\mu_{a\text{вр}}-1)/(\mu_{a\text{см}}-1)$ при этом может как возрасти, так и уменьшиться. При наличии текстуры и нарушении условия $\mu_a \approx \mu_{a\text{см}} \approx \mu_{a90}$ вследствие роста μ_{a180} связь между $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)$ и $(\mu_{a\text{вр}}-1)/(\mu_{a\text{см}}-1)$ также нарушается. Однако исследования Радо, Райт и Эмерсона ²⁷ показали, что в порошковых образцах $\mu_{aR}=\mu_a$, как это и должно быть, если учесть преобладание процессов вращения, а в сплошном образце феррита $\mu_{aR} \approx 0,5\mu_a$, как это и следует из простой теории при значительной, возможно доминирующей, роли процессов смещения 90-градусных границ. Кроме того, из сравнения спектров сплошного поликристаллического образца феррита состояний размагниченного и остаточной намагниченности (работа ²⁷ следует, что кривые дисперсии обоих состояний вещества ферромагнетика (рис. 6) практически сливаются к частоте $f \approx 200 \text{ Мгц}$ ($\mu \approx 4 G/Oe$), а абсорбции к $f \approx 600 \text{ Мгц}$ ($\mu \approx 2 G/Oe$), откуда $\mu_{a\text{вр}} \sim 2 \div 4 G/Oe$, что согласуется с данными той же, а также последующей ⁵¹ работ $\mu_{a\text{вр}} \approx 2,8 \div 4,3 G/Oe$, полученными из независимых экспериментов.

*) Можно показать ⁴², что в кубическом многоосном кристалле с отрицательной кристаллической анизотропией и тригональными осями легчайшего намагничивания в случае чистого вращения величина отношения $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)$ может быть также и существенно меньше единицы $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1) \approx 0,36$, но величина отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения при этом должна быть ¹⁵⁶ $I_R/I_s=0,87$, что обычно не наблюдается в ферритах.

Поэтому данный метод, по-видимому, может быть применен для качественной, а отчасти также количественной оценки характера процессов намагничивания. Отметим, что равенство $\mu_{aR} = \mu_a$, как следует из предыдущего рассмотрения, может иметь место также при чистом смещении границ (совместно 90-градусных и 180-градусных), и, следовательно, даже наличие этого равенства (при $I_R/I_s \approx 0,5$) не может рассматриваться как достоверное доказательство преобладания процессов вращения.

§ 2. МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ АБСОЛЮТНОГО НУЛЕВОГО СОСТОЯНИЯ И СОСТОЯНИЯ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРИТОВ

Исследования спектров ^{45, 47 ÷ 50} и др. производились на большом количестве образцов NiZn-, NiZnCu-, NiZnMg-, NiZnBe-, LiZn- и MnZn-ферритов, которые приготавливались методом разложения смеси солей (NiZn-

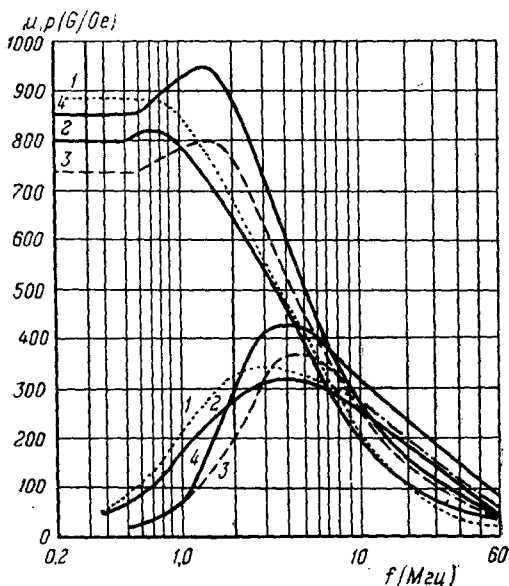


Рис. 22. Магнитные спектры NiZn-ферритов, измеренные в абсолютном нулевом состоянии: 1, 2 и 3 — образцы «Оксифер-1000», приготовленные методом разложения смеси солей, $I_s = 200$ G; 4 — образец НЦ-1000 ⁴⁹ состава $(\text{NiO})_{0,17}(\text{ZnO})_{0,34}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$, приготовленный методом смещения окислов, $I_s = 235$ G.

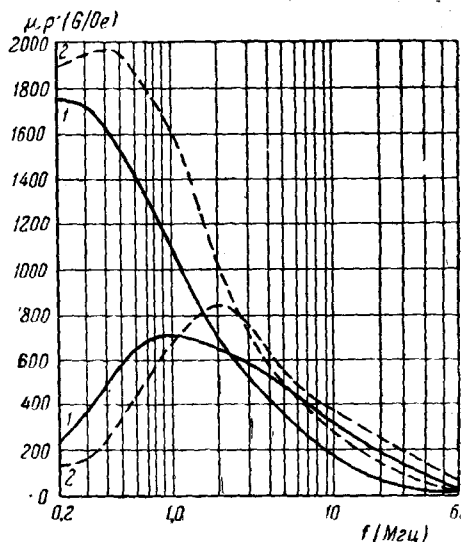


Рис. 23. Магнитные спектры абсолютного нулевого состояния NiZn-ферритов: 1 — типа «Оксифер-2000», температура спекания $\sim 1330^\circ \text{C}$ ($I_s = 195$ G, $I_R = 96$ G, $(\mu_{aR} - 1)/(\mu_a - 1) = 0,72$ ⁴⁸); 2 — типа НЦ-2000 состав: $(\text{NiO})_{0,17}(\text{ZnO})_{0,34}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$ ($I_s = 260$ G, $I_R = 100$ G, $(\mu_{aR} - 1)/(\mu_a - 1) = 0,76$). Кривые 2 близки к спектру рис. 10.

ферриты типа Оксифер ⁶⁹) и методом смещения окислов. Измерения спектров абсолютного нулевого состояния показали, что ферриты, близкие по составу и имеющие примерно одинаковые μ_a и I_s , характеризуются приближенно однотипными магнитными спектрами, которые, однако, даже при одинаковой технологии, по-видимому, за счет «разбросов» реального технологического процесса могут иметь как резонансный, так и релаксационный характер (рис. 22, 23), что указывает на значительную структурную чувствительность резонансного фактора. Резонансный характер спектров типичен для образцов, имеющих относительно малый $\text{tg } \Delta < C$ в области частот начала подъема кривой дисперсии, а следовательно

и меньшую феноменологическую постоянную затухания Ландау и Лифшица. С уменьшением тангенса угла потерь в этой области частот резонансный холм кривой $\mu(f)$ растет. Наименьшие потери в этой области частот и наиболее ярко выраженный резонансный характер спектра из числа обследованных ферритов был обнаружен⁴⁵ для одного из образцов NiZnCu-феррита (рис. 24). При замене CuO в составе данного феррита на ZnO величина резонансного выброса упругой проницаемости μ уменьшается (рис. 24), это уменьшение может быть описано ростом отношения η/I_s (выражение (27)), так как величина I_s при указанном изменении состава феррита становится заметно меньшей (на $\sim 30\%$).

Измерения спектров в состоянии остаточной намагниченности показали, что характер их обычно сохраняется такой же, как и в размагниченном состоянии, а количественные соотношения между спектрами обоих состояний вещества ферритов сильно зависят от состава образцов, температуры спекания, способа охлаждения и пр.

В частности, оказалось, что для некоторых NiZn-, NiZnCu- и других типов ферритов (см., например, рис. 24, 25) величина отношения $I_R/I_s \approx 0,5$,

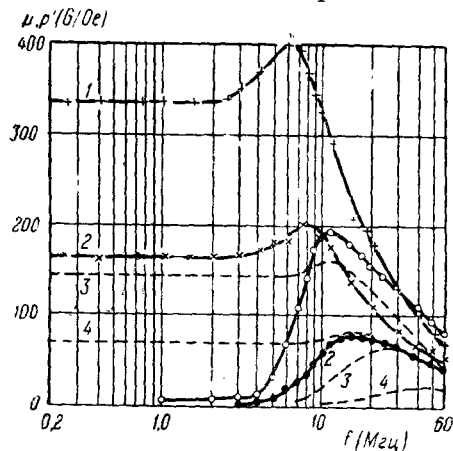


Рис. 24. Магнитные спектры⁴⁵: 1, 2—образца NiZnCu-феррита ($I_s=350$ G, $I_R=190$ G, состав: $(\text{NiO})_{0,21}(\text{ZnO})_{0,26}(\text{CuO})_{0,04}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$) и 3, 4—образца NiZn-феррита ($I_s=250$ G, $I_R=145$ G, состав: $(\text{NiO})_{0,25}(\text{ZnO})_{0,26}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$). Образцы приготовлены методом смешения окислов, спечены при 1140°C и измерены в абсолютном нулевом состоянии (кривые 1 и 3) и в состоянии остаточной намагниченности (кривые 2 и 4).

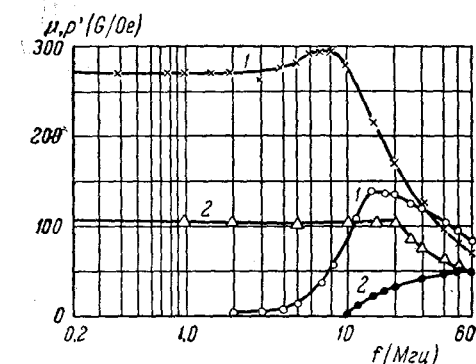


Рис. 25. Магнитные спектры NiZn-феррита состава $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, приготовленного методом разложения смеси солей, спеченного при 1240°C , измеренного в абсолютном нулевом состоянии (кривые 1) и в состоянии остаточной намагниченности (кривые 2).

