ББК 31.235
П 63
УДК 621.318.2(03)

Авторы: *А. Б. Альтман, Э. Е. Верниковский, А. Н. Герберг, П. А. Гладышев, Ю. А. Грацианов, Е. Н. Зейн, Л. А. Кавалерова, Ю. М. Пятин, Ю. С. Сакатунов, В. Г. Сергеев, А. Д. Скоков, Р. Ю. Сухоруков, А. М. Чернявская*

П $\frac{30308\text{-}028}{051(01)\text{-}80}$ 119-80 2302020000

© Издательство «Энергия», 1980

ПРЕДИСЛОВИЕ

Справочник предназначен для инженерно-технических работников, занимающихся расчетом и конструированием магнитных систем с постоянными магнитами. Основное место отведено в нем методам инженерного проектирования магнитных систем, их конструктивному решению и свойствам магнитно-твердых материалов, выпускаемых отечественной и зарубежной промышленностью. В настоящее время конструирование постоянных магнитов невозможно без самого полного учета технологии изготовления изделий из магнитно-твердых материалов. Нередко форма магнита, найденная из условия получения требуемых параметров магнитного поля, оказывается практически неосуществимой из-за особенностей технологии изготовления магнита. Поэтому в справочнике большое место отведено также и технологии изготовления изделий из магнитно-твердых материалов.

За время, прошедшее с момента выхода первого издания справочника, техническая революция затронула и область постоянных магнитов: разработаны и начинают внедряться в производство новые магнитно-твердые материалы класса интерметаллических соединений редкоземельных элементов с кобальтом. Высокие значения коэрцитивной силы и удельной энергии этих материалов дают все основания ожидать, что их использование повлечет за собою переворот в приборостроении и производстве средств технической кибернетики и радиоэлектроники. Однако для этого необходимо отказаться от традиционных конструктивных решений магнитных систем и твердо проводить курс на их предельную миниатюризацию. За этот же период сильно увеличился объем производства ферритовых магнитов, нашедших широкое применение в магнитных муфтах, редукторах, опорах, фиксаторах и т. д.

В соответствии с указанными обстоятельствами в новом издании справочника существенно расширены гл. 2 и 3, в которые введены параграфы: «Оптимальная форма магнитов из редкоземельных материалов и ферритов», «Расчет тяговых усилий», «Расчет магнитов по методу эквивалентного соленоида», «Реализация требуемой характеристики распределения поля в рабочем зазоре» и ряд других. Существенной переработке подверглись также главы, посвященные технологии изготовления магнитов, так как за истекший период благодаря успехам металлургии появились новые прогрессивные магнитно-твердые материалы типа RCo_5, сплавы системы Fe=Cr=Co и одновременно устарели некоторые стали.

Материал справочника распределяется между авторами следующим образом: А. Б. Альтман и П. А. Гладышев — § 5-1 — 5-2; Э. Е. Верниковский — § 2-3; А. Н. Герберг — § 2-4, § 3-10; Ю. А. Грацианов и А. Д. Скоков — § 6-1, § 9-7; Е. Н. Зейн — § 3-11; Л. А. Кавалерова — § 1-11; § 6-1; И. В. Литвинова, С. И. Левченко

и В. Р. Краутман — § 7-1 — 7-6; Ю. М. Пятин — предисловие, введение, § 1-1 — 1-10, § 2-1 — 2-2, § 2-5 — 2-11, § 3-1 — 3-9; Ю. С. Сакатунов — § 4-1 — 4-4, § 8-1; А. Д. Скоков — § 6-2, 6-3, § 8-2, § 9-3, § 10-1; Р. Ю. Сухоруков — § 1-12 и § 8-3; А. М. Чернявская — § 9-1 — 9-2 и § 9-4 — 9-6; В. Г. Сергеев — § 10-2 — 10-5.

При подготовке нового издания были учтены все замечания читателей по первому изданию. Однако в связи с существенной переработкой материала в новом издании могут появиться другие недостатки. Все замечания и пожелания читателей авторы и издательство примут с благодарностью. Просьба направлять их по адресу: 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10, издательство «Энергия».

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Основные этапы истории постоянных магнитов. Постоянные магниты служат человеку уже около трех тысяч лет. В Китае магниты делали из «волшебного камня» чу-ши, а в Европе, где магниты известны около тысячи лет, из «магнетос литос» (камня из Магнесии). Оба названия означают один и тот же минерал — магнетит (магнитный железняк) $FeO \cdot Fe_2O_3$. До конца XVIII в. магниты применяли в основном в компасах. Известно также их применение в качестве облицовки входа с целью обнаружения оружия, спрятанного входящим (подобно тому, как это делается в современных аэропортах посредством индуктивного контроля). Сначала использовали куски естественно намагниченного магнетита, а затем научились намагничивать стальные бруски, проводя по ним полюсом естественного магнита.

Начало изучения магнитных компасов положено Гильбертом, выпустившим в 1660 г. фундаментальный труд «О магните, магнитных телах в большом магните — Земле». Многие свойства компаса, например магнитное склонение, были известны и до Гильберта. Однако незнание принципа действия компаса иногда приводило к неправильному с ним обращению.

Изготовление сильных постоянных магнитов стало возможным после открытия Эрстедом явления электромагнетизма (1820 г.) и изготовления Стердженом в 1825 г. первого электромагнита. Применение магнитов в измерительных приборах началось в 80-е годы XIX в. после изобретения гальванометра Депре — д'Арсонваля. С начала XX в. и по настоящее время приборостроение является основным потребителем постоянных магнитов. Спрос на магниты породил интенсивные поиски подходящих материалов и разработку методов расчета постоянных магнитов.

Начало XX в. характеризуется применением для постоянных магнитов вольфрамовой, хромовой и кобальтовой сталей, обладающих высокими значениями остаточной индукции, но недостаточной коэрцитивной силой и, естественно, незначительной удельной энергией.

Тридцатые годы характеризуются разработкой сплавов альнико с высоким значением удельной энергии, так как они обладают большими значениями остаточной индукции и коэрцитивной силы. Появление этих сплавов расширило область применения магнитов, обеспечив их использование в поляризованных реле и других устройствах автоматики и связи. В настоящее время эти сплавы являются основными при производстве магнитов всех назначений.

Пятидесятые годы характеризуются разработкой магнитно-твердых ферритов, обладающих очень высоким значением коэрцитивной силы при низкой остаточной индукции и в силу этого значительно меньшей, чем у альнико, удельной энергией. Однако небольшая стоимость позволила широко применять ферритовые магниты в устрой-

ствах автотракторного электрооборудования, а высокая коэрцитивная сила — успешно использовать их в магнитной оптике радиоэлектронных устройств.

Параметры современных магнитов. Семидесятые годы характеризуются разработкой редкоземельных материалов на основе интерметаллических соединений редкоземельных металлов с кобальтом. Первое «поколение» этих магнитов со стехиометрией 1 : 5 представлено соединениями $SmCo_5$ и $(Sm, Pr)Co_5$, обладающими очень высокими значениями коэрцитивной силы и умеренным значением остаточной индукции. Удельная энергия этих магнитов приблизительно в 2 раза выше, чем у альнико. Второе «поколение» со стехиометрией 2 : 17, представленное соединениями $Sm_2(Co, Fe)_{17}$ и $Pr_2(Co, Fe)_{17}$, еще проходит стадию лабораторных исследований. По данным Стрната [1], теоретические значения удельной энергии и значения, достигнутые на лучших лабораторных образцах ферритов, альнико и $SmXo_5$, составляют в килоджоулях на кубический метр:

	Ферриты	Альнико	$SmCo_5$
Теоретические значения . .	24	176	112
Достигнутые значения . .	16	54	96

Эти соотношения представлены на рис. В-1, *а*, из которого следует, что у ферритов и $SmCo_5$ реализованные значения удельной энергии близки к их теоретическому пределу, а теоретический пре-

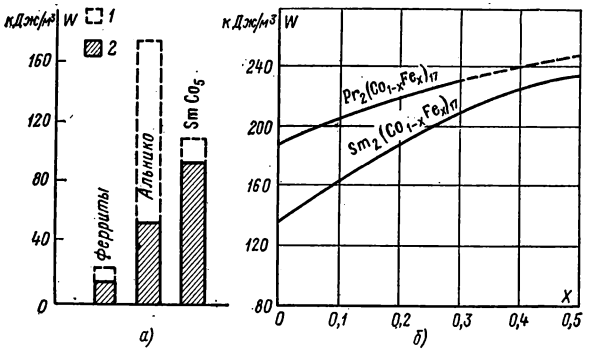


Рис. В-I Сравнение теоретических значений магнитной энергии сплавов R_2CO_{17} и энергии других магнитных материалов.

а — для ферритов, альнико, $SmCo_5$; *б* — сплава класса $R_2(Co, Fe)_{17}$, где R — редкоземельный элемент; *1* — потенциально-возможные значения; *2* — лучшие достигнутые значения.

дел у альнико существенно выше, чем у $SmCo_5$. Однако в отношении альнико теоретический предел удельной энергии, приводимый Стратом, справедлив только для изолированных однодоменных частиц, а для сплава не может быть достигнут даже в принципе, ибо сплавы

альнико представляют собой композиции из однодоменных частиц, заключенных в немагнитную матрицу. В любых композиционных материалах мы имеем дело с кажущимися значениями индукции и коэрцитивной силы, а не их действительными значениями для ферромагнитного компонента. При малой плотности упаковки, т. е. малом числе однодоменных частиц в единице объема, кажущееся значение индукции получается малым, а при большой плотности упаковки вследствие эффекта близости уменьшается кажущееся значение коэрцитивной силы. Поэтому существенный прогресс в улучшении магнитных свойств материалов типа альнико и всех других аналогичных композиционных материалов маловероятен. По поводу редкоземельных материалов второго поколения Стрнат утверждает, что «без сомнения можно разработать магниты со значениями коэрцитивной силы 240—800 кА (3—10 кЭ) и энергетическим произведением до 480 кА·Тл/м (60 МГс·Э), превосходящие по свойствам магниты из $SmCo_5$. Эти сплавы менее дороги, чем $SmCo_5$, но создают больший магнитный поток, имеют более высокие значения точек Кюри и лучшие значения температурного коэффициента индукции, большую стабильность в условиях окружающей среды и лучшую механическую прочность ... В лабораторных условиях были достигнуты значения энергетического произведения 176—240 кА·Тл/м (22—30 МГс·Э) при значениях коэрцитивной силы свыше 800—480 кА/м (10 и 6 кЭ) соответственно». Зависимость теоретического значения удельной энергии от состава редкоземельных материалов второго поколения представлена на рис. В-1, *б*, из которого следует, что оба соединения практически равноценны, так как максимальная удельная энергия у $Pr_2(Co, Fe)_{17}$ всего на 5% выше, чем у $Sm_2(Co, Fe)_{17}$. Приводимые Стрнатом ожидаемые рекордные значения энергетического произведения относятся к материалам с высоким значением температуры Кюри. У материалов с очень низким значением этой температуры энергетическое произведение может быть значительно выше. В настоящее время наибольшим реально достигнутым значением энергетического произведения обладает согласно [12] соединение $(Tb_{0,8}, Gd_{02})_3Co$, имеющее в гелиевом диапазоне температур $(BH)_{max}=816$ кА·Тл/м. Это на 70% выше ожидаемого для $Sm_2(Co_{0,5}, Fe_{0,5})_{17}$ при нормальной температуре.

В условиях сверхнизких температур обычно применяют сверхпроводниковые магниты, выполненные в виде тонкостенной трубки. Максимум энергетического произведения определяется здесь значением критической индукции $B_{кр}$, превышение которого ведет к потере сверхпроводимости. Согласно [13] наибольшим значением критической индукции $B_{кр}=40$ Тл обладает соединение $Nb_3Al_{0,8}Ge_{04}$. Сверхпроводниковый магнит, выполненный из этого материала, имеет $H_{cM}=\infty$, $H_{cB}=B_r/\mu_0$, $B_r=B_{кр}=40$ Тл, $B_d=B_r/2=20$ Тл, $H_d=H_{cB}/2=0{,}5B_{кр}/\mu_0=1{,}6\cdot10^7$ А/м. Отсюда $(BH)_{max}=B_dH_d=320$ МА$\times$Тл/м. Это в 400 раз больше, чем у магнита из $(Tb_{0,8}, Gd_{02})_3Co$, работающего при той же температуре.

Сверхпроводниковый магнит отличается от обычных магнитов только тем, что у него для использования доступно также и внутреннее поле, занятое в обычных магнитах веществом. Индукция $B_{вн}$ и напряженность $H_{вн}$ поля внутри длинной сверхпроводящей трубки определяются выражениями $B_{вн}=B_{кр}$, $H_{вн}=B_{кр}/\mu_0$. Поэтому у

сверхпроводникового магнита выгоднее использовать внутреннее поле, энергетическое произведение которого $B_{вн}H_{вн}=B_{кр}^2/\mu_0=4(BH)_{max}$ в 4 раза выше, чем у наружного поля.

Основная литература по расчету постоянных магнитов. Вопросам проектирования магнитных систем с постоянными магнитами посвящена весьма обширная литература. Первым обстоятельным исследованием была работа Эвершеда [2]. Инженерные методы расчета были предложены Пику [3], но основоположником теории магнитных процессов в металлах является В. К. Аркадьев [4]. Дальнейшая разработка методов проектирования постоянных магнитов велась многими авторами. В 1940 г. Н. Н. Разумовский [5] предложил «производную» кривую размагничивания для расчета магнитов, проектируемых с учетом искусственного старения путем размагничивания. Ундерхилл [6] дал в 1944 г. номограммы для учета рассеяния магнитного потока. А. М. Сенкевич [7] дал в 1946 г. сводку расчетных формул для определения проводимости воздушных участков путей магнитного потока. Ротерс [8] предложил в 1949 г. упрощенный метод расчета проводимостей воздушных путей магнитного потока, А. Г. Сливинская и А. В. Гордон [9] дали в 1965 г. методику определения оптимального соотношения параметров магнита. Р. Р. Арнольд [10] предложил в 1969 г. новый упрощенный метод расчета и проектирования разных типов систем с постоянными магнитами из различных материалов. В. В. Коген-Далин и Е. В. Комаров [11] в 1977 г. систематизировали методы электрического моделирования и численных расчетов магнитных систем с помощью ЭВМ.

Новые направления в конструировании устройств с постоянными магнитами. Появление редкоземельных магнитных материалов (РЗМ), имеющих малый объем, приходящийся на единицу энергии, высокое значение коэрцитивной силы по намагниченности и устойчивых к воздействию размагничивающих полей, ставит перед конструктором три основные задачи:

1) Радикально изменить традиционные конструкции магнитных систем с учетом того, что оптимальная длина магнита из РЗМ соизмерима с длиной рабочего зазора, а магнит, часто имеющий форму толстой пленки, необходимо располагать в непосредственной близости к рабочему зазору.

2) Эффективно использовать силы отталкивания магнитов в механических устройствах: опорах, муфтах, редукторах, передаточных механизмах и т. п.

3) Применять «безжелезные» якоря в быстроходных электрических машинах с целью устранения дестабилизирующих усилий от одностороннего притяжения железа якоря к железу статора, вредно отражающихся на работе опор.

В настоящее время магниты из РЗМ в основном применяются в космической и авиационной технике. В других областях техники их широкому применению пока препятствует довольно высокая стоимость. Имеются сообщения о разработке для космических объектов аккумулятора кинетической энергии на магнитных подшипниках, энергоемкость которого выше, чем у химических аккумуляторов той же массы [14], моментного кольца [15] и моментного двигателя [16] для стабилизации спутников по трем осям, прецизионного акселерометра [17] для космических кораблей, миниатюрной магнитной си-

стемы для фильтров сверхвысокой частоты [18], быстроходных магнитных подшипников [19] для устройств, длительно работающих в вакууме, турбомолекулярных насосов, лазерных сканирующих устройств, центрифуг и других быстроходных устройств.

В авиации магниты и РЗМ применяются в генераторах и исполнительных двигателях. Известна разработка быстроходного генератора на 200 кВ·А [20] и приводных микродвигателей [21].

Для нужд электротехнической промышленности предложен многофункциональный датчик скорости [22], предназначенный для крупных двигателей постоянного тока и систем регулирования. Для швейной промышленности предложены многороторные двигатели с общим статором [23] и «вобуляторы» — магнитные преобразователи вращательного движения в поступательно-возвратное.

Динамика цен на редкоземельные материалы и магниты. Началом промышленного производства магнитов из РМЗ следует считать 1973 г. Этому предшествовало резкое снижение цен на РЗМ благодаря открытию метода прямого восстановления $SmCo_5$ из окислов. В дальнейшем снижение стоимости происходило за счет введения новых мощностей и снижения цен на сырье. Согласно [24] современные цены мирового рынка на магниты из РЗМ в 4—10 раз выше цен на магниты из альнико разных марок, и ожидается, что стоимость сырьевых материалов для РЗМ в ближайшие годы снизится на 50%.

В настоящее время стоимость единицы магнитной энергии у альнико и РЗМ практически одинакова, но применение РЗМ приводит к компактности и миниатюрности изделий. Поэтому в общем случае применение изделий с магнитами из РЗМ следует считать целесообразным и экономически обоснованным.

Таблица 1-1

Основные величины, единицы и уравнения магнетизма

Наименование величины		Обозначение величины	Определяющее уравнение (для равномерного поля)	Наименование и обозначение единицы измерения	Примечание
Магнитное потокосцепление		Ψ	$\Psi = w\Phi$	Вебер, Вб	1 Вб=1 Гн·А=1 В·с
Магнитный поток	магнита	Φ	$\Phi_м = BS$		
	соленоида		$\Phi_с = IL$		
Магнитодвижущая сила		F	$F = Iw$	Ампер, А	
Напряженность магнитного поля		H	$H = \frac{B}{\mu_0\mu_r}$	Ампер на метр, А/м	
Намагниченность	магнита	M	$M_м = P_м/V_м$	Ампер на метр, А/м	
	линейная плотность тока соленоида		$M_с = Iw_с/l_с$		
Магнитный момент	магнита	P	$P_м = M_м V_м$	Ампер-квадратный метр, А·м²	1 А·м²=1 Н·м/Тл
	соленоида		$P_с = Iw_с S = M_с V_с$		
	диполя		$P_д = q_м l$		
Магнитный заряд диполя		$q_д$	$q_д = P_д/l$	Ампер-метр, А·м	

Продолжение табл. 1-1

Наименование величины	Обозначение величины	Определяющее уравнение (для равномерного поля)	Наименование и обозначение единицы измерения	Примечание
Вращающий момент в поле с индукцией B: магнита	$M_{вр}$	$M_{врм} = P_м B \sin\alpha$	Ньютон-метр, Н·м	1 Н·м = 1 Дж = 1 Вт·с = 1 А·В·с = 1 Вб·А 1 Н = Тл·А·М
соленоида		$M_{врс} = P_с B \sin\alpha$		
диполя		$M_{врд} = P_д B \sin\alpha$		
Магнитная индукция	B	$B = \mu_0 (H + M)$	Тесла, Тл	1 Тл = 1 Вб/м² = 1 Гн·А/м² = 1 В·с/м²
Внутренняя индукция	B_i	$B_i = \mu_0 M$	Тесла, Тл	1 Гн = 1 Ом·Кл/А = Ом·с = 1 В·с/А = 1 Вб/А
Индуктивность	L	$L = \Phi/I$	Генри, Гн	
Магнитная проводимость	Λ	$\Lambda = \mu_a S/l$		
Магнитная проницаемость (абсолютная)	μ_a	$\mu_a = B/H = \mu_0\mu_r$	Генри на метр, Гн/м	1 Гн/м = 1 Тл·м/А
Магнитная постоянная	μ_0	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$		
Магнитная восприимчивость	$\varkappa$	$\varkappa = M/H = \mu_r - 1$	—	
Удельная магнитная энергия	W	$W = BH/2$	Джоуль на кубический метр, Дж/м³	1 Дж = 1 Вт·с = 1 А×В·с = 1 А·Вб
Энергетическое произведение	$B \cdot H$	$BH = 2W$	Тесла-ампер на метр, Тл·А/м	1 Дж/м³ = 1 Тл·А/м

Продолжение табл. 1-1

Перевод единиц системы СГСМ в единицы СИ

Величина		Единицы				
		Система СГСМ		СИ		
Наименование	Обозначение	Наименование	Обозначение единицы	Наименование	Обозначение единицы	Перевод в единицы СИ
Магнитный поток	Φ	Максвелл	Мкс	Вебер	Вб	$1 \cdot 10^{-8}$ Вб
Магнитодвижущая сила	F	Гильберт	Гб	Ампер	А	$10/4\pi$ А
Напряженность магнитного поля	H	Эрстед	Э	Ампер на метр	А/м	$\frac{1000}{4\pi}$ А/м
Намагниченность	M	Единица СГСМ	—	Ампер на метр	А/м	1000 А/м
Магнитный момент	$P_м$	Единица СГСМ	—	Ампер-квадратный метр	$А \cdot м^2$	10^{-3} $А \cdot м^2$
Магнитный заряд	$q_м$	Единица СГСМ	—	Ампер-метр	$А \cdot м$	10^{-1} $А \cdot м$
Магнитная индукция	B	Гаусс	Гс	Тесла	Тл	$1 \cdot 10^{-4}$ Тл
Индуктивность	L	Сантиметр	см	Генри	Гн	$1 \cdot 10^{-9}$ Гн
Магнитная проводимость	Λ	Единица СГСМ	—	Генри	Гн	$4\pi \cdot 10^{-9}$ Гн
Магнитная проницаемость абсолютная	$\mu_а$	Единица СГСМ	—	Генри на метр	Гн/м	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м

Продолжение табл. 1-1

Величина		Единицы				Перевод в единицы СИ
Наименование	Обозначение	Система СГСМ: Наименование	Обозначение единицы	СИ: Наименование	Обозначение единицы	
Удельная магнитная энергия	$W_{уд}$	Эрг на кубический сантиметр	$\frac{эрг}{см^3}$	Джоуль на кубический метр	Дж/м³	0,1 Дж/м³
Энергетическое произведение	BH	Гаусс-эрстед	Гс·э	Тесла-ампер на метр	Тл·А/м	$(40\pi)^{-1}$ Тл·А/м
Мощность	P	Эрг в секунду	$\frac{эрг}{с}$	Ватт	Вт	$1 \cdot 10^{-7}$ Вт
Сила электрического тока	I	Единица СГСМ	—	Ампер	А	10 А
Электрический заряд	Q	Единица СГСМ	—	Кулон	Кл	10 Кл
Электродвижущая сила	E	Единица СГСМ	—	Вольт	В	$1 \cdot 10^{-8}$ В
Сила	R	Дина	дин	Ньютон	Н	$1 \cdot 10^{-5}$ Н
Момент силы (вращающий момент)	$M_{вр}$	Дина-сантиметр	дин·см	Ньютон-метр	Н·м	$1 \cdot 10^{-7}$ Н·м
Магнитная восприимчивость	$\varkappa$	Единица СГСМ	—	—	—	4π

Примечание. В таблице приняты следующие обозначения: l — длина, S — площадь поперечного сечения, V—объем, w — число витков. Под соленоидом понимается однослойная обмотка, толщина которой пренебрежимо мала по сравнению с остальными размерами. Линейная плотность тока Iw/l условно названа здесь намагниченностью соленоида $M_с$ (по аналогии с намагниченностью $M_м$ постоянного магнита), так как в расчетных формулах $M_с$ и $M_м$ играют одинаковую роль.

Индукция намагниченности $\mathbf{B}_M$ — векторная величина, равная по модулю произведению магнитной постоянной на намагниченность и совпадающая по направлению с направлением вектора намагниченности.

Напряженность магнитного поля $\mathbf{H}$ — векторная величина, равная геометрической разности магнитной индукции, деленной на магнитную постоянную, и намагниченности.

Магнитная восприимчивость $\varkappa$ — величина, характеризующая свойство вещества намагничиваться в магнитном поле, скалярная для изотропного вещества, равная отношению модуля намагниченности к модулю напряженности магнитного поля и тензорная для анизотропного вещества.

Абсолютная магнитная проницаемость μ_a — величина, характеризующая магнитные свойства вещества, скалярная для изотропного вещества, равная отношению модуля магнитной индукции к модулю напряженности магнитного поля, и тензорная для анизотропного вещества.

Относительная магнитная проницаемость μ_r — отношение абсолютной магнитной проницаемости к магнитной постоянной.

Магнитное сопротивление R_M — скалярная величина, равная отношению разности магнитных потенциалов на рассматриваемом участке магнитной цепи к магнитному потоку в этом участке.

Магнитная проводимость Λ — скалярная величина, равная отношению магнитного потока в рассматриваемом участке магнитной цепи к разности магнитных потенциалов на этом участке.

Удельная энергия (плотность) магнитного поля W — величина, равная половине скалярного произведения вектора магнитной индукции на вектор напряженности магнитного поля в какой-либо точке поля.

Энергетическое произведение BH — величина, равная скалярному произведению вектора магнитной индукции на вектор напряженности магнитного поля в какой-либо точке поля. Измеряется в теслах-ампер на метр.

Основные величины, единицы их измерения и уравнения магнетизма приведены в табл. 1-1.

1-2. ВИДЫ МАГНЕТИЗМА

Строгое изложение теории магнитных свойств вещества возможно лишь в рамках квантовой механики. В технической литературе при изложении теории магнетизма ограничиваются качественным описанием явлений.

Магнитные свойства веществ в общем случае определяются совокупностью ряда физических явлений:

движением электронов по орбитам вокруг ядра — при этом создается орбитальный магнитный момент:

свойствами электронов, которые связаны с созданием спинового магнитного момента;

строением электронных оболочек атома;

электростатическим взаимодействием между электронными обо-

лочками соседних атомов с некомпенсированными спинами (обменное взаимодействие);

энергетическими соотношениями в веществе, что связано с созданием замкнутых макроскопических областей, называемых доменами.

Количественную оценку магнитных свойств вещества принято давать по его магнитной восприимчивости $\varkappa = \mathbf{M}/\mathbf{H}$, где $\mathbf{M}$ — намагниченность вещества, $\mathbf{H}$ — напряженность внешнего магнитного поля.

В зависимости от магнитного состояния вещества разделяют на диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики.

Диамагнетики — вещества, атомы, ионы или молекулы которых не имеют результирующего магнитного момента при отсутствии внешнего поля. Во внешнем магнитном поле они намагничиваются противоположно приложенному полю, т. е. имеют отрицательную магнитную восприимчивость ($\varkappa < 0$).

Отрицательная восприимчивость есть следствие прецессии орбит электронов вокруг направления внешнего поля (прецессия Лармора).

Диамагнитные тела выталкиваются из неравномерного поля, а в равномерном стремятся расположиться перпендикулярно направлению поля. Диамагнетизм присущ всем без исключения веществам в твердом, жидком и газообразном состоянии, но проявляется слабо и часто подавляется другими эффектами.

В диамагнитных кристаллах наблюдается анизотропия восприимчивости. Наибольшей диамагнитной восприимчивостью обладают сурьма ($-110 \cdot 10^{-6}$), висмут ($-176 \cdot 10^{-6}$) и монокристалл графита ($-570 \cdot 10^{-6}$). Магнитная восприимчивость искусственных материалов составляет у поликристаллического спеченного углерода $-190 \times \times 10^{-6}$, а у пиролитического углерода $-600 \cdot 10^{-6}$. Монокристалл графита и пиролитический углерод обладают сильной анизотропией восприимчивости. Поликристаллический и пиролитический углерод применяют в совершенных магнитных опорах (опорах без трения).

Парамагнетики — вещества, атомы, ионы или молекулы которых имеют результирующий магнитный момент при отсутствии внешнего магнитного поля. Во внешнем магнитном поле они намагничиваются согласованно с внешним полем, т. е. имеют положительную магнитную восприимчивость ($\varkappa > 0$). Парамагнитный эффект присущ веществам с нескомпенсированным магнитным моментом атомов при отсутствии порядка в ориентировании этих моментов. Поэтому когда нет внешнего магнитного поля, атомные магнитные моменты располагаются хаотически и намагниченность парамагнитного вещества равна нулю. При воздействии внешнего поля атомные магнитные моменты получают преимущественно ориентировку в направлении этого поля и у парамагнитного вещества проявляется намагниченность.

Парамагнитное тело втягивается в неравномерное магнитное поле, а в равномерном стремится расположиться вдоль магнитного поля. Парамагнетизм проявляется у веществ в твердом, жидком и газообразном состоянии.

Магнитная восприимчивость парамагнетиков существенно зависит от температуры, так как тепловое движение атомов нарушает

ориентировку их магнитных моментов. При комнатных температурах $\varkappa = 10^{-2} \div 10^{-5}$ и для намагничивания парамагнетиков до насыщения требуются напряженности магнитного поля 10^8 кА/м, совершенно недостижимые на практике. Насыщение парамагнетиков в полях умеренной напряженности (порядка нескольких сотен килоампер на метр) достижимо лишь при очень низких температурах (около 1 К). Например, сернокислая соль гадолиния $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8A_2O$ при 1 К насыщается в поле 240 кА/м. Причем намагниченность насыщения достигает приблизительно такого же значения, как и у железа. Парамагнетики с низкими полями насыщения нашли практическое применение для получения сверхнизких температур в установках адиабатического размагничивания. Обычно для этих целей применяют тутоновские соли типа $Mn(NH_4)_2SO_4 \cdot 6H_2O$, квасцы $Fe_2(NH_4)_2(SO_4)_4 \times 24H_2O$, соли редкоземельных металлов, некоторые органические вещества. Адиабатическое размагничивание в настоящее время является единственным способом получения температур ниже 0,3 К.

