# 6 МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Магнитные свойства вещества обусловлены особенностями внутриатомного движения электронов. Под действием внешнего магнитного поля движение электронов изменяется, и вещество приобретает намагниченность. Некоторые вещества обладают собственной намагниченностью в пределах участков структуры, называемых доменами. Под действием внешнего магнитного поля намагниченность таких веществ изменяет своё направление.

В изотропной (однородной) среде намагниченность *J*м, А/м, направлена согласно или встречно напряжённости внешнего магнитного поля *H*, А/м, и связана с ней соотношением

*J*м = ± *k*м *H*,

где ±*k*м – магнитная восприимчивость, безразмерная величина, характеризующая способность данного вещества намагничиваться.

Индукция магнитного поля *B*, Тл, является результатом совместного действия напряжённости внешнего поля *H* и собственной намагниченности *J*м вещества. В изотропном веществе

*B* = µ0 *H* + µ0 *J*м =µ0 *H* ± *k*м µ0 *H* = µ0 (1 ± *k*м)*H* =µ0µ *H*,

где µ0 = 4 π ∙ 10–7 Гн/м – магнитная постоянная вакуума;

µ *=* (1 ± *k*м) – относительная магнитная проницаемость вещества.

Относительная магнитная проницаемость µ показывает, во сколько раз вещество изменяет (усиливает или ослабляет) магнитное поле по сравнению с полем в вакууме.

В анизотропном кристаллическом веществе намагниченность *J*м направлена по одной из осей лёгкого намагничивания кристаллов (подразд. 3.2), а магнитная проницаемость µ зависит от их ориентации относительно внешнего магнитного поля.

## 6.1 Классификация веществ по магнитным свойствам

По реакции на внешнее магнитное поле и характеру внутреннего магнитного упорядочения все вещества в природе можно подразделить на пять групп: диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики.

К *диамагнетикам* относят вещества, ослабляющие магнитное поле, у которых магнитная восприимчивость отрицательна, а магнитная проницаемость µ меньше 1. Диамагнитный эффект обусловлен небольшим уменьшением скорости вращения электронов при внесении атома в магнитное поле. Это уменьшение оказывает размагничивающее действие и проявляется во всех веществах, однако в большинстве случаев диамагнитный эффект маскируется другими более сильными магнитными эффектами.

Диамагнетиками являются инертные газы, водород, азот, многие жидкости (вода, нефть и нефтепродукты), большинство полупроводников (кремний, германий, соединения 13 и 15, 12и16 подгрупп таблицы Менделеева) и органических соединений, щелочно-галоидные кристаллы, неорганические стёкла, а также ряд металлов (медь, серебро, золото, цинк, ртуть, галлий и др.). Магнитная проницаемость µ этих веществ незначительно (на 10–6–10–7) меньше единицы и почти не зависит от температуры.

Ослабляя магнитное поле, диамагнетики выталкиваются из него. Вещества в сверхпроводящем состоянии совсем не пускают внутрь себя магнитное поле (µ = 0) и являются идеальными диамагнетиками.

К *парамагнетикам* относят вещества с малой положительной магнитной восприимчивостью *k*M, =10–3–10–6, слегка усиливающие магнитное поле (µ немного больше 1). Атомы парамагнетиков обладают небольшими собственными магнитными моментами. В отсутствие внешнего поля, из-за теплового движения, эти магнитные моменты распределены хаотично, так что в целом намагниченность вещества равна нулю. Под действием внешнего поля магнитные моменты атомов, поворачиваясь в том же направлении, усиливают его на доли процента. Тепловое движение противодействует магнитной упорядоченности, поэтому магнитная проницаемость парамагнетиков заметно зависит от температуры.

Парамагнетиками являются кислород, оксид азота, щелочные и щелочноземельные металлы, некоторые переходные металлы, соли железа, кобальта, никеля и редкоземельных элементов.

Усиливая магнитное поле, парамагнетики втягиваются в него.

К *ферромагнетикам* относят вещества с очень большой положительной магнитной восприимчивостью. Значение магнитной проницаемости µ некоторых ферромагнетиков может превышать миллиони сильно зависит от напряжённости поля и температуры.