в данных ферритах происходит, скорее всего, путем смещения 90-градусных и 180-градусных границ, так как расчеты $\mu_{\text{вр}}$ по экспериментальным значениям K_1 ¹²⁶ даже и в этом случае обычно дают $\mu_{\text{вр}} \ll \mu_a$,

NiZn-, NiZnCu- и других типов 25) величина отношения $I_R/I_s \approx 0,5$, а $(\mu_R-1)/(\mu_a-1) \leq 0,5$ (приближаясь для отдельных сердечников см. ниже рис. 29 — к теоретической величине 0,328 уравнения (39) при $\alpha_R=0$) и кривые дисперсии и абсорбции обоих состояний их вещества не сливаются во всем диапазоне частот исследования, указывая на преобладающую роль процессов смещения 90-градусных границ в данных образцах. В других образцах оказалось, что $(\mu_R-1)/(\mu_a-1)$ приближается к единице, например в NiZn-ферритах типа «Оксифер-200»⁴⁹ или в NiZn- и MnZn-ферритах, рис. 26, 27, где кривые дисперсии и абсорбции обоих состояний вещества, сблившись, почти сливаются в области высоких частот. Отсюда можно полагать, что намагничивание

делая предположение о доминирующей роли процессов вращения вектора намагниченности мало вероятным. В этом последнем случае радиочастотная дисперсия, в основном, может рассматриваться как результат действия двух дисперсионных механизмов, обусловленных процессами смещения 90-градусных границ и процессами смещения 180-градусных границ. Действие этих дисперсионных механизмов может привести к появлению двух отдельных ступеней спада μ в радиочастотном диапазоне, в результате сближения и слияния которых наблюдается одна широкая область радиочастотной дисперсии. Наемком на существование данных дисперсионных механизмов могут служить, например, незначительные искажения хода кривых дисперсии и наличие двух максимумов на кривых абсорбции ⁴⁹, которые порой наблюдаются в магнитных спектрах некоторых ферритов, снятых с большим числом экспериментальных точек. Ввиду незначительности этих искажений (см., например,

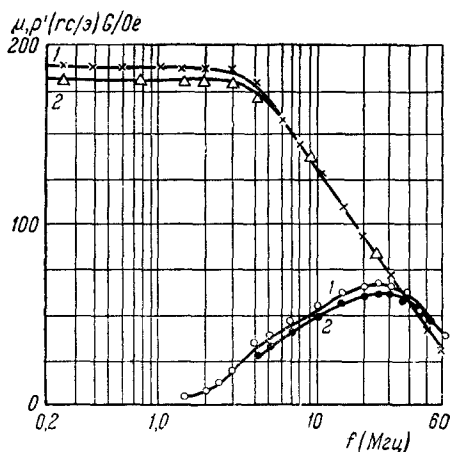


Рис. 26. Магнитные спектры NiZn-феррита состава $(\text{NiO})_{0,16}(\text{ZnO})_{0,38}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,46}$, приготовленного методом смещения окислов и спеченного при 1270°C . Обозначения см. на рис. 25. Намагниченность $I_s=170\text{ G}$, $I_R=20\text{ G}$.

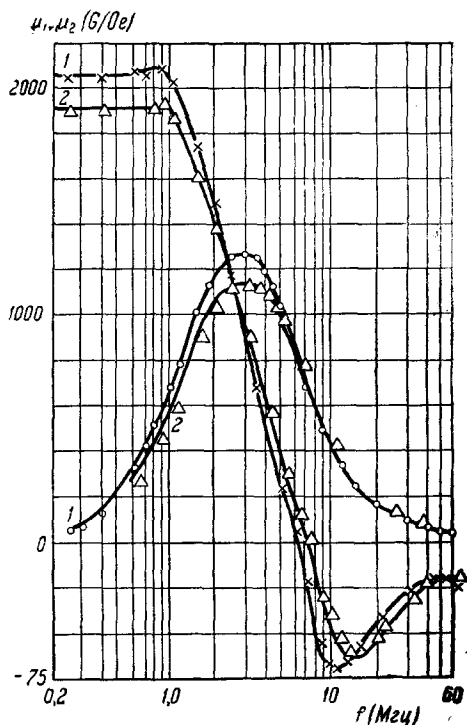


Рис. 27. Магнитные спектры начальной проницаемости тела сердечника MnZn-ферритов типа «Оксифер М-2000», измеренные в абсолютном нулевом состоянии (кривые 1) и в состоянии остаточной намагниченности (кривые 2). Размеры сердечника: наружный диаметр 1,81 см, внутренний диаметр 0,84 см, аксиальная толщина 0,525 см. Насыщение $I_s \approx 400\text{ G}$, $I_R \approx 190\text{ G}$. Область отрицательных значений μ —1 обязана объемному резонансу (см. раздел II, § 1 А₂).

экспериментальную точку на кривой $\mu(f)$, рис. 24: при $f=15\text{ МГц}$ $\mu=205\text{ G/Oe}$) показ их в масштабах графиков обычно бывает затруднительным.

При переходе к состоянию остаточной намагниченности, если этот переход связан с уменьшением μ_a образца, полосы дисперсии и абсорбции ферритов смещаются в сторону высоких частот, величина смещения частоты f_u при этом, согласно (35), приблизительно обратно пропорциональна изменению величины начальной проницаемости феррита. Для ферритов, обладающих малым затуханием в области частот начала резонансного подъема кривой $\mu(f)$ и явно выраженным холмом поглощения (рис. 24), величина

этого смещения частоты f_u приближенно пропорциональна

$$\sqrt{(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)},$$

что, согласно (24), может рассматриваться как подтверждение преобладающей роли процессов смещения 90-градусных границ в данных ферритах. Значение частот максимумов поглощения для всех исследованных ферритов, независимо от состояния намагниченности их вещества и предполагаемого характера процессов их намагничивания, даются выражением (35).

§ 3. ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ХАРАКТЕР РАДИОЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ СПЕКТРОВ

А. Влияние температуры спекания

Магнитные спектры ферритов при различных температурах спекания t_s изучались Флеглером⁶⁷ и Браун и Грейвелом⁴³ на CuZn- и Ni-ферритах (см. раздел III, § 3) в абсолютном нулевом состоянии исследуемых образцов. Исследования показали, что общие закономерности магнитных спектров приближенно сохраняются при всех температурах спекания, в частности, с увеличением t_s полосы дисперсии и абсорбции спектров смещаются в сторону низких частот, как этого и следует ожидать согласно выражения (35), учитывая, что проницаемость μ_a при этом растет многим быстрее намагниченности I_s . К аналогичному выводу приводят также данные рис. 28, полученные на NiZn-ферритах.

Результаты экспериментов^{43,67} были интерпретированы гироманитным резонансом, хотя из общих физических представлений можно полагать^{45, 47, 48}, что характер процессов намагничивания ферритов должен зависеть от температуры спекания. При относительно низких ее значениях $\mu_{a\text{см}}$ ферритов, вследствие малого размера зерен, из которых составляется поликристаллический материал, большого числа включений, закрепляющих границы во многих точках, и большой величины внутренних напряжений, должна быть мала. По мере повышения t_s величина σ_i в образцах, также включения убывают, размеры зерен растут, вследствие чего проницаемость $\mu_{a\text{см}}$ должна расти, достигая максимума, а затем, с дальнейшим увеличением t_s , уменьшаться по причине роста числа включений, обязанных распаду феррита. Должна

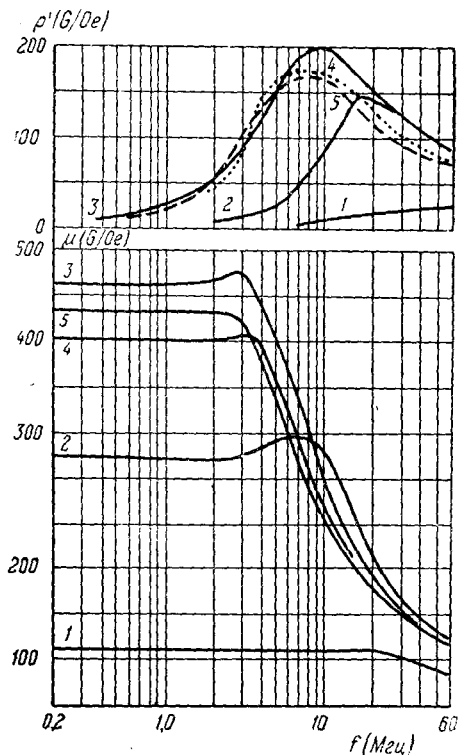


Рис. 28. Магнитные спектры NiZn-ферритов состава $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, спеченных при различных температурах: 1 — 1110° C; 2 — 1240° C; 3 — 1320° C; 4 — 1375° C; 5 — 1420° C.

константы анизотропии и увеличения I_s , также и $\mu_{a\text{вр}}$. Представляется мало вероятным, чтобы законы изменения $\mu_{a\text{см}}(t)$ и $\mu_{a\text{вр}}(t)$ были одинаковыми, поэтому нужно ожидать, что при некоторой оптимальной температуре спекания t'_s величина отношения $(\mu_{a\text{см}} - 1)/(\mu_{a\text{вр}} - 1)$ окажется максимальной, это, по-видимому, должно иметь место вблизи температуры начала распада соответствующего феррита, когда $\mu_{a\text{см}}$ достигает своего наибольшего значения.

Проверка высказанной гипотезы производилась на ряде групп образцов NiZn-ферритов, а также на двух группах NiZnCu- и LiZn-ферритов, одинакового для каждой группы состава, но спеченных при различных температурах. Исследования показали для всех ферритов наличие некоторой оптимальной температуры спекания t'_s , соответствующей минимуму отношения $(\mu_{a\text{вр}} - 1)/(\mu_{a\text{см}} - 1)$ (рис. 29), а следовательно, вероятно (при t'_s отношение I_R/I_s для всех образцов $\leq 0,5$, а зависимость μ как функции I приближенно следует закону Ганса), и максимуму удельного веса процессов смещения. Наибольшей величины $t'_s > 1330^\circ\text{C}$ достигает ⁴⁸ для наиболее устойчивого состава NiZn-феррита «Оксифер-2000» ($\sim \text{Ni}_{0,3}\text{Zn}_{0,7}\text{Fe}_2\text{O}_4$)*, что связано, в согласии с нашей гипотезой и данными рентгенографических исследований Ерастовой ¹²², с нераспадаемостью этого состава при высоких температурах спекания. Наименьшая $t'_s \approx 1140^\circ\text{C}$ была отмечена ^{45,47} для NiZnCu-феррита (рис. 24 и 29), в составе которого Cu-феррит начинает распадаться при относительно низких температурах $t_s \geq 850^\circ\text{C}$ $t'_s \leq 1110^\circ\text{C}$ вполне логично отмечается также для LiZn-феррита. Исследованиями NiZn-ферритов составов $\sim \text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ приготовленных методом разложения смеси солей, а также методом смешения окислов, показали, как и следовало ожидать, учитывая, что начал

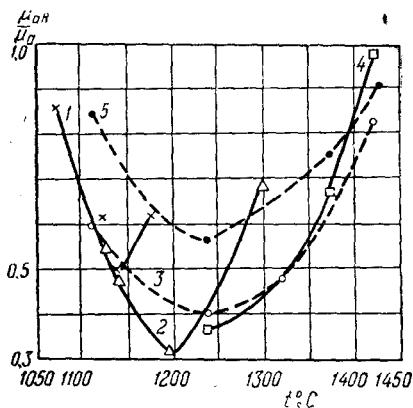


Рис. 29. Зависимость величины отношения μ_{aR}/μ_a ферритов от температуры их спекания:

1 — $(\text{NiO})_{0,19}(\text{ZnO})_{0,26}(\text{CuO})_{0,06}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$;

2 — $(\text{NiO})_{0,25}(\text{ZnO})_{0,26}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$;

3 — $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$;

4 — $\text{Ni}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_2\text{O}_4$; 5 — NiFe_2O_4 .