Среди газов наибольшей парамагнитной восприимчивостью обладает кислород. Это свойство кислорода используют в газоанализаторах для определения содержания кислорода в газовых смесях.

Ферромагнетики — кристаллические вещества[1], в которых магнитные моменты атомов или ионов находятся в состоянии самопроизвольного магнитного упорядочения, причем результирующие магнитные моменты каждого из доменов[2] отличны от нуля. Упорядочение называется коллинеарным (рис. 1-1, *а*), если векторы магнитных моментов соседних атомов параллельны, и геликоидальным (рис. 1-1, *б*), если они расположены спирально.

При воздействии внешнего поля магнитные моменты доменов приобретают преимущественную ориентировку в направлении этого поля и ферромагнитное вещество намагничивается.

Ферромагнитные вещества характеризуются кристаллической структурой, большим значением магнитной восприимчивости ($\varkappa \gg 1$), а также нелинейной ее зависимостью от напряженности поля и температуры, способностью намагничиваться до насыщения при обычных температурах даже в слабых полях, гистерезисом — зависимостью магнитных свойств от предшествующего магнитного состояния, точкой Кюри, т. е. температурой, выше которой материал теряет ферромагнитные свойства.

К ферромагнитным веществам относятся Fe, Ni, Co, их соединения и сплавы, а также некоторые сплавы Mn, Ag, Al.

Антиферромагнетики — кристаллические вещества, в которых магнитные моменты атомов или ионов находятся в состоянии самопроизвольного магнитного упорядочения, причем результирующие магнитные моменты каждого из доменов равны нулю.

Упорядочение у антиферромагнетиков бывает коллинеарным (антипараллельным) (рис. 1-1, *в*), гелиокоидальным (рис. 1-1, *г*) или циклоидальным (рис. 1-1, *д*).

---

[1] В настоящее время известны аморфные ферромагнетики, не обладающие кристаллической структурой.

[2] Доменом называется область в магнитном материале или антиферромагнетике, имеющая пространственно однородное упорядочение магнитных моментов атомов или ионов.

При воздействии внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов приобретают преимущественную ориентировку вдоль внешнего поля и антиферромагнитное вещество намагничивается.

Антиферромагнитные вещества характеризуются кристаллическим строением, небольшим коэффициентом магнитной восприимчивости ($\varkappa \approx 10^{-3} \div 10^{-5}$), постоянством $\varkappa$ в слабых полях и сложной зависимостью от H в сильных полях, специфической зависимостью от температуры, температурой, выше которой вещество переходит в парамагнитное состояние (точка Нееля).

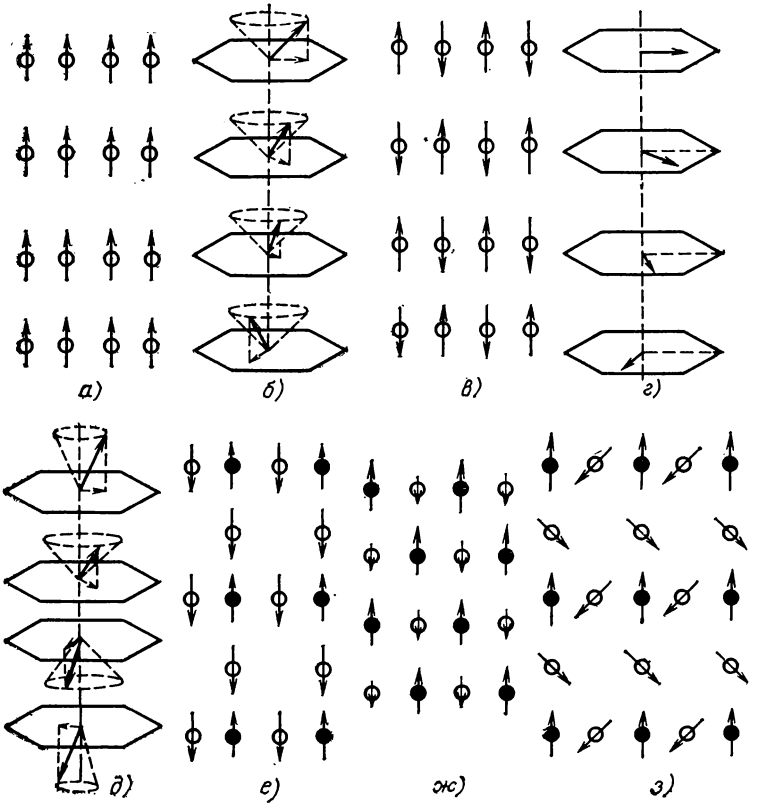


Рис. 1-1. Расположение магнитных моментов атомов.

а, б — коллинеарное и геликоидальное у ферромагнетиков; *в—д* — соответственно коллинеарное, геликоидальное и циклоидальное у антиферромагнетиков; *е—з* — с неодинаковым числом узлов, с неодинаковыми магнитными моментами, треугольное у ферримагнетиков.
● — подрешетка *A*; ○ — подрешетка *B*.

К антиферромагнетикам относятся чистые металлы: хром, α-марганец; редкоземельные металлы цериевой подгруппы: церий, неодим, празеодим, самарий и европий. Редкоземельные металлы диспрозий, гольмий и эрбий в зависимости от температуры могут быть антиферромагнетиками или ферромагнетиками. При воздействии на эти металлы, находящиеся в антиферромагнитном состоянии, внешнего магнитного поля, превышающего критическое, происходит переход антиферромагнитного порядка в ферромагнитный, сопровождающийся скачкообразным появлением индукции намагниченности $\mu_0 M \approx 2$Тл. Аналогичные превращения можно наблюдать у тулия и тербия.

Ферримагнетики — кристаллические вещества, магнитную структуру которых можно представить в виде двух или более подрешеток, магнитные моменты атомов или ионов которых находятся в состоянии самопроизвольного магнитного упорядочения, причем результирующие магнитные моменты каждого из доменов отличны от нуля.

Ферримагнитные вещества характеризуются кристаллическим строением, значительным, но меньшим, чем у ферромагнитных веществ, коэффициентом магнитной восприимчивости, такой же, как у ферромагнитных веществ, зависимостью намагниченности от напряженности магнитного поля, точкой Нееля и целым рядом других специфических свойств.

К ферримагнетикам относятся ферриты, манганиты, хромиты и другие соединения. Ферритами называются двойные окислы типа $MeO \cdot Fe_2O_3$, где Me — металл (Ni, Mn, Ba, Co, Sr), а Fe_2O_3 — окись железа. Принято различать однокомпонентные и смешанные ферриты. Последние представляют твердые растворы однокомпонентных ферритов. Ферриты могут быть магнитно-мягкими ($MnO \cdot Fe_2O_3$ и др.), магнитно-твердыми ($BaO \cdot 6Fe_2O_3$ и др.) и немагнитными ($GdO \cdot Fe_2O_3$ и др.). В электрическом отношении ферриты принадлежат к классу полупроводников ($\rho = 1 \div 10^4$ Ом·м). Кристаллические решетки ферритов относятся к типу шпинели, граната, магнетоплумбита и др. У однокомпонентных ферритов кристаллическая решетка состоит из атомов, образующих две подрешетки, причем ближайшие соседи атома в подрешетке *A* принадлежат к подрешетке *B*. Если числа узлов в подрешетке *A* и *B* неодинаковы (рис. 1-1, *е*) или неодинаковы нескомпенсированные магнитные моменты атомов (рис. 1-1, *ж*), то самопроизвольная намагниченность подрешетки *A* оказывается отличной от самопроизвольной намагниченности подрешетки *B* и феррит магнитен. Возможен также и так называемый «треугольный» тип (рис. 1-1, *з*) и другие типы атомного магнитного порядка, когда нескомпенсированные магнитные моменты атомов одной из подрешеток направлены неколлинеарно к магнитным моментам атомов другой подрешетки. Ферримагнетизм может наблюдаться и у элементов, например тулия.

Ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм могут проявляться только в веществах, находящихся в твердом состоянии в объемах с линейными размерами не менее, чем несколько десятков и даже сотен элементарных ячеек. В настоящее время нет строгой количественной теории магнетизма, но вполне определенно установлено, что причины возникновения порядка в расположении атомных магнитных моментов связаны с особенностями электронной структу-

ры кристаллов, построенных с участием элементов переходных групп периодической таблицы Менделеева. Природа сил, ориентирующая магнитные моменты атомов и удерживающая их в этом положении, несмотря на расстраивающее воздействие теплового движения, имеет электростатическое происхождение. Это так называемое обменное взаимодействие, возникающее в результате обмена электронами между соседними атомами. При этом электрон данного атома может временно находиться вблизи ядра соседнего атома.

Ферромагнитные свойства у вещества возможны лишь при достаточно большом значении обменного взаимодействия, что характерно для кристаллов железа, кобальта, никеля и некоторых других. Зависимость (качественная) интеграла обменной энергии от расстояния между атомами кристаллов изображена на рис. 1-2.

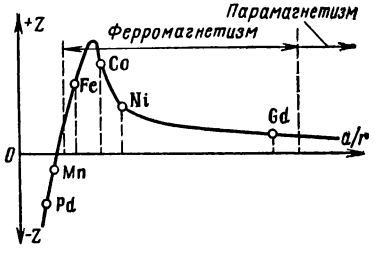


Рис. 1-2. Зависимость интеграла обменной энергии от отношения межатомного расстояния a к радиусу r незаполненной электронной подоболочки.

Необходимое значение обменного взаимодействия ферромагнетики имеют лишь в твердом состоянии. Этим объясняется отсутствие в природе жидких [1] и газообразных ферромагнетиков. Ферромагнетизм сплавов, целиком состоящих из «парамагнитных» компонентов, объясняется тем, что в этих сплавах, основой которых обычно является марганец или хром, введение в решетку марганца атомов висмута, сурьмы, серы и др., а в решетку хрома атомов серы и теллура изменяет электронную структуру кристаллов, чем создаются условия для возникновения магнетизма.

Из принципа Паули следует, что состояние системы взаимодействующих электронов оказывается (при соблюдении определенных условий) энергетически выгодным, если магнитные моменты атомов ориентированы одинаково. Но одинаковая ориентация магнитных моментов означает возникновение магнитного момента вещества, т. е. его намагничивание.

Кроме того энергетически более выгодным является разделение всего объема кристалла на замкнутые области — домены, каждая из которых имеет определенный магнитный момент. В целом кристалл не намагничен, так как магнитные моменты доменов ориентированы в пространстве равновероятно. При доменной структуре кристалла сумма всех видов энергии тела (обменной, кристаллографической магнитной анизотропии, магнитно-стрикционной деформации, магнитоупругой, магнитостатической, магнитной), как показывает теория, минимальна. Между соседними доменами возникают граничные

[1] Применяемые в технике «магнитные жидкости» представляют собой взвесь твердых ферромагнитных частиц в вязкой жидкости.

слои (стенки Блоха), внутри которых происходит плавный поворот векторов намагниченности (рис. 1-3).

Обычно домены имеют правильную форму с прямолинейными границами, параллельными главным кристаллографическим направлениям (рис. 1-4). Зависимость толщины доменной стенки от магнитной анизотропии доказана экспериментально. Для железа граница между антипараллельными доменами имеет толщину $13 \cdot 10^{-8}$ м, т. е. около 500 элементарных ячеек. У кобальта энергия магнитной анизотропии на порядок больше, чем у железа, соответственно толщина стенки меньше — 100 элементарных ячеек. В материалах, магнитная анизотропия которых крайне мала, толщина стенок может

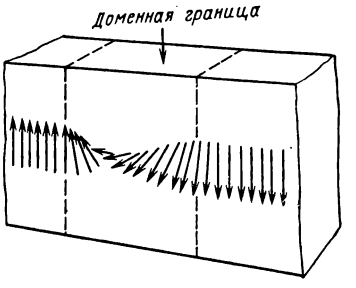


Рис. 1-3. Схема поворота векторов намагниченности в стенке Блоха.

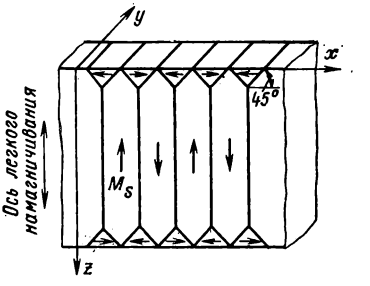


Рис. 1-4. Структура плоскопараллельных доменов в магнитном кристалле.

быть на несколько порядков больше и достигать десятков и сотен тысяч элементарных ячеек. В этом случае домены имеют неправильную конфигурацию, определяющуюся случайным характером внутренних напряжений. Такую доменную структуру имеют высоконикелевые пермаллои. Криволинейные доменные границы могут наблюдаться и в кристаллах с большой магнитной анизотропией, но на таких плоскостях среза, в которых энергия магнитной анизотропии вдоль разных направлений не будет сильно отличаться, например в плоскости базиса гаксагональных кристаллов кобальта или соединения $SmCO_5$.

Если толщина границы зависит главным образом от соотношения энергий: обменной, магнитной анизотропии и магнитоупругой, то размеры самих доменов связаны не только со значением этих видов энергий, но и с поверхностной энергией, энергией, зависящей от наличия и распределения в образце неоднородностей: неметаллических включений, границ зерен, скоплений дислокаций и т. д. Стремление к уменьшению поверхностной энергии, а тем самым к уменьшению потоков рассеяния приводит к дроблению доменов и образованию замыкающих доменов как на внешних поверхностях кристаллов, так и на внутренних, вокруг пустот, неметаллических включений и т. д.

Поэтому практически объем доменов может колебаться даже для одного материала в очень широких пределах, от 10^{-1} до 10^{-6} см^3.

При повышении температуры ориентация магнитных моментов атомов внутри домена постепенно расстраивается, что приводит к соответственному уменьшению намагниченности насыщения M_s. Условие $M_s=0$ определяет температуру Кюри для ферромагнетиков или температуру Нееля для ферримагнетиков. Температуры Кюри и Нееля можно рассматривать как меру обменной силы. Температуры Кюри и Нееля всегда значительно ниже температуры плавления вещества.

Зависимость намагниченности насыщения ферромагнетиков от температуры, выраженная в относительных единицах, показана на рис. 1-5 (по оси ординат отложено отношение M_s при данной температуре T к M_{s0} при 0 К, а по оси абсцисс отношение T/T_K, где T_K — температура Кюри).

Зависимость интенсивности намагниченности насыщения от температуры у ферритов существенно отличается от аналогичной характеристики ферромагнетиков (рис. 1-5). Температура Нееля у ферримагнетиков обычно ниже, чем температура Кюри у ферромагнетиков. У некоторых ферритов, например у литий-хром-феррита, наблюдается предсказанная Неелем аномалия хода температурной зависимости намагниченности насыщения. Различный характер температурной зависимости намагниченности двух подрешеток A и B (рис. 1-6) приводит к тому, что результирующая характеристика C при некоторой температуре «компенсации» T_1, лежащей ниже температуры Кюри T_K, проходит через нуль, так как магнитные моменты атомов подрешеток взаимно уравновешиваются.

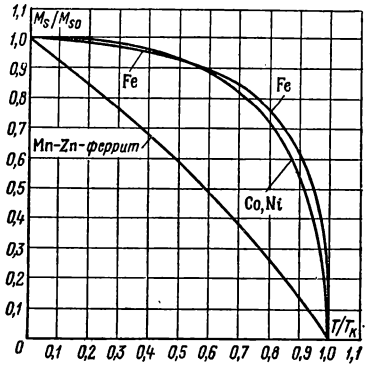


Рис. 1-5. Зависимость относительной намагниченности насыщения M_S/M_{S0} ферро- и ферримагнетиков от относительной температуры T/T_K.
M_{s0} — намагниченность насыщения при $T=0°$ К; T_K — температура Кюри.

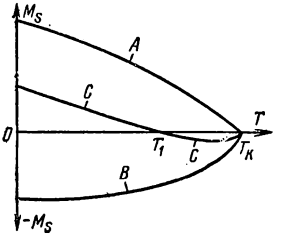


Рис. 1-6. Аномальный ход зависимости намагниченности насыщения от температуры T у никель-цинкового феррита.
T_K — температура Кюри.

1-3. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

Намагниченность насыщения, температура Кюри, константы магнитной кристаллографической анизотропии, магнитострикция насыщения относятся к основным магнитным свойствам, связанным со строением вещества. Эти свойства зависят только от основного химического состава и не зависят от структуры вещества. Поэтому их

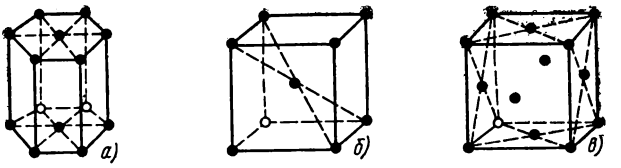


Рис. 1-7. Элементарные ячейки кристаллических решеток.
а — гексагональная; *б* — объемно-центрированная; *в* — гранецентрированная.

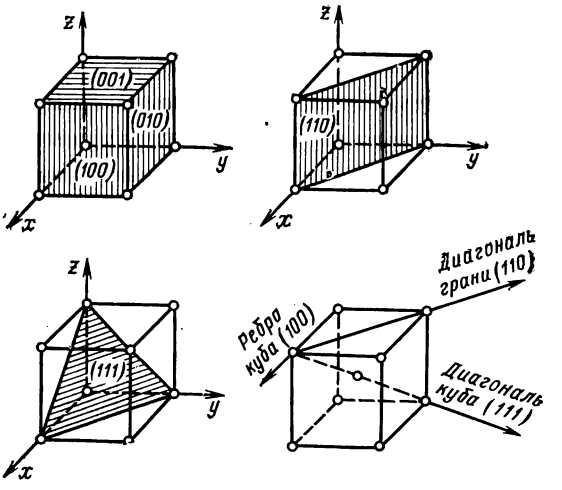


Рис. 1-8. Обозначение различных плоскостей и направлений в кубических кристаллах с помощью индексов Миллера.

называют структурно-нечувствительными. Магнитная проницаемость, коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, весь ход кривой намагничивания и вид петли гистерезиса зависят от структуры вещества. Эти свойства называют структурно-чувствительными.

Основными типами кристаллических решеток ферромагнетиков являются гексагональная (рис. 1-7, *а*), кубическая объемно-центрированная (рис. 1-7, *б*) и кубическая гранецентрированная (рис. 1-7, *в*). Направления и плоскости в кристаллах обозначаются индексами Миллера (рис. 1-8). Индексы, определяющие положение поверхностей, заключают в круглые скобки, а индексы, определяющие направления, — в квадратные скобки. Монокристаллы ферромагнетиков магнитно-анизотропны и имеют оси легкого намагничивания. У кристалла железа этими осями являются направления [100] ребер куба элементарной ячейки. Таких направлений в кристалле железа шесть. У кристалла никеля направления осей легкого намагничивания совпадают с пространственными диагоналями куба. В кристалле никеля восемь направлений легкого намагничивания. У кристалла кобальта только два направления легкого намагничивания, перпендикулярные плоскости базиса элементарной ячейки (рис. 1-7, *а*). Вектор спонтанной намагниченности домена при отсутствии внешних воздействий всегда направлен вдоль одной из осей легкого намагничивания. Чтобы отклонить вектор спонтанного намагничивания от направления оси легкого намагничивания, нужно затратить работу на преодоление энергии магнитной анизотропии. Удельная энергия намагничивания

$$W = \mu_0 \int_0^M H dM \qquad (1\text{-}1)$$

пропорциональна площади между кривой намагничивания и осью ординат.

Намагничивание монокристалла до насыщения вдоль разных его осей требует различную затрату энергии (рис. 1-9). Формы петель гистерезиса (рис. 1-10) существенно различаются, если кристалл намагничивать вдоль оси легкого намагничивания (петля *а*), или перпендикулярно к этой оси (петля *б*). При почти одинаковом значении намагниченности насыщения петля *б* обладает существенно

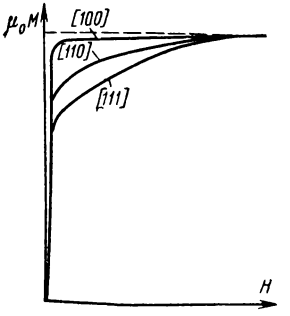


Рис. 1-9. Кривые намагничивания монокристалла железа в разных направлениях.

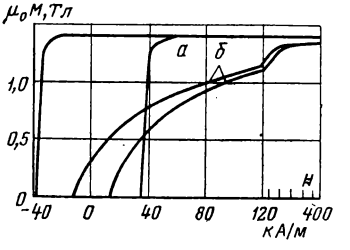


Рис. 1-10. Петли гистерезиса сплава альнико.

а — с термообработкой в магнитном поле, направленном вдоль текстуры; *б* — с термообработкой в магнитном поле, направленном перпендикулярно текстуре.

меньшими значениями коэрцитивной силы и остаточной индукции по сравнению с петлей *а*. Поэтому магниты, получаемые из монокристалла, нужно вырезать так, чтобы полярная ось магнита совпадала с осью легкого намагничивания монокристалла. Таким же требованиям должен отвечать и магнит, изготавливаемый из поликристаллического магнитно-анизотропного материала. Влияние угла рассогласования между направлением намагничивания и осью текстуры на значение удельной энергии у сплавов альнико представлено на рис. 1-11, из которого следует, что допустимыми можно считать углы рассогласования, не превышающие 8—10°.

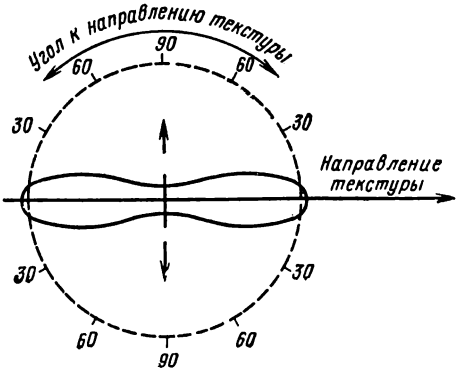


Рис. 1-11. Зависимость W_{max} от направления намагничивания относительно текстуры.

Магнитное состояние вещества описывается зависимостью $M=f_1(H)$ или зависимостью $B=f_2(H)$, где M — намагниченность, H — напряженность поля внутри вещества, B — магнитная индукция. Для технических расчетов обычно пользуются характеристикой $B=f_2(H)$. В научной литературе чаще используют характеристику $M=f_1(H)$. Если известна одна из этих характеристик, то другую можно построить на основании соотношения

$$B = \mu_0 (M + H). \qquad (1\text{-}2)$$

Характеристики $M=f_1(H)$ и $B=f_2(H)$ являются многозначными функциями напряженности H намагничивающего поля. Значения индукции и намагниченности, соответствующие данному значению напряженности магнитного поля, зависят от магнитной истории испытываемого образца. Принято различать кривую намагничивания, петлю магнитного гистерезиса и петли частных циклов.

Процесс намагничивания

Если образец был размагничен, то при наложении монотонно возрастающего поля напряженностью H намагниченность M будет изменяться по кривой намагничивания (рис. 1-12, *а*). На этой кривой принято различать три характерные участка: начальный участок *oa* (зона Релея), характеризующийся малым наклоном и положительной кривизной, средний участок *ab*, характеризующийся большим наклоном и содержащий точку перегиба, и третий участок *bc* (зона

технического насыщения), характеризующийся малым наклоном и отрицательной кривизной.

В размагниченном образце (рис. 1-12, *б*) расположение векторов намагниченности доменов равновероятно по всем направлениям. У образца (рис. 1-12, *в*), находящегося в очень слабом поле (зона Релея), соответствующем участку *oa*, происходят обратимое смещение границ и увеличение объема тех доменов, вектор намагниченности которых образует наименьший угол с направлением намагничи-

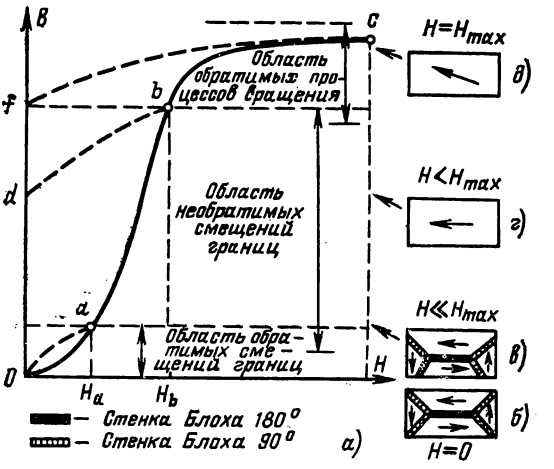


Рис. 1-12. Характеристика начального намагничивания.

вающего поля H. Это увеличение происходит за счет соответствующего уменьшения объема соседних доменов. Процесс обратим (пунктирная кривая *ao* на рис. 1-12, *а*), и при уменьшении намагничивающего поля до нуля размеры всех доменов восстанавливаются. У образца (рис. 1-12, *г*), находящегося в поле средней величины, соответствующей участку *ab*, происходят необратимое смещение границ доменов и поворот вектора намагниченности доменов в ближайшее направление легкого намагничивания. В итоге все векторы оказываются ориентированными вдоль той оси легкого намагничивания, направление которой составляет наименьший угол с направлением намагничивающего поля. Этот процесс необратим (пунктирная кривая *bd* на рис. 1-12, *а*). При уменьшении намагничивающего поля до нуля возникает гистерезис (отставание) и образец остается намагниченным. У образца (рис. 1-12, *д*), находящегося в поле, соответствующем участку *bc* (зона насыщения), происходит поворот векторов намагниченности доменов из направления вдоль оси легкого намагничивания в направление, параллельное намагничивающему полю H.

Этот процесс обратим (пунктирная кривая *cf* на рис. 1-12, *а*), и вектор намагниченности доменов после устранения намагничивающего поля возвращается в ближайшее направление легкого намагничивания. В действительности область смещения границ доменов и область вращения векторов намагниченности частично перекрывают друг друга, как это показано на рис. 1-12, *а*. Упрощенная схема изменения ориентации векторов намагниченности доменов в процессе намагничивания до насыщения и после устранения намагничивающего поля показана на рис. 1-13. У изотропного вещества) без магнитной текстуры) размагниченному состоянию соответствует равновероятное распределение векторов намагниченности доменов по всем направлениям (рис. 1-13, *а*). При наложении внешнего поля и насыщении направление всех векторов намагниченности совпадает с направлением поля (рис. 1-13, *б*). После устранения намагничивающего поля векторы намагниченности стремятся возвратиться в ближайшее направление легкого намагничивания (рис. 1-13, *в*). У изотропных материалов остаточная намагниченность обычно составляет 0,5—0,8 от значения намагниченности насыщения.

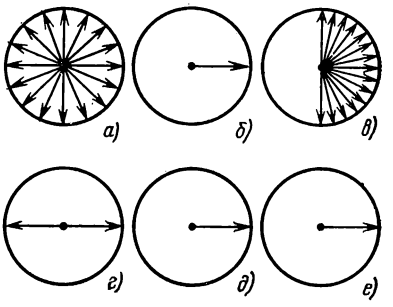


Рис. 1-13. Упрощенная схема изменения ориентации векторов намагниченности доменов.

У анизотропного материала размагниченному состоянию соответствует равновероятное распределение векторов намагниченности вдоль оси легкого намагничивания (рис. 1-13, *г*). При намагничивании до насыщения вдоль текстуры, совпадающей с направлением легкого намагничивания, все векторы совпадают с направлением намагничивающего поля (рис. 1-13, *д*). После устранения намагничивающего поля направление векторов намагниченности сохраняется, поскольку ось легкого намагничивания совпадает с направлением текстуры и с направлением намагничивающего поля (рис. 1-13, *е*). Поэтому у анизотропных материалов остаточная намагниченность близка к намагниченности насыщения.

При расположении всех векторов намагниченности доменов вдоль направления намагничивающего поля наступает техническое насыщение, соответствующее тому значению спонтанного намагничивания доменов, которое возможно при данной температуре. Дальнейшее весьма незначительное возрастание намагниченности происходит за счет парапроцесса, т. е. направляющего воздействия внешнего поля на дезориентированные тепловым движением магнитные моменты. Кривую намагничивания определяют как геометрическое место вершин гистерезисных петель, получающихся при циклическом перемагничивании образца в поле возрастающей амплитуды (рис. 1-14).

Предельный гистерезисный цикл

Гистерезисные петли (рис. 1-14) образуют так называемое семейство петель гистерезиса. Отрезки, отсекаемые ими на оси абсцисс и ординат, определяют значения коэрцитивной силы по намагниченности H_{cM} и остаточной намагниченности M_r. По мере увеличения амплитуды намагничивающего тока H_{cM} и M возрастают, а петля гистерезиса достигает предельных очертаний, характерных для данного материала. Значение коэрцитивной силы H_{cM} является критерием для разделения ферро- и ферримагнитных материалов на магнитно-твердые и магнитно-мягкие. К магнитно-твердым относятся материалы с $H_{cM} \geqslant 1000$ А/м, а к магнитно-мягким — материалы с $H_{cM} \leqslant 1000$ А/м.

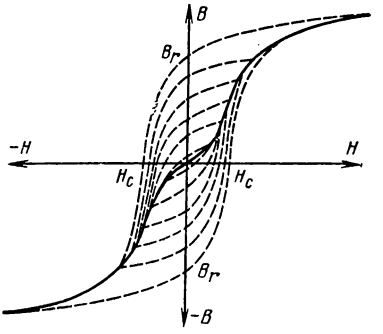


Рис. 1-14. Семейство петель гистерезиса.

Свойства магнитно-мягких материалов обычно характеризуют кривой намагничивания, а свойства магнитно-твердых — предельной петлей гистерезиса, построенной в координатах $\mu_0 M$, H или B, H (рис. 1-15). По оси ординат здесь, кроме B, отложена индукция намагниченности $\mu_0 M$, позволяющая применить для построения петли гистерезиса по намагниченности тот же масштаб, что и для петли гистерезиса по индукции.