Свойства ферромагнетиков проявляют железо, никель, кобальт и некоторые редкоземельные металлы, атомы которых отличаются очень сильным собственным магнитным моментом. На внешнем электронном уровне этих элементов оказалось несколько электронов, которые определяют их свойства, как металлов. Однако внутренние оболочки этих элементов остались незаполненными и магнитные моменты электронов этих оболочек – нескомпенсированными. В 3-й электронной оболочке атома железа 4 электрона имеют нескомпенсированные магнитные моменты, в результате сложения которых атом железа представляет собой самый сильный из элементарных магнитов. Соседние атомы ферромагнетика спонтанно (самопроизвольно) ориентируют свои магнитные моменты в одном из направлений лёгкого намагничивания кристаллов в пределах области, называемой **доменом**. Магнитные моменты соседних доменов направлены по-разному, так что в общем объёме вещества они компенсируют друг друга, результирующая намагниченность равна нулю и вещество имеет минимум энергии. Однако под воздействием внешних магнитных полей магнитные моменты доменов легко изменяют своё направление, усиливая эти поля в сотни, тысячи, миллионы раз.

Атомы *антиферромагнетиков* также являются элементарными магнитами, однако их магнитные моменты направлены антипараллельно (встречно) и компенсируют друг друга. Магнитная восприимчивость антиферромагнетиков положительна, *k*M = 10–3–10–5; магнитная проницаемость µ немного больше 1 и сильно зависит от температуры. При нагревании антиферромагнетик переходит в парамагнитное состояние. Температура такого перехода, при которой исчезает магнитная упорядоченность, получила название точки Нееля.

Антиферромагнетизм обнаружен у хрома, марганца и ряда редкоземельных элементов (Се, Nd, Sm, Tm и др.). Типичными антиферромагнетиками являются простейшие химические соединения на основе переходных металлов.

В *ферримагнетиках* магнитные моменты также направлены антипараллельно, но это магнитные моменты разных атомов либо ионов, поэтому они не скомпенсированы. Ферримагнетики обладают высокой магнитной проницаемостью (до десятков тысяч), которая, как и у ферромагнетиков, зависит от напряжённости магнитного поля и температуры. Свойствами ферримагнетиков обладают некоторые упорядоченные металлические сплавы, но, главным образом, – различные оксидные соединения, среди которых наибольший практический интерес представляют ферриты.

Диа-, пара- и антиферромагнетики можно объединить в группу слабомагнитных (немагнитных) веществ, тогда как ферро- и ферримагнетики представляют собой сильномагнитные (магнитные) материалы.

## 6.2 Доменная структура и намагничивание ферромагнетиков

Экспериментально доказано, что особые свойства ферромагнетиков обусловлены их доменным строением. Это подтверждают фигуры Акулова, которые наблюдают под микроскопом, насыпав тонкий магнитный порошок на поверхность ферромагнитного материала – порошок собирается на границах между доменами. Домены представляют собой макроскопические области, намагниченные практически до насыщения в отсутствие внешнего магнитного поля. Спонтанная (самопроизвольная) намагниченность доменов обусловлена одинаковой ориентацией магнитных моментов всех атомов вдоль одной из осей лёгкого намагничивания кристаллов (рисунок 6.1).

Число таких направлений определяется симметрией решётки. Кубические кристаллы железа имеют шесть направлений лёгкого намагничивания – вдоль рёбер, кубические кристаллы никеля – восемь – по диагоналям куба, а гексагональные кристаллы кобальта – шестигранные призмы – всего два, вдоль оси призмы.

*а*)

*в*)

*б*)

Рисунок 6.1 – Направления легкого намагничивания:

*а* – железа (шесть); *б* – никеля (восемь); в – кобальта (два)

Геометрия доменной структуры ферромагнетика, т. е. характер разбиения его на домены определяется из условия минимума свободной энергии системы. Однодоменное состояние энергетически невыгодно, так как в этом случае на концах ферромагнетика возникают магнитные полюса, создающие внешнее магнитное поле, которое обладает определённой потенциальной энергией (рисунок 6.2, *а*).