Первые два состава приготовлены методом смешения окислов, остальные составы — методом разложения смеси солей. Состав образца NiZnCu-феррита, спеченного при 1140°C , отличается от состава прочих ферритов первой группы меньшим на 2% молярным содержанием CuO и соответственно большим содержанием NiO.

распада избыточного Ni-феррита здесь начинается ¹²² при $\sim 1200^\circ\text{C}$, более высокие t_s порядка $1200 \div 1240^\circ\text{C}$ (рис. 25 и 29). Аналогичный результат был получен для образцов Ni-феррита стехиометрического состава (рис. 29). Хорошо согласующийся с данной гипотезой вывод о росте удельного веса процессов смещения границ в образцах Ва-феррита с увеличением их температур спекания был сделан также в более поздней работе ¹¹⁶. Подобного рода зависимость была принята также для MnZ ферритов работы ⁹⁰.

Однако данная схема описания явлений удовлетворительно объясняет их лишь только в случае, если оптимальная температура спекания $t'_s = t''_s$, при которой $\mu_a = \mu_{a90} + \mu_{a180} + \mu_{a\text{вр}} - 2 \approx \mu_{a90}$ достигает наибольшего значения, что, например, приближенно обеспечивается для NiZn

*) Для точно выдержанного состава $\text{Ni}_{0,3}\text{Zn}_{0,7}\text{Fe}_2\text{O}_4$, приготовленного методом разложения смеси солей, был обнаружен иной характер зависимости μ_{aR}/μ_a от

ферритов *). В случаях же, когда $t'_s < t''_s$ и, следовательно, с повышением t_s сверх оптимальной температуры, суммарная начальная проницаемость феррита μ_a продолжает расти **), данная гипотеза становится, по-видимому, недостаточной для описания явлений, так как этот рост μ_a не может быть понят как следствие возрастания $\mu_{a\text{вр}}$, не могущее быть значительным ***). Поэтому остается только допустить, что в последнем случае при высоких t_s рост μ_a с температурой спекания обязан процессам смещения уже не 90-градусных, а преимущественно 180-градусных границ. Таким образом, может быть предложена следующая схема описания зависимости от температуры спекания характера процессов намагничивания ферритов в очень слабых полях: а) при низких t_s в ферритах существенную роль играют процессы вращения, которые описываются эффективной константой анизотропии, роль процессов смещения, описываемых включениями и внутренними напряжениями, относительно невелика; б) с ростом t_s отношение $(\mu_{a\text{вр}} - 1)/(\mu_{a\text{см}} - 1)$ уменьшается, при этом при $t_s = t'_s$ для некоторых ферритов (например, $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$) в результате приближенного согласия между экспериментальными (рис. 28 и 29) и теоретическими (выражение (39) при $\alpha_R = 0$) величинами отношений $(\mu_{aR} - 1)/(\mu_a - 1)$ можно принять, что $\mu_{a\text{см}} \approx \mu_{a90}$ и что величина μ_{a90} может быть описана как функция магнитоупругой энергии (см. выражение (37) и раздел III, § 3, обсуждение работы ¹¹⁸); в) при высоких температурах спекания $t_s > t'_s$ начальная проницаемость смещения описывается включениями и внутренними напряжениями, $\mu_a \approx \mu_{a90} + \mu_{a180} - 1$, удельный вес процессов смещения 180-градусных границ с ростом t_s растет, проницаемость $\mu_{a\text{вр}}$ в значительной степени будет определяться величиной первой константы анизотропии K_1 .

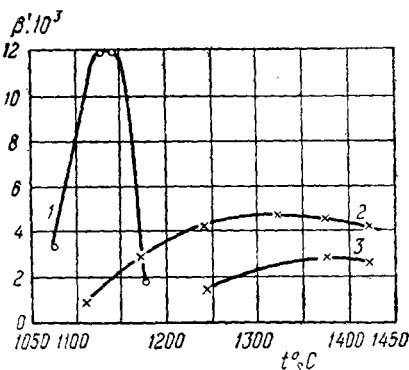


Рис. 30. Зависимость температурного коэффициента ($\beta' = (\Delta\mu_a/\mu_a)$ на 1°C) начальной проницаемости ферритов от температуры спекания: 1— $(\text{NiO})_{0.19}(\text{ZnO})_{0.28}(\text{CuO})_{0.06}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0.47}$; 2— $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$; 3— $\text{Ni}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Последние два образца приготовлены методом разложения смеси солей.

*) Для NiZnCu -ферритов (рис. 29) при $t_s = 1075, 1125, 1140$ и 1175°C соответственно имеем: $\mu_a = 348, 303, 334$ и 188 G/Oe .

**) Например, для Ni -феррита (рис. 29) при $t_s = 1140, 1240, 1320, 1375$ и 1420°C соответственно имеем: $\mu_a = 12, 23, 35, 51$ и 56 G/Oe , а для $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ $\mu_a = 61, 274, 458, 400$ и 430 G/Oe .

***) Согласно (5) $\mu_{a\text{вр}} - 1 \approx (4\pi/3)(I_s^2/K)$, где $I_s = pI'_s$; $K = K_1 + \Delta K$; p — отношение плотности поликристаллического материала, спекшегося при данной температуре, к его теоретической плотности, определенной в лучах Рентгена на монокристаллах; ΔK — эффективное приращение константы анизотропии K_1 , обусловленное внутренним размагничивающим полем, анизотропией напряжений и прочим факторам. Если при низких температурах спекания считать преобладающей анизотропию формы, то верхним предельным значением эффективной константы анизотропии будет $K \approx \Delta K = K_a = (1/2)4\pi I_s^2$ (в реальных образцах K_a может иметь также и меньшую величину) и, следовательно, нижнее, возможное значение $\mu_{a\text{вр}}$ окажется $(\mu_{a\text{вр}}^{\min} - 1) > 2/3$. С увеличением t_s , упрощая, можно положить, что $p \rightarrow 1$, а $\Delta K \rightarrow 0$. Тогда верхним предельным значением $\mu_{a\text{вр}}$ явится $(\mu_{a\text{вр}}^{\max} - 1) \leq (4\pi/3)(I_s^2/K_1)$. Расчеты показывают, что для исследованных образцов $\mu_{a\text{вр}}^{\max} \ll \mu_a$ ферритов, печенных при высоких t_s .

Была замечена также¹⁸⁵ зависимость от t_s температурного коэффициента β' проницаемости μ_a ферритов (рис. 30), который, по-видимому, достигает максимума при $t_s \sim t'_s$. Это увеличение коэффициента β' к оптимальной температуре спекания может быть понято в рамках теории включений Керстена и теории напряжений Кондорского, так как при прочих равных условиях, при малом числе включений зависимость $\mu_{a\text{см}}(t)$ будет определяться (см. (37) и (36)) температурной зависимостью $\lambda_{s,n,i}$ в первой степени, а при большом числе включений — температурной зависимостью постоянной анизотропии K в степени $1/2$. Величина β' , кроме того, должна расти с понижением температуры Кюри, а следовательно, с ростом μ_a , что может несколько маскировать отмеченную закономерность.

Б. Влияние состава феррита

Исследования спектров NiZn-ферритов различного состава и спекленных при различных температурах обнаруживают существенную зависимость соотношения между спектрами обоих состояний вещества ферритов от процентного содержания в них окиси цинка. Эта зависимость следует, например, из сопоставления спектров рис. 25, 26 и 31, откуда видно, что с увеличением процента ZnO спектры обоих состояний вещества феррита сближаются, и, следовательно, удельный вес процессов смещения

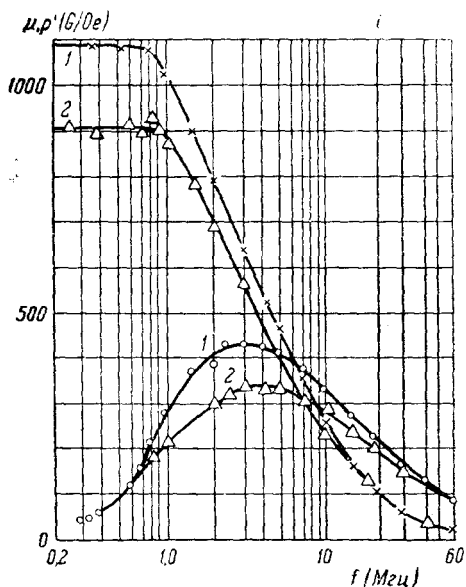


Рис. 31. Магнитные спектры NiZn-феррита состава $\text{Ni}_{0.3}\text{Zn}_{0.7}\text{Fe}_2\text{O}_4$, приготовленного методом разложения смеси солей и спекленного при 1240°C . Обозначения см. рис. 25.

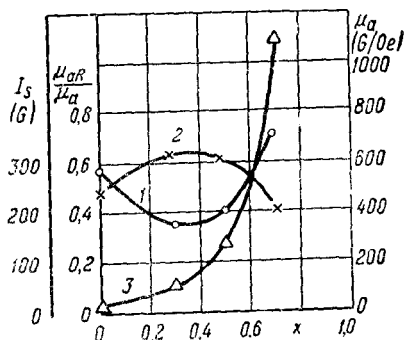


Рис. 32. Зависимость 1) μ_a/μ_a , 2) I_s и 3) μ_a образцов NiZn-ферритов состава $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$, приготовленных методом разложения смеси солей и спекленных при 1240°C .

90-градусных границ уменьшается. В согласии с изложенными соображениями (см. раздел III, § 2) этот эффект может быть описан уменьшением константы анизотропии более быстрым, чем соответствующее уменьшение магнитоупругой энергии. Однако сама зависимость отношения $(\mu_{ak}-1)/(\mu_i-1)$ от процентного содержания ZnO- в NiZn-феррита оказывается более сложной, чем это следует из данного упрощенного рассмотрения. Так, например, для NiZn-ферритов, спекленных при температурах, близкой к оптимальной t'_s , эта зависимость имеет вид, представленный на рис. 32. Нанесенные на том же графике кривые μ_a и функции содержания ZnO показывают, что область «оптимального» с

става, при котором отношение $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)$ минимально, приближенно соответствует области максимальных значений I_s . В случае существенно более низких, чем t'_s , или более высоких температур спекания влияние изменения процентного содержания ZnO на величину отношения $(\mu_{aR}-1)/(\mu_a-1)$ становится вообще мало заметным.