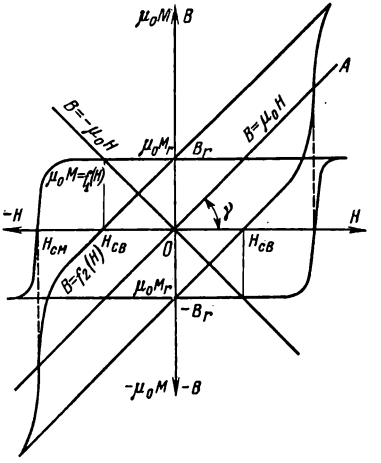


Рис. 1-15. Предельные петли гистерезиса по $\mu_0 M$ и B.

Для удобства построения через начало координат проводят прямую oA, характеризующую поле в вакууме $B_в = \mu_0 H$, угол наклона которой к оси $H = \gamma$ определяется выражением

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{B_в}{H} = \mu_0. \qquad (1\text{-}3)$$

В первом квадранте $\mu_0 M$ и H положительны. Поэтому кривая $B = f_2(H)$ здесь лежит выше кривой $\mu_0 M = f_1(H)$. Во втором квадранте $\mu_0 M$ положительно, а H отрицательно и кривая $B = f_2(H)$ лежит ниже кривой $\mu_0 M = f_1(H)$. По этой причине всегда $H_{cM} > H_{cB}$. Из

рис. 1-15 следует, что петля гистерезиса по индукции $B=f_2(H)$ является деформированной петлей гистерезиса по намагниченности $\mu_0 M=f_1(H)$. Поэтому чем выше у данного материала коэрцитивная сила H_{cM}, тем существенней разница между H_{cM} и H_{cB}. У магнитотвердых материалов с относительно небольшой коэрцитивной силой H_{cM} расхождение между H_{cM} и H_{cB} практически неощутимо. Зато у материалов с очень большой H_{cM} и малым значением B_r оно становится весьма заметным.

Важнейшим следствием деформации петли гистерезиса при переходе от $\mu_0 M$ и B является возникновение условия

$$\lim (H_{cB})_{H_{cM}\to\infty} = \frac{B_r}{\mu_0}, \tag{1-4}$$

согласно которому коэрцитивная сила по индукции H_{cB} не может ни при каких обстоятельствах превзойти значение B_r/μ_0. Действительно, при $H_{cM}=\infty$ $\mu_0 M=B_r=\text{const}$ и $B=\mu_0(M-H)=B_r-\mu_0 H$, но при $B=0$ $H=(H_{cB})_{max}$. Отсюда $(H_{cB})_{max}=B_r/\mu_0$. На примере сплава сильманал легко убедиться, что его коэрцитивная сила $H_{cB}=$ $=44{,}8$ кА/м уже весьма близка к предельно возможному ее значению $(H_{cB})_{max}=B_r/\mu_0=47{,}2$ кА/м, и дальнейшее увеличение H_{cM} практической пользы не принесет.

Вторым следствием деформации петли гистерезиса является возникновение условия

$$\lim (B_d H_d)_{H_{cM}\to\infty} = \frac{B_r^2}{4\mu_0}, \tag{1-5}$$

где B_d и H_d — индукция и напряженность магнитного поля, соответствующие максимальной удельной энергии.

Действительно, при $H_{cM}=\infty$ кривая $B=f_2(H)$ в пределах второго квадранта близка к прямой, проходящей через точки B_r и H_{cB}. Следовательно, здесь $B_d=B_r/2$ и $H_d=H_{cB}/2=B_r/2\mu_0$.

Отсюда

$$(B_d H_d)_{max} = B_r^2/4\mu_0. \tag{1-6}$$

Частные циклы. Снятие предельной петли гистерезиса всегда производят при монотонном изменении H. Если же при прохождении любой точки a (рис. 1-16) монотонное изменение поля H заменить на циклическое, то характеристика $B=f_2(H)$ опишет петлю частного цикла ab. Общие положения, касающиеся частных циклов, подчиняются (в первом приближении) правилам Маделунга [1-1].

1. Всякая кривая $\overline{a}$ однозначно определяется точкой поворота a, лежащей на кривой предельного цикла и служащей началом кривой $\overline{a}$.

2. Если какую-нибудь точку b кривой $\overline{a}$ делают точкой поворота и получают новую кривую $\overline{b}$, то эта кривая $\overline{b}$ приводит к исходной точке a кривой $\overline{a}$.

3. Если кривую $\bar{c}$ начинают из какой-либо точки c на кривой $\bar{b}$, то она приводит в точку b и идет далее по кривой $\bar{a}$, как если бы цикл bcd не был описан.

4. Кривые частных циклов, выходящие из точек поворота a и d, имеющих одинаковые ординаты, могут быть приведены в совпадение путем параллельного смещения (петли ab и de при совмещении совпадают).

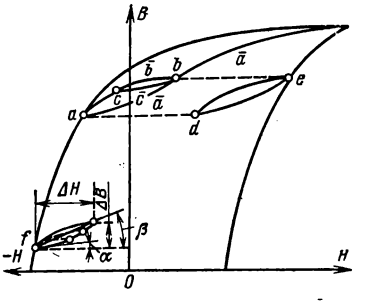


Рис. 1-16. Частные циклы гистерезиса.

Сюда следует добавить правило Юинга, согласно которому при помощи частных петель можно достичь любой точки, лежащей внутри петли предельного цикла, однако никогда нельзя пройти в точку, лежащую вне предельной петли.

При технических расчетах обычно пренебрегают как раствором петель частных циклов, так и кривизной образующих их линий, и заменяют семейство петель частных циклов прямыми, например прямой fg (рис. 1-16), называемыми прямыми возврата. Тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс называется коэффициентом возврата $K_в$. Отсюда $K_в = \Delta B/\Delta H = \operatorname{tg}\beta$. Значение $K_в$ всегда больше проницаемости возврата (реверсивной) $\mu_{r.rev} = \operatorname{tg}\alpha$, но обычно эта разница очень мала, и часто принимают $K_в = \mu_{r.rev}$. Значение $K_в$ входит в расчетные формулы всех постоянных магнитов, испытывающих в процессе работы (или в условиях сборки) воздействие внешнего магнитного поля или изменение внешней магнитной проводимости.

Магнитная аккомодация (приспособление). При циклическом перемагничивании образца в поле $\pm H$, амплитуда которого близка к напряженности полного насыщения, петля гистерезиса достигает

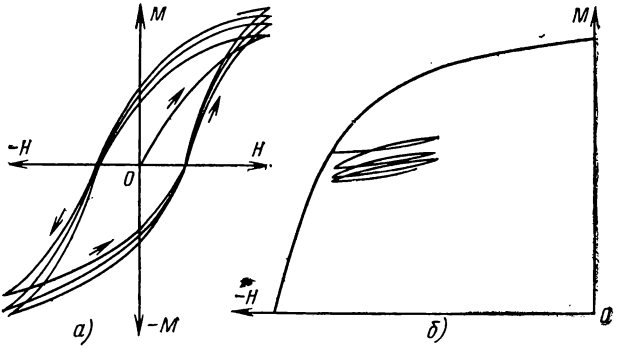


Рис. 1-17. Магнитная аккомодация.

стационарного состояния не сразу, а после 5—10 перемагничиваний (рис. 1-17, *а*). Такое «приспособление» образца к условиям намагничивания всегда должно учитываться при магнитных измерениях. Явление аккомодации объясняется различием в магнитной истории каждого цикла. Аккомодация наблюдается также и при прохождении частных циклов гистерезиса (рис. 1-17, *б*).

Особые формы петель гистерезиса

У подавляющего большинства материалов форма предельной петли $M=f_1(H)$ имеет одинаковый характер. В приведенных масштабах гистерезисные петли разных материалов (построенные в координатах M, H) почти совпадают. Исключение составляют только смещенная и прямоугольная петли.

Смещенная петля (рис. 1-18, *а*) имеет такую же форму, как обычная, но сдвинута относительно начала координат. Она сопутствует одновременному существованию у материала ферромагнитного и антиферромагнитного состояний. Эффект смещения наблюдается у однодоменных частиц ферромагнитных металлов, покрытых слоем антиферромагнетика (например, у оксидированных частиц кобальта), и у некоторых сплавов (никель — марганец, железо — алюминий, уран — марганец и др.), хотя для сплавов еще не решен вопрос о существовании дискретных ферромагнитных и антиферромагнитных областей. Для получения сдвинутой петли материал должен пройти термомагнитную обработку путем охлаждения в сильном магнитном поле (порядка 1000 кА/м) от температуры Нееля для антиферромагнетика до температуры глубокого холода. Смещение петли исчезает при достижении образцом комнатной температуры.

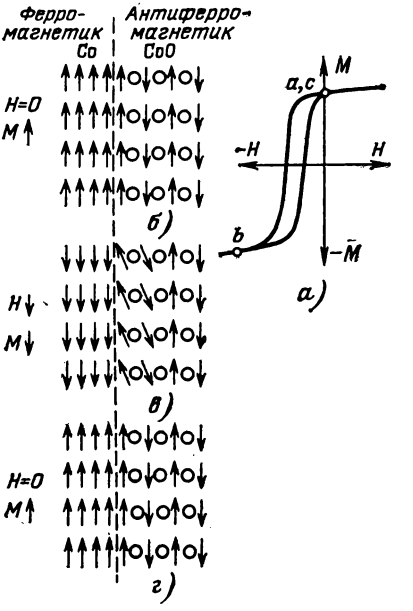


Рис. 1-18. Смещенная петля гистерезиса.

Объяснение сдвига петли у однодоменных частиц, состоящих из дискретных ферромагнитных и антиферромагнитных областей, основано на предположении о существовании прямой связи между ато-

мами ферромагнетика и атомами того же элемента, входящими в состав антиферромагнитного окисла. При $H=0$ (рис. 1-18, *б*) все магнитные моменты атомов металла (кобальта) параллельны друг другу, а магнитные моменты атомов того же металла в окиси антипараллельны (кружками обозначены атомы кислорода). Взаимодействие между самым правым слоем атомов кобальта в металле и самым левым слоем атомов кобальта в окисле таково, что намагниченность их параллельна. Это получается в результате предварительного охлаждения частицы в магнитном поле до температуры ниже точки Нееля для окисла. Воздействие размагничивающего поля H (рис. 1-18, *в*) приводит к перемагничиванию частицы кобальта и к отклонению векторов намагниченности у нескольких левых слоев атомов кобальта в окиси. Основная же масса атомов кобальта в окиси не изменяет направления своих магнитных моментов, так как внешнее поле практически не взаимодействует с антиферромагнетиком. При уменьшении внешнего поля до нуля (рис. 1-18, *г*) взаимодействие между атомами кобальта в металле и окиси возвращает намагниченность однодоменной частицы кобальта в ее первоначальное направление. Эффект взаимодействия проявляется только при температурах, достаточно далеких от температуры Нееля. Поэтому для его наблюдения образцы необходимо (в зависимости от материала) охлаждать до температуры около 70 К и даже значительно ниже.

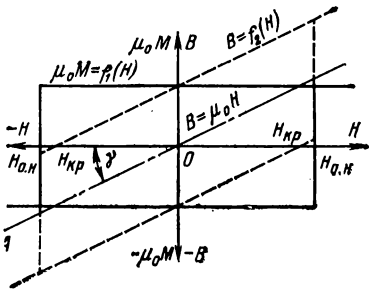


Рис. 1-19. Прямоугольная петля гистерезиса.

Особенность магнитов из материалов со сдвинутой петлей состоит в том, что их невозможно ни размагнитить, ни перемагнитить воздействием сколь угодно сильного магнитного поля, так как после устранения действия поля поток магнита полностью восстанавливается.

Прямоугольная петля гистерезиса (рис. 1-19) характеризует предельный гистерезисный цикл материалов, у которых при монотонно изменяющейся величине напряженности поля H намагниченность M не имеет устойчивых значений в интервале между остаточной намагниченностью $+M_r$ и остаточной намагниченностью $-M_r$. Причина этого явления, которое можно рассматривать как резко выраженный эффект Баркгаузена, заключается в том, что у некоторых материалов напряженность $H_{о.н}$, при которой возникают зародыши обратной намагниченности, больше критической напряженности $H_{кр}$, при которой границы доменов могут смещаться через любые препятствия, имеющиеся в материале вследствие его структурной неоднородности. Если у материала, находящегося в состоянии остаточной намагниченности $+M_r$, нет доменов обратной намагниченности, то они образуются только при наложении внешнего поля $-H_{о.н}$ противопо-

Таблица 1-2

Физические свойства ферромагнитных элементов

Элемент	Плотность, г/см³	Температура плавления, °С	Температура Кюри, °С	Внутренняя индукция насыщения B_{iS}, Тл	
				при 0 К	при 20° С
Никель	8,92	1453	358	0,64	0,605
Железо	7,87	1539	768	2,18	2,15
Кобальт	8,84	1495	1020	1,82	1,79
Гадолиний	7,87	1350	18	2,66	—
Тербий	8,25	1356	—55	3,27	—
Диспрозий	8,60	1480	—188	3,70	—
Гольмий	8,80	1500	—250	3,75	—
Эрбий	9,10	1500	—250	3,42	—
Тулий	9,33	1545	—222	2,72	—

Физические свойства интерметаллических соединений типа RCo_5

Соединение	Плотность, г/см³	Температура плавления, °С	Температура Кюри, °С	Индукция намагниченности насыщения $\mu_0 M_S$ при 0 К, Тл	Индукция намагниченности насыщения $\mu_0 M_S$ при 20° С, Тл
YCo_5	7,60	1352	700	1,12	1,06
$CeCo_5$	8,54	1190	460	1,00	0,85
$PrCo_5$	8,32	1225	635	1,32	1,20
$NdCo_5$	8,39	1285	650	1,40	1,23
$SmCo_5$	8,52	1320	740	1,08	0,96
$GdCo_5$	8,86	1355	735	0,20	0,36
$TbCo_5$	8,92	—	705	0,09	0,24
$DyCo_5$	9,15	—	640	0,25	0,45
$HoCo_5$	9,14	—	730	0,30	0,60
$ErCo_5$	9,05	1335	720	0,22	0,72

Значения температуры Кюри

Соединение	T_K, °С	Соединение	T_K, °С	Соединение	T_K, °С
Ферриты		*Соединения* Fe		*Соединения* Mn, Cr, Ag	
$NiOFe_2O_3$	590	Fe_2B	739	Mn_4N	470
$CoOFe_2O_3$	520	Fe_2O_3	620	MnBi	350
$MnOFe_2O_3$	510	Fe_3O_4	575	MnSb	320
$CuOFe_2O_3$	490	$FeBe_2$	520	Mn_3Sb_2	315

Продолжение табл. 1-2

Соединение	T_K, °С	Соединение	T_K, °С	Соединение	T_K, °С
Ферриты		*Соединения* Fe		*Соединения* Mn, Cr, Ag	
$LaOFe_2O_3$	465	Fe_3Al	500	Mn_2Sb	275
$SrOFe_2O_3$	450	Fe_4N	488	MnB	260
$BaOFe_2O_3$	445	Ee_3P	420	Mn_4Sn	150
$PbOFe_2O_3$	435	Fe_2C	380	CrO_2	116
$Pr_2O_3Fe_2O_3$	435	FeS	320	$AgFe_2$	110
$AlOFe_2O_3$	339	Fe_3N	275	CrFe	100
$SnOFe_2O_3$	325	$Fe_{0,5-0,7} \times \times Co_{0,3-0,5}$	250	MnAs	45
				MnP	25
$MgOFe_2O_3$	315	Fe_3C	215	*Соединения* Co	
$Nd_2O_3Fe_2O_3$	300	Fe_2Ce	116		
$Sm_2O_3Fe_2O_3$	300	Fe_3Si_2	90	Co_2B	510
$Yb_2O_3Fe_2O_3$	275	*Соединения* Ni		Co_4Zn	490
$Er_2O_3Fe_2O_3$	255			CoS_2	180
$CdOFe_2O_3$	250	Ni_3 Mn	470	CoZn	125
$BeOFe_2O_3$	190	Ni_2 Mg	235		

ложной ориентации по отношению к $+M_r$. Поэтому при возрастании перемагничивающего поля H от нуля до $H=-H_{о.н}$ намагниченность материала не изменяется, так как в нем нет зародышей доменов обратной намагниченности. Если $H_{о.н}>H_{кр}$, то как только напряженность H достигнет значения $-H_{о.н}$, возникшие домены обратной намагниченности начинают неудержимо расти и намагниченность материала изменяется скачком от $+M_r$ до $-M_r$.

Строго прямоугольной может быть только петля гистерезисного цикла по намагниченности $M=f_1(H)$, а соответствующая ей петля $B=f_2(H)$, изображенная на рис. 1-18 пунктиром, оказывается наклоненной на угол γ, тангенс которого равен μ_0. Поэтому понятие «материал с прямоугольной петлей гистерезиса» справедливо лишь по отношению к петле $M=f_1(H)$ и может приводить к недоразумениям в отношении формы петли $B=f_2(H)$.

Структурно нечувствительные свойства магнитных материалов представлены в табл. 1-2.

1-4. КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТНО-ТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Все магнитно-твердые материалы принято подразделять по области применения на три группы: для постоянных магнитов, для гистерезисных двигателей и для магнитной записи. По преобладающему технологическому признаку (с учетом химического состава) их можно разделить на четыре группы: сплавы, интерметаллические соединения, ферриты и композиции (табл. 1-3). В настоящее время наи-

большее промышленное значение для постоянных магнитов имеют литые и металлокерамические сплавы на основе системы Fe-Al-Ni-Co и ферриты; для гистерезисных двигателей — сплавы на основе системы Fe-Co-Mo, обрабатываемые резанием; для магнитной записи — деформируемые сплавы различных систем, главным образом сплавы, получающие текстуру при холодной деформации. Промышленное значение остальных материалов сравнительно невелико. Магнитопласты почти не применяют, так как они имеют значительно меньшую магнитную энергию, чем металлокерамика из этих же материалов. Магнитоэласты, обладающие такой же или меньшей энергией, чем магнитопласты, находят применение только в тех сравнительно редких случаях, когда имеет значение их эластичность, например в герметичных разъемных соединениях. Композиции из однодоменных удлиненных частиц, обладающих высокой магнитной энергией, являются перспективными материалами, но технология их производства пока слишком сложна. Сплавы на основе платины имеют высокую магнитную энергию и хорошие технологические свойства, но из-за высокой стоимости их применение ограничено микроминиатюрными магнитами специальных измерительных приборов для научных исследований. Магнитные свойства интерметаллических соединений, обладающих рекордно высокой коэрцитивной силой и высокой магнитной энергией, позволяют осуществлять предельную миниатюризацию магнитных систем. Поэтому редкоземельные материалы могут в скором времени вытеснить традиционные материалы (сплавы и ферриты) из области радиоэлектроники, приборостроения и автоматики.

Все существующие магнитно-твердые материалы следует по признаку свойств получаемых из них магнитов делить на две группы. В первую группу входят материалы, изделия из которых, будучи намагниченными вместе с арматурой, полностью восстанавливают свой поток после временного отсоединения арматуры. Вторую группу образуют материалы, изделия из которых при этих условиях теряют заметную часть потока. Причина столь резкого различия свойств постоянных магнитов, выполненных из материалов первой и второй группы, кроется в различии их кривых размагничивания по индукции $B=f_2(H)$.

У материалов первой группы колено кривой размагничивания лежит в третьем квадранте, а ее участок в пределах второго квадранта прямолинеен. У материалов второй группы колено кривой размагничивания расположено во втором квадранте, и ее участок в пределах этого квадранта имеет вид гиперболы.

Различие вида кривых $B=f_2(H)$ в основном зависит от значения отношения коэрцитивной силы по намагниченности H_{cM} к остаточной индукции B_r. Если $\mu_0 H_{cM}/B_r > 1$, то колено кривой $B=f_2(H)$ лежит в третьем квадранте, а если $\mu_0 H_{cM}/B_r < 1$, то во втором.

На рис. 1-20, *а*, представлены кривые размагничивания $\mu_0 M = f_1(H)$ для двух материалов. Кривая *1* характерна для материала первой группы $[\mu_0 H_{cM}/B_r > 1]$, а кривая *2* — для материала второй группы $[\mu_0 H_{cM}/B_r < 1]$. Там же построены две производные кривые *1'* и *2'* размагничивания по индукции $B=f_2(H)$, полученные из кривых *1* и *2* на основании известного соотношения $B=\mu_0(M-H)$. Для построения служит вспомогательная прямая *OA* с угловым коэффициентом μ_0. Любая ордината кривой $B=f_2(H)$ есть разность орди-

Таблица 1-3

Классификация магнитно-твердых материалов по преобладающему технологическому признаку с учетом химического состава

Группа материалов	Название и основные компоненты	Краткая характеристика технологических и магнитных свойств		Область применения
		Труднодеформируемые		
Сплавы	Альнико Fe-Al-Ni-Co	Литые	Тверды, хрупки. Высокие магнитные свойства при магнитной и кристаллической текстуре. Удельная энергия до 40 кДж/м^3	Крупные магниты всех назначений. Магнитные системы измерительных приборов и дистанционных компасов. Успокоители. Статоры исполнительных двигателей. Роторы тахогенераторов. Магниты поляризованных реле. Роторы генераторов. Магнитные сепараторы. Магнитные муфты
		Металлокерамические	Механическая прочность выше, чем у литых. Магнитные свойства обычно изотропны и несколько ниже, чем у литых. Удельная энергия до 16 кДж/м^3	Мелкие магниты всех назначений. Подвижные магниты измерительных приборов. Магнитные системы тахометров и тахогенераторов. Магниты поляризованных микрореле. Роторы и статоры микродвигателей и микрогенераторов. Магнитные муфты приборного типа

Деформируемые

Комоль Fe-Co-Mo	Ковка горячая. После смягчающей термообработки допускают обработку резанием. Удельная энергия до 9 кДж/м³	Тонкие магниты и магниты сложной формы, изготовление которых литьем затруднительно. Стрелки компасов. Девиационные системы компасов. Магнитные пружины измерительных приборов. Гистерезисные двигатели
Fe-Cr-Co	Ковка горячая и холодная. Прокатка, волочение. Сложная окончательная термообработка. Удельная энергия до 16 кДж/м³	
Викаллой Fe-V-Co	Легко штампуются. Обрабатываются резанием. Высокие магнитные свойства можно получить только в тонких сечениях. Удельная энергия до 18 кДж/м³	
Кунико Fe-Cu-Ni-Co Кунифе Cu-Ni-Fe	Пластичны и прочны. Выпускаются в виде тонких лент и проволок. Допускают деформацию только в холодном виде. Удельная энергия до 6 кДж/м³	Магнитная запись
Платиновые Pt-Co Pt-Fe	Высокие механические и магнитные свойства. Удельная энергия до 45 кДж/м³	Миниатюрные магниты

Продолжение табл. 1-3

Группа материалов	Название и основные компоненты	Краткая характеристика технологических и магнитных свойств	Область применения
Интерметаллические соединения	Редкоземельные материалы (соединения редкоземельных элементов с кобальтом)	Тверды и хрупки. Рекордно высокие магнитные свойства за счет высокой коэрцитивной силы. Удельная энергия до 72 кДж/м^3 у серийной продукции	Магнитные системы ламп бегущей волны, магнетронов и другой радиоэлектронной аппаратуры. Магниты измерительных приборов и микромашин
	Соединения на основе марганца Mn-Bi (бисманоль) Mn-Al Mn-Gd	Тверды и хрупки. Хорошие магнитные свойства за счет высокой коэрцитивной силы. Удельная энергия до 20 кДж/м^3. Mn-Cd можно обрабатывать резанием	Пока широкого применения не нашли. Могут применяться в магнитных сепараторах, муфтах и фиксаторах, магнитных линзах, поляризованных реле
Ферриты	Бариевые $BaO(Fe_2O_3)_6$ Кобальтовые $CoOFe_2O_3$ Стронциевые $SrO(Fe_2O_3)_6$	Тверды. Очень хрупки. Хорошие магнитные свойства за счет высокой коэрцитивной силы. Удельная энергия до 12 кДж/м^3	Электрические машины. Электронные приборы. Магнитные системы ламп бегущей волны, магнетронов и другой радиоэлектронной аппаратуры. Магнитные линзы. Исполнительные двигатели. Микрогенераторы. Поляризованные реле. Аппаратура сигнализации. Магнитные сепараторы, муфты и редукторы

Композиции	На основе однодоменных частиц Fe Fe-Co	Хорошие механические и магнитные свойства. Удельная энергия до 26 кДж/м³	Перспективны, но пока промышленное применение ограничено из-за сложной технологии
	Магнитопласты. Наполнитель — альнико, феррит; связующее — бакелит, эпоксидные смолы	Технология изготовления и механические свойства, как у пластмасс и резины. Магнитные свойства низкие. Удельная энергия до 2,8 кДж/м³	Подвижные магниты измерительных приборов. Эластичные герметизаторы для разъемных соединений. Магнитные линзы. Стопоры, фиксаторы
	Магнитоэласты. Наполнитель — альни, альнико, феррит. Связующее — резина		

нат кривой $\mu_0 M = f_1(H)$ и прямой OA. Поэтому абсциссы точек c_1 и c_2 пересечения прямой OA с кривыми *1* и *2* определяют величины коэрцитивной силы H_{cB1} и H_{cB2}.

Кривые *1* и *2* имеют линейный участок, заключенный между осью абсцисс и началом колена (точки a_1 и a_2). У кривой *1* точ-

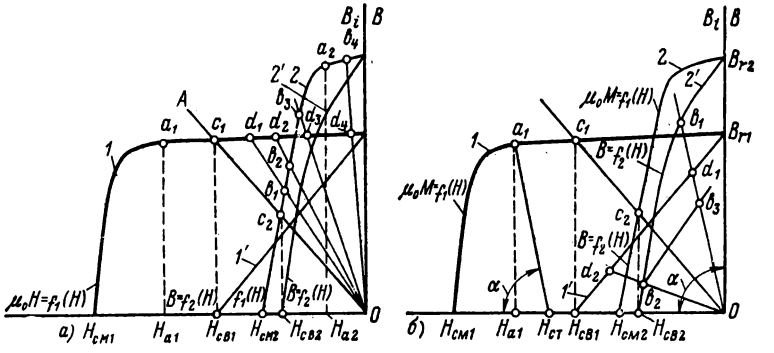


Рис. 1-20. Кривые размагничивания материалов первой и второй групп при воздействии внутреннего (*а*) и стороннего (*б*) размагничивающих полей.

ка a_1 лежит левее точки c_1, а у кривой *2* точка a_2 лежит правее точки c_2. Абсциссы точек a_1 и a_2 суть H_{a1} и H_{a2}. У кривой *1* $H_{a1} > H_{cB1}$, а у кривой *2* $H_{a2} < H_{cB2}$. Участок кривой *1* между точкой c_1 и осью ординат практически прямолинеен. Поэтому участок кривой *1'* в пределах второго квадранта также прямолинеен. Участок кривой *2* между точкой c_2 и осью ординат криволинеен, поэтому колено кривой $B = f_2(H)$ лежит в пределах второго квадранта, а сама кривая имеет вид гиперболы (случай, когда $H_a = H_{cB}$, является критическим). В соответствии с этим материалы первой группы следует называть закритическими, а материалы второй группы — докритическими. Промежуточную группу составляют критические материалы.

В группу докритических входят все традиционные магнитно-твердые материалы, в том числе новые сплавы альнико с направленной кристаллизацией и монокристаллы этих сплавов. В группу закритических материалов входят интерметаллические соединения редкоземельных металлов и те из магнитно-твердых ферритов, у которых в пределах второго квадранта линия $B = f_2(H)$ прямолинейна. В группу критических материалов входят те магнитно-твердые ферриты, у которых начало колена кривой $B = f_2(H)$ лежит вблизи оси абсцисс.

Магниты, выполненные из закритических материалов, имеют следующие свойства, недостижимые у магнитов из докритических материалов: независимость магнитного момента от формы магнита; способность полностью восстанавливать магнитный поток в процессе магнитного возврата (в частности, после временного отделения магнита

от арматуры и после воздействия стороннего размагничивающего поля, напряженность которого $H_{ст}$ соизмерима и даже превышает коэрцитивную силу $H_{св}$).

Независимость магнитного момента от формы магнита, выполненного из закритического материала, вытекает из рассмотрения кривой *1*. Магнитный момент равномерно намагниченного магнита $P_м = M_м V_м$, где $M_м$ — намагниченность; $V_м$ — объем магнита. На рис. 1-20, *б* проведены четыре линии скоса Od_1—Od_4, соответствующие магнитам в виде тонкой пластинки, длинного цилиндра, намагниченного по диаметру, шара и длинного цилиндра, намагниченного по оси. Эти магниты имеют проницаемость формы, равную соответственно 1,01; 2; 3 и 55. Точки d_1—d_4 определяют остаточную намагниченность магнитов из закритического материала, а точки b_1—b_4 — остаточную намагниченность магнитов из докритического материала. Из рисунка следует, что намагниченность $\mu_0 M_м$, а следовательно, и магнитный момент $P_м$ у магнитов из закритического материала практически не зависят от формы магнита (так как ординаты точек d_1—d_2 и d_4 почти одинаковы), а у магнитов из докритического материала зависят очень сильно (ибо ординаты точек b_1—b_4 неодинаковы).