Если кристалл состоит из двух доменов с противоположной ориентацией магнитных моментов, то он обладает существенно меньшей магнитостатической энергией (рисунок 6.2, *б*).

Ещё более выгодной является структура с боковыми, замыкающими доменами, показанная на рисунке 6.2, *в*. В этом случае магнитный поток замыкается внутри образца, а за его пределами магнитное поле практически равно нулю. Следует учесть, что рисунки условные (плоские), а домены объёмные и замыкание магнитного потока происходит в трёхмерном пространстве. Размеры доменов составляют от 10–7 до 10–4 м. Возрастание индукции под действием внешнего поля обусловлено смещением доменных границ и поворотом магнитных моментов доменов (рисунок 6.3).

*а*)

*б*)

*в*)

Рисунок 6.2 – Различные доменные структуры ферромагнетиков

*а*)

*б*)

*в*)

*г*)

*Н=* 0

*Н*

*Н*

*Н*

Рисунок 6.3 – Схема изменения ориентации спинов

при намагничивании ферромагнетика:

*а* – поля нет; *б* – слабое поле; *в* – сильное поле; *г* – насыщение

Переходный слой, разделяющий два домена, намагниченные в разных направлениях, называют «стенкой Блоха». В пределах такого слоя происходит постепенное изменение ориентации спинов; плавный переход от одного направления магнитного момента к другому. Толщина стенок Блоха может достигать нескольких сот межатомных расстояний (например, в железе она составляет около 100 нм).

Начальная кривая намагничивания *В*(*H*) представляет собой зависимость магнитной индукции предварительно размагниченного ферромагнетика от напряжённости внешнего магнитного поля, полученную при монотонном её увеличении (рисунок 6.4).

*В*, Тл

*Н*, А/м

μ

μм

μн

*Н*, А/м

Рисунок 6.4 – Начальная кривая намагничивания (*а*) и зависимость магнитной проницаемости от напряжённости магнитного поля (*б*)

I

I

II

II

III

III

IV

IV

*а*)

*б*)

По начальной кривой намагничивания *В*(*H*) легко определить значение **статической** магнитной проницаемости

μ = *В*/(μ0*H*).

Она пропорциональна тангенсу угла наклона прямой, проведенной из начала координат через соответствующую точку начальной кривой намагничивания. Зависимость μ(*H*) приведена на рисунке 3.4.

Начальному участку I кривой *В*(*H*) соответствует упругое (обратимое) смещение доменных границ. Намагниченность получается за счёт увеличения объёма тех доменов, магнитные моменты которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля. Размеры доменов с неблагоприятной ориентацией вектора спонтанной намагниченности при этом уменьшаются. После снятия слабого поля доменные границы возвращаются в прежнее положение; намагниченность не сохраняется. Магнитная проницаемость вещества в слабых поляхназывается*начальной* μн.

При увеличении напряжённости (участок II) смещение доменных границ приобретает ступенчатый (необратимый) характер. Если намагничиваемый образец поместить внутри катушки, подключенной через усилитель к телефону, то можно слышать отдельные щелчки, обусловленные ЭДС, индуцируемой в катушке при резком изменении направления намагниченности доменов. Ступенчатый характер процесса намагничивания получил название эффекта Баркгаузена. На участке II ступенчатого смещения доменных границ кривая намагничивания *В*(*H*) имеет наибольшую крутизну, здесь магнитная проницаемость достигает *максимального* (μм) значения.

Участок III более пологий, здесь увеличение напряжённости магнитного поля приводит к повороту намагниченности доменов от направления лёгкого намагничивания до направления поля, т. е. более трудного намагничивания, при этом магнитная проницаемость снижается. Когда все магнитные моменты доменов ориентированы вдоль поля, наступает магнитное насыщение. Значение *индукции насыщения Вs* соответствует пределу возможной намагниченности материала. Дальнейшее незначительное увеличение индукции на участке IV вызвано только слагаемым μ0 *Н* и сопровождается дальнейшим снижением статической магнитной проницаемости μ.