В. Влияние закалки

Влияние закалки на магнитные спектры ферритов изучалось в основном на образце NiZn-феррита типа «Оксифер-2000-1» (рис. 34), который закаливался путем нагрева до $t=650^\circ\text{C}$ и быстрого погружения в масло. Основные магнитные параметры образца были измерены как до закалки ($\mu_a=1750\text{ G/Oe}$, $\mu_{aR}/\mu_a=0,72$, $I_s=195\text{ G}$, $I_R=95\text{ G}$), так и после закалки ($\mu_a=650\text{ G/Oe}$, $\mu_{aR}/\mu_a=0,91$, $I_s=260\text{ G}$, $I_R=21\text{ G}$). Полученное при закалке увеличение I_s феррита качественно согласуется с данными

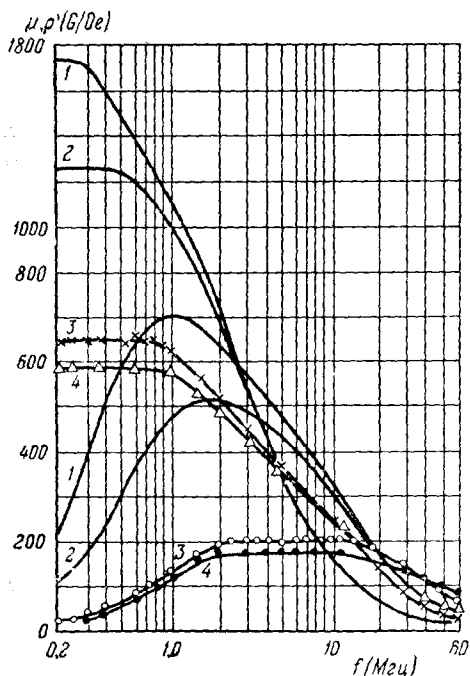


Рис. 33. Магнитные спектры образца NiZn-феррита типа «Оксифер-2000-1», измеренные в абсолютном нулевом состоянии (кривые 1 и 3) и в состоянии остаточной намагниченности (кривые 2 и 4). Кривые 1 и 2 относятся к обычному образцу, его $I_s=195\text{ G}$, $I_R=95\text{ G}$. Кривые 3 и 4 относятся к тому же образцу, но закаленному от 650°C в масле, его $I_s=260\text{ G}$, $I_R=21\text{ G}$.

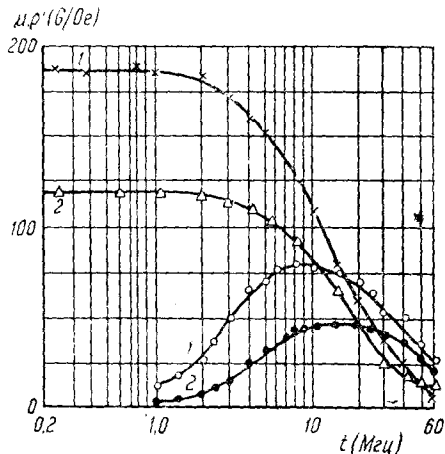


Рис. 34. Магнитные спектры образца NiZn-феррита состава $(\text{NiO})_{0.17}(\text{ZnO})_{0.34}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0.49}$, спекленного при 1160°C , приготовленного методом смешения окислов без предварительного обжига материала в брикетах, измеренного в абсолютном нулевом состоянии (кривые 1) и в состоянии остаточной намагниченности (кривые 2). Насыщение $I_s=120\text{ G}$, $I_R=55\text{ G}$.

Потенз¹²³, относящимися к никель-цинковым ферритам с большим содержанием цинка. Состав феррита при закалке не изменяется, рост же величины I_s может быть связан¹²³ с изменением коэффициентов молекулярного поля и переходом двухвалентных ионов из одних узлов решетки в другие. Наблюдающееся сближение спектров, по-видимому, указывает на рост удельного веса процессов вращения при закаливании образца или является следствием роста параметра a_R (выражение (39)), происходящего без существенных изменений характера процессов намагничивания феррита. Не исключая возможности другого описания наблюдаемого явления, так

как подобная термообработка феррита вызывает существенные изменения его свойств^{123, 170}, отметим, что обнаруженная зависимость, в частности, может быть описана увеличением внутренних напряжений и включений, которое должно иметь место при закалке.

Г. Влияние предварительного отжига материала образца в брикетах

Проводилось исследование (рис. 34) магнитных спектров образца NiZn-ферритов состава $(\text{NiO})_{0,17}(\text{ZnO})_{0,34}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$, приготовленного методом смешения окислов и спеченного при температуре 1160°C без предварительного отжига материала в брикетах. Интересно отметить, что даже

при столь существенном нарушении обычной технологии общий характер и закономерности магнитных спектров ферритов, в частности возможность описания частоты максимума поглощения формулой (35), практически остаются неизменными. Этот факт лишний раз указывает на то, что магнитные спектры ферритовых сердечников в основном определяются свойствами их вещества.

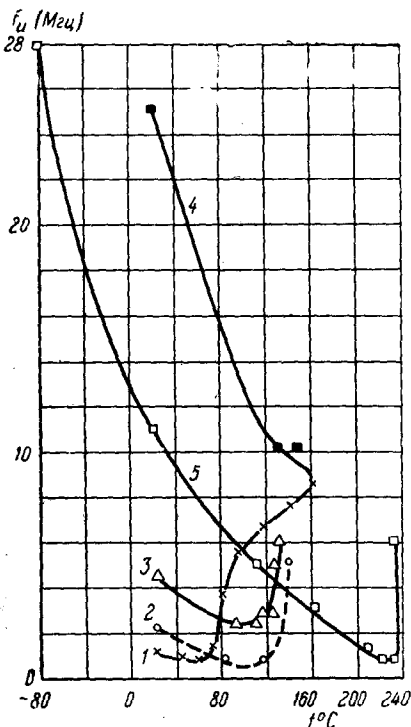


Рис. 35. Температурная зависимость частоты максимума поглощения f_u магнитных спектров ферритов различного состава: 1 — «Оксифер-2000-1», $\theta \approx 70^\circ\text{C}$ ⁴⁷; 2 — НЦ-2000 (рис. 23), $\theta \approx 118^\circ\text{C}$; 3 — НЦ-1000⁴⁹, $\theta \approx 124^\circ\text{C}$; 4 — «Оксифер-200», $\theta \approx 154^\circ\text{C}$; 5 — NiZnCu-феррит состава $(\text{NiO})_{0,21}(\text{ZnO})_{0,26}(\text{CuO})_{0,04}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_{0,49}$, $t_s = 1140^\circ\text{C}$, $\theta \approx 232^\circ\text{C}$.

§ 4. МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ ФЕРРИТОВ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР

Исследования температурной зависимости магнитных спектров, производившиеся на пяти образцах NiZn-ферритов с μ_a от 200 до 2000 G/Oe и NiZnCu-феррите с $\mu_a = 370\text{ G/Oe}$, показали, что с ростом температуры частота f_u спектра вначале понижается (в согласии с^{28,30}), достигает некоторого минимума при температуре t_d «термического максимума радиочастотной магнитной вязкости» вещества феррита, а затем начинает расти (рис. 35). Отмеченный характер температурной зависимости частоты максимума поглощения, видимо, не определяется характером процессов на магничивания ферритов при 20°C и для всех образцов приближенно описывается выражением (35), которое, таким образом, приобретает уни-

версальный характер. Весьма убедительны в этом смысле результаты исследования температурной зависимости магнитных спектров одного из образцов NiZn-феррита⁴⁷ (рис. 36) типа «Оксифер-2000-1», обладающей характеристиками $I_s(t)$ и $\mu_a(t)$ с длинными «хвостами» в области температур, лежащих выше точки Кюри, а также NiZnCu-феррита (рис. 37) обладающего большими диапазонами изменений частоты f_u , намагниченности насыщения и начальной проницаемости.

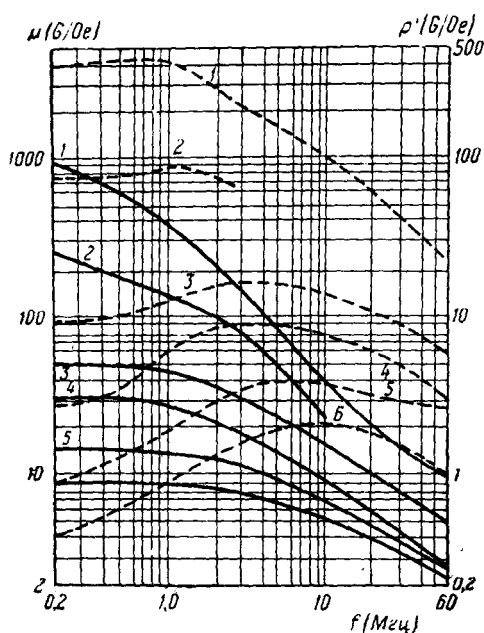


Рис. 36. Температурная зависимость магнитных спектров NiZn-феррита типа «Оксифер-2000-1»⁴⁷; $\theta \approx 70^\circ \text{C}$ при $t \geq \theta$: 1— $65,8^\circ \text{C}$, $I_s = 54 \text{ G}$; 2— $68,8^\circ \text{C}$, $I_s \approx 40 \text{ G}$; 3— 78°C , $I_s \approx 20 \text{ G}$; 4— $92,6^\circ \text{C}$, $I_s \approx 10,5 \text{ G}$; 5— 117°C , $I_s \approx 5,8 \text{ G}$; 6— 139°C , $I_s \approx 3,1 \text{ G}$. Спектры измерены в абсолютном нулевом состоянии образца. Пунктир — кривые $\rho'(f)$.

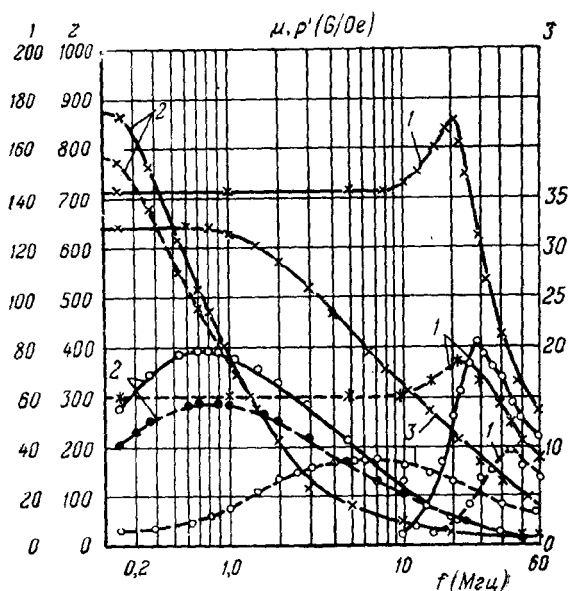


Рис. 37. Температурная зависимость магнитных спектров NiZnCu-ферритов (рис. 24 и 35), измеренная в абсолютном нулевом состоянии и в состоянии остаточной намагниченности (пунктирные кривые): 1: -80°C , $I_s = 460 \text{ G}$, $I_R = 290 \text{ G}$; 2: -226°C , $I_s = 72 \text{ G}$; 3: 232°C , $I_s = 10 \text{ G}$. При $t = 232^\circ \text{C}$ спектры обоих состояний вещества феррита сливаются.