Способность магнитов из закритических материалов полностью восстанавливать свой поток в процессе магнитного возврата объясняется тем, что у них характеристика $B=f_2(H)$ отражает только прямолинейный участок кривой $\mu_0 M=f_1(H)$, лежащий выше колена, а у всех магнитно-твердых материалов на этом участке прямая магнитного возврата совпадает с характеристикой размагничивания. На рис. 1-20, *б* представлены кривые $\mu_0 M=f_1(H)$ и соответствующие им кривые $B=f_2(H)$ для закритического материала (кривые *1* и *1'*) и докритического материала (кривые *2* и *2'*). Прямая Od_1 — линия скоса у магнита с арматурой, а прямая Od_2 — линия скоса у магнита без арматуры. В зависимости от группы материала индукция у магнита, намагниченного с арматурой, определяется точкой d_1 или b_1. Если магнит вынуть из арматуры, то его индукция определится соответственно точками d_2 или b_2. Если же магнит снова соединить с арматурой, то у магнита из закритического материала индукция снова определится точкой d_1, так как прямая магнитного возврата совпадает здесь с характеристикой размагничивания. У магнита из докритического материала прямая магнитного возврата $b_2 b_3$ не совпадает с характеристикой размагничивания, поскольку точка b_2 лежит ниже колена кривой размагничивания, и операция вынимания магнита из арматуры приводит здесь к значительной потере магнитного потока.

Способность магнитов из закритических материалов полностью восстанавливать магнитный поток после воздействия стороннего размагничивающего поля $H_{ст}$ объясняется теми же причинами, что и способность полностью восстанавливать поток после временного отсоединения арматуры. Для нахождения наибольшей допустимой напряженности $H_{ст}$ нужно из точки a_1 начала колена кривой *1* провести линию $a_1 a_2$, параллельную линии скоса Od_1 магнита с арматурой. При этом отрезок Oa_2 определит значение $H_{ст}$. Из рисунка следует, что $H_{ст}=H_{a1}-H_{вн}$ — напряженность внутреннего размагничивающего поля (отрезок $a_2 a_3$). Чем дальше отстоит точка a_1 от критической точки c_1, тем больше $H_{ст}$ по сравнению с коэрцитивной силой $H_{св}$.

Таблица 1-4

Параметры характеристики размагничивания литых сплавов по данным ГОСТ 17809-72

Марка сплава	Максимальная удельная энергия $W_{max} = 0{,}5\,B_d H_d$, кДж/м³	Коэрцитивная сила		Остаточная индукция B_r, Тл	B/H в точке $(BH)_{max}$, мкГн/м	Тип кристаллической структуры	Магнитная анизотропия
		по индукции H_{cB}, кА/м	по намагниченности H_{cM}, кА/м				
	Не менее						
ЮНД4	3,6	40	—	0,50	12,0—16,0	Равноосная	Отсутствует
ЮНД8	5,1	44	—	0,60	13,0—16,0		
ЮНТС	4,0	58	—	0,43	7,0—10,0		
ЮНДК15	6,0	48	—	0,75	15,5—18,0		
ЮНДК18	9,7	55	—	0,90	15,0—20,0		
ЮНДК18С	14	44	—	1,10	22,0—28,0		
ЮН13ДК24С	18	36	—	1,30	30,0—33,0		
ЮН13ДК24	18	40	—	1,25	25,0—27,5		
ЮН14ДК24	18	48	—	1,20	20,0—22,0		
ЮН15ДК24	18	52	—	1,15	15,0—17,5		
ЮН14ДК24Т2	15	60	—	1,10	16,0—19,0		

ЮН13ДК25А	28	44	—	1,40	27,5—30,0	Столбчатая	Имеется
ЮН14ДК25А	28	52	—	1,35	24,0—25,0		
ЮН13ДК25БА	28	48	—	1,40	26,5—27,5		
ЮН14ДК25БА	28	58	—	1,30	21,5—24,0		
ЮН15ДК25БА	28	62	—	1,25	16,5—21,5		
ЮНДК31Т3БА	32	92	—	1,15	11,0—14,0		
ЮНДК34Т5	14	92	—	0,75	8,0—11,0	Равноосная	
ЮНДК35Т5Б	16	96	—	0,75	8,0—10,0		
ЮНДК35Т5	18	110	—	0,75	7,0—8,0		
ЮНДК38Т7	18	135	—	0,75	4,5—5,5		
ЮНДК40Т8	18	145	—	0,70	3,5—4,5		
ЮНДК35Т5БА	36	110	—	1,02	8,0—9,0	Столбчатая	
ЮНДК35Т5АА	40	115	—	1,05	8,0—9,0	Монокристаллическая	
ЮНДК40Т8АА	32	145	—	0,90	4,0—5,0		

В обозначениях марок сплавов буквы означают: Б — ниобий, Д — медь, К — кобальт, Н — никель, С — кремний, Т — титан, Ю — алюминий, А — столбчатая кристаллическая структура, АА — монокристаллическая структура. Цифры означают процентное содержание элемента.

1-5. МАГНИТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ МАГНИТНО-ТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

В СССР государственными и отраслевыми стандартами нормированы параметры характеристик размагничивания всех основных материалов для постоянных магнитов, а именно литых и металлокерамических сплавов, деформируемых сплавов, интерметаллических соединений редкоземельных элементов и магнитно-твердых ферритов.

В области литых сплавов действует ГОСТ 17809-72, нормирующий параметры 25 марок (табл. 1-4), в области металлокерамических сплавов ГОСТ 13596-68, нормирующий параметры 11 марок (табл. 1-5), в области деформируемых сплавов — ГОСТ 10994-74, нормирующий состав сплавов. Магнитные параметры этих сплавов определены ведомственными нормативными документами (табл. 1-6). В области интерметаллических соединений редкоземельных элементов действует ГОСТ 21559-76, нормирующий параметры четырех марок (табл. 1-7). В области магнитно-твердых ферритов действуют ОСТ 11707002-76 и ТУ, нормирующие параметры 28 марок (табл. 1-8). Параметры композиционных материалов (табл. 1-9) нормируются ТУ.

Таблица 1-5

Параметры характеристики размагничивания металло-керамических сплавов по данным ГОСТ 13596-68

Марка сплава	Максимальная удельная энергия $W_{max} = 0{,}5\,B_d\,H_d$, кДж/м³	Коэрцитивная сила		Остаточная индукция B_r, Тл	B/H в точке $(BH)_{max}$, мкГн/м
		по индукции H_{cB}, кА/м	по намагниченности H_{cM}, кА/м		
	Не менее				
ММК1	3,0	24	—	0,60	20,6
ММК2	3,5	39	—	0,48	13,0
ММК3	4,0	44	—	0,52	11,1
ММК4	4,5	40	—	0,55	10,0
ММК5	4,7	44	—	0,60	13,0
ММК6	5,0	44	—	0,65	16,0
ММК7	10,5	44	—	0,95	17,2
ММК8	14,0	40	—	1,10	22,8
ММК9	12,0	80	—	0,75	8,3
ММК10	15,0	100	—	0,80	9,3
ММК11	16,0	128	—	0,70	5,0

Буквы ММК означают материал металлокерамический, а цифра — порядковый номер сплава.

Таблица 1-6

Параметры характеристики размагничивания деформируемых сплавов

Название сплава	Система	Марка сплава	Сортамент	W_{max}, кДж/м³	B_r, Тл	H_{cB}, кА/м
Комоль	Fe-Co-Mo	12 КМ	Трубная заготовка	3—9	0,8—0,11	8—20
	Fe-Co-Mo-W	12 КМВ				
Викаллой	Fe-Co-V	52КФ	Лист, проволока	1,5—12,5	1,7—0,9	4—30
		52КФТМ	Прямолинейные прутки	1,5—17,5	1,15—0,9	32—48
Кунифе	Cu-Ni-Fe		Прутки, проволока, листы	3—7,5	0,7—0,65	20—46
Кунико	Cu-Ni-Co			2,5—4,0	0,5—0,3	35—56
—	Fe-Cr-Co	25Х15К	Листы, прутки, проволока	10—17,5	1,0—1,25	35—45
	Fe-Cr-Co-Mo	30Х25КМ		15—20	1,0—1,25	45—80

Продолжение табл. 1-6

Название сплава	Система	Марка сплава	Сортамент	W_{max}, кДж/м³	B_r, Тл	H_{cB}, кА/м
—	Fe-Mn-Ni	12ГН	Листы	6—7,5	0,8—0,7	15—18
—	Fe-Cr-Ni	ЭП322	Лента	0,5—4,0	0,5—0,1	20—56
				0,5—1,5	1,6—0,2	20—64
—	Fe-Co-Cr-V	25КХ4Ф	Листы, проволока	1,0—1,25	1,2—1,0	2,5—3,0
		35КХФ		1,25—2,0	1,2—0,8	2,5—4,8
	Fe-Co-Ni-V	25КН14Ф		0,75—1,0	1,2—1,1	1,6—2,0
		35КН10Ф		1,25—1,5	1,6—1,2	2,2—3,0
Платинакс	Pt-Co	ПлК78	Прутки, полосы, листы	32—47,5	0,8—0,7	300—400
		ПлК76		28—45	0,75—0,65	240—350

Таблица 1-7

Параметры характеристики размагничивания магнитно-твердых интерметаллических соединений

Группа	Марка соединения		Максимальная удельная энергия $W_{max} = 0{,}5 B_d H_d$, кДж/м³	Коэрцитивная сила по индукции H_{cB}, кА/м	Коэрцитивная сила по намагниченности H_{cM}, кА/м	Остаточная индукция B_r, Тл	Отношение B/H в точке $(BH)_{max}$, мкГн/м
			Не менее				
Редкоземельные ГОСТ 21559-76	КС37		55	540	1300	0,77	1,35
	КС37А		65	560	1000	0,82	1,30
	КСП37		65	520	800	0,85	1,39
	КСП37А		72,5	500	640	0,90	1,72
На основе марганца	MnBi (бисманоль)	Изотропный	12—13	250—300	500—600	0,35—0,40	—
		Анизотропный	30	400—450	700—800	0,55—0,60	—
	70 Mn 30 Al	Литой	2—2,8	80—96	120—136	0,24	—
		Деформируемый	12—20	160—176	240	0,55	—
	68 Mn 32 Ga	Литой	4—6	96	320—360	0,15—0,2	—
		Деформируемый	8—10	120—160	400—640	0,2—0,25	—

В обозначениях марок соединений буквы означают: К—кобальт, П — празеодим, С — самарий, А — улучшенная текстура. Цифры означают среднее содержание самария или среднее суммарное содержание самария и празеодима.

Таблица 1-8

Параметры характеристики размагничивания магнитно-твердых ферритов

Марка феррита	Максимальная удельная энергия $W=0{,}5\,B_dH_d$, кДж/м³	Коэрцитивная сила		Остаточная индукция B_r, Тл	B/H в точке $(BH)_{max}$, мкГн/м
		по индукции H_{cB}	по намагниченности H_{cM}		
		кА/м			
		Не менее			
6БИ240	3,0	125	240	0,19	1,50
6БИ250	2,8	120	247	0,19	1,61
7БИ215	3,5	125	215	0,21	1,58
7БИ300	3,5	140	300	0,20	1,43
9БА205	4,5	135	205	0,24	1,60
14БА255	7,0	185	255	0,29	1,50
15БА300	7,5	200	300	0,30	1,50
16БА190	8,0	185	190	0,30	1,41
18БА220	9,0	210	220	0,33	1,51
18БА300	9,0	220	300	0,32	1,45
19БА260	9,5	225	260	0,33	1,43
22БА220	11,0	215	220	0,36	1,48
24БА210	12,0	205	210	0,37	1,42
25БА150	12,5	145	150	0,38	1,44
25БА170	12,5	165	170	0,38	1,44
28БА170	14,0	165	170	0,39	1,39
28БА190	14,0	185	190	0,39	1,36
21СА320	10,5	239	318	0,34	1,38
24СА200	12,0	195	200	0,37	1,43
27СА220	13,5	215	220	0,38	1,34
28СА250	14,0	240	250	0,39	1,35
10КА165	5,0	143	165	0,23	1,32
11КА135	5,55	127	135	0,24	1,30
14КА135	7,15	127	135	0,28	1,37
22РА220	11,0	215	220	0,36	1,48
25РА150	12,5	145	150	0,38	1,60
28РА180	14,0	175	180	0,39	1,35
30РА190	15,0	185	190	0,40	1,33

Примечание. В обозначениях марок цифра, стоящая на первом месте, означает (округленно) энергетическое произведение, B_dH_d, выраженное в кА·Тл/м. Буква, стоящая на втором месте, означает состав феррита: Б — бариевый, К — кобальтовый, Р — легированный редкоземельными элементами, С — стронциевый. Буква, стоящая на третьем месте, означает: А — анизотропный, И — изотропный. Цифра, стоящая на последнем месте, определяет значение коэрцитивной силы по намагниченности, выраженное в килоамперах на метр.

Таблица 1-9

Параметры характеристики размагничивания магнитно-твердых композиционных материалов

Марка композиции	Максимальная удельная энергия $W_{max}=0{,}5\,B_dH_d$, кДж/м³	Коэрцитивная сила		Остаточная индукция B_r, Тл
		по индукции H_{cB}, кА/м	по намагниченности H_{cM}, кА/м	
	Не менее			
ИРП-2042	0,56	54,4	—	0,08
ИРП-2056	0,94	68,8	—	0,11
Магнитоэласт (ТУ45-75)	2,0	72	88	0,17
Пластиформ 1Н	4,15	155	176	0,214
Пластиформ 1	4,3	118	—	0,22

В качестве критерия энергоемкости нами всюду выбрано значение максимальной энергии $W_{max}=B_dH_d/2$, а не энергетическое произведение B_dH_d, так как в некоторых нормативных документах последнее неправильно выражено в кДж/м³, в то время как его нужно выражать в кА·Тл/м. Запись формул удельной энергии и энергетического произведения в системах единиц СИ и СГСМ имеет вид:

Система единиц	Удельная максимальная энергия	Энергетическое произведение
СИ	$W=\left(\frac{BH}{2}\right)_{max}$, Дж/м³	$(BH)_{max}=B_dH_d$, Тл·А/м
СГСМ	$W=\left(\frac{BH}{8\pi}\right)_{max}$, Эрг/см³	$(BH)_{max}=B_dH_d$, Гс·Э

1-6. МАГНИТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАРУБЕЖНЫХ МАГНИТНО-ТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

О параметрах кривой размагничивания магнитно-твердых материалов иностранного производства наиболее достоверно можно судить лишь по данным, приводимым в каталогах фирм.

В настоящее время за рубежом наиболее распространенными являются магниты из ферритов (табл. 1-10) и сплавов альнико (табл. 1-11 и 1-12). Магниты из редкоземельных материалов (табл. 1-13) в силу их относительной дороговизны еще не нашли массового применения. Однако весьма вероятно, что они в скором времени будут доминировать в области радиоэлектроники, приборостроения и производства средств технической кибернетики, так как благодаря своей высокой энергии эти материалы позволяют существенно

Таблица 1-10

Параметры характеристики размагничивания магнитно-твердых ферритов по данным каталогов иностранных фирм

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
Ферроксдюр:					
270	2,7	3,4	3,2	4,2	
280	2,9	3,5	3,0	3,2	
300	3,6	4,0	1,8	1,85	Philips (Нидерланды)
330	3,2	3,7	3,0	3,1	
370	3,5	3,85	2,95	3,1	
380	3,4	3,8	3,3	3,5	
Ферроксдюр:					
280K	2,8	3,55	3,0	2,7	
300R	3,3	3,4	1,9	2,0	
300	2,9	3,5	3,0	—	Philips (Италия)
330K	3,4	3,7	3,0	3,3	
360R	3,6	3,9	3,2	2,4	
100	0,95	2,2	1,65	2,7	
Ферроксдюр:					
FXDI	1,0	2,2	1,7	—	Fransco (Франция)
FXDII	3,2	3,8	2,0	—	
FXDIII	2,6	3,45	3,2	—	
Ферроксдюр:					
100	0,9	2,0	1,7	—	Valvo (Франция)
300	2,9	3,8	1,7	—	
Ферроксдюр:					
270	2,7	3,4	3,0	4,2	RTC La Radio-technique complex (Франция)
370	3,7	3,85	2,95	3,1	
Спиналь (изотропн.)	1,0	2,15	1,65	3,4	
Спиналор:					
1B	3,3	3,9	1,6	1,65	Allevard Ugine
1	3,0	3,6	2,0	2,05	
1H	2,65	3,3	2,5	2,6	

Продолжение табл. 1-10

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
Спиналор:					
2	3,2	3,7	2,8	2,95	
2H	2,85	3,5	3,05	3,25	
3B	3,5	3,95	2,0	2,1	Allevard Ugine (Франция)
3H	2,8	3,5	2,6	2,7	
4B	3,6	4,05	2,0	2,1	
4H	3,2	3,7	3,2	3,6	
Ферроксдюр:					
I	1,0—1,2	2,1—2,4	1,8—2,0	—	Yokohama Kagaku Kinzaku Co., Ltd. (Япония)
II	3,8—4,0	4,0—4,2	1,8—2,0	—	
III	2,5—3,1	3,6—3,8	2,0—2,4	—	
Ферринет:					
Q_6	3,4—4,0	4,0—4,3	1,8—2,2	—	Tohoku Metals Industries, Ltd. (Япония)
Q_1	1,0—1,2	2,3—2,5	1,8—2,0	2,9—3,3	
Q_7	2,5—3,0	3,3—3,7	2,8—3,2	3,0—3,5	
Q_8	3,4—4,0	3,8—4,1	2,1—2,4	2,15—2,45	
УВМ-1А	3,25—4,0	3,7—4,1	1,7—2,1	1,75—2,15	Hitachi Metals Ltd. (Япония)
УВМ-2А	2,0—2,5	3,0—3,5	2,2—2,6	2,4—3,0	
УВМ-2С	2,91—3,62	3,5—3,9	2,8—3,3	3,0—3,6	
УВМ-2F	2,14—2,75	3,0—3,4	2,3—2,7	2,4—3,0	
УВМ-2D	2,59—3,25	3,3—3,7	2,7—3,3	3,0—3,8	
УВМ-1В	3,8—4,4	4,0—4,3	1,8—2,2	1,85—2,25	
УВМ-2В	3,4—4,2	3,8—4,2	2,7—3,4	2,9—3,6	
УВМ-2ВВ	4,2—4,6	4,2—4,4	2,4—3,1	2,5—3,2	
УВМ-3	0,95—1,26	2,0—2,3	1,7—2,0	3,2—3,4	
УВМ-2G	2,43—3,08	3,2—3,6	2,6—3,1	3,1—3,8	
УВМ-2D	2,59—3,25	3,3—3,7	2,7—3,3	3,0—3,8	
FB_1	1,1	2,2	1,9	3,5	TDK Electronics Co., Ltd (Япония)
FB_2A	3,4	3,85	1,8	1,85	
FB_2B	3,4	3,85	1,8	1,85	
FB_3A	2,9	3,6	2,4	2,5	
FB_3B	2,6	3,4	3,0	3,4	
FB_4A	3,8	4,15	1,8	1,85	
FB_4B	3,2	3,8	3,2	3,5	

Продолжение табл. 1-10

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
FXД1	0,8—1,0	2,0—2,3	1,5—1,7	—	Sumitomo Special Metals Co., Ltd. (Япония)
FXД2	2,7—3,3	3,5—4,0	1,7—2,0	—	
FXД3	2,1—2,5	3,0—3,5	2,2—2,6	—	
FXД4	3,5—4,0	4,0—4,3	1,7—2,2	—	
FXД6	3,0	3,8	1,7	—	
SSR1	4,5	4,5	2,0	—	
SSR2	3,5	4,0	3,2	—	
OP-B1	0,8—1,1	2,0—2,3	1,5—1,8	3,0—3,5	Mitsubishi Electric Corporation (Япония)
OP-B2	2,1—2,5	3,0—3,5	2,2—2,6	3,0—3,5	
OP-B3	3,4—4,3	3,8—4,3	1,7—2,2	1,7—2,2	
MPA-80	0,8—1,0	2,0—2,2	1,5—1,7	—	
MPA-270	2,7—3,3	3,5—4,0	1,7—2,0	—	
MPB-210	2,1—2,5	3,0—3,5	2,2—2,6	—	
P1	1,1	2,2—2,4	1,9—2,2	—	Nippon Ferrite Industrial Co., Ltd. (Япония)
P2	1,73	2,9	2,2	—	
P3	2,0	3,4	1,6	—	
P5	2,5—3,0	3,4—3,8	2,1—2,5	—	
P6	3,1—3,7	3,8—4,3	1,7—2,1	—	
Индокс:					Indiana General (США)
I	1,0	2,2	1,82	—	
II	1,65	2,7	2,25	—	
V	3,5	3,84	2,20	—	
VIA	2,6	3,3	3,0	—	
VI	2,2	3,05	2,4	—	
Ферримаг:					Crucible Magnetics Division of «Colt Industries» (США)
1	1,05	2,3	1,85	—	
1A	1,05	2,2	1,80	3,2	
1B	1,1	2,25	1,85	4,0	
5	3,5	3,95	2,00	—	
5E	2,6	3,35	2,30	2,60	
5A	3,5	3,95	2,40	2,47	
6	3,1	3,6	2,75	3,1	
6E	2,5	3,3	2,8	3,0	
7	2,8	3,45	3,3	4,0	
8	3,5	3,85	2,95	3,1	
Генокс:					General Magnetic Corporation (США)
1	1,1	2,3	1,95	—	
5	3,4	3,8	2,4	—	
6	2,7	3,3	2,8	—	

Продолжение табл. 1-10

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
М-01	1,0	2,2	1,8	3,5	
М-0,5С	2,6	3,3	2,2	2,3	Allen Bradley
М-0,5В	3,4	3,8	2,05	2,1	(США)
F-335	1,3	2,25	1,75	3,75	DM Steward
F-330	1,15	2,38	1,92	3,85	Manufacturing
F-500	3,75	4,10	2,35	2,45	Co. (США)
F-620	2,6	3,44	3,00	3,58	
Арнокс:					
1	1,05	2,25	1,8	3,0	
5	3,5	3,9	2,4	2,42	Arnold Engine-
6	2,8	3,45	3,1	3,6	ering (США)
7	2,7	3,45	3,2	4,0	
8	3,5	3,85	2,9	3,0	
Магнадур:					
6	3,2	3,7	3,0	—	
2	3,3	3,9	1,8	—	Mullard Overse-
3	2,9	3,4	3,0	—	as Ltd. (Вели-
4	2,0	2,6	2,45	—	кобритания)
Р120	1,3	2,3	1,95	—	
1	0,95	2,1	1,75	—	
Фероба:					Balfour and
I	1,0	2,2	1,7	—	Darwins Ltd.
II	3,2	3,9	1,7	—	(Великобри-
III	2,7	3,4	2,5	—	тания)
Коэрокс:					
100	0,8—1,1	1,9—2,3	2,0—1,6	—	
300	2,7—3,2	3,4—3,8	2,5—1,9	—	Fried Krupp
300К	2,5—3,6	3,3—3,9	1,8—2,6	—	GMBH Widia-
300	2,8—3,5	3,5—4,0	2,0—1,6	—	Fabrik (ФРГ)
330	3,0—3,4	3,4—3,8	3,2—2,6	—	
360	3,3—3,8	3,7—4,1	2,0—2,9	—	
Окс:					
100	1,0	2,1	1,7	—	
300	3,0	3,8	1,8	—	Magnetfabrik
330	3,0	3,6	2,8	—	Bonn (ФРГ)
360	3,3	3,8	2,0	—	
400	3,6	3,8	2,8	—	

Продолжение табл. 1-10

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
Сифферит:					
DB1	5,0	2,0—2,3	1,5—1,9	—	Siemens Aktien-
DS1	4,6	3,6—4,0	2,2—2,9	—	gesellschaft
DS2	4,4	3,2—3,6	3,0—3,65	—	(ФРГ)
Оксит:					
100	0,8—1,0	2,2—1,9	1,6—1,9	—	
300K	2,7—3,2	3,9—3,6	1,9—2,3	—	Deutsche Edel-
300KK	2,0—2,7	2,8	2,3	—	stahlwerkge-
300	2,9—3,4	4,1—3,75	1,6—2,0	—	sellschaft Mag-
330	3,0—3,4	3,8—3,6	2,6—3,1	—	netfabrik Dort-
360	3,0—3,7	4,0—3,75	1,9—2,3	—	mund (ФРГ)
300	2,7	3,5	1,35	—	
A20K	0,8—1,1	2,0—2,3	1,8—1,1	—	РЭС ПРОМ
A25R	2,9—3,3	3,4—4,0	2,1—1,2	—	(НРБ)

Таблица 1-11

Параметры кривой размагничивания литых сплавов альни и альнико по данным каталогов иностранных фирм

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	H_{cB}, Э	B_r, кГс	H_d, Э	B_d, кГс	Фирма (страна)
Тикональ:						
190	2,1	730	8,0	400	5,0	
360	3,6	710	10,7	500	7,2	
400	4,0	640	11,6	500	8,0	
450	4,25	1335	8,5	800	5,3	
500	4,8	630	12,8	500	9,6	Philips (Ни-
600	5,77	645	13,1	550	10,5	дерланды)
650	6,5	700	13,0	565	11,0	
750	7,5	760	13,4	650	11,5	
800	7,5—8,0	750	13,8	—	—	
900	9,0	1400	10,6	1100	8,0	
1100	10,8	1500	10,1	—	—	
Реко:						
100	1,2	480	6,2	300	4,0	
120	1,3	600	5,9	400	3,1	
140	1,4	565	6,5	400	3,5	Philips
160	1,65	680	6,6	400	4,15	(Италия)
170	1,65	890	5,6	500	3,3	
220	2,3	1200	6,3	600	3,75	

Продолжение табл. 1-11

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	H_{cB}, Э	B_r, кГс	H_d, Э	B_d, кГс	Фирма (страна)
УСМ:						
1A	3,8	515	12	435	8,8	
1B	4,8	600	12,3	300	9,7	
1C	5,3	630	12,6	515	10,2	Hitachi Metals (Япония)
1D	6,0	670	13,0	570	10,5	
2A	2,8	770	8,3	480	5,8	
2B	3,8	720	10,5	485	7,8	
2C	3,2	950	8,0	615	5,2	
УСМ:						
2D	3,5	1050	9,0	640	5,45	
3	1,1	350	8,0	205	5,3	
4A	1,5	550	5,8	393	3,8	Hitachi Metals (Япония)
4B	1,9	650	6,2	430	4,4	
4C	2,7	850	7,5	555	4,9	
4D	3,0	900	7,75	590	5,1	
KS1	0,9—1,0	200—250	9,5—11	130	7,0	
KS2	0,6—0,65	140—180	9,0—9,5	102	6,0	
KS4	0,45—0,5	100—120	8—9	80	6,0	
CS1	0,9—1,25	400—500	4,5—5,5	310	3,4	
CS2	0,75—1,0	700—800	3—3,5	420	2,1	
CS3	0,8—1,0	100—150	10—11	145	8,5	
CS3A	0,75—1,0	230—270	7,5—8,5	200	4,8	Sumitomo Special Metals (Япония)
NKS-1	3,4—4,0	640—720	10,3—11,3	470	7,5	
NKS-1B1	3,8—4,8	620—680	11,5—12,5	520	8,2	
NKS-1B2	3,5—4,5	640—700	10,0—12,0	500	8,0	
NKS-1B3	3,5—4,5	660—730	10,5—11,5	520	7,7	
NKS-1DA	1,2—1,55	570—650	6,0—6,8	370	3,7	
NKS-1DB	1,2—1,5	650—750	5,3—5,8	450	3,2	
NKS-1F	3,0—3,8	730—800	9,5—10,5	485	6,9	

Продолжение табл. 1-11

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	H_{cB}, Э	B_r, кГс	H_d, Э	B_d, кГс	Фирма (страна)
NKS-1M	0,4—0,5	100—140	8,0—9,8	80	5,7	Sumitomo Special Metal (Япония)
NKS-3	4,0—5,0	560—640	12,3—13,0	565	9,7	
NKS-5	4,5—5,5	600—660	12,3—13,3	525	9,5	
NKS-5DG	5,3—6,3	630—730	12,5—13,5	575	10,0	
NKS-6	3,5—4,5	1200—1400	8,0—9,0	750	4,3	
NKS-7	6,7—8,0	680—780	13,0—14,0	620	11,3	
NKS-10	8,6—11,0	1400—1600	10,0—11,0	—	—	
Альнико:						
IA	1,4	540	6,6	340	4,1	Crucible Steel (США)
IB	1,4	450	7,1	300	4,7	
IC	1,4	400	7,6	270	5,2	
IIA	1,7	650	7,0	400	4,3	
IIB	1,7	580	7,5	360	4,7	
IIH	2,1	600	8,4	390	5,4	
IIIA	1,35	560	6,4	346	3,9	
IIIB	1,35	490	6,8	315	4,3	
IIIC	1,35	400	7,5	270	5,0	
IVA	1,35	730	5,5	420	3,2	
IVB	1,45	660	6,0	400	3,6	
VA	5,0	720	12,0	550	9,1	
VAB	5,5	685	12,5	550	10,0	
VAB	6,5	700	13,1	590	11,0	
IXA	8,5	1600	10,4	—	—	
IXB	9,5	1400	10,5	—	—	
VB	5,5	650	12,7	530	10,4	
VBDG	6,5	685	13,3	580	11,85	
VC	5,5	580	13,2	490	11,2	
VE	4,5	700	11,0	535	8,4	
VIA	2,75	975	7,5	600	4,6	
VIB	3,65	760	10,5	520	7,0	
Альнико:						
I	1,4	425	7,0	310	4,5	General Magnetic (США)
II	1,6	530	7,4	340	4,7	
III	1,4	475	7,0	310	4,5	
IV	1,3	700	5,3	430	3,0	
V	5,7	640	12,8	540	10,6	