Нагревание ферромагнетика приводит к постепенной тепловой дезориентации спиновых магнитных моментов и уменьшению спонтанной намагниченности. Выше некоторой температуры происходит распад доменной структуры, спонтанная намагниченность исчезает и ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние. Температуру такого перехода называют магнитной точкой Кюри. В момент образования доменов у медленно остывающей стали наблюдается вспышка свечения, вызванная выделением энергии в результате упорядочения структуры. Характер температурной зависимости магнитной проницаемости ферромагнетика оказывается неодинаковым в слабых и сильных полях. Для начальной μн и максимальной μм магнитной проницаемости наблюдаются отчётливые максимумы при температуре несколько ниже точки Кюри. Этот термомагнитный эффект используется при записи информации на магнитооптические диски.

С усилением напряжённости температурный максимум магнитной проницаемости менее заметен, а при насыщении магнитная проницаемость с увеличением температуры монотонно убывает.

Из всех ферромагнетиков наиболее высокой температурой Кюри (*Tк* = 1131 °С) обладает кобальт. У железа она равна 769 °С, у никеля 358 °С, у гадолиния 18 °С.

## 6.3 Петли гистерезиса и магнитные характеристики материала

Если ферромагнетик намагнитить до насыщения *В*s, а затем отключить внешнее поле, то индукция в нуль не обратится, а примет некоторое значение *Вr*, называемое *остаточной индукцией* (рисунок 6.5). Магнитный гистерезис (от греч. *hysteresis* – отставание) обусловлен процессами ступенчатого изменения намагниченности.

*B*,Тл

*Bs*

*Br*

*H*, A/м

*Hс*

– *B*s

– *Н*

Рисунок 6.5 – Петли гистерезиса и

основная кривая намагничивания

–*Br*

Значение остаточной индукции характеризует способность материала сохранять намагниченное состояние в отсутствии внешних намагничивающих сил. Чтобы скомпенсировать остаточную намагниченность, необходимо приложить внешнее магнитное поле с напряжённостью противоположного направления.

*Коэрцитивной*(сдерживающей) силой называют напряжённость размагничивающего поля *Н*с, при которой индукция в ферромагнетике, предварительно намагниченном до насыщения, обращается в нуль. Знак «–» показывает, что напряжённость внешнего поля направлена навстречу остаточной намагниченности. Увеличение напряжённости поля до значений, больших *Н*с, вызывает перемагничивание ферромагнетика в обратном направлении вплоть до насыщения –*B*s. При снятии внешнего поля индукция уменьшится до –*Вr*. Прикладывая внешнее поле с напряженностью *Н*c и более, можно намагнитить материал до насыщения *B*s. При перемагничивании ферромагнетика от *B*s до –*B*s и снова до *B*s получают *предельную петлю**гистерезиса*. Перемагничивание материала не обязательно происходит до насыщения. При различных амплитудных значениях напряжённости внешнего поля получим петли, вершины которых образуют*основную кривую намагничивания*материала, изображённую пунктиром на рисунке 6.5. Для магнитомягких материалов (с малым значением *Н*с) она практически совпадает с начальной кривой намагничивания, показанной на рисунке 6.4.

Индукция насыщения *B*s, остаточная индукция *Вr* и коэрцитивная сила *H*с , вид и площадь петли гистерезиса являются основными параметрами материала, характеризующими возможности применения его для той или иной цели. Материалы с широкой петлёй гистерезиса используют для постоянных магнитов; узкой – для магнитомягких сердечников, работающих на промышленной и звуковых частотах; линейной – на ультразвуковых и радиочастотах, прямоугольной – для сердечников импульсных трансформаторов и хранения информации.

Работа магнитного материала в переменном поле характеризуется *динамической* магнитной проницаемостью μ~. Для её определения используют основную кривую намагничивания и амплитудные значения напряжённости *Hm* и индукции *Вm* магнитного поля

μ~ = *Вm*/(μ0*Hm*).

Крутизна основной кривой намагничивания в каждой точке характеризуется