Оценка характера температурной зависимости тангенса угла магнитных потерь для частот $0,01 f \leq f \leq f_u$ может быть произведена²⁶ по формуле

$$\operatorname{tg} \Delta \sim \frac{f}{f_u} \sim \frac{f}{C} \frac{\mu_a - 1}{I_s}, \quad (49)$$

расчеты с помощью которой в согласии с экспериментальными данными (рис. 38) показывают, что при температуре t_Δ тангенс угла магнитных потерь феррита достигает максимального значения. С ростом частоты измерения (для $f > f_u$) температура наибольшего значения $\operatorname{tg} \Delta$ начинает смещаться в низкотемпературную область и уже не равняется t_Δ .

Температурная зависимость магнитных спектров в области низких температур для образцов ферритов, в которых преобладают процессы смещения 90-градусных границ (например, NiZnCu-феррит рис. 37), может быть описана теорией включений Керстена и теорией напряжений Кондорского (см. раздел III, § 1). С ростом температуры удельный вес процессов вращения растет, что следует как из общих физических соображений,

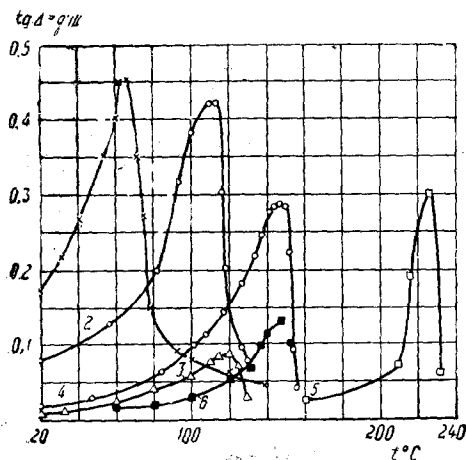


Рис. 38. Температурная зависимость $\operatorname{tg} \Delta$ смешанных ферритов: 1 — «Оксифер-2000-1», $\theta \approx 70^\circ \text{C}$, $f = 0,25 \text{ МГц}$; 2 — НЦ-2000, $\theta \approx 118^\circ \text{C}$, $f = 0,25 \text{ МГц}$; 3 — НЦ-1000, $\theta \approx 124^\circ \text{C}$, $f = 0,25 \text{ МГц}$; 4 — «Оксифер-200», $\theta \approx 154^\circ \text{C}$, $f = 1 \text{ МГц}$; 5 — NiZnCu-феррит, $t_s = 1140^\circ \text{C}$, $\theta = 232^\circ \text{C}$, $f = 0,25 \text{ МГц}$; 6 — «Оксифер-400», $\theta \approx 148^\circ \text{C}$, $f = 0,39 \text{ МГц}$.

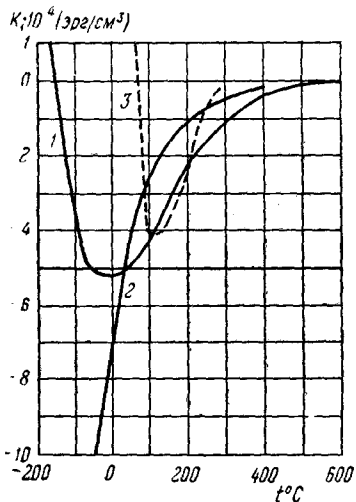


Рис. 39. Температурная зависимость констант анизотропии K_1 некоторых типов ферритов, исследованных вплоть до точки Кюри: 1 — NiFe_2O_4 , $\theta = 585^\circ \text{C}$ (Хилл¹⁴⁵); 2 — CuFe_2O_4 , $\theta = 430^\circ \text{C}$ (Окамура и Койама¹²⁹); 3 — $\text{Co}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $\theta = 340^\circ \text{C}$ (Окамура и Койама¹⁵³).

так и из опытов по исследованию температурной зависимости магнитных спектров в размагниченном и в намагниченном состояниях (рис. 37). При температурах, приблизительно равных или больших температуры t_Δ имеем, возможно, доминирующую роль процессов вращения. Однако характер температурной зависимости магнитных спектров в этой области температур не может быть описан зависимостью константы анизотропии или фактора спектроскопического расщепления (так как уже при температуре Кюри анизотропия равна нулю (рис. 39), а в районе аномалии g -фактора, согласно Торизука, Койама и Фуимура¹⁵⁷, внутреннее поле феррита тоже равно нулю), тем более, что частота f_u с температурой в этом случае растет, что не согласуется с опытами температурной зависимости резонанса.

нансной и релаксационной частот ферромагнитного резонанса (см. раздел III, § 1). Возможно, что механизм этой дисперсии, подобно низкочастотной дисперсии (раздел II § 2), также может быть описан диффузией электронов, так как расчеты активационных энергий, производившиеся нами для 0-2000-1 (рис. 36) для температур $t > \theta$, дали: $E_m \approx 0,1$ эв и $E_r \approx 0,2$ эв, т. е. довольно близкие значения.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

1. Радиочастотные магнитные спектры поликристаллических ферритов, близких по составу и по магнитным параметрам μ_a и I_s , характеризуются приблизительно однотипными магнитными спектрами. Эти спектры, однако, даже при практически одинаковой технологии изготовления образцов могут иметь как резонансный, так и релаксационный характер. Резонансный характер спектров наблюдается у ферритов, имеющих малый $\lg \Delta < 0,1$ в области частот начала резонансного подъема кривой дисперсии.

2. Характер процессов намагничивания ферритов в очень слабых полях, как показывают исследования их спектров при $I=0$ и $I=I_R$, сильно зависит от их состава и технологии производства, в том числе от температуры спекания. В частности, для состава $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, спектры которого носят, несомненно, «однодисперсионный» характер, доминирующими процессы вращения могут быть только при низких $t_s < 1110^\circ \text{C}$, или, возможно, при очень высоких $t_s > 1425^\circ \text{C}$, в случае же некоторой оптимальной температуры спекания $t'_s \approx 1200^\circ \text{C}$ спектр феррита описывается процессами смещения 90-градусных границ. Кроме того, для $t_s > t'_s$ исследования указывают на существенную роль в процессах намагничивания смещений, видимо 180-градусных границ.

3. В случае резонансных спектров, вырождение их в релаксационный наблюдается: с ростом температуры исследования, при закалке образцов, при увеличении содержания в них окиси цинка, а также при слишком низких или высоких температурах спекания. Эти данные указывают на то, что резонансный ход кривых дисперсии радиочастотных магнитных спектров ферритов обязан резонансу определенного типа границ, скорее всего резонансу 90-градусных границ.

4. Температурная зависимость радиочастотных магнитных спектров поликристаллических ферритов характеризуется постепенным смещением полюсов дисперсии и абсорбции спектров с повышением температуры вначале в сторону низких, а затем высоких частот. Эта зависимость описывается выражениями (36) и (37). В районе точки Кюри обнаруживается температура t_Δ «термического максимума радиочастотной магнитной вязкости» вещества ферритов, при которой его $\lg \Delta$ достигает наибольшего значения, а частоты резонанса и релаксации вещества имеют минимальную величину. При относительно низких температурах радиочастотная дисперсия в ферритах описывается процессами смещения границ, при $\approx t_\Delta$ возможно описание наблюдаемой дисперсии диффузией электронов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

А. Общие вопросы

- В. К. Аркадьев, ЖРФХО, ч. физ., 45, 302 (1913); Электромагнитные процессы в металлах, ч. II, ОНТИ, М.—Л., 1936; сб. «Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики», Изд. АН СССР, М.—Л. (1946).
 E. N a g e n u. H. R u b e n s, Ann. d. Phys. 1, 352 (1900); 11, 873 (1903).
 С. В. В о н с о в с к и й и Я. С. Ш у р, Ферромагнетизм, Гостехиздат, М.—Л., 1948.

4. С. В. Вонсовский, Современное учение о магнетизме, Гостехиздат, М.—Л., 1952.
5. Сб. «Ферромагнитный резонанс», под редакцией С. В. Вонсовского, ИЛ, М., 1952.
6. J. T. Allanson, Proc. IEE, 92, III, 247 (1945).
7. G. T. Rado, Adv. in Electr., II, Acad. Press, N. Y. (1950).
8. Р. Бозорт, Ферромагнетизм, ИЛ, М., 1956.
9. И. М. Кирко, З. Э. Пелекис, Труды института физики АН ЛатвССР, VII (1953).
10. Я. Г. Дорфман, Zeits. f. Phys. 17, 98 (1923).
11. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Sow. Phys. 8, 153 (1935).
12. R. Becker, Phys. Zeits. 39, 856 (1938); Ann. d. Phys. 36, 340 (1939).
13. К. М. Поливанов, ДАН СССР 32, 3, 181 (1944); сб.¹; Изв. АН СССР, серия физ. 16, 449 (1952).
14. Я. Снук, Исследования в области новых ферромагнитных материалов, ИЛ, М., 1949.
15. Г. А. Смоленский, ДАН СССР 78, 921 (1951).
16. Н. Н. Шольц и К. А. Пискарев, Производственно-технические справочные информационные материалы, вып. X. ВТП, МПСС (1951).
17. Л. И. Рабкин и Б. Ш. Эпштейн, Неметаллические ферромагнетики (ферриты) в аппаратуре связи, Связьиздат, М. 1955.
18. L. Neel, Ann. d. Phys. 3, 137 (1948) или сб. «Антиферромагнетизм», под редакцией С. В. Вонсовского, ИЛ, М. 1956.
19. В. Горди, В. Смит, Р. Трамбаруло, Радиоспектроскопия, Гостехиздат, М., 1955.
20. Я. Г. Дорфман, Магнитные свойства и строение вещества, Гостехиздат, М., 1955.
21. K. H. Reich, Zeits. angew. Phys. 6, 326 (1954).