Продолжение табл. 1-11

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	H_{cB}, Э	B_r, кГс	H_d, Э	B_d, кГс	Фирма (страна)
VDG	6,5	675	13,5	580	11,2	
VI	4,0	750	10,2	530	7,5	
VIII	5,0	1600	8,0	—	—	
IX	5,0	1450	8,5	—	—	
Альнико:						
I	1,40	450	7,1	305	4,60	
II	1,55	530	7,3	335	4,62	
III	1,40	470	7,0	325	4,30	Arnold Engineering Co. (США)
IV	1,25	740	5,2	415	3,0	
V	5,00	620	12,5	500	10,0	
VDG	6,0	640	13,1	560	10,75	
VIII	5,0	1500	8,8	—	—	
IX	5,0	1650	7,8	—	—	
Альнико:						
VI	3,75	650	10,5	515	7,28	
VII	2,75	1050	7,2	690	4,00	
X900	1,80	850	6,5	540	3,30	
I изотропный	1,4	440	7,0	300	4,5	
II изотропный	1,6	560	7,2	350	4,7	
III изотропный	1,35	470	6,9	315	4,3	
IV анизотропный	1,30	700	6,5	430	3,0	Indiana Steel Products Co. (США)
V анизотропный	5,25	600	12,5	512	10,2	
VI анизотропный	3,8	750	10,1	543	7,0	
VII анизотропный	7,5	730	13,4	—	—	
Маглой:						
1	5,3	645	12,7	530	10,0	Plessey Co., Ltd. (Великобритания)
2	1,70	750	10,7	540	7,4	
5	1,25	560	7,7	400	4,25	

Продолжение табл. 1-11

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	H_{cB}, Э	B_r, кГс	H_d, Э	B_d, кГс	Фирма (страна)
6	1,25	480	6,2	300	4,0	Plessey Co., Ltd. (Великобритания)
7	3,3	720	9,5	730	6,25	
8	4,4	1250	9,0	800	5,5	
10	5,8	700	12,9	560	10,4	
100X	6,5	730	13,4	600	10,8	
Тикональ:						Mullard Overseas Ltd. (Великобритания)
XX	9,0	1400	10,6	—	—	
GX	7,5	720	13,5	625	12,0	
G	5,7	583	13,48	520	11,0	
C	5,0	680	12,50	520	9,62	
F	4,8	600	12,40	480	10,0	
H	4,5	670	11,80	545	8,27	
E	4,1	740	11,07	550	7,5	
Д	3,8	600	12,0	420	9,0	
K	3,6	1150	8,50	775	4,65	
Реко:						
2A	1,92	1000	5,50	600	3,3	
3A	1,7	645	7,20	390	4,35	
Альни	1,25	490	6,2	340	3,65	English Steel Magnet Corporation (Великобритания)
Алькомакс:						
II	4,5	575	12,4	450	9,6	
III	5,1	675	12,5	500	9,5	
IV	4,3	750	11,2	535	8,0	
Альнико	1,7	550	8,0	360	4,7	
Эрстит:						Deutsche Edelstahlwerke AG (ФРГ)
190	2,1	820	7,5	485	4,4	
300	3,1	820	9,15	515	4,4	
450	4,4	1300	8,6	825	5,25	
500	5,0	650	12,05	515	9,65	
600	5,85	710	12,5	590	9,95	
700	>6,2	>700	>12,5	>580	>9,9	

Продолжение табл. 1-11

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	H_{cB}, Э	B_r, кГс	H_d, Э	B_d, кГс	Фирма (страна)
Тикональ:						
190	2,95	740	8,0	—	—	
360	3,4	710	10,75	—	—	
450	4,12	1300	8,5	—	—	
500	4,65	620	12,65	—	—	Valvo (ФРГ)
600	5,65	650	13,2	—	—	
700	6,5	670	13,1	—	—	
750	7,25	740	13,7	—	—	
Коэрцит:						
120R	1,4	425	7,0	275	5,0	
120K	1,22	600	5,9	385	3,3	
160	1,70	690	6,5	440	4,0	
190	2,1	725	8,0	450	4,9	
220	2,3	1225	6,3	650	3,55	Fried Krupp
330	3,1	750	9,15	490	6,05	Widia-Fabrik
350	3,7	1150	8,25	715	5,0	Magnetwerk-
400	4,15	610	11,5	475	9,0	stoffe
400K	4,05	815	9,97	560	6,6	(ФРГ)
450	4,4	1200	8,35	740	5,6	
500	5,0	650	12,0	515	9,5	
600	5,85	720	12,5	580	9,8	
700	6,75	750	13,25	580	9,5	
Тикональ 1500	5,0	1450	8,5	—	—	Allevard Ugine (Франция)
Перматит:						
600	6,5	700	12,5	550	10,2	
500	4,5	630	12,0	500	9,5	
400	3,8	610	11,2	470	9,0	Böher, Gebrüder
350	3,3	1150	8,4	700	5,2	and Co.
220	2,0	1000	6,2	570	3,6	(Австрия)
190	1,8	760	7,5	440	4,5	
160	1,5	700	6,6	420	3,9	
120	1,1	630	5,8	380	3,4	

Таблица 1-12

Параметры кривой размагничивания металлокерамических (синтетических) сплавов альни и альнико по данным каталогов иностранных фирм

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, Э	B_d, кГс	H_d, Э	Фирма, страна
Тикональ	4,2	11,07	620	8,93	470	Mullard (Великобритания)
Альнико	1,5	7,0	550	4,5	330	
Алькомакс:						Murex (Великобритания)
II	3,6	11,0	550	8,5	425	
III	4,1	11,0	620	8,8	465	
IV	3,5	9,5	725	7,6	530	
Гикомакс	2,6	8,1	810	4,9	—	
Альни	1,1	5,6	520	3,4	294	Darwins Ltd (Великобритания)
Альнико	1,6	7,0	550	3,6	445	
Гикомакс	2,6	8,1	810	5,1	510	
Алькомакс:						
II	3,6	11,0	550	8,5	425	
III	3,2	11,3	620	8,8	480	
IV	3,5	9,5	725	6,8	515	
Альнико:						Indiana Steel Products Co. (США)
II	1,45	6,9	520	4,3	340	
IV	1,20	5,2	700	3,0	400	
V	3,50	10,5	600	7,8	450	
VI	2,75	8,8	800	5,5	500	
Индаллой	0,9	9,0	240	6,0	150	
Альнико:						Crucible Steel Co. (США)
II	1,5	7,2	550	4,40	340	
IV	1,25	5,5	730	3,10	400	
V	3,8	10,5	600	8,15	465	

Продолжение табл. 1-12

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, Э	B_d, кГс	H_d, Э	Фирма, страна
Альнико:						
160	0,72	7,3	470	3,36	216	VEB Hartmetall-stahlwerke AG (ФРГ)
400	3,75	10,5	550	8,46	443	
Эрстит:						
120R	1,4	7,3	435	5,0	275	
120K	1,25	5,9	640	3,3	330	
160	1,7	6,5	705	3,95	430	
220	2,3	6,1	1175	3,55	650	Deutsche Edel-stahlwerke AG (ФРГ)
190	2,6	7,5	820	4,4	485	
300	3,1	9,15	820	6,0	515	
350	3,7	8,25	1125	5,1	715	
400	4,15	11,5	610	8,9	475	
400	3,65	9,8	750	6,9	530	

Таблица 1-13

Параметры характеристики размагничивания магнитно-твердых интерметаллических соединений по данным каталогов иностранных фирм

Материал		$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма, страна
$SmSo_5$	ЕС-16	15—17	7,8—8,4	7,5—8,0	14—16	TDK Electronics (США)
	ЕК-20	19—21	8,8—9,2	8,5—9,0	12—16	
	ЕК-24	23—25	9,7—10,2	9,0—10,0	10—16	
Sm-Pr-Co		26	10,3	—	15	Hitachi Metals (Япония)

Таблица 1-14

Параметры характеристики размагничивания магнитно-твердых композиционных материалов по данным каталогов иностранных фирм

Марка и тип связующего		$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
Ферроксдюр	Р3О термопласт 15%	0,3—0,35	1,15—1,25	1,05—1,10	2,5—2,7	Philips (Нидерланды) и RTS la Radiotechnique-Complex (Франция)
	Р40 термопласт 10%	0,4—0,45	1,35—1,45	1,15—1,20	2,3—2,4	
	Р50 термопласт 7%	0,5—0,55	1,55—1,60	1,22—1,28	2,3—2,4	
	Д-55 термопласт 5%	0,55—0,6	1,65—1,70	1,30—1,40	2,5—2,75	
	Р130 термопласт 11%	1,3—1,4	2,3—2,4	2,1—2,4	2,8—3,0	
Пластоферрит	Пластоферрит I	0,60	1,65	1,25	—	Allevard Ugine (Франция)
	» II	0,50	1,55	1,20	—	
	» III	0,25	1,0	0,95	—	
Феррифлекс	Резина I	0,50	1,55	1,15		
	Термопласт II	0,35	1,30	1,10		
	» III	1,15	2,20	1,90	2,5	
	» IV	1,50	2,50	2,10	3,0	

Мангадур	Д-55 термопласт IE термопласт P-40 резина P-120 резина	0,6 0,46 0,45 1,30	1,70 1,47 1,45 2,30	1,40 1,23 1,20 1,95	— — — —	Mullard (Великобритания)
Гэзлокс III резина		0,4	1,4	1,05	—	Plessey (Великобритания)
YR M3 YR M4 YR M3G YR M4G	Резина	0,35—0,40 0,45—0,52 0,6—0,9 0,8—1,1	1,3—1,5 1,6—1,8 1,75—2,0 2,1—2,3	1,0—1,1 1,05—1,2 1,5—1,65 1,6—1,8	— — — —	Hitachi Metals Ltd. (Япония)
KPM-2A KPM-2B	Эластик	0,4—0,6 0,2—0,3	1,4—1,6 1,0—1,2	1,2—1,35 0,9—1,0	— —	
OP-G1 OP-G2 OP-G3 OP-G4 OP-G5 OP-G6 OP-N	Резина	— — — — — 0,43—0,07 1,1—1,4	0,7 1,02 1,28 1,55 1,70 1,36—0,58 2,4—3,0	0,62 0,85 0,98 1,08 1,13 1,26—0,46 0,9—1,2	— — — — — — —	Mitsubishi Electric Corporation (Япония)
MBS-3 MBS-6	Термореактивная резина	0,5—0,6 1,0—1,2	1,5—1,7 2,1—2,3	1,3—1,4 1,8—2,0	3,0 3,0	TDK Electronics Co., Ltd. (Япония)

Продолжение табл. 1-14

Марка и тип связующего		$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, кГс	H_{cB}, кЭ	H_{cM}, кЭ	Фирма (страна)
MBP-1	Термопластичная резина	0,2	1,0	0,9	3,0	TDK Electronics Co., Ltd. (Япония)
RN-1	Резина	0,54	1,7	1,15	—	Sumitomo Special Metals Co., Ltd.
RN-2		0,75	2,0	1,35	—	
RM-1A	Смола	0,5	1,6	1,2	—	Япония
RM-1B		0,25—0,30	1,05—1,1	0,85	—	
GP-S	Резина изопреновая	1,02	2,10	1,95	3,65	TODA Industrial Co., Ltd. (Япония)
GP-B		1,04	2,15	1,92	3,0	
Коэрокс G	Резина	0,5—1,0	1,5—2,0	1,5—1,3	—	Fried Krupp GMBH Widia-Fabrik (ФРГ)
	Термопласт	0,4—0,6	1,4—1,6	1,3—1,1	—	
Оксилит G	Резина	0,5—0,65	1,8—1,5	1,3—1,5	—	Deutsche Edelstahlwerke Aktiengesellschaft Magnetfabrik Dortmund (ФРГ)
	Дюропласт	0,5—0,65	1,8—1,5	1,3—1,5	—	
	Термопласт	0,5—0,65	1,8—1,5	1,3—1,5	—	
	Резина	0,9—1,1	2,1—1,9	1,2—1,3	—	
	Дюропласт	0,7—0,8	2,0—1,8	1,3—1,35	—	
Спрокс: 1H	Резина	0,13	0,75	0,65		Magnetfabrik Bonn (ФРГ)
2F		0,28	1,1	0,90		
2H		0,55	1,6	1,2		
2FE		0,60	1,7	1,3		
3FP		0,50	1,5	1,15		
4F		1,1	2,2	1,8		

BP1 BP2	Резина	0,3—0,4 0,4—0,5	1,05—1,35 1,35—1,55	1,05—1,15 1,15—1,25	— —	Electronisca Industrija OOUR fabrika Ferita (Югославия)

Таблица 1-15

Параметры характеристики размагничивания ковких сплавов по данным каталогов иностранных фирм

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, Гс	H_{cB}, Э	B_d, Гс	H_d, Э	Фирма (страна)
Кунифе 1	1,3	5,4	500	4,0	325	Indiana Steel Products Co. (США)
Кунико	0,8	3,4	700	2,0	400	
Кунифе	1,35	5,4	500	4,4	300	Arnold Engineering Co. (США)
Кунико	0,85	3,4	710	2,0	425	
Викаллой (вако)	0,80	7,5	250	4,7	170	
Ремаллой (комоль)	1,00	9,7	250	6,2	160	

Продолжение табл. 1-15

Марка	$(BH)_{max}$, МГс·Э	B_r, Гс	H_{cB}, Э	B_d, Гс	H_d, Э	Фирма (страна)
Викаллой I (вако)	1,00	9,0	300	5,5	180	
Викаллой II (вако)	3,0	10,0	450	8,2	370	
Ремаллой (комоль)	1,1	10,0	230	6,9	160	
Кунико:						Crucible Steel Co. (США)
I	0,85	3,45	710	2,0	425	
II	0,99	5,3	450	3,4	290	
I	1,85	5,7	590	4,2	440	
II	0,87	7,3	260	4,7	185	
Коэрцит:						
Т (вако)	2,8—3,4	10,8—12,2	410—340	9,6—10,0	360—290	Fr. Krupp Widia-Fabrik Magnetwerkstoffe (ФРГ)
проволока						
лента	1,7—2,2	9,5—11,0	330—280	7,1—8,2	250—210	
Коэрцит Т «Н» (вако)	1,0	14—16	200	12,0	150	
Магнетофлекс 72	0,5	3,0	400	2,25	250	Vac (ФРГ)

уменьшать объем и массу тех изделий, в которых они используются. Магниты из композиций (табл. 1-14) находят довольно широкое применение в герметизирующих устройствах благодаря своей эластичности и в электрических микродвигателях благодаря легкости механической обработки. Деформируемые сплавы (табл. 1-15) служат в основном для изготовления роторов гистерезисных двигателей, а также проволоки и ленты для магнитной записи. В производстве постоянных магнитов они существенной роли не играют.

1-7. РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОГО ВОЗВРАТА ДЛЯ МАТЕРИАЛОВ, ВЫПУСКАЕМЫХ В СССР

Расчетными здесь названы такие характеристики материала, по которым можно вычислить (в пределах точности расчетных формул) гарантированные значения параметров магнитной системы при условии, что свойства материала в любой точке магнита отвечают требованиям нормативного документа (ГОСТ или ОСТ). В соответствии с этим расчетные кривые должны характеризовать материал с наихудшими допустимыми значениями параметров, т. е. строго проходить через все три точки ($H_{cв}$, B_r и $H_д$, $B_д$), определяемые нормативными документами. Изготовить образец, точно отвечающий этому требованию, практически невозможно. Поэтому в нормативных документах расчетная характеристика должна проходить через нормированные точки, сохраняя тенденцию характеристик, снятых экспериментально. Однако лучшие результаты (см. § 1-8) дает предложенная в [1-8] аппроксимация характеристики размагничивания двумя прямыми и дугой окружности (рис. 1-21). Здесь для построения характеристики размагничивания не требуется таблица координат контрольных точек, а достаточно знать координаты только двух точек: точки A пересечения продолжений линейных участков и точки $ц$ — центра дуги окружности.

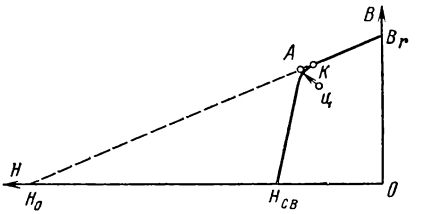
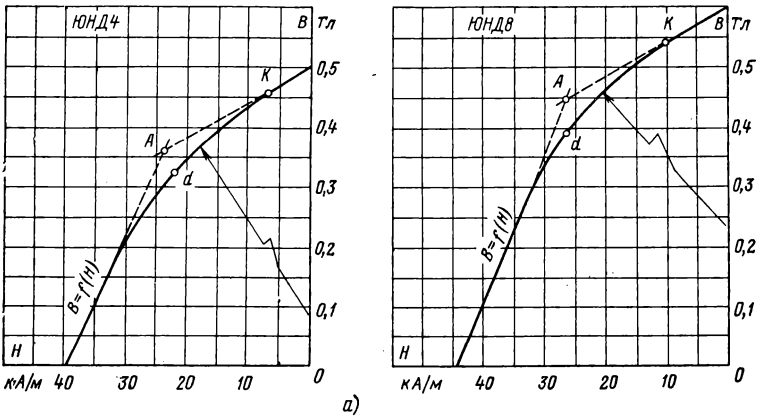


Рис. 1-21. Аппроксимация кривой размагничивания.

В момент выхода первого издания справочника ни в одном из нормативных документов не приводились характеристики размагничивания. В настоящее время в новых нормативных документах (ГОСТ 17809-72, ГОСТ 21559-76 и ОСТ 11707002-76) характеристики размагничивания представлены, но, к сожалению, не снабжены таблицами координат контрольных точек и выполнены в мелком масштабе. Поэтому при построении характеристик размагничивания всех основных магнитно-твердых материалов (рис. 1-22—1-55) во втором издании справочника использована аппроксимация характеристики размагничивания двумя прямыми и дугой окружности.

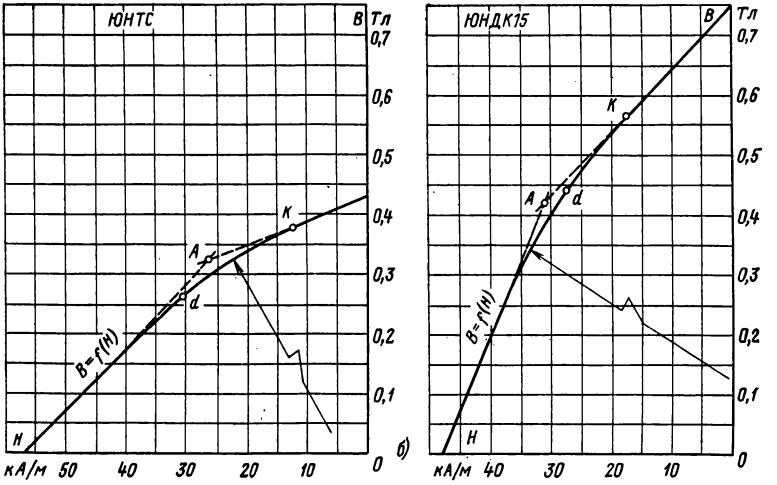


а)

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮНД4	40	22,7	24	—32	7	42,2	3,6
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,5	0,318	0,355	—0,143	0,21	6,04	12—6

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮНД8	44	26,5	26,5	—22,5	10	45,5	5,1
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,6	0,385	0,445	0,02	0,215	5,85	13—16

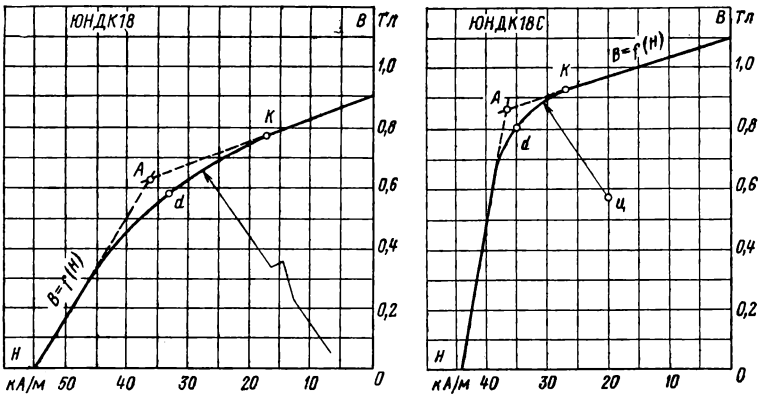
Рис. 1-22. Характеристики
а — ЮНД4 и ЮНД8;



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮНТС	58	30,7	26,4	—24	12,5	62,5	4
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,43	0,261	0,325	—0,43	0,32	3,98	7—10
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮНДК15	48	27,5	31	—60	17,5	50	6
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,75	0,44	0,42	—0,175	0,12	10,6	15,5—18,0

размагничивания альнико.

б — ЮНТС и ЮНДК15.



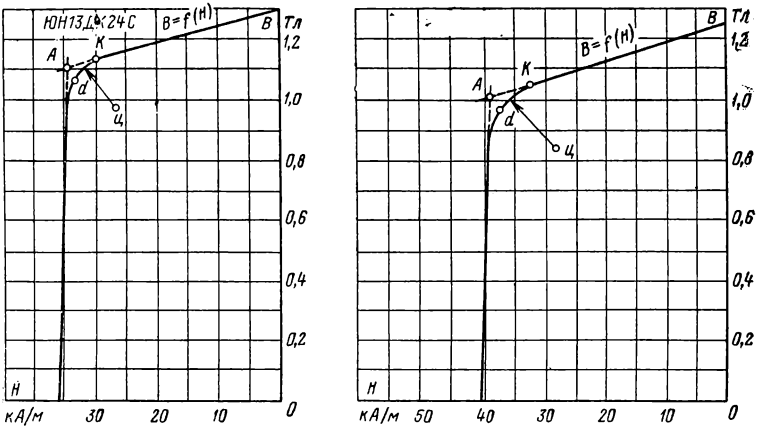
ЮНДК18

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
55	33,3	36,5	—7,5	17,5	57	9,7
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,9	0,58	0,63	—0,43	0,17	7,4	15—20

ЮНДК18С

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
44	35	36,7	20	27	44,4	14
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,1	0,8	0,86	0,57	0,19	6,54	22—28

Рис. 1-23. Характеристики размагничивания альнико ЮНДК18 и ЮНДК18С.



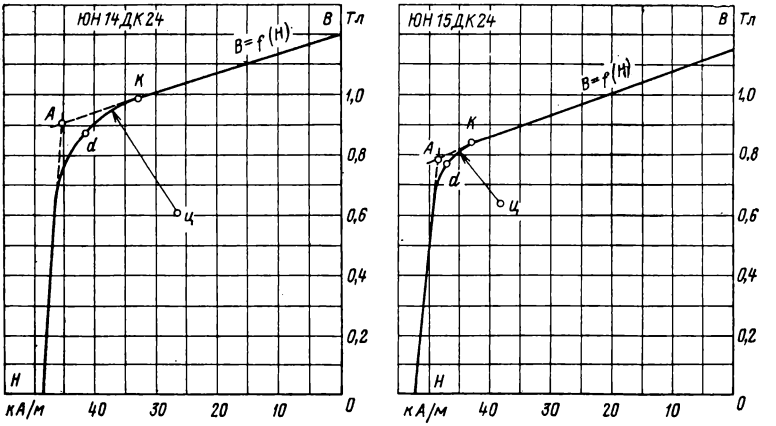
ЮН13ДК24С

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
36	33,5	35	26,5	30	36,1	8
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,30	1,075	1,11	0,98	0,23	0,43	30—33

ЮН13ДК24

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
40	37,5	39	28	32,5	40,1	18
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,25	0,96	1,0	0,84	0,2	6,41	25,0—27,5

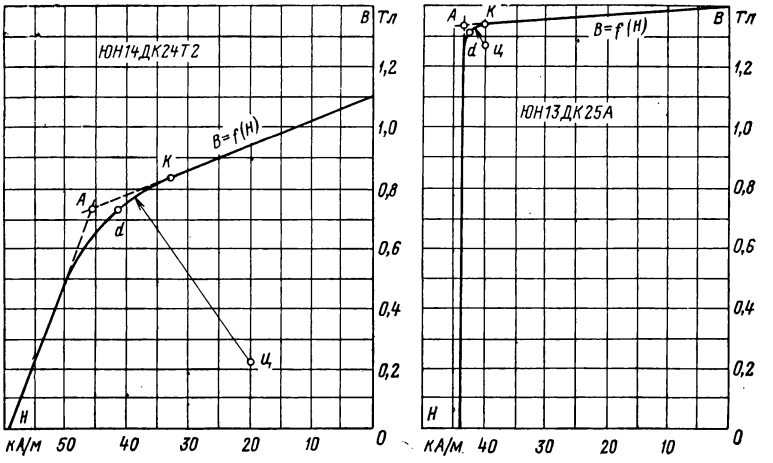
Рис. 1-24. Характеристики размагничивания альнико ЮН13ДК24С и ЮН13ДК24.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮН14ДК24	48	41,5	45,4	26,5	33	48,1	18
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	1,20	0,87	0,9	0,61	0,19	6,6	20—22

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮН15ДК24	52	47	48,3	38	43	48,1	18
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	1,15	0,767	0,79	0,63	0,17	7,45	15—17

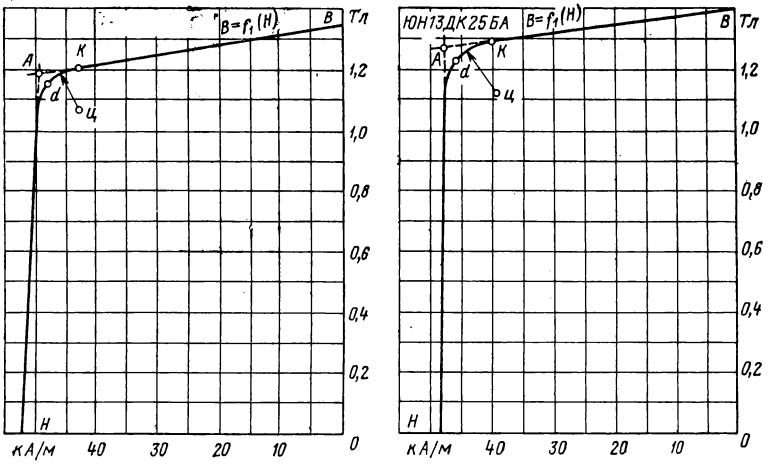
Рис. 1-25. Характеристики размагничивания альнико ЮН14ДК24 и ЮН15ДК24.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_Ц$	$H_К$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮН14ДК24Т2	60	41,4	45,5	20	33	61	15
	B_r	B_d	B_A	$B_Ц$	$\theta_Л$	$K_В$	$(B/H)_d$
	Тл					мкГн/м	
	1,1	0,725	0,725	0,22	0,15	8,24	16—19

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_Ц$	$H_К$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮН13ДК25А	44	42,5	43,5	40	40	44,01	28
	B_r	B_d	B_A	$B_Ц$	$\theta_Л$	$K_В$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	1,4	1,32	1,34	1,27	0,91	1,38	27,5—30,0

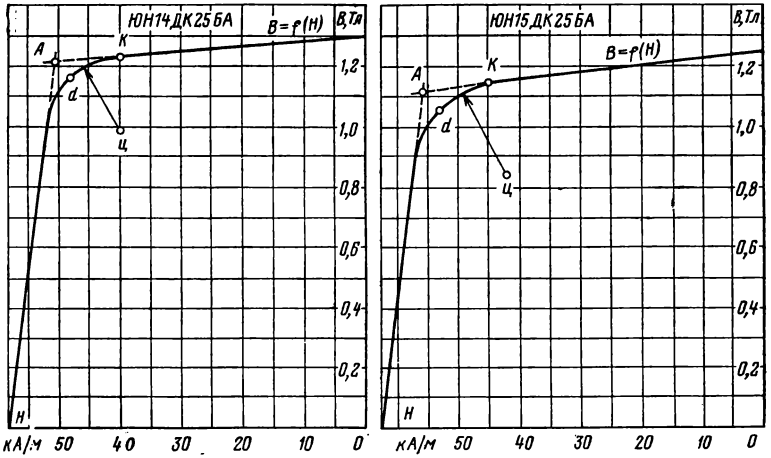
Рис. 1-26. Характеристики размагничивания альнико ЮН14ДК24Т2 и ЮН13ДК25А.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮН14ДК25А	52	48,3	49,5	43	43	52,5	28
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	1,35	1,16	1,19	1,07	0,39	3,23	24—25

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮН13ДК25БА	48	45,5	47,5	39	40	48,1	28
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	1,4	1,23	1,27	1,12	0,46	2,74	26,5—27,5

Рис. 1-27. Характеристики размагничивания альнико ЮН14ДК25А и ЮН13ДК25БА.