Б. Магнитные спектры ферритов и их обсуждение

22. J. L. Snoeck, Philips Tech. Rev. 8, 353 (1946); Nature, 160, 90 (1947); Phys. the Hague 14, 207 (1948) или монография¹⁴, стр. 162; Phys. the Hague 15, 244 (1949); Phys. et rad. 12, 228 (1951); J. Lindenhovius a. J. C. vander Breggen, Philips Res. Rep. 3, 37 (1948).
23. F. G. Brockman, P. H. Dowling a. W. G. Steneck, Phys. Rev. 75 1298 (1949); 75, 1440 (1949); 77, 85 (1950); P. H. Dowling a. F. G. Brockman, Phys. Rev. 75, 1298 (1949).
24. D. Polder, Proc. JEE, II, 97, 246 (1950).
25. H. G. Beljers a. J. L. Snoeck, Philips Tech. Rev. 11, 313 (1950).
26. Л. А. Фоменко, Пятая научно-технич. конфер., изд. ВНОР и Э. им. А. С. Попова, Л. (апрель 1950); ЖЭТФ, 21, 1201 (1951).
27. G. T. Rado, R. W. Wright a. W. H. Emerson, Phys. Rev. 80, 273 (1951) или сб.⁵; G. Rado a. A. Terris, Phys. Rev. 83, 177 (1951) или сборник
28. Л. А. Фоменко, Шестая научно-технич. конференция, Изд. ЛО ВНОР и им. А. С. Попова, Л. (апрель 1951); Научная сессия, посвященная празднованию дня Радио, Связьиздат, М. (май 1951); ЖЭТФ 25, 107 (1953). NiZn-феррит $\mu_a = 2140$ G/Oe.
29. J. J. Went a. E. W. Gorter, Philips Tech. Rev. 13, 181 (1952) или «Вопросы радиолокационной техники», ИЛ, 1, М., 1953. NiZn-ферриты $\mu_a = 6$ 230, 90, 45 и 17 G/Oe.
30. G. T. Rado, R. W. Wright, W. H. Emerson a. A. Terris, Phys. R 86, 599 (1952); 88, 909 (1952). FeMg-феррит $\mu_a = 19,6$ G/Oe.
31. R. Feldtkeller u. O. Kolb, Zeits. angew. Phys. 4, 448 (1952); Frölich, Ausgewählte Probleme der Theorie des Ferro und Ferrimagnetismus, Veb Ve Technik, Berlin (1954). NiZn-феррит и $\mu_a = 2050$ G/Oe.
32. A. Hersping, Frequenz 6, 345 (1952). NiZn-ферриты $\mu_a = 9, 12$ и 18 и CuZn-феррит $\mu_a = 800$ G/Oe.
33. G. T. Rado, Rev. Mod. Phys. 25, 81 (1953). Mg-, FeMg-, Li-, LiZn- и Ni-ферриты с μ_a соответственно > 4 ; 19, 6; ~ 20 ; > 110 и ~ 9 G/Oe.
34. H. P. J. Wijn, M. Gevers a. C. M. van der Burgt, Rev. Mod. P 25, 91 (1953). NiZn-ферриты $\mu_a = 650, 300, 150, 80$ и 15 G/Oe.
35. H. P. J. Wijn, Soft Magnetic Materials for Telecommunication, Pergamon F London (1953); L'onde Electr. 34, 418 (1954); Philips Res. Rep. 10, 239 (1955). NiZn-ферриты $\mu_a = 640, 240, 85, 44$ и 12 G/Oe и NiFe-феррит $\mu_a = 13,5$ G/Oe.
36. W. Heister, Arch. f. Electrotechnik 41, 3, 142 (1953). NiZn-феррит $\mu_a = 95$ и CuZn-ферриты $\mu_a = 750$ и 250 G/Oe и MnZn-феррит $\mu_a = 1300$ G/Oe.
37. H. P. J. Wijn, Physica, Amsterdam 19, 555 (1953). Ва-ферриты с $\mu_a = 1$, и 6 G/Oe.

38. Л. А. Фоменко, ЖЭТФ 24, 365 (1953). NiZn-ферриты $\mu_a=2320, 1720, 771, 480$ и 350 G/Oe.
39. J. P. Blewett, M. H. Blewett a. M. Plotkin, Rev. Sci. Instr. 24, 800 (1953). NiZn- и MnZn-ферриты $\mu_a \approx 700$ G/Oe.
40. R. E. Alley a. F. J. Schnettler, Appl. Phys. 24, 1524 (1953). MnZn феррит $\mu_a=3900$ G/Oe и NiZn-феррит $\mu_a=3700$ G/Oe.
41. J. Lucas, Zeits. angew. Phys. 6, 127 (1954). NiZn-ферриты $\mu_a=1500$ и 360 G/Oe.
42. J. Smit a. H. P. J. Wijn, Adv. Electr. VI, Acad. Press, N. Y. (1954). Обзор с обширной библиографией и новыми экспериментальными данными.
43. F. Brown a. C. L. Gravel, Phys. Rev. 97, 55 (1955). Ni-ферриты $\mu_a=15,6; 14,6; 9,0; 8,8; 6,4; 5,8; 3,24$ и $2,65$ G/Oe.
44. J. Rozes, L'onde Electr. 35, 374 (1955). Ферриты с $\mu_a=2200, 920, 200$ и 60 G/Oe.
45. Л. А. Фоменко, X научно-технич. конференции, Изд. ВНОР и Э. им. А. С. Попова, Л. (май 1955); Физика металлов и металловедение (ФММ), 2, 22 (1956). NiZn-феррит $\mu_a=145$ G/Oe и NiZnCu-феррит $\mu_a=340$ G/Oe.
46. В. В. Кузнецкий, Автореферат диссертации, МЭИ, М. (1955); К. М. Поливанов и В. В. Кузнецкий, Тезисы докладов на совещании по магнитной радиоспектроскопии, Таткигоиздат, Казань (1955); В. В. Кузнецкий, Изв. АН СССР, серия физ. 20, 1274 (1956); К. М. Поливанов и В. В. Кузнецкий, Изв. АН СССР, серия физ. 20, 1310 (1956). NiZn-ферриты $\mu_a=1000$ и 2000 G/Oe.
47. Л. А. Фоменко, Доклады на совещании по магнитной радиоспектроскопии, Казань (май 1955); Изв. АН СССР, серия физ. 20, 1336 (1956); 20, 1348 (1956). NiZn-феррит $\mu_a=2075$ G/Oe и NiZn-, NiZnCu-, NiZnMg-, NiZnBe- и LiZn-ферриты с $\mu_a=100 \div 600$ G/Oe.
48. Л. А. Фоменко, ЖЭТФ 30, 18 (1956); ФММ 2, 16 (1956). NiZn-ферриты $\mu_a=1880, 1750, 483, 443, 438, 365, 234$ и 225 G/Oe.
49. Л. А. Фоменко, ФММ 2, 27 (1956). NiZn-феррит $\mu_a=856$ G/Oe.
50. Л. А. Фоменко, Conference on Phys. of Magnetic Phenom., изд. АН СССР, М. (май 1956); Программа и тезисы докладов и сообщений Первой Межвузовской Конференции, изд. ЛЭТИ, Л. (июль 1956).
51. V. J. Folen a. G. T. Rado, Bulletin of the Amer. Phys. Soc. 2, 1, 132 (1956); G. T. Rado, V. J. Folen a. W. H. Emerson, Convention on Ferrites of the IEE, p. 2174 R (Oct. 1956). FeMg-ферриты $\mu_a=19,6; 23$ и 36 G/Oe.
52. R. L. Harvey, J. J. Hegyi a. H. W. Leverenz, RCA Rev. 11, 321 (1950). Обзор.
53. F. Wagenknecht, Frequenz 5, 145 (1951). Обзор с большим количеством табулированных данных и обширной библиографией.
54. J. K. Galt, Ceramic Age (Aug. 1952). Обзор.
55. A. Fairweather, F. F. Roberts a. A. J. E. Welch, Rep. on progress in Phys. 15, 142 (1952). Обзор.
56. R. E. Alley, Bell Syst. Tech. 32, 1155 (1953). Обзор.
57. H. Lennarts, Funk u. Ton 7, 613 (1953). Обзор.
58. C. D. Owens, Proc. IRE 41, 359 (1953). Обзор.
59. R. L. Harvey, Proc. National Electronics Conf. 6, 287, Чикаго (сент. 1953); Tele Tech. 13, 110 (1954). Обзоры.
60. E. A. Bragams, Adv. Electr. VI, Acad. Press., N. Y. (1954). Обзор.
61. J. Harlem, Electronische Rundschau, № 3, 98 (1955).
62. E. W. Gorter, Proc. IRE 43, 1941 (1955). Обзор.
63. Н. К. Иванов-Есипович, Изв. ЛЭТИ, № 28, 66 (1955). В. И. Евсеев, Электричество, № 9, 23 (1956); И. Голубцов, Радио, № 5, 16 (1956). Обзоры.
64. W. Holzmüller, Nachrichtentechnik, H. 7, 306 (1956). Обзор.
65. J. B. Birks, Convention of Ferrites of the IEE, p. 2217 R (Oct. 1956). Обзор.
66. J. J. Welch, P. F. Nichols, A. Fairweather a. F. F. Roberts, Phys. Rev. 77, 403 (1950) или сб.⁵.
67. E. Flegler, Arch. Electrotechn. 40, 1, 4 (1950).
68. M. Roberts, Phys. et rad. 12, 301 (1951); A. Fairweather, F. F. Roberts a. A. J. E. Welch, Rep. Prog. in Phys., London 15, 142 (1952).
69. Н. Н. Шольц и К. А. Пискарев, Изв. АН СССР, серия физ., 16,6 (1952); Научно-технический сборник, Лениздат, Отдел Научно-Техн. Информац., вып. 2, Л. (1954); вып. 3, Л. (1955); Н. Н. Шольц, Изв. АН СССР, серия физ. 18, 465 (1954); К. П. Егоров и Г. П. Тиханов, Конструирование аппаратуры дальней связи, ГЭИ, М.—Л. (1955). Сборник трудов НИИ, вып. 2 (11), МРТП, Отдел информ., М. (1954).
70. А. Ф. Сенченков и Л. Г. Фунштейн, Применение ферритов в радиоаппаратуре, Госэнергоиздат, М.—Л., 1956.
71. M. Kórnietzki, Zeits. angew. Phys. 3, 5 (1951); M. Kórnietzki, J. Brachmann, J. Frey u. W. Gieseke, Zeits. angew. Phys. 4, 371 (1952).

72. H. P. J. Wijn a. J. J. Went, *Physica*, Amsterdam 17, 977 (1951); J. J. Went a. H. P. J. Wijn, *Phys. Rev.* 82, 269 (1951) или сб.⁵.
73. C. Guillaud, *Phys. et rad.* 12, 498 (1951) или сб. «Пробл. совр. физ.», вып. 2, 159 (1953); *Recherches, CNRS* № 11, 83 (1950); № 12, 113 (1950).
74. Л. И. Рабкин, Б. Ш. Эпштейн, *Радио* 12, 14 (1952); *ЖТФ* 24, 1568 (1954); Л. И. Рабкин, *Изв. АН СССР, серия физ.* 18, 473 (1954).
75. Н. Г. Катков, Автореферат диссертации, МЭИ, М. (1954); *Изв. АН СССР, серия физ.* 18, 432 (1954); Н. Г. Катков, К. М. Поливанов, *Изв. АН СССР, серия физ.* 18, 419 (1954).
76. Сб. «Magnetic Alloys and Ferrites», George Newness, London, 1954.
77. D. Park, *Phys. Rev.* 95, 652 (1954).
78. C. Kittel, *Phys. et rad.* 12, 291 (1951) или сб.⁵.
79. Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, ОНТИ, 1939.
80. J. K. MacDonald, *Proc. Phys. Soc.* 64, 968 (1951) или сб.⁵.
81. C. Kittel a. C. Herring, *Phys. Rev.* 77, 725 (1950) или сб.⁵.
82. A. M. Clogston, *Bell. Syst. Tech.* 34, 739 (1955).
83. D. Polder a. J. Smit, *Rev. Mod. Phys.* 25, 89 (1953).
84. J. Lucas, *Zeits. Naturforsch.* 9a, 373 (1954).
85. D. Park, *Phys. Rev.* 97, 60 (1955); 98, 438 (1955).
86. К. М. Поливанов, Сб. «Труды МЭИ», вып. 14, Госэнергоиздат, М.—Л. (1953).
87. К. М. Поливанов, *Электричество* 3, 19 (1954); *ДАН СССР* 95, 61 (1954).
88. H. Kramers, *Atti del Congresso International dei Fisici Coms* 2, 545 (1927).
89. Г. Бодэ, Теория цепей и проектирования усилителей с обратной связью, ИЛ, М., 1948.
90. C. Guillaud e. M. Paulus, *Compt. rend.* 242, 2525 (1956).
91. E. Albers-Schoenberg, *Appl. Phys.* 25, 152 (1954).
92. W. Döring, *Zeits. Naturforsch.* 3a, 373 (1948) или сб.⁵.
93. R. Becker, *Phys. et rad.* 12, 332, (1951) или сб.⁵.
94. C. Kittel, *Phys. Rev.* 80, 918 (1950) или сб.⁵.
95. G. T. Rado, *Phys. Rev.* 83, 821 (1951) или сб.⁵.
96. Н. А. Торопов, Л. И. Рабкин, Э. Ж. Фрейденфельд и Б. Ш. Эпштейн, *ЖТФ* 23, 1541 (1953).
97. H. J. Williams, W. Shockly a. C. Kittel, *Phys. Rev.* 80, 1090 (1950), или сб.⁵.
98. K. H. Stewart, *Phys. et rad.* 12, 325 (1951) или сб. «Проблемы соврем. физики», вып. 2, 35 (1953).
99. J. K. Galt, B. T. Matthias a. J. P. Remeika, *Phys. Rev.* 79, 391 (1950), или сб.⁵.
100. J. K. Galt, *Phys. Rev.* 85, 664 (1952); *Bell Syst. Tech.* 33, 1023 (1954); *Convention on Ferrites of the IEE*, p. 2181 R (Oct. 1956).
101. J. K. Galt, J. Andrus a. H. G. Horner, *Rev. Mod. Phys.* 25, 93 (1953).
102. J. B. Goodenough, *Phys. Rev.* 95, 917 (1954); *Appl. Phys.* 26, 8 (1955).
103. А. А. Шварц, Автореферат диссертации, ЛГУ, Л. (1954); *Научно-технич. сб.*⁶⁹, вып. 3, Л. (1955).
104. J. B. Birks, *Nature* 158, 671 (1946); 159, 775 (1947); 160, 535 (1947); *Phys. Rev.* 74, 988 (1948) или сб.⁵; *Proc. Phys. Soc.* 60, 282 (1948) или сб.⁵; *Proc. Phys. Soc.* 63, 65 (1950) или сб.⁵. G. E. Grouch, *Phys. Rev.* 75, 525 (1949) или сб.⁵.
105. R. S. Weisz, *Phys. Rev.* 96, 800 (1954).
106. J. B. Birks, *Phys. Rev.* 99, 1821 (1955).
107. V. Quitter, *Ann. d. Phys.* 30, 289 (1909); H. Dahan, *Compt. rend.* 238, 1304 (1951).
108. H. P. J. Wijn, H. Heide, *Rev. Mod. Phys.* 25, 98 (1953).
109. И. Х. Невяжский, Г. М. Драбкин, В. Ф. Трубецкой, А. С. Темкин, *Радиотехника и Электроника*, № 7, 954 (1956).
110. A. Weis, *Electrotechnick* 5, 213 (1951).
111. L. Weil e. L. Boschirol, *Compt. rend.* 332, 1807 (1951).
112. А. А. Шварц, *ЖТФ* 3, 413 (1953).
113. Я. Г. Дорфман, *Sow. Phys.* 3, 366 (1933).
114. H. J. van Leeuwen, *Physica*, Amsterdam 15, 258 (1949) или сб.⁵.
115. Л. Я. Щепкина, *Научно-технич. сб.*⁶⁹, вып. 3, Л. (1955).
116. K. J. Sixtus, K. J. Kronenberg a. R. K. Tenzer, *Appl. Phys.* 27, 1051 (1956).
117. Н. А. Смольков, *ФММ* 2, 10 (1956).
118. G. W. Rathenau a. J. F. Fast, *Physica*, Amsterdam 21, 964 (1955).
119. F. Brown a. C. L. Gravel, *Phys. Rev.* 98, 442 (1955).
120. Л. А. Фоменко, *ЖЭТФ* 31, 1092 (1956).
121. R. Vautier, *Ann. d. Phys.* 9, 322 (1954); *Compt. rend.* 242, 2814 (1956).
122. А. П. Ерастова, Автореферат диссертации, ЛИТМО, Л. (1955); сб.⁶⁹, вып. 3 Л. (1955); А. П. Ерастова, В. Б. Сахов, Сб. статей ЛИТМО, Л., в. 18, 104 (1955)

123. R. Pauthenet, *Ann. d. Phys.* 7, 710 (1952) или сб. «Проблемы современной физики», 6, ИЛ (1954).
124. Р. Поррер, сб.³⁵.
125. М. А. Грабовский, *Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз.*, 14, 530 (1950).

В. Ферромагнитный и «обменный» резонансы

126. P. A. Miles, *Nature* 174, 177 (1954).
127. Т. Okamura, а. Y. Torizuka а. Y. Kojima, *Phys. Rev.* 88, 1425 (1952).
128. R. M. Bozorth, B. B. Cetlin, J. K. Galt, F. R. Merritt а. W. A. Yager, *Phys. Rev.* 99, 1898 (1955).
129. Т. Okamura а. Y. Kojima, *Phys. Rev.* 86, 1040 (1952).
130. R. M. Bozorth, E. E. Tilden а. A. J. Williams, *Phys. Rev.* 99, 1788 (1955).
131. J. F. Dillon, S. Geschwind а. V. Jaccarino, *Phys. Rev.* 100, 750 (1955).
132. S. Krupicka, Чехословацкий физический журнал 6, 458 (1956).
133. J. Kaplan а. C. Kittel, *Chemical Phys.* 21, 760 (1953) или сб.¹²³.
134. J. S. Wieringen, *Phys. Rev.* 90, 488 (1953).
135. T. Mc. Guire, *Phys. Rev.* 91, 206 (1953); 93, 682 (1954); 97, 831 (1955).
136. Т. Okamura, *Sci. Rep. Res. Inst., Tohoku Univ.* A6, 89 (1954).
137. J. Pauleve, *Compt. rend.* 241, 548 (1955); 242, 1273 (1956).
138. E. W. Gorter а. J. A. Schulkes, *Phys. Rev.* 90, 487 (1953); E. W. Gorter, *Philips Res. Rep.* 9, 295 (1954) или УФН 57, 278 (1955); L. R. Maxwell, S. J. Pickart а. R. W. Holl, *Phys. Rev.* 91, 206 (1953); L. R. Maxwell а. S. J. Pickart, *Phys. Rev.* 92, 1120 (1953).
139. R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* 91, 206 (1953); 91, 1085 (1953); 97, 831 (1955).
140. Y. Torizuka, J. Kojima а. T. Fujimura, *Phys. Soc. Japan* 9, 298 (1954).
141. W. H. Meiklejohn а. C. P. Bean, *Phys. Rev.* 102, 1413 (1956).
142. H. Suhl, *Phys. Rev.* 97, 555 (1955); P. E. Tannenwald, *Phys. Rev.* 99, 463 (1955); H. Suhl, L. G. van Uitert а. J. L. Davis, *Appl. Phys.* 26, 1180 (1955).
143. Е. И. Кондорский и Н. А. Смольков, *ДАН СССР* 93, 237 (1953).
144. W. A. Yager, J. K. Galt, F. R. Merritt, E. A. Wood а. B. T. Matias, *Phys. Rev.* 79, 214 (1950); W. A. Yager, J. K. Galt, F. R. Merritt а. E. A. Wood, *Phys. Rev.* 80, 744 (1950) или сб.⁵.
145. D. W. Healy, *Technical Rep. Harvard Univ.*, № 135 (1951); *Phys. Rev.* 86, 1009 (1952).
146. W. Yager, J. K. Galt а. F. R. Merritt, *Phys. Rev.* 99, 1203 (1955).
147. L. R. Bickford, *Phys. Rev.* 76, 137 (1949); 78, 449 (1950) или сб.⁵.
148. L. R. Bickford, J. Pappis а. J. L. Stull, *Phys. Rev.* 99, 1210 (1955).
149. F. Brown а. D. Park, *Phys. Rev.* 93, 381 (1954).
150. Т. Okamura а. Y. Torizuka, *Nature* 167, 986 (1951) или сб.¹²³; *Nature* 168, 872 (1951).
151. Т. Okamura, Y. Torizuka а. Y. Kojima, *Phys. Rev.* 84, 372 (1951).
152. Т. Okamura, Y. Kojima а. Y. Torizuka, *Phys. Rev.* 85, 693 (1952).
153. Т. Okamura, а. Y. Kojima, *Phys. Rev.* 85, 690 (1952).
154. J. K. Galt, W. A. Yager а. F. R. Merritt, *Phys. Rev.* 93, 1119 (1954).
155. M. T. Weiss а. P. W. Anderson, *Phys. Rev.* 98, 925 (1955).
156. H. Wijn, E. Gorter, C. Esveltdt а. P. Geldmans, *Philips. Tech. Rev.* 8, № 2 (1954).
157. Y. Torizuka, Y. Kojima а. T. Fujimura, *Proc. Soc. Japan* 9, 298 (1954).
158. В. Н. Лазукин, Автореферат диссертации, МГУ, М. (1952).
159. P. E. Tannenwald, *Phys. Rev.* 100, 1713 (1955).
160. C. Guillaud, *Rev. Mod. Phys.* 25, 64 (1953).
161. J. K. Galt, W. A. Yager, J. P. Remeika а. F. R. Merritt, *Phys. Rev.* 81, 470 (1951) или сб.¹²³.
162. А. И. Сучков, Автореферат диссертации, МГУ, М. (1953); *ЖЭТФ* 9, 157 (1954).