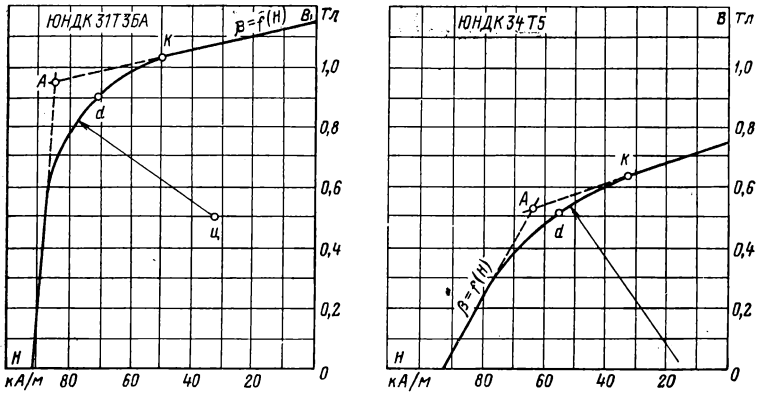
ЮН14ДК25БА

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
58	48,3	50,5	40	40	58,6	28
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,3	1,16	1,21	0,99	0,705	1,78	21,5—24,0

ЮН15ДК25БА

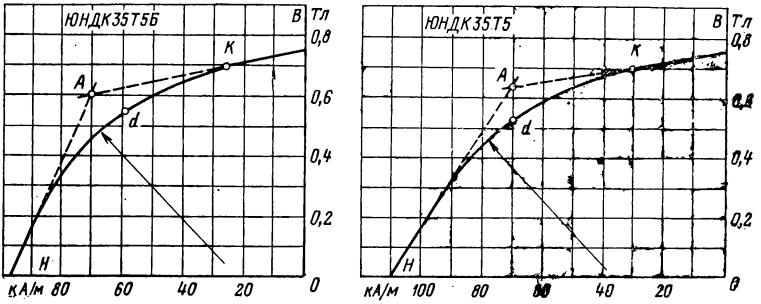
H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
62	53,3	55,5	42	45	62,7	28
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,25	1,05	1,12	0,84	0,537	2,34	16,5—21,5

Рис. 1-28. Характеристики размагничивания альнико ЮН14ДК25БА и ЮН15ДК25БА.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮНДК31Т3БА	92	71,2	85	32,5	50	93,5	32
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл					мкГн/м	
	1,15	0,90	0,95	0,50	0,53	2,35	11—14
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ЮНДК34Т5	92	54,9	63,5	0	32,5	97,5	14
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,75	0,51	0,525	—0,23	0,35	3,54	3—11

Рис. 1-29. Характеристики размагничивания альнико ЮНДК31Т3БА и ЮНДК34Т5.



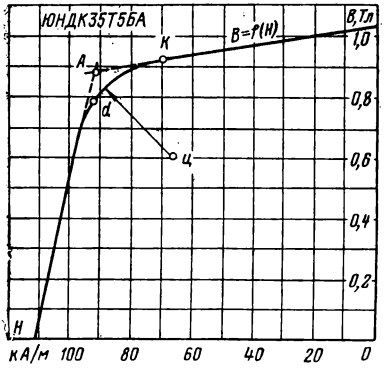
ЮНДК35Т5Б

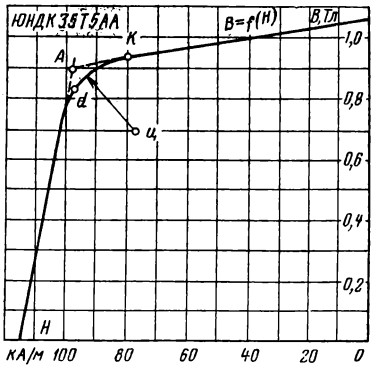
H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
96	59,3	70	5,5	27,5	102	16
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,75	0,54	0,595	—0,193	0,45	2,78	8—10

ЮНДК35Т5

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
110	69,2	70	11	30	114,5	18
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,75	0,52	0,63	—0,27	0,38	1,7	7—8

Рис. 1-30. Характеристики размагничивания альнико ЮНДК35Т5Б и ЮНДК35Т5.





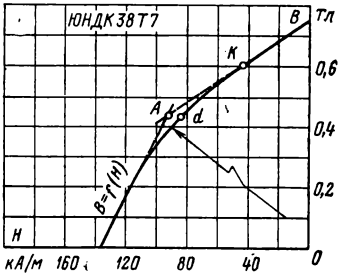
ЮНДК35Т5БА

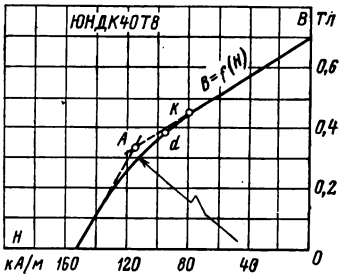
H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
110	92	92,5	66	70	112,5	36
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,02	0,78	0,88	0,6	0,83	1,51	8—9

ЮНДК35Т5АА

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
115	96,8	97	77	80	118	40
B_r	Bd	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
1,05	0,826	0,90	0,69	0,81	1,55	8—9

Рис. 1-31. Характеристики размагничивания альнико ЮНДК35Т5БА и ЮНДК35Т5АА.





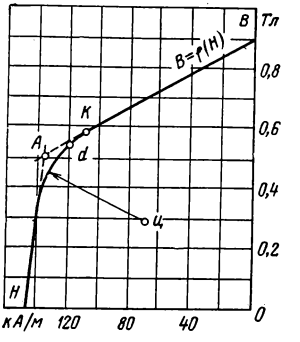
ЮНДК38Т7

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
135	84,8	92,5	69	45	145	18
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,75	0,425	0,44	0,27	0,41	3,35	4,5—5,5

ЮНДК40Т8

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
145	94,8	114,5	—38	80	150	18
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,7	0,38	0,327	—0,38	0,39	3,26	3,5—4,5

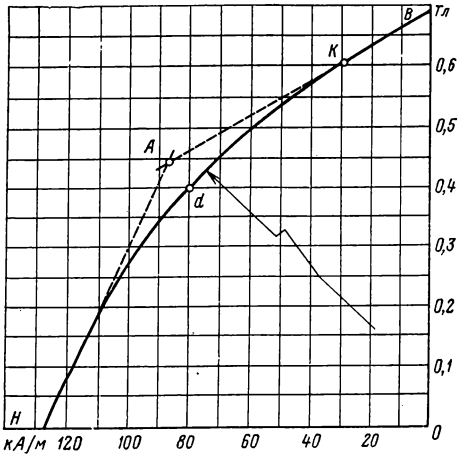
Рис. 1-32. Характеристики размагничивания альнико ЮНДК38Т7 и ЮНДК40Т8.



ЮНДК40Т8АА

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
145	119	137	70	110	147	32
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,9	0,538	0,50	0,288	0,43	0,292	4—5

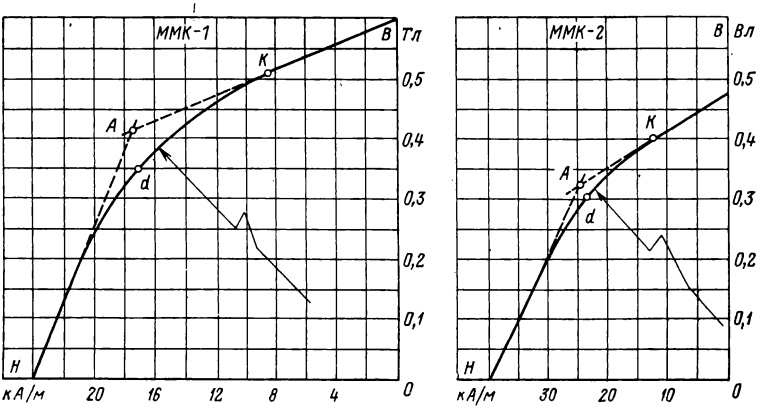
Рис. 1-33. Характеристика размагничивания альнико ЮНДК40Т8АА.



ММК-11

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
128	80	87	—100	30	140	16
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,70	0,40	0,44	—0,4	0,42	3,0	5,0

Рис. 1-34. Характеристика размагничивания металлокерамического альнико ММК-11.



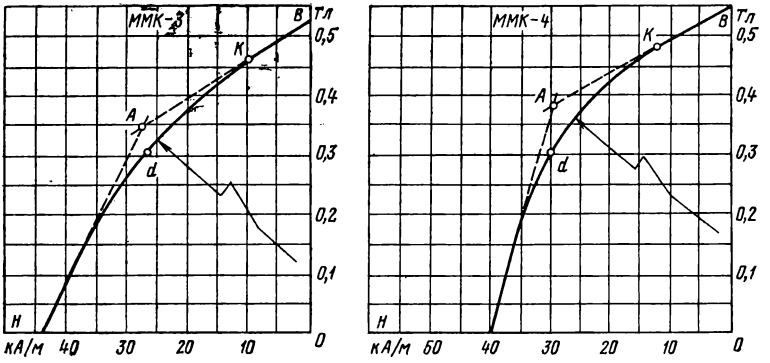
ММК-1

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
24	17,15	17,5	—2,2	8,6	24,34	3
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,60	0,35	0,415	—0,065	0,12	10,6	20,6

ММК-2

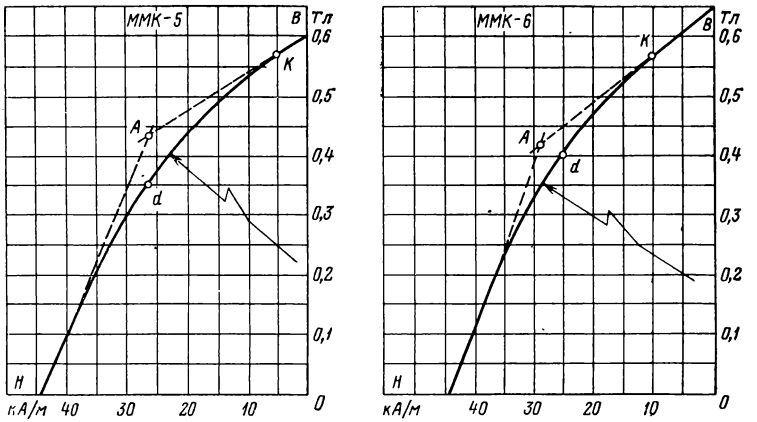
H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м
39	23,3	24,3	—16	12,5	40,5	3,5
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,48	0,30	0,32	—0,025	0,17	7,4	12,9

Рис. 1-35. Характеристики размагничивания металлокерамических альнико ММК-1 и ММК-2.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-3	44	26,7	27,5	—37,5	10	46	4,0
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,52	0,3	0,343	—0,23	0,20	6,44	11,2
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-4	40	30	29,5	—13	12,5	41	4,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,55	0,30	0,38	0,05	0,22	5,75	10

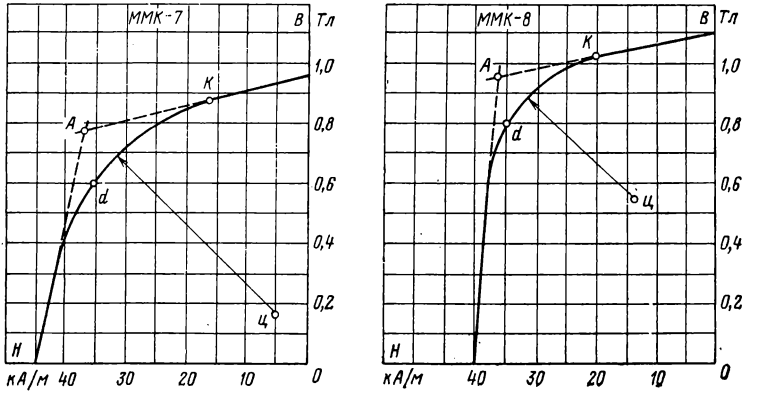
Рис. 1-36. Характеристики размагничивания металлокерамических альнико ММК-3 и ММК-4.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-5	44	26,8	26,5	—52	5	46	4,7
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,6	0,35	0,43	—0,22	0,2	6,4	13

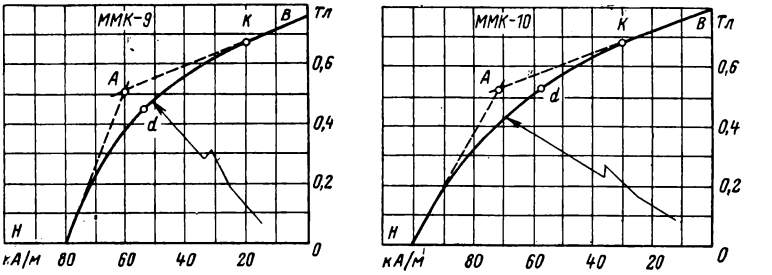
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-6	44	25	29	—65	10	45,7	5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,65	0,40	0,415	—0,25	0,16	8,1	16

Рис. 1-37. Характеристики размагничивания металлокерамических альнико ММК-5 и ММК-6.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_{к}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-7	44	35	37	5	16	44,5	10,5
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_{л}$	$K_{в}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,95	0,60	0,77	0,16	0,26	4,9	17,2
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_{к}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-8	40	35	36,5	13,5	20	40,1	14
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_{л}$	$K_{в}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	1,1	0,8	0,95	0,55	0,3	4,1	22,8

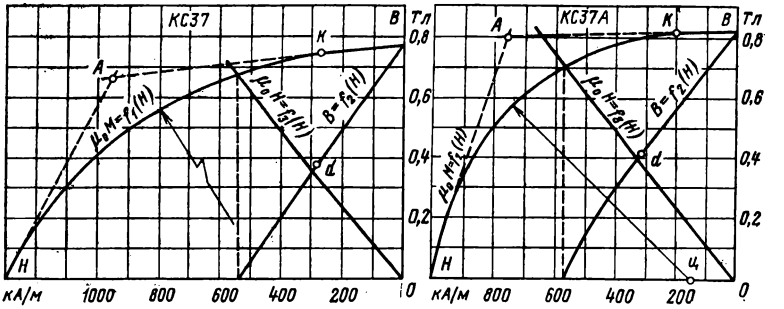
Рис. 1-38. Характеристики размагничивания металлокерамических альнико ММК-7 и ММК-8.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-9	80	54	61	—15	20	83	12
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,75	0,45	0,51	—0,24	0,32	3,94	8,34

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
ММК-10	100	57	71	—23	30	108	15
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,8	0,526	0,53	—0,55	0,33	3,8	9,24

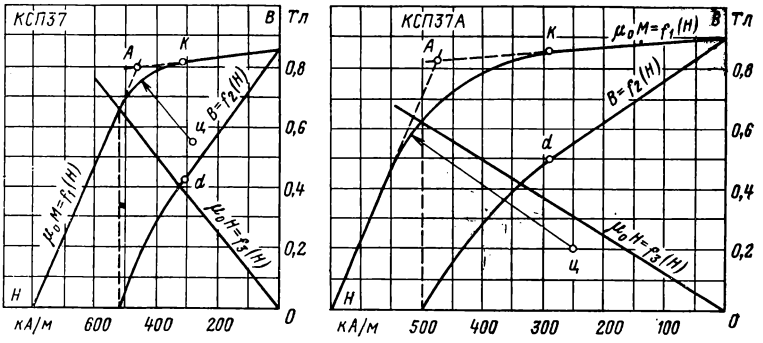
Рис. 1-39. Характеристики размагничивания металлокерамических альнико ММК-9 и ММК-10.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
КС37	540	286	960	100	275	1300	55
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,77	0,385	0,675	—0,575	0,90	1,35	1,35

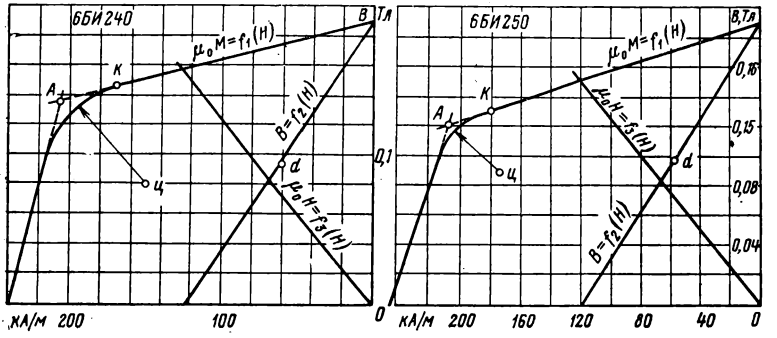
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
КС37А	560	315	750	145	200	1000	65
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,82	0,41	0,8	0	0,98	1,30	1,30

Рис. 1-40. Характеристики размагничивания редкоземельных материалов КС37 и КС37А.



КСП37	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
	520	306	463	280	315	800	65
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,85	0,425	0,793	0,55	0,90	1,39	1,39
КСП37А	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
	500	290	475	250	290	640	72,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,9	0,5	0,83	0,21	0,90	1,38	1,72

Рис. 1-41. Характеристики размагничивания редкоземельных материалов КСП37 и КСП37А.



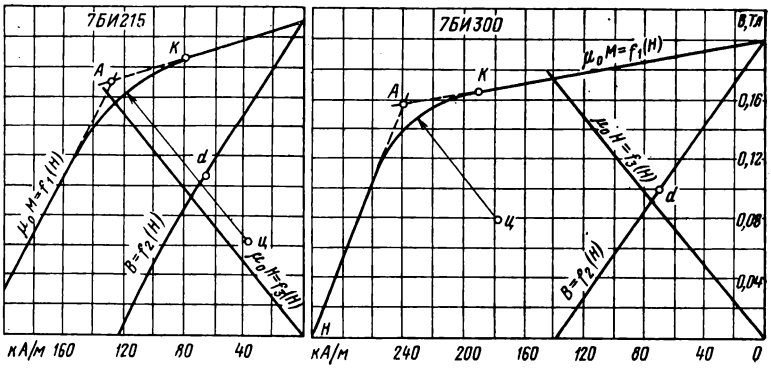
6БИ240

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
125	62,5	206	172	170	240	3
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,19	0,095	0,136	0,08	0,84	1,50	1,50

6БИ250

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
120	59	208	174	180	247	2,8
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,19	0,095	0,121	0,088	0,78	1,61	1,61

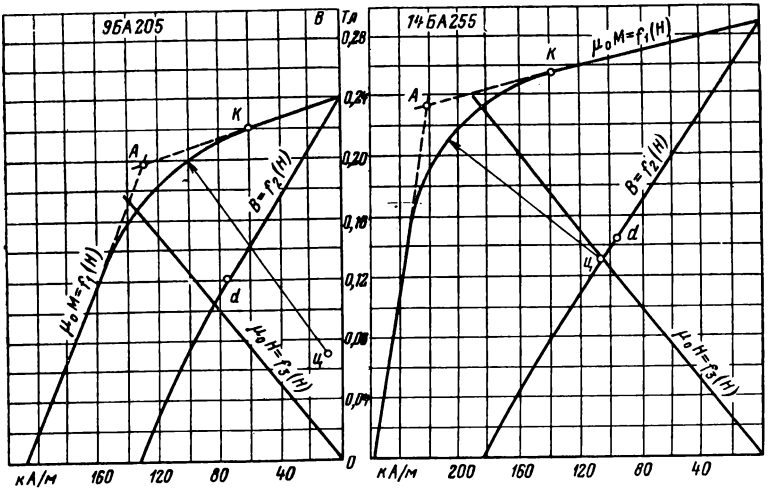
Рис. 1-42. Характеристики размагничивания ферритов бария 6БИ240 и 6БИ250.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
7БИ215	125	66,7	128	38	80	215	3,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,21	0,105	0,17	0,064	0,8	1,58	1,58

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
7БИ300	140	70	240	178	190	300	3,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,2	0,1	0,156	0,08	0,88	1,43	1,43

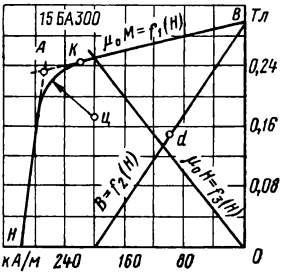
Рис. 1-43. Характеристики размагничивания ферритов бария 7БИ215 и 7 БИ300.

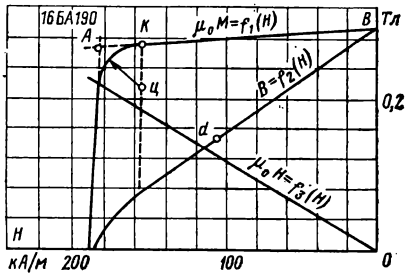


	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
9БА205	135	75	130	8	60	205	4,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,24	0,12	0,196	0,07	0,78	1,6	1,6

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
14БА255	185	96,5	221	108	140	255	7
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,29	0,145	0,233	0,132	0,84	1,5	1,5

Рис. 1-44. Характеристики размагничивания ферритов бария 9БА205 и 14БА255.





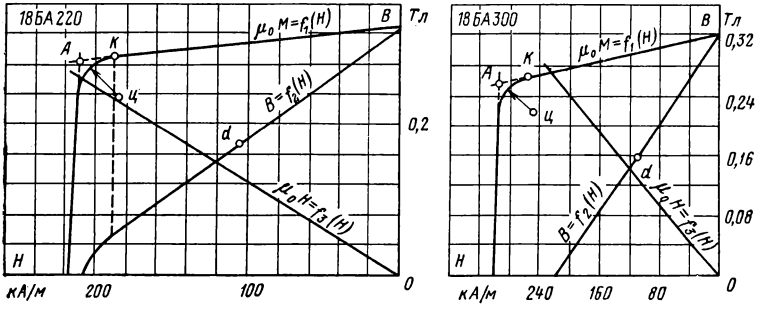
15БА300

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
200	100	268	200	220	300	7,5
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,3	0,15	0,232	0,172	0,84	1,5	1,5

16БА190

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
185	106,6	184	163	165	190	8
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,30	0,15	0,272	0,23	0,89	1,41	1,41

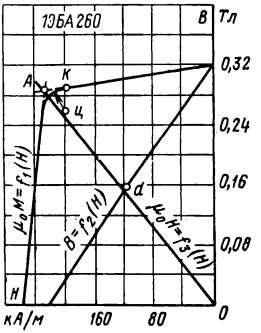
Рис. 1-45. Характеристики размагничивания ферритов бария 15БА300 и 16БА190.

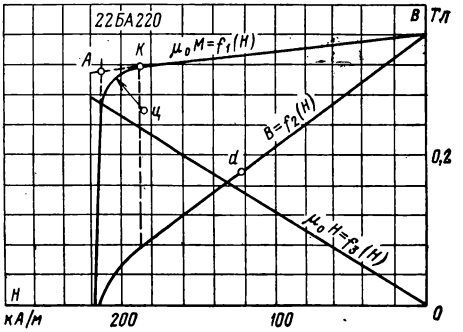


	H_{cB}	H_d	H_A	$H_Ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
18БА220	210	109	212	196,5	198	220	9
	B_r	B_d	B_A	$B_Ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,33	0,165	0,273	0,244	0,83	1,51	1,51

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_Ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
18БА300	220	110	296	250	256	300	9
	B_r	B_d	B_A	$B_Ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,32	0,16	0,260	0,22	0,87	1,45	1,45

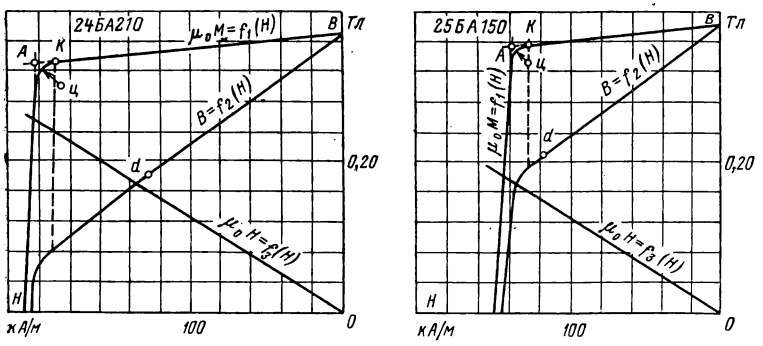
Рис. 1-46. Характеристики размагничивания ферритов бария 18БА220 и 18БА300.





19БА260	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_{к}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
	225	115	231	202	200	260	9,5
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,33	0,165	0,287	0,26	0,87	1,43	1,43
22БА220	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_{к}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
	215	122	216	179,5	184	220	11
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,36	0,18	0,312	0,244	0,85	1,48	1,48

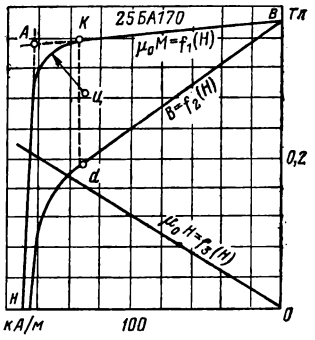
Рис. 1-47. Характеристики размагничивания ферритов бария 19БА260 и 22БА220.

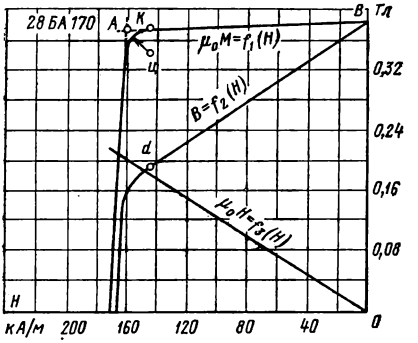


	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
24БА210	205	130	203	186	187	210	12
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,37	0,185	0,336	0,303	0,88	1,42	1,42

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
25ВА150	145	132	140	129	131	150	12,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,38	0,19	0,354	0,332	0,87	1,44	1,44

Рис. 1-48. Характеристики размагничивания ферритов бария 24БА210 и 25БА150.

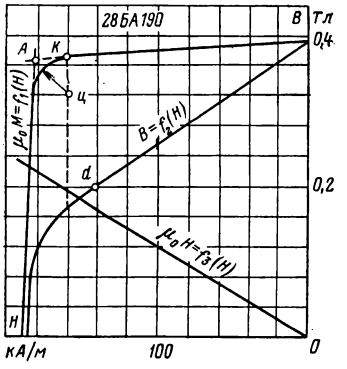


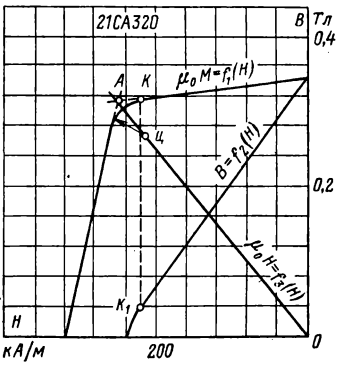


	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
25БА170	165	132	161	129	133	170	12,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн /м	
	0,38	0,19	0,349	0,291	0,87	1,44	1,44

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
28БА170	165	144	162	146	146	170	14
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,39	0,195	0,372	0,342	0,93	1,35	1,39

Рис. 1-49. Характеристки размагничивания ферритов бария 25БА170 и 28БА170.

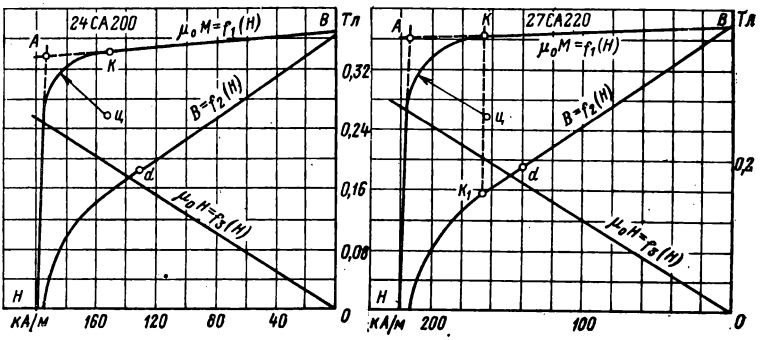




	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_{к}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
28БА190	185	143,5	182	158	160	190	14
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_{л}$	$K_{в}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,39	0,195	0,371	0,324	0,92	1,36	1,36

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{ц}$	$H_{к}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
21СА320	239	123,3	252	216	222	318	10,5
	B_r	B_d	B_A	$B_{ц}$	$\theta_{л}$	$K_{в}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,34	0,17	0,306	0,267	0,85	1,38	1,38

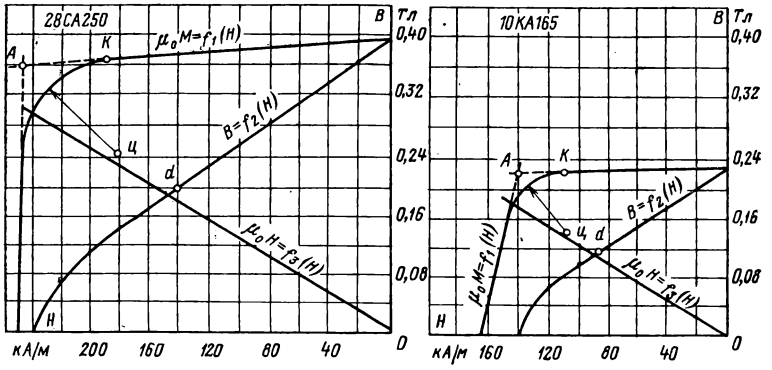
Рис. 1-50. Характеристики размагничивания ферритов бария 28БА190 и 21СА320.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
	195	129,5	193	152	150	200	12
24CA200	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,37	0,185	0,334	0,256	0,88	1,43	1,43

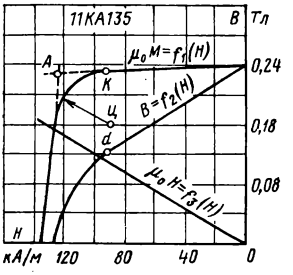
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
	215	142	213	162	165	220	13,5
27CA220	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,38	0,19	0,364	0,260	0,94	1,34	1,34

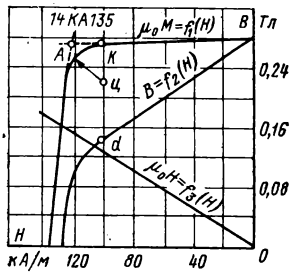
Рис. 1-51. Характеристики размагничивания ферритов стронция 24CA200 и 27CA220.



	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{Ц}$	$H_{К}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
28СА250	240	144	246	182	190	250	14
	B_r	B_d	B_A	$B_{Ц}$	$\theta_{Л}$	$K_{В}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,39	0,195	0,360	0,240	0,93	1,35	1,35
	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{Ц}$	$H_{К}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
10КА165	143	87	141	109	110	165	5
	B_r	B_d	B_A	$B_{Ц}$	$\theta_{Л}$	$K_{В}$	$B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,23	0,115	0,218	0,142	0,95	1,32	1,32

Рис. 1-52. Характеристики размагничивания ферритов стронция 28СА250 и кобальта 10КА165.