Г. Электрические свойства ферритов

163. C. G. Koops, *Phys. Rev.* 83, 121 (1951).
164. Г. А. Смоленский, *Изв. АН СССР, серия физ.* 16, 728 (1952).
165. А. П. Комар и В. В. Ключин, *Изв. АН СССР, серия физ.* 18, 400 (1954); А. С. Мильнер, О. П. Кириченко, Доклады АН УССР 3, 258 (1955); М. Фёх, *Bull. Soc. Chim. France*, 3—4, 373 (1952) (или Полупроводниковые материалы, ИЛ, М. (1954)).

166. Л. Л. Фрумкин и С. Д. Холодный, Изв. АН СССР, серия физ. **18**, 409 (1954).
167. F. J. Morin a. T. H. Geballe, Phys. Rev. **99**, 467 (1955).
168. E. J. W. Verwey, Semi-conducting Materials, London, Butterworths Sci. Publ. (1951); J. Volger, там же.
169. E. Blecheschmidt, Phys. Zeits. **39**, 218 (1938); Kan-ichi Kamiyoshi, Phys. Rev. **84**, 374 (1951); G. Möltgen, Zeits. angew. Phys. **4**, 216 (1952); T. Okamura, T. Fujimura a. M. Date, Phys. Rev. **85**, 1041 (1952); J. Volger, Research **7**, 230 (1954); G. Klätte, Fernmeldetech. Zeits. (FTZ) **8**, 256 (1955).
170. L. Bochirol, Compt. rend. **233**, 736 (1951) или сб. «Пробл. современной физики» **5**, ИЛ (1952).
171. N. C. Tombs a. J. Watkins, Convention of Ferrites of the IEE (Oct. 1956).
172. A. R. Hippel, Dielectrics and Waves, John. Wiley, N. Y. — London (1954).
173. G. van Uitert, Proc. IRE **44**, 1294 (1956); Cem. Phys. **23**, 1883 (1955); **24**, 306 (1956).

ДОПОЛНЕНИЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

а) Общие вопросы

174. К. М. Поливанов, Ферромагнетики, ГЭИ, М.—Л., 1957.
175. Г. А. Смоленский, А. Г. Гуревич, Ферриты, Изд. Ленингр. дома научн.-техн. пропаганды, Л., 1957.
176. И. М. Кирко, Физическое подобие и аналогия намагничивания ферромагнитных тел, Изд. АН ЛатвССР, Рига, 1955.
177. А. С. Займовский, Л. А. Чудновская, Магнитные материалы, ГЭИ, М.—Л., 1957.
178. Р. П. Белов, Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, Гостехиздат, М., 1957.
179. Труды первой межвузовской конференции по современной технике диэлектриков и полупроводников, Изд. ЛЭТИ им. В. И. Ульянова, Л., 1957.

б) Магнитные спектры ферритов и их обсуждение*)

180. C. Guillard, Convention on Ferrites of the IEE, p. 2221 R (Oct. 1956). MnZn-ферриты.
181. B. Chiron, P. M. Prache, Cables et transmis, **10**, № 1, 73 (1956). Mg-ферриты.
182. G. H. Jonker, H. P. J. Wijn, P. B. Braun, Philips J. Res., Rundschauf, **9**, 249 (1957). «Ферроксилавы».
183. Л. А. Фоменко, Научно-технич. конфер., Изд. ВНОР и Э. им. А. С. Попова, Л. (1957); Научная сессия, посвященная дню радио, Изд. ВНОР и Э. им. А. С. Попова, М. (май 1957); Совещание по физике магнитных материалов, Изд. АН СССР, М.—Л. (1957); ЖТФ **28**, 534 (1958). MnZn-ферриты.
184. Т. М. Перекалина, А. А. Асоченский, Совещание по физике магнитных материалов, Изд. АН СССР, М.—Л., 1957. Ni-, Mg- и Co-ферриты.
185. Л. А. Фоменко, Изв. АН СССР, серия физ. **21**, 1310 (1957). NiZn- и NiZnCu-ферриты.
186. P. A. Miles, W. B. Westphal, A. V. Hippel, Rev. Mod. Phys. **29**, 279 (1957). Обзор с обширной библиографией и новыми экспериментальными данными.
187. K. Stierstadt, Zeits. f. Phys. **146**, 169 (1956).
188. X. С. Валеев, Н. Г. Дроздов, А. П. Фрумкин, ЖТФ **27**, 2517 (1957).
189. H. P. J. Wijn, P. B. Braun, Proc. IEE, B, № 5, 249 (1957).
190. P. M. Prache, H. Billottet, Cables e. Transmis. **6**, № 4, 317 (1952).
191. R. W. Johnston, G. G. Palmer, Ceramic Age **67**, № 3, 16 (1956).
192. C. Guillard, M. Paulus, R. Vantier, Compt. rend. **242**, 2712 (1956).
193. S. K. Rupicka, F. Vilim, Чехослов. физ. журнал **6**, 723 (1957).
194. И. В. Голубцов, Вестник МГУ, № 2, 45 (1956).
195. Y. Kikuchi, N. Jsuya, H. Shimizu, M. Tera jima, A. Sugi yama, T. Hirone, S. Maeda, J. Shimoizaka, Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. B. **7**, 1 (1955).
196. C. M. van der Burgt, Philips Tech. Rev. **18**, 285 (1957).
197. D. F. Gibbons, Appl. Phys. **28**, 810 (1957).

*) В перечень ¹⁸⁰⁻¹⁸⁵ вошли работы, отражающие полностью ход кривых дисперсии и поглощения магнитных спектров ферритов (типы ферритов указаны в перечне). Некоторые сведения по магнитным спектрам, кроме того, даны в работах ¹⁸⁷⁻¹⁸⁹.

в) Ферромагнитный резонанс

198. N. Blombergen, Proc. IRE 44, 1259 (1956).
199. Н. А. Смольков, Н. Н. Моргунов, В. Е. Стеблин, Вестник МГУ, серия матем., физ., № 2, 89 (1956).
200. В. В. Никольский, Автореферат диссертации, Моск. авиац. ин-т им. С. Орджоникидзе, М. (1956).
201. Йосида, Буссэйрон кэнкю, № 97, 160 (1956); то же, № 94, 145 (1956).
202. P. E. Tannenwald, M. H. Seavey, Proc. IRE 44, 1343 (1956).
203. K. J. Standley, J. Peters, Convention on Ferrites of the IEE, p. 2191 R (Oct. 1956).
204. А. П. Комар, Н. И. Кривко, ДАН СССР 114, 64 (1957).
205. C. M. van der Burgt, Philips Res. Rep. 12, 97 (1957).
206. C. Kittel a. A. H. Mitchell, Phys. Rev. 101, 1611 (1956); J. K. MacDonald, Phys. Rev. 103, 280 (1956).
207. Е. А. Туров, Физика металлов и Металловедение 4, 183 (1957); С. В. Вонсовский и Е. А. Туров, ЖЭТФ 24, 419 (1953).

г) Электрические свойства ферритов*)

208. А. А. Фрумкин, С. Д. Холодный, Сб. статей научн. студ. общ. МЭИ 9, 142 (1956).
209. L. C. Blackman, N. P. R. Sherry, Electronics 1, 385 (1956).
210. J. P. Suchet, Proc. IRE 45, 360 (1957).
211. П. С. Зырянов, Г. В. Скроцкий, ЖЭТФ 34, 222 (1958).
212. З. И. Новикова, Совещание по физике магнитных материалов, Изд. АН СССР, М.—Л. (1957); М. П. Васильев, Дипломная работа, ЛПИ им. М. И. Калинина, Л. (1958).
213. W. P. Osmond, Electronics 1, № 26, 665 (1956); L. C. F. Blackman, Electronics 2, № 2, 199 (1956).
214. G. van Uiter, Proc. IRE 44, 1294 (1956).
215. В. А. Иоффе, Г. И. Хвостенко, З. Н. Зонн, ЖТФ 27, 1985 (1957).
216. Broz Jaromir, Ceskosl. casop. fys. 6, № 3, 296 (1956).
217. С. А. Варченко, Я. Г. Дорфман, Радиотехника и электроника 2, 345 (1957).
218. Ю. П. Ирхин, Е. А. Туров, ФММ 4, 9 (1957).
219. К. П. Белов, Е. В. Талалаева, ЖЭТФ 33, 1517 (1957).
220. А. А. Юдин, ЖЭТФ 33, 873 (1957)

ПРИМЕЧАНИЯ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

¹⁾ Существование дополнительного внутреннего поля обменной анизотропии непосредственно следует из $s-d$ обменной модели ферромагнитного металла (которая более полно, чем ²⁰⁶, описывает экспериментальные факты), развитой в работе Вонсовского и Турова ²⁰⁷.

²⁾ Для ферритов, обладающих относительно высокой электропроводностью, в точке Кюри θ на прямой $\lg \rho$ функция $1/T$ обнаруживается ^{165,47} излом, обсуждавшийся также в более поздних работах ²¹⁴⁻²²⁰, обусловленный возникновением спонтанной намагниченности.

³⁾ По данным Ван — Уйтерта¹⁷³ характер носителей тока в NiZn-ферритах зависит не столько от состава, сколько от избытка или недостатка кислорода против стехиометрического состава: избыток кислорода вызывает дырочную проводимость, связанную с образованием ионов Ni^{3+} , недостаток кислорода вызывает электронную проводимость, связанную с появлением ионов Fe^{2+} .

⁴⁾ Еще более убедительным аргументом против гипотезы Купса является недавно опубликованная работа В. А. Иоффе, Хвостенко и Зонн²¹⁵, которые показали, что монокристаллы ферритов так же, как и поликристаллические образцы, имеют высокую диэлектрическую проницаемость, сильно зависящую от частоты. В работе было высказано предположение, что не только проводимость, но и высокая диэлектрическая проницаемость ферритов обусловлена переходами электронов между ионами различной валентности, часть которых перемещается под действием поля в ограниченном объеме.

*) См. также 183, 186.