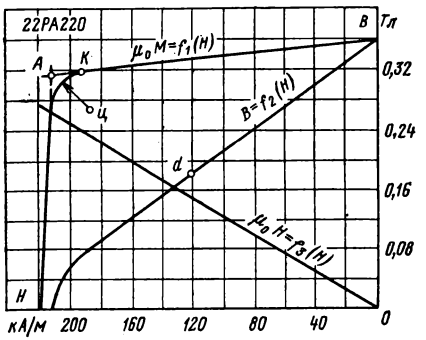


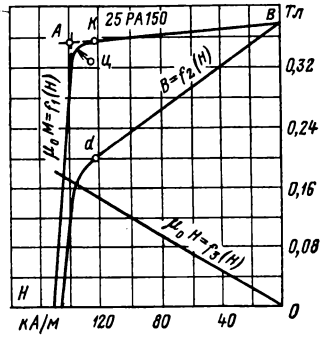


	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{Ц}$	$H_{К}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
11КА135	127	92,5	123,5	89	92	135	5,55
	B_r	B_d	B_A	$B_{Ц}$	$\theta_{Л}$	$K_{В}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,24	0,12	0,233	0,16	0,97	1,3	1,3

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_{Ц}$	$H_{К}$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
14КА135	127	102	122	100	102	135	7,15
	B_r	B_d	B_A	$B_{Ц}$	$\theta_{Л}$	$K_{В}$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,28	0,14	0,266	0,22	0,915	1,37	1,37

Рис. 1-53. Характеристики размагничивания ферритов кобальта 11КА135 и 14КА135.

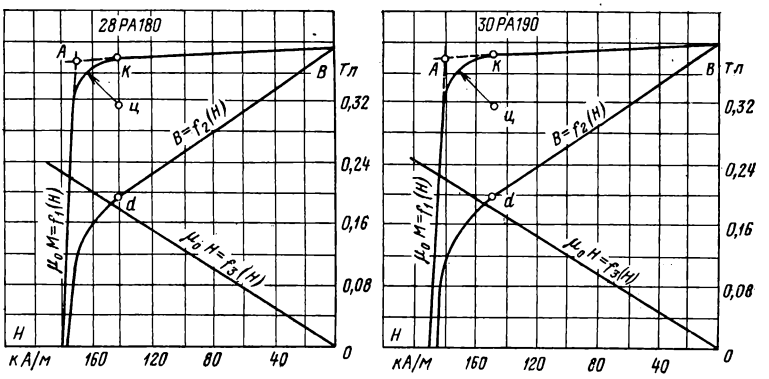




	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
22РА220	215	122	214	190	194	220	11
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,36	0,18	0,312	0,268	0,85	1,48	1,48

	H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
	кА/м						кДж/м³
25РА150	145	125	140	127	125	150	12,5
	B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
	Тл				—	мкГн/м	
	0,38	0,20	0,352	0,328	0,87	1,44	1,6

Рис. 1-54. Характеристики размагничивания ферритов, легированных редкоземельными элементами 22РА220 и 25РА150.



28РА180

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
175	144	172	142	144	180	14
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,39	0,195	0,374	0,316	0,93	1,35	1,35

30РА190

H_{cB}	H_d	H_A	$H_ц$	$H_к$	H_{cM}	W
кА/м						кДж/м³
185	150	182	150	150	190	15
B_r	B_d	B_A	$B_ц$	$\theta_л$	$K_в$	$(B/H)_d$
Тл				—	мкГн/м	
0,40	0,20	0,384	0,320	0,94	1,33	1,33

Рис. 1-55. Характеристики размагничивания ферритов, легированных редкоземельными элементами 28РА180 и 30РА190.

Характеристики магнитного возврата до сих пор не приведены ни в одном из нормативных документов, хотя общеизвестно, что магнитное состояние любого стабилизированного магнита определяется не характеристикой размагничивания, а характеристикой магнитного возврата, и что знание характеристики магнитного возврата особенно важно при расчете электрических машин, магнитных муфт, фиксаторов и многих других устройств, в которых поток магнита обратимо изменяется в процессе работы. Чтобы дать конструктору хотя бы грубое представление о крутизне подъема прямых магнитного возврата, нами использовано замеченное А. М. Сенкевичем [1-10] обстоятельство, что прямая магнитного возврата, отходящая из точки с координатами $B=B_d$ и $H=H_d$, практически параллельна касательной к характеристике размагничивания в точке с координатами $B=B_r$, $H=0$.

В таблицах, приведенных на рис. 1-22—1-55, даны следующие обозначения: H_A и B_A — координаты точки A пересечения продолжений линейных участков; $H_ц$ и $B_ц$ — координаты центра дуги; $H_к$ — абсцисса конца верхнего линейного участка; $K_в$ — коэффициент магнитного возврата; $(B/H)_d$ — отношение B/H в точке $(BH)_{max}$; $0=\mu_0 H_0/B_r$ — магнитная твердость материала; H_0 — абсцисса точки пересечения продолжения верхнего линейного участка и оси абсцисс.

1-8. АППРОКСИМАЦИЯ КРИВОЙ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕТЛИ МАГНИТНОГО ВОЗВРАТА

Аппроксимация кривой размагничивания

К аппроксимирующим формулам кривой размагничивания предъявляется требование, чтобы кривая проходила через три точки, координаты которых (H_{cB}, B_r, H_d, B_d) определены ГОСТ или ведомственными стандартами.

В настоящее время широко распространена аппроксимирующая формула

$$B = B_r \frac{H_{cB} - H}{H_{cB} - aH}, \qquad (1\text{-}7)$$

где a — коэффициент выпуклости:

$$a = 2\sqrt{B_r H_{cB}/(B_d H_d)} - B_r H_{cB}/(B_d H_d).$$

Здесь H и B — текущие значения напряженности размагничивающего поля и индукции; H_{cB} — коэрцитивная сила по индукции; B_r — остаточная индукция; H_d и B_d — координаты точки, определяющей максимум удельной энергии.

Применение формулы (1-7) к изотропным материалам дает приемлемое совпадение расчетной и экспериментальной кривых. Распро-

странение формулы на анизотропные материалы средней энергии и средней коэрцитивной силы увеличивает относительную погрешность. Попытки же применить ее к материалам с высокой коэрцитивной силой и особенно к ферритам приводит в некоторых случаях к недопустимо большому возрастанию относительной погрешности.

Основной причиной недостаточной степени приближения формулы (1-7) следует считать то обстоятельство, что она дает аналитическое выражение кривых $B=f_2(H)$, отличающихся у разных материалов большим разнообразием формы.

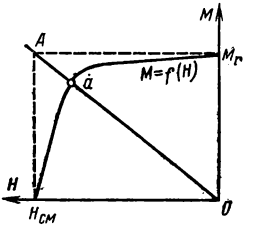


Рис. 1-56. Кривая размагничивания в координатах M/M_r—H/H_{cM}.

Характеристика $B=f_2(H)$ является деформированной характеристикой $M=f_1(H)$, а форма кривых $M=f_1(H)$ у всех материалов почти одинакова. Поэтому правильнее применить аппроксимирующее уравнение (1-7) не к характеристике $B=f_2(H)$, а к характеристике $M=f_1(H)$. В этом случае

$$M = M_r \frac{H_{cM} - H}{H_{cM} - kH}, \tag{1-8}$$

где

$$k = 2\sqrt{M_r H_{cM}/(M_d H_d)} - M_r H_{cM}/(M_d H_d).$$

Из (1-8) на основании известного соотношения $B=\mu_0 M-\mu_0 H$ получаем аппроксимирующую формулу для $B=f_2(H)$:

$$B = B_r \frac{H_{cM} - H}{H_{cM} - kH} - \mu_0 H. \tag{1-9}$$

В этих формулах M_d и H_d — координаты точки a пересечения кривой $M=f_1(H)$ с диагональю OA (рис. 1-56) прямоугольника со сторонами M_r и H_{cM}. Значения M_d и H_d легко определить по кривым $\mu_0 M=f_1(H)$, приводимым в этом справочнике.

В. М. Кирюхиным предложена другая аппроксимирующая формула, имеющая вид:

$$\mu_0 M = \mu_0 M_r \left(D + C - D\frac{H}{H_{cM}}\right) - H \operatorname{tg}\delta_0, \tag{1-10}$$

где $\operatorname{tg}\delta$ — тангенс угла наклона касательной к кривой размагничивания материала в точке с координатами $M=M_r$ и $H=0$; D и C — коэффициенты, которые зависят от выбранных для расчета параметров кривой размагничивания:

$$C = \operatorname{Arth}\frac{H_{cM}\operatorname{tg}\delta_0}{\mu_0 M_r}; \tag{1-11}$$

$$D = \frac{\operatorname{Arth}\dfrac{\mu_0 M_d + H_d \operatorname{tg}\delta_0}{\mu_0 M_r} - C}{1 - \dfrac{H_d}{H_{cM}}}. \qquad (1\text{-}12)$$

Исследование точности аппроксимации, проведенное В. М. Кирюхиным, показало, что для изотропных материалов формула (1-10) сравнима по точности с формулой (1-8), а для анизотропных материалов с высоким значением коэрцитивной силы H_{cM} расчет по формуле (1-10) дает значительно лучшее приближение к кривой, снятой экспериментально. В некоторых случаях, например, для сплава PtCo (Плк78) (рис. 1-57) формула (1-10) становится единственной приемлемой.

Еще лучшее совпадение дает предложенная в [1-8] аппроксимация кривой размагничивания дугой окружности и касательными к

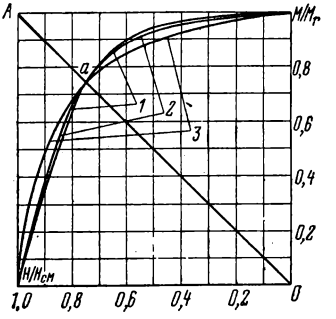


Рис. 1-57. Аппроксимация кривой размагничивания сплава ПлК78.

1 — экспериментальная кривая; *2* — аппроксимация по формуле (1-10) В. М. Кирюхина; *3* — аппроксимация по формуле (1-8).

ней, пересекающими оси координат в точках H_{cM} и M_r. Для аналитического расчета магнитных систем такая кусочная аппроксимация менее удобна, чем по формуле (1-10), но зато она очень удобна при вычерчивании кривых размагничивания. Определение границ применимости этого способа исследовано В. М. Кирюхиным на кривых размагничивания всех основных типов современных магнитно-твердых материалов: интерметаллического соединения $SmCo_5$ (рис. 1-58), сплава PtCo (рис. 1-59), сплава ЮНДК35Т5 (рис. 1-60) и феррита бария 19БА260 (рис. 1-61). Кривые размагничивания первых трех материалов сняты им совместно с А. Д. Сковым, а кривая для феррита взята из ОСТ 11702002. На всех рисунках совпадение экспериментального *1* и аппроксимирующего графиков *2* получилось почти полным. Это позволяет сделать вывод о том, что аппроксимация дугой окружности и двумя касательными к ней лучше отражает процесс размагничивания, нежели остальные известные аппроксимирующие формулы, и может быть применена ко всем современным магнитно-твердым материалам.

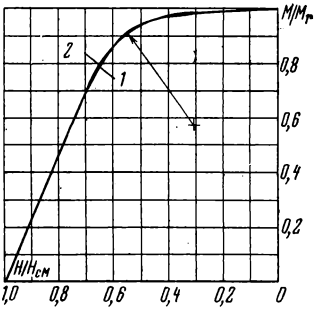


Рис. 1-58. Аппроксимация (*1*) кривой размагничивания РЗМ $SmCo_5$ (*2*) дугой окружности и касательными.

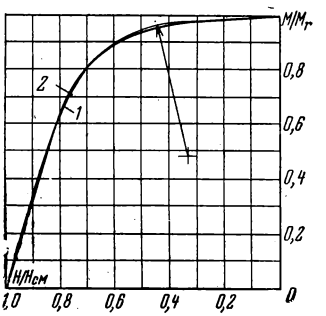


Рис. 1-59. Аппроксимация (*1*) кривой размагничивания сплава Пл378 (*2*) дугой окружности и касательными.

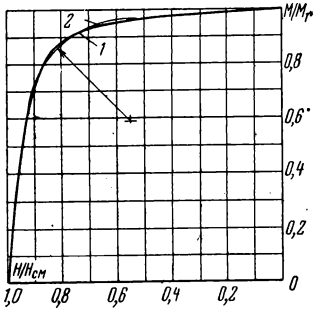


Рис. 1-60. Аппроксимация (*1*) кривой размагничивания литого сплава ЮНДК35Т5 (*2*) дугой окружности и касательными.

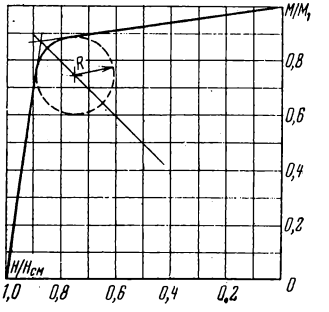


Рис. 1-61. Аппроксимация (*1*) кривой размагничивания феррита 19БА260 (*2*) дугой окружности и касательными.

Аппроксимация петли магнитного возврата

У любого магнита, прошедшего магнитную стабилизацию, рабочая точка, определяющая его магнитное состояние, находится на петле магнитного возврата. Поэтому знание наклона петли магнитного возврата и ее раствора существенно необходимо при проектировании любой магнитной системы. Имеющиеся в литературе сведения

о петлях магнитного возврата крайне скудны и относятся к материалам уже устаревшим. Поэтому А. Д. Скоковым и В. М. Кирюхиным специально для данного справочника было проведено исследование петель магнитного возврата у различных современных магнитно-твердых материалов. Они установили, что кривизна линий магнитного возврата увеличивается с возрастанием коэрцитивной силы H_{cM}, а наклон нижней ветви в точке отхода от кривой размагничивания можно считать равным наклону касательной к кривой размагничивания $M=f(H)$ в точке с координатами $M=M_r$, $H=0$. Раствор петель у всех современных магнитно-твердых материалов оказался незначительным, и при расчетах магнитных систем с ним можно не считаться, заменяя петли магнитного возврата их средними линиями.

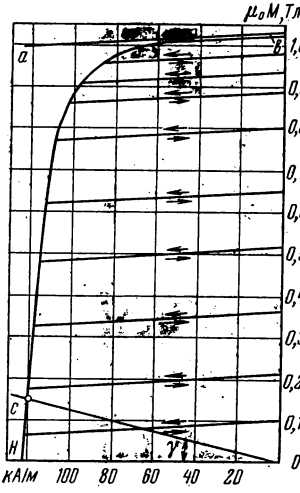


Рис. 1-62. Петли циклов магнитного возврата, снятые с образца литого сплава ЮНДК35Т5.

Наименьший раствор (практически прямая линия), параллельность касательной *ab* и наименьшая кривизна петель магнитного возврата оказались у сплава ЮНДК35Т5 (рис. I-62). У сплава PtCo, обладающего вдвое большей коэрцитивной силой H_{cM} (рис. 1-63), петли магнитного возврата имеют незначительный раствор и небольшую кривизну, возрастающие при переходе от верхних петель к нижним. Наклон касательной к любой из петель возврата равен наклону касательной *ab*. У интерметаллического соединения $SmCo_5$ (рис. 1-64), коэрцитивная сила H_{cM} которого более чем в 2 раза превышает коэрцитивную силу сплава PtCo, петли магнитного возврата имеют более заметный раствор и сильно искривлены. Однако и здесь наклон касательной к нижней ветви каждой петли равен наклону касательной *ab*.

В большинстве случаев при расчете магнитных систем пользуются кривыми $B=f_2(H)$, которым соответствует верхняя часть кривой $M=f_1(H)$, лежащая выше точки *c* ее пересечения с прямой $\mu_0 H=f_3(H)$, проведенной под углом γ, отвечающим условию $\operatorname{tg}\gamma=\mu_0$. Из рис. 1-62—1-64 следует, что для всех точек отхода, лежащих выше точки *c*, кривизна и раствор петель магнитного возврата оказываются незначительными. Поэтому при пользовании кривыми размагничивания $B=f_2(H)$ можно считать, что у всех магнитно-твердых материалов линии магнитного возврата достаточно хорошо аппроксимируются прямыми, параллельными касательной к кривой размагничивания $B=f_2(H)$ в точке с координатами $B=B_r$, $H=0$.

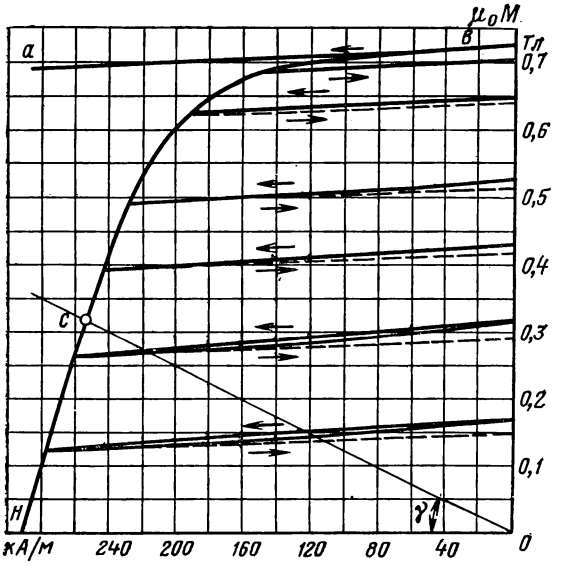


Рис. 1-63. Петли циклов магнитного возврата, снятые с образца сплава ПлК78.

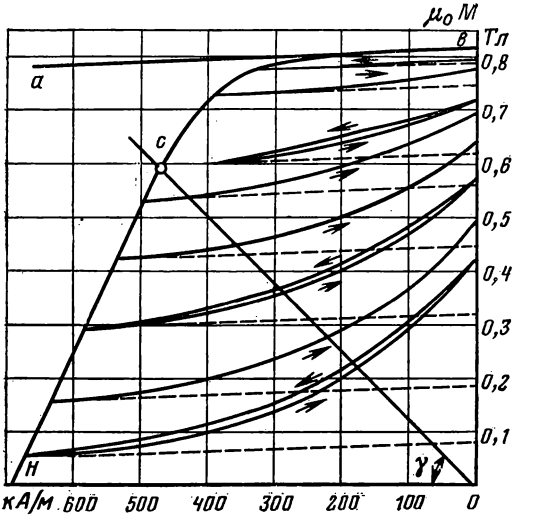


Рис. 1-64. Петли циклов магнитного возврата, снятые с образца РЗМ $SmCo_5$.

1-9. ТЕОРЕМЫ ПОДОБИЯ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

Теоремы подобия позволяют легко рассчитывать варианты данной магнитной системы, отличающиеся от нее лишь масштабом. При этом все параметры исходной магнитной системы считаются известными. Приведем формулировки теорем подобия.

1. Геометрически подобные магниты имеют магнитные поля одинаковой конфигурации, если картина поля в теле магнита у них одинакова.

Исследованиями В. К. Кривоногова и В. Я. Чеботаренко установлено [1-5], что картина поля в теле геометрически подобных магнитов при одинаковых условиях намагничивания получается одинаковой только у магнитов из одинакового материала, а у магнитов из разных материалов, сильно различающихся по значению $H_{см}$, может (в зависимости от формы магнита) получаться различной.

2. При увеличении всех размеров магнита в n раз напряженности полей в соответственных точках остаются без изменения, а магнитный поток возрастает в n^2 раз.

3. При увеличении всех размеров электромагнита в n раз напряженность полей и индукции в соответственных точках остаются без изменения, а магнитный поток возрастает в n^2 раз, если токи увеличиваются также в n раз. При этом плотность токов уменьшается в n раз, выделение тепла возрастает в n раз, теплоотдача возрастет в n раз и условия охлаждения улучшаются в n раз. Числа витков при этом считаются неизменными.

4. Если при увеличении всех размеров электромагнита в n раз условия охлаждения и числа витков обмоток должны оставаться неизменными, то токи необходимо увеличить в $n^{3/2}$ раз. При этом напряженность полей и индукции возрастают в $\sqrt{n}$ раз (при отсутствии насыщения), а потребляемая мощность возрастает в n^2 раз.

1-10. ВЫБОР МАТЕРИАЛА ДЛЯ МАГНИТА

При выборе материала для изготовления магнита необходимо одновременно учитывать многие факторы. Важнейшими из них являются энергоемкость материала, наличие в его составе дефицитных компонентов, стоимость, температурная и временная стабильность. Кроме того, на выбор материала существенное влияние оказывают условия эксплуатации магнита и предполагаемый объем производства изделий.

Энергоемкость материала является одним из важнейших факторов, так как чем выше значение магнитной энергии, приходящейся на единицу объема вещества, тем меньше объем магнита и рассеяние его потока. Это положение наглядно иллюстрируется сопоставлением размеров и формы магнитов из разных материалов (рис. 1-65), изображенные на рисунке магниты обеспечивают одинаковую напряженность поля в рабочем промежутке полюсных наконечников. Из рис. 1-65 следует, что магниты из ранее применявшихся сталей: хромистой ЕХ3, вольфрамовой Е7В6 и кобальтовых ЕХ5К5 и ЕХ9К15М должны иметь большие размеры и форму подковы, характеризующуюся большим рассеянием потока, магниты же из литых сплавов

типа альнико значительно компактнее и имеют форму скобы, характеризующуюся значительно меньшим рассеянием, а магниты из редкоземельных материалов принимают вид практически не имеющих рассеяния толстых пленок *1*, покрывающих рабочую поверхность полюсных наконечников *2*, превратившихся здесь в ярмо из магнитомягкого материала.

Если в роли критерия для оценки качества магнитно-твердого материала принять его энергоемкость, то характеристика прогресса материаловедения в этой области выразится (рис. 1-66) кривой параболического вида.

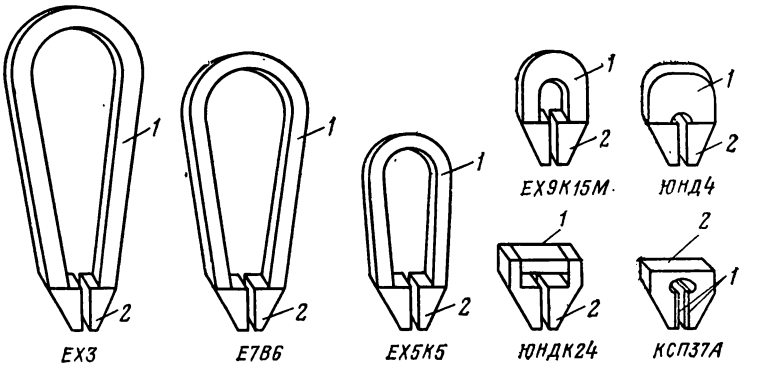


Рис. 1-65. Сравнительные размеры постоянных магнитов из различных материалов.

1 — магнит; *2* — наконечник.

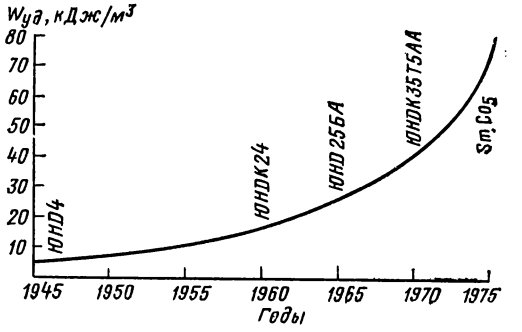


Рис. 1-66. Характеристика прогресса в области усовершенствования магнитно-твердых материалов.

Энергоемкость магнитно-твердого материала, т. е. значение его максимальной удельной энергии $W=(BH)_{max}/2$, используется в роли критерия для оценки качества с начала промышленного изготовления постоянных магнитов. Однако появление энергоемких, но дорогих редкоземельных материалов с очень высоким значением коэрцитивной силы $H_{см}$ потребовало уточнения этого критерия и учета экономических показателей.

Вопрос о критериях добротности магнитно-твердого материала явился предметом обсуждения на V Всесоюзной конференции по постоянным магнитам (Новочеркасск, 1976 г.). В докладе Н. А. Пересыпкина предложено оценивать добротность по стоимости массы вещества, содержащей 1 Дж магнитной энергии, и одновременно учитывать расход дефицитного кобальта. В табл. 1-16 приводятся значения расхода кобальта на 1 Дж и относительной стоимости джоуля энергии у наиболее употребительных материалов по сравнению со сплавом ЮН14ДК24, полученные на основании обработки данных, приведенных в докладе, и ориентировочные данные по РЗМ.

Таблица 1-16

Материал	ЮНД4	ЮНДК15	ЮНДК18	ЮН14ДК24	ЮН14ДК25БА	ЮНДК35Т5БА	КСП37А
Расход кобальта на 1 Дж (г)	0	190	140	101	68	74	73
Относительная стоимость 1 Дж энергии	1,84	2,73	1,64	1,00	1,95	2,17	73,5

Данные этой сводки свидетельствуют о том, что по стоимости материала наиболее дешевыми получаются магниты из ЮН14ДК24. Подтверждением этому является факт преимущественного использования указанной марки сплава для изготовления магнитов из альнико. Если же подходить к выбору марки сплава с точки зрения экономии кобальта, то приходится или применять громоздкие магниты из сплава ЮНД4 и других бескобальтовых материалов или делать их из сплава ЮН14ДК25БА, почти в 2 раза более дорогого, но на 32% более экономичного в расходовании кобальта, чем сплав ЮН14ДК24. Энергоемкость все же не полностью характеризует качество магнитно-твердого материала, так как форма и размеры магнита зависят также и от требуемого запаса устойчивости к воздействию сторонних размагничивающих полей $Q=H_{пр}/H_b$, где $H_{пр}$—предельное значение напряженности размагничивающего стороннего поля, после воздействия которого магнит восстанавливает свой по-

ток, H_b — абсцисса точки b отхода прямой магнитного возврата (рис. 1-67). Роль запаса устойчивости хорошо иллюстрируется примером двух магнитов, выполненных из двух магнитно-твердых материалов с одинаковой энергоемкостью $W_{max1}=W_{max2}$, но существенно различной магнитной твердостью по намагниченности [1] $\theta_M=H_{cM}/M_r=\mu_0 H_{cM}/B_r$. У первого магнита (с большой магнитной твердостью) точка d_1 максимума удельной энергии лежит на прямолинейной части характеристики размагничивания правее точки k_1 конца линейного участка, а у второго материала (с малой магнитной твердостью) точка d_2, наоборот, лежит левее точки k_2 и поэтому расположена на колене характеристики размагничивания. Магнит

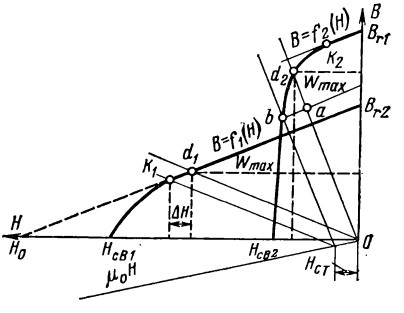


Рис. 1-67. Кривые размагничивания двух материалов с одинаковой удельной энергией и разной коэрцитивной силой.

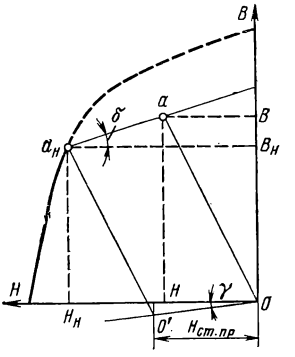


Рис. 1-68. К выводу формулы добротности магнитно-твердого материала.

с максимальной удельной энергией W_{max1}, выполненный из первого материала, может выдерживать без потери потока воздействие стороннего размагничивающего поля H_{cT}, а магнит с такой же удельной энергией $W_{max2}=W_{max1}$, выполненный из второго материала, будет обладать этой энергией только при тщательной защите от воздействия стороннего поля, так как его запас устойчивости равен нулю. После воздействия на этот магнит поля H_{cT} его рабочая точка перейдет из точки d_2 в точку a, лежащую на прямой магнитного возврата, характеризующуюся меньшим значением W_{max}. Поэтому материалы, у которых точка W_{max} лежит на криволинейной части характеристики размагничивания, например литые и металлокерамические сплавы альнико, следует применять для магнитных систем с замкнутой магнитной цепью, практически не подвергающих-

[1] Под магнитной твердостью по намагниченности здесь понимается отношение коэрцитивной силы по намагниченности H_{cM} к остаточной намагниченности M_r.

ся воздействию размагничивающих сторонних полей, а материалы, у которых точка W_{max} лежит на прямолинейной части характеристики размагничивания, например ферриты и РЗМ, целесообразно применять для магнитных систем с разомкнутой магнитной цепью, где магниты подвергаются взаимному размагничивающему воздействию и влиянию размагничивающих сторонних полей. Рисунок 1-67, показывающий несовершенство энергетического критерия, заимствован из доклада на упомянутой выше конференции О. Ю. Пятина, предложившего оценивать качество магнита по значению ресурса удельной энергии $R_э = BH/2$ и ресурса стабильности $R_{ст} = H_{ст.пр}$, где $H_{ст.пр}$ — предельное допустимое значение стороннего размагничивающего поля, не вызывающее необратимой потери потока. Для оценки качества магнитно-твердого материала О. Ю. Пятиным предложен критерий добротности, определяемый максимумом произведения $R_э R_{ст}$:

$$D = (R_э R_{ст})_{max} = (H_{ст.пр} BH/2)_{max}. \qquad (1\text{-}13)$$

Рабочая точка a стабильного магнита, способного восстанавливать прежнее значение потока после воздействия размагничивающего поля, всегда лежит (рис. 1-68) на прямой магнитного возврата, совпадающей у некоторых материалов с характеристикой размагничивания. Известными здесь являются координаты $H_н$ и $B_н$ точки $a_н$ отхода прямой магнитного возврата и коэффициент магнитного возврата $K_в$. Обозначив через H и B координаты рабочей точки a, получают:

$$B = B_н + (H_н - H) K_в, \qquad (1\text{-}14)$$

$$H_{ст.пр} = \frac{H_н [B_н + (H_н - H) K_в] - HB_н}{B_н + (H_н - H) K_в + \mu_0 H}. \qquad (1\text{-}15)$$

Отсюда

$$R_{ст} R_э = \frac{H_н [B_н + (H_н - H) K_в] - HB_н}{B_н + (H_н - H) K_в + \mu_0 H} \cdot \frac{H [B_н + (H_н - H) K_в]}{2}. \qquad (1\text{-}16)$$

У большинства материалов $\mu_0 H \ll B_н + (H_н - H) K_в$.
В этом случае

$$R_{ст} R_э = \frac{H (B_н + H_н K_в) (H_н - H)}{2}. \qquad (1\text{-}17)$$

Относительный максимум по H наступает здесь при $H = H_н/2$, когда рабочая точка a лежит на середине прямой магнитного возврата. При этом условии

$$R_{ст} R_э = \frac{H_н^2 (B_н + H_н K_в)}{8}. \qquad (1\text{-}18)$$

Так как точка $a_н$ лежит на кривой размагничивания, то $B_н = f(H_н)$.

Отсюда

$$D = (R_{ст} R_э)_{max} = \left\{ \frac{H_н^2 \left[f\left(H_н\right) + H_н K_в \right]}{8} \right\}_{max}. \qquad (1\text{-}19)$$

Максимум правой части этого выражения можно найти графоаналитически, задаваясь рядом значений аргумента $H_н$, или аналитически, используя аппроксимирующую формулу кривой размагничивания. Значения добротности, ресурса стабильности и энергетического ресурса основных магнитно-твердых материалов приведены в табл. 1-17.

Таблица 1-17

Основные показатели магнитно-твердых материалов

Материал	B_r, Тл	H_{cM}, кА/м	θ	W, кДж/м³	D		$R_э$, кДж/м³	R_c, кА/м	θW	
					ГДж/м⁴	относительный			кДж/м³	относительный
Литой сплав ЮН14ДК24	1,2	48,1	0,05	18	0,23	1	10,2	22,5	0,9	1
Литой сплав ЮНДК35Т5АА	1,05	118	0,14	40	1,07	4,65	19,6	54,5	5,6	6,2
Феррит 19БА260	0,33	263	1,0	9,55	0,96	4,17	9,2	107	9,55	10,6
Редкоземельный материал КСП37	0,85	800	1,18	65	19,7	85,6	63,6	310	76,7	85,3

Из табл. 1-17 следует, что магнитная твердость у сплавов альнико значительно меньше, чем у ферритов и РЗМ. Этим в основном и объясняется, что у ферритов и РЗМ энергетический ресурс $R_э$ лишь немного меньше энергосодержания $W_{уд}$, а у альнико $R_э$ почти вдвое меньше, чем $W_{уд}$. По этой же причине ресурс стабильности у альнико значительно меньше, чем у РЗМ. Поэтому приближенную оценку качества магнитно-твердого материала можно производить и по произведению θ$W_{уд}$, значения которого приведены в таблице.

Предложенный критерий добротности свидетельствует о том, что магнитное качество ферритов приближается к качеству лучших марок альнико, несмотря на то, что энергия сплава ЮН14ДК24, принятого за эталон, в 2 раза выше, чем у феррита. Благодаря высокой магнитной добротности и относительной дешевизне ферритов область их применения все время расширяется, и по объему мирового производства они превосходят сплавы альнико. Добротность РЗМ в свою очередь в 20 раз выше, чем у ферритов, а это уже обещает переворот в электронике и других областях техники.

1-11. СТАБИЛЬНОСТЬ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Магнитный поток, создаваемый постоянным магнитом, меняется с течением времени и при воздействии внешних условий: магнитных полей, механических нагрузок, температуры, радиации, влиянии соседних ферромагнитных масс, изменениях магнитного сопротивления.

Различают структурную и магнитную нестабильность. Структурная нестабильность связана с кристаллическим строением, фазовыми превращениями, уменьшением внутренних напряжений и другими причинами. Магнитные свойства, изменившиеся в результате структурной нестабильности (структурное старение), могут быть восстановлены только регенерацией структуры, например, путем повторной термической обработки материала.

Степень структурного старения для различных материалов весьма различна. Структурную стабильность сплавов типа альнико можно повысить частичным снятием напряжения посредством отпуска магнитов при повышенной температуре с последующим медленным охлаждением.

Причина магнитной нестабильности состоит в изменении магнитной (доменной) структуры вещества, стремящейся к установлению устойчивого термодинамического равновесия как во времени (магнитное старение), так и при изменении внешних условий. Магнитная нестабильность может иметь обратимый и необратимый (гистерезисный) характер. Если после возвращения внешних условий к исходным магнитные свойства восстанавливаются, то имеют место обратимые изменения, при наличии гистерезиса — необратимые. Необратимые изменения, вызванные магнитной нестабильностью, можно устранить повторным намагничиванием материала.

Магнитное старение происходит по закону, близкому к логарифмическому. Количественно оно зависит от формы кривой размагничивания, относительных размеров магнита (положения рабочей точки) и внешних условий, в которых находится материал: температуры, механических напряжений и т. п.

Изменение магнитной индукции $\beta_c = [\Delta B/B] \cdot 100\%$, вызванное магнитным старением за время τ, в рабочей точке с координатами B, H можно приближенно оценить следующим выражением:

$$\beta_c = \frac{h\tau_0}{H}\left(\frac{k}{k+\mu_a} - \frac{\mu_{r.rev}}{\mu_a+\mu_{r.rev}}\right)\lg\frac{10\tau}{\tau_0}\cdot 100\%, \qquad (1\text{-}20)$$

где $k = dB/dH$ — тангенс угла наклона касательной в рабочей точке к оси H (при определении k надо учитывать масштабы B и H); $\mu_a = -B/H$ — абсолютная магнитная проницаемость в рабочей точке; $\mu_{r.rev}$ — проницаемость возврата (абсолютная); h_{τ_0} — коэффициент, имеющий размерность напряженности поля и определяемый экспериментально по магнитному старению материала в одной рабочей точке за время τ_0. Этот коэффициент зависит от свойств материала и от условий, в которых работает магнит. При температуре $\vartheta = 20 \pm 5°$ С, отсутствии внешних магнитных полей и при времени $\tau_0 = 10$ дней для изотропных магнитов типа ЮНД4 $h_{\tau_0} = 1{,}4$ кА/м, для анизотропных типов ЮНДК24 и ЮНДК35Т5 $h_{\tau_0} = 0{,}7$ кА/м.

Магнитное старение постоянных магнитов в зависимости от марки материала и положения рабочей точки меняется от десятых долей процента до нескольких процентов за один год.

Уменьшение магнитной нестабильности идет по пути устранения необратимых изменений, включая магнитное старение (магнитная стабилизация), и последующей оценки оставшихся обратимых изменений. Основными методами магнитной стабилизации являются частичное размагничивание магнита и обработка его температурными циклами. Идея метода частичного размагничивания заключается в том, что намагниченный магнит подвергают действию переменного магнитного поля с убывающей до нуля амплитудой. В результате такой обработки дальнейшие изменения свойств магнита в известном диапазоне изменений внешних условий становятся обратимыми.

Исследования показали, что частичное размагничивание уменьшает необратимые изменения индукции не только от влияния внешних магнитных полей, но и от действия температуры, изменения магнитного сопротивления цепи, ударов, тряски, вибраций, а также улучшает структурную стабильность.

Следует отметить, что степень изменения магнитной индукции под действием размагничивающего поля $\pm\Delta H$ зависит не только от этого поля, но также от коэффициента возврата, формы кривой размагничивания и положения рабочей точки. Так, для магнитов из ферритов бария, у которых проницаемость возврата $\mu_{r.rev} \approx 0{,}9 \times 10^{-6}$ Гн/м и кривая размагничивания представляет собой прямую линию, действие внешних полей вызывает практически только обратимые изменения свойств, и, следовательно, в данном случае обработка переменным полем с убывающей до нуля амплитудой с целью повышения магнитной стабильности не имеет смысла.

В табл. 1-18 приведены данные по естественному магнитному старению β_c некоторых магнитно-твердых материалов через 1 год после намагничивания для разных положений рабочей точки магнита («с» — в средней части кривой размагничивания — в области максимума магнитной энергии, «в» — выше и «н» — ниже этого максимума).

В таблице также указано относительное изменение магнитной индукции при размагничивании $\beta_p = \frac{\Delta B}{B} \cdot 100\%$, обеспечивающее

Таблица 1-18

Естественное магнитное старение за 1 год после намагничивания β_c *и рекомендуемое размагничивание* β_p *для магнитов с высокими (в), средними (с) и низкими (н) рабочими точками*

Характер воздействия	ЮНДК24			ЮНДК25БА			ЮНДК35Т5		
	в	с	н	в	с	н	в	с	н
Магнитное старение β_c, %	0,5	1,0	1,7	0,2	0,6	1,5	0,2	0,4	0,6
Размагничивание β_p, %	4	8	12	2	4	12	2	3	4

Продолжение табл. 1-18

Характер воздействия	ЮНДК35Т5БА			ЮНДК38Т7			ЮНД4		
	в	с	н	в	с	н	в	с	н
Магнитное старение β_c, %	0,2	0,5	0,8	0,1	0,3	0,5	1,0	2,0	3,0
Размагничивание $\beta_р$, %	2	4	5	1	2	4	8	15	20

практическое отсутствие магнитного старения, т. е. магнитную стабильность свойств во времени при неизменных внешних условиях (с точностью до 0,1%).

В тех случаях, когда к стабильности магнита предъявляются особенно высокие требования в сочетании с большими возможными изменениями внешних условий (механические и температурные воздействия), кроме частичного размагничивания, магниты подвергают температурной обработке и механическим воздействиям.

Температурная обработка состоит в том, что магнит после частичного размагничивания 3—5 раз нагревают и охлаждают до температуры несколько выше и ниже наибольшей ожидаемой. Особенно большие изменения наблюдаются при этом после первого цикла, последующие сказываются значительно меньше. Механические воздействия также повторяют несколько раз, при этом они не должны превышать максимально возможные при эксплуатации. Размагничивание современных магнитно-твердых материалов за счет механической нагрузки обычно не превышает 1%.

В результате магнитной стабилизации (частичного размагничивания, термообработки и механических воздействий) удается уменьшить необратимые изменения магнитной индукции до сотых долей процента.

Дальнейшие изменения магнитных свойств стабилизированного магнита в некотором диапазоне изменений внешних условий (температуры, напряженности поля, механических воздействий) обратимы. Эти изменения можно оценивать соответствующими коэффициентами, например температурным коэффициентом магнитной индукции

$$\alpha_B = \frac{\Delta B}{B \Delta \vartheta}, \qquad (1\text{-}21)$$

где B — магнитная индукция при начальной температуре; $\Delta\vartheta$ — изменение температуры; ΔB — изменение индукции, вызванное изменением температуры на $\Delta\vartheta$.

Подобным образом принято оценивать изменения и других параметров — коэрцитивной силы H_c, удельной магнитной энергии W_{max} и т. п.

Для магнитов из сплава альнико температурный коэффициент магнитной индукции зависит, кроме химического состава и структуры материала, от относительных размеров магнита (коэффициента

размагничивания), степени предварительного размагничивания, а также (в общем случае) от ϑ_0 до $\Delta\vartheta$.

В табл. 1-19 приведены значения температурного коэффициента магнитной индукции в точке максимума магнитной энергии для сплавов типа альнико.

Таблица 1-19

Температурный коэффициент индукции α_B в области максимума магнитной энергии в указанном температурном интервале, %/°С

Материал	Температура, °С						
	—180 ÷ +80	—80 ÷ +20	20—200	200—300	300—400	40—500	500—600
ЮНДК24	+0,015	—0,020	—0,015	—0,023	—0,030	—0,037	—0,044
ЮНДК25БА	+0,015	—0,020	—0,015	—0,023	—0,030	—0,037	—0,044
ЮНДК35Т5	+0,025	+0,025	—0,008	—0,015	—0,019	—0,024	—0,028
ЮНДК38Т7	+0,020	+0,020	—0,006	—0,011	—0,017	—0,022	—0,026
ЮНДК35Т5БА	+0,025	+0,025	—0,008	—0,015	—0,019	—0,024	—0,023
ЮНД4	+0,020	+0,020	—0,020	—0,026	—0,033	—	—

Для магнитов из феррита бария и сплавов Pt-Co температурный коэффициент магнитной индукции не зависит от положения рабочей точки магнита и равен 0,19%/°С для ферритов бария и —0,015%/°С для магнитов из сплавов Pt-Co.

Для металлокерамических магнитов на базе Fe-Ni-Al-Co марок ММК1—ММК11 α_B среднее составляет 0,035—0,48%/°С.

Для сплавов типа ЮНДК24 и ЮНДК35Т5 при охлаждении от 20 до — 180° С необратимые изменения индукции в рабочей точке доходят до —16%, обратимые изменения составляют —8÷+6%. При нагреве от 20 до 600° С магнитов из этих сплавов необратимые изменения доходят до —6%, обратимые до —15%.

Приближенную оценку α_B, обратимых $\Delta B_{0\vartheta}/B_{20}$ и необратимых $B_{н\vartheta}/B_{20}$ изменений магнитной индукции для любой рабочей точки магнитов из сплавов типа альнико можно получить, если известны температурные зависимости остаточной магнитной индукции ($\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}$) и коэрцитивной силы ($\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}$) материала.

Если $\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}<0$, $\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}<0$, то

$$\frac{\Delta B_{0\vartheta}}{B_{20}} = \frac{\Delta B_{r\vartheta}}{B_{r20}} \frac{\mu'}{\mu' + \mu_{r.rev}}; \qquad (1\text{-}22)$$

$$\frac{\Delta B_{н\vartheta}}{B_{20}} = \frac{\Delta B_{r\vartheta}}{B_{r20}} \frac{\mu_{r.rev}}{\mu' + \mu_{r.rev}}. \qquad (1\text{-}23)$$

Когда $\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}>0$, $\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}<0$,

$$\frac{\Delta B_{0\vartheta}}{B_{20}}=\frac{\Delta B_{r\vartheta}}{B_{r20}}+\frac{\Delta H_{c\vartheta}}{H_{c20}}\,\frac{\mu_{r.rev}}{\mu'+\mu_{r.rev}}; \tag{1-24}$$

$$\frac{\Delta B_{н\vartheta}}{B_{20}}=\frac{\Delta H_{c\vartheta}}{H_{c20}}\left(\frac{k}{\mu'+k}-\frac{\mu_{r.rev}}{\mu'+\mu_{r.rev}}\right). \tag{1-25}$$

Если $\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}<0$, $\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}>0$, то

$$\frac{\Delta B_{0\vartheta}}{B_{20}}=\frac{\Delta B_{r\vartheta}}{B_{r20}}\,\frac{\mu'}{\mu'+\mu_{r.rev}}+\frac{\Delta H_{c\vartheta}}{H_{c20}}\,\frac{k}{\mu'+k}; \tag{1-26}$$

$$\frac{\Delta B_{н\vartheta}}{B_{20}}=\frac{\Delta B_{r\vartheta}}{B_{r20}}\,\frac{\mu_{r.rev}}{\mu'+\mu_{r.rev}}. \tag{1-27}$$

Температурный коэффициент индукции $\alpha_B(\vartheta_2—\vartheta_1)$ в интервале температур $\vartheta_2—\vartheta_1$ вычисляется по формуле

$$\alpha_{B(\vartheta_2-\vartheta_1)}=\frac{\Delta B_{0(\vartheta_2-\vartheta_1)}}{B_{\vartheta_1(\vartheta_2-\vartheta_1)}},\ \%/°C. \tag{1-28}$$

Экспериментальные данные о температурных изменениях B_r и H_{cB} приведены в табл. 1-20. Кристаллическая текстура и небольшое изменение химического состава не влияют на температурные зависимости.

Иногда при эксплуатации постоянные магниты в течение продолжительного времени подвергаются воздействию высоких температур. Это происходит, например, в датчиках и исполнительных механизмах для контроля и автоматизации современных энергетических установок, химических производств, во многих приборах для научных исследований, в самолетах, ракетах и космических аппаратах. Кроме того, магниты нагреваются при заливке их силумином для крепления в магнитной системе. Поэтому знание поведения постоянных магнитов при высоких температурах и определение верхнего предела рабочей температуры имеют большое практическое значение.

При повышенных температурах (выше 200°С) наиболее приемлемыми являются сплавы типа ЮНДК24 и ЮНДК35Т5, так как наряду с высокой точкой Кюри (около 850°С) эти сплавы обладают высокой структурной устойчивостью. До 500°С в этих сплавах не наблюдалось структурных изменений, влияющих на магнитный поток (при испытаниях в течение 1 года). При более высокой температуре время работы постоянных магнитов ограничено.

Для работы при высоких температурах (до 550—650°С) магниты подвергают специальной структурной и магнитной стабилизации. После стабилизации магниты из сплавов ЮНДК35Т5, ЮНДК35Т5БА и ЮНДК38Т7 стабильны в течение не менее 10 000 ч при 550°С, 1000 ч при 600°С и 50 ч при 650°С. При 500°С и ниже время работы магнитов не ограничено.

Таблица 1-20

Относительное изменение остаточной индукции и коэрцитивной силы в интервале —180÷600°С, %

Материал	$\Delta B_{r\text{отн}}$, $\Delta H_{c\text{отн}}$	Температура, °С								
		—180	—80	20	100	200	300	400	500	600
ЮНДК24	$\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}$	+5	+2,5	0	—2,0	—4,3	—7,0	—10,0	—14,0	—19
	$\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}$	—17	—9	0	+3,0	+4,0	+2,0	—1,0	—6,0	—15
ЮНДК35Т5	$\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}$	+3,5	+2	0	—1,0	—3,0	—5,0	—7,0	—10,0	—14
	$\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}$	—6	—1,5	0	—0,8	—2,5	—4,8	—8,5	—14	—20
ЮНДК38Т7	$\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}$	+2,5	+1	0	—0,5	—1,6	—3,2	—5,4	—8,5	—12
	$\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}$	—4,5	—1,5	0	—0,8	—2,5	—4,8	—8,5	—14,5	—22
ЮНД4	$\Delta B_{r\vartheta}/B_{r20}$	+7	+3,5	0	—3	—8	—16,5	—25	—36,5	—50
	$\Delta H_{c\vartheta}/H_{c20}$	+6	+3	0	—6,5	—13	—20	—28	—40	—56

Магниты из сплавов ЮНДК24 и ЮНДК25БА стабильны не менее 10 000 ч при 500°С, 1000 ч при 550°С и 50 ч при 600°С. Общее старение магнитов (структурное и магнитное) за это время не превосходит 1%. При более высокой температуре магнитный поток быстро падает. За 1000 ч при 650°С для магнитов из сплавов типа ЮНДК24 или за 1000 ч при 700°С для магнитов из сплавов типа ЮНДК35Т5 снижение магнитного потока составляет 80—90%.

Стабилизация магнитов для работы при температуре до 550—650° С заключается в проведении после стандартной термообработки длительного остаривания при 550—650° С и последующей магнитной стабилизации.

Остаривание магнитов из сплавов ЮНДК35Т5, ЮНДК35Т5БА и ЮНДК38Т7 производят по режиму: нагрев до 650° С, выдержка 50 ч, охлаждение до 600° С, выдержка 50 ч, охлаждение до 550° С, выдержка 100 ч, нагрев до 600° С, выдержка 100 ч, охлаждение до комнатной температуры.

Остаривание магнитов из сплавов ЮНДК24 и ЮНДК25БА производят по режиму: нагрев до 600° С, выдержка 100 ч, охлаждение до 550° С, выдержка 100 ч, охлаждение до комнатной температуры.

После сборки магнитные системы намагничивают до насыщения и подвергают магнитной стабилизации. Для магнитов из сплавов ЮНДК35Т5, ЮНДК35Т5БА, ЮНДК38Т7: нагрев до 650° С, выдержка 3 ч, охлаждение до комнатной температуры (3 цикла), затем размагничивание на 5%. Для магнитов из сплавов ЮНДК24 и ЮНДК25БА: нагрев до 600° С, выдержка 3 ч, охлаждение до комнатной температуры (3 цикла), затем размагничивание на 10%.

При выдержке выше 500° С в постоянных магнитах происходят непрерывные изменения кристаллической структуры, влияющие на магнитные свойства и особенно на коэрцитивную силу. Поэтому магниты, предназначенные для работы при температуре выше 500° С, должны иметь рабочую точку выше максимума магнитной энергии.

Минимальные допустимые отношения размеров магнитов $l/\sqrt{S}$ равны 1,6; 2,1; 1,3; 4,0; 3,7 для магнитов из сплавов ЮНДК35Т5, ЮНДК35Т5БА, ЮНДК38Т7, ЮНДК24 и ЮНДК25БА соответственно.

Структурные изменения при 550° С, а в сплавах типа ЮНДК35Т5 и при 600° С могут привести к некоторому повышению магнитной индукции при повторном намагничивании до насыщения после выдержки (вследствие упорядочения структуры). Однако увеличение индукции в результате общего старения магнитов (без повторного намагничивания) обычно не превышает 1% даже в тех случаях, когда повторное намагничивание дает увеличение индукции более чем на 10% (чистое структурное старение).

Имеются некоторые данные по исследованию влияния радиации на свойства магнитов. Так, например, после действия на различные магнитно-твердые материалы быстрых нейтронов в количестве $3 \cdot 10^{17}$ 1/см^3 в течение 12 дней изменения индукции находились в пределах погрешности измерений.

Свойства магнита могут существенно измениться в результате взаимодействия с другими магнитами или ферромагнитными массами. Поэтому при хранении или эксплуатации магниты надо оберегать от операций такого рода.

Проблема стабильности магнитно-твердых материалов и магнитных систем изучена далеко не полностью. Практически чаще всего наибольший интерес представляют температурные зависимости не постоянного магнита, а магнитной системы, т. е. магнита с арматурой из магнитно-мягкого материала. Такие данные могут быть получены только на основании экспериментальных исследований магнитных систем. Применяемая для этого измерительная аппаратура должна обеспечивать высокую чувствительность (порядка 0,001 Тл) и воспроизводимость результатов измерения в пределах 0,01—0,02%, необходимо иметь специальные термо- и криостаты и т. п. Для получения достоверных результатов в этой области необходимо также накопление большого статистического материала, что является чрезвычайно трудоемкой задачей.

1-12. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ТОЧНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ РАБОЧЕГО ПОТОКА МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

Сложность физического взаимодействия магнитных и конструктивных параметров, отсутствие нормативных данных по точности их формирования затрудняют изучение механизма образования суммарной погрешности рабочего потока магнитных систем в условиях серийного производства.

Это приводит к увеличению сборочно-регулировочных работ при функциональном согласовании выходных параметров магнитных систем с соответствующими звеньями приборов.

Чтобы преодолеть эти трудности необходимо: иселедовать влияние производственных погрешностей конструктивных параметров и свойств магнитно-твердых материалов (МТМ) на точность и стабильность рабочего потока и разработать научно обоснованные технологические решения, направленные на повышение качества магнитных систем в условиях серийного производства.

Решение этих задач базируется на основных положениях теории точности производства и теории точности приборов [1-2].

Использование известных методов расчета систем с постоянными магнитами позволяет представить поток Ф в рабочем зазоре как аналитическую функцию вида

$$\Phi = F(q_i), \tag{1-29}$$

где q_i — первичные магнитные параметры МТМ и конструктивные размеры магнитной системы ($i=1, 2, 3, \ldots, n$).

Так как для систем с постоянными магнитами в области номинальных значений параметров q_i функция (1-29) линеаризуема, то с учетом вероятностной природы производственных погрешностей

$$\delta_{0\Phi} = \frac{1}{k_\Phi} \times$$

$$\times \sqrt{\sum_{i=1}^{n} N^2_{\Phi q_i} k^2_{q_i} \delta^2_{0q_i} + 2 \sum_{i=1}^{n} r_{q_j q_k} N_{\Phi q_j} k_{q_j} \delta_{0q_j} N_{\Phi q_k} k_{q_k} \delta_{0q_k}}. \quad (1\text{-}30)$$

Для температурной погрешности магнитного потока имеем:

$$\alpha_\Phi = \sum_{i=1}^{n} N_{\Phi q_i} \alpha_{q_i}, \quad (1\text{-}31)$$

причем

$$N_{\Phi q_i} = \frac{q_i}{\Phi} \frac{\partial F(q_i)}{\partial q_i} \quad (1\text{-}32)$$

и $$\delta_{0\Phi} = \delta_\Phi / \Phi; \quad \delta_{0q_i} = \delta_{q_i} / q_i. \quad (1\text{-}33)$$

В выражениях (1-30)—(1-33): $\delta_{0\Phi}$ — суммарная относительная производственная погрешность потока Ф; α_Φ — коэффициент температурной стабильности магнитной системы; $N_{\Phi q_i}$ — относительный коэффициент влияния отклонения первичного параметра на погрешность потока в зазоре; δ_{0q_i} — относительное безразмерное значение поля допуска i-го первичного параметра; α_{q_i} — температурный коэффициент i-го первичного параметра; Ф, q_i — номинальное значение магнитного потока в зазоре и первичного параметра магнитной системы; δ_Φ, δ_{q_i} — значения полей допусков магнитного потока и i-го первичного параметра; k_Φ, k_{q_i} — коэффициенты относительного рассеивания производственных погрешностей потока в зазоре и i-го первичного параметра магнитной системы; $r_{q_j q_k}$ — коэффициент попарной корреляции между производственными погрешностями параметров q_j и q_k, входящих в полное множество параметров q_i магнитной системы.

Таким образом, для расчета интересующих нас погрешностей $\delta_{0\Phi}$ и α_Φ необходимо иметь: значения коэффициентов влияния погрешностей основных параметров рассматриваемого МТМ; достоверные данные о технологических и температурных отклонениях его параметров B_r, H_{cB}, B_d, H_d.

Для определения $N_{\Phi q_i}$ следует построить математическую модель магнитной системы. Эта модель по существу является аналитическим описанием рабочей диаграммы постоянного магнита.

Если учитывать достаточную сложность математической модели системы со стабилизированным магнитом из литых МТМ (позиции *5—11* на рис. 1-69), для определения относительных коэффициентов влияния первичных магнитных параметров на параметр Ф был использован метод численного дифференцирования [1-9].

Для вычисления коэффициентов влияния вида $N_{\Phi q_i}$ на ЭВМ была разработана схема программы расчета для области реальных

конструкций магнитных систем (рис. 1-69). При вычислении для каждого МТМ удовлетворялось условие: $\operatorname{tg}\alpha_i > \operatorname{tg}\alpha_d$.

Фиксированные значения $\operatorname{tg}\alpha$ для каждого МТМ приведены на рис. 1-70. Требуемое значение τ обеспечивалось напряженностью стабилизирующего магнитного поля $H_{ст}$, которая обычно для исследуемых литых МТМ выбирается в пределах 0,1—0,5 H_{cB}.

При дискретном изменении $H_{ст}$ с шагом 0,1 H_{cB} получена область изменения τ в пределах 0—15%, что совпадает с рекомендациями по выбору степени стабилизации для основных марок МТМ, приведенными в [1-6, 1-7]. При вычислении коэффициентов влияния вида $N_{\Phi_{q_i}}$ в качестве исходных данных использовались номинальные значения нормируемых параметров МТМ (ГОСТ 17809-72).

Знак коэффициентов влияния вида $N_{\Phi_{q_i}}$ определяется с учетом знака приращения функции $F(q_i)$, вызванного отклонением соответствующего первичного магнитного параметра.

Результаты расчета (коэффициентов влияния) показателей чувствительности рабочего потока систем к погрешностям свойств магнитов из исследуемых МТМ, стабилизированных при заданном относительном размагничивании, представлены на рис. 1-70 в виде семейства графических зависимостей $N_{\Phi_{q_i}} = f(\tau, \operatorname{tg}\alpha)$.

Пользуясь этими графиками, еще на этапе поверочного расчета магнитных систем по предварительному вычисленному значению $\operatorname{tg}\alpha$ и принятому τ можно определить коэффициенты влияния погреш-

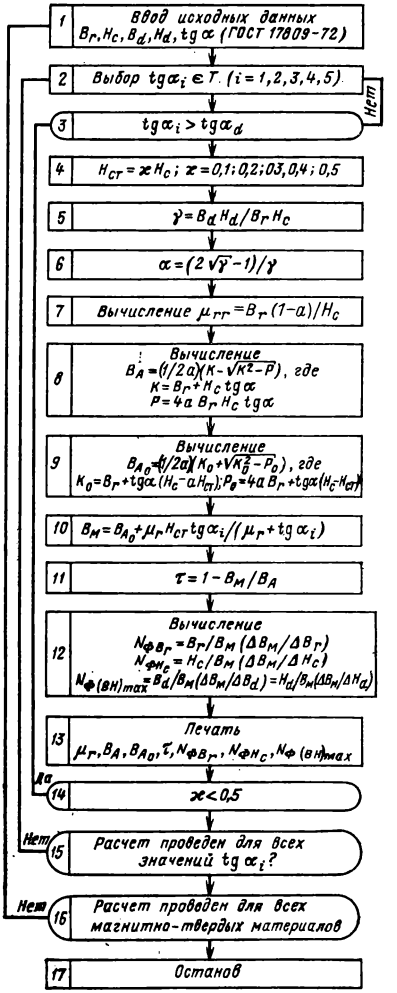


Рис. 1-69. Схема программы расчета коэффициента влияния вида $N_{\Phi_{q_i}}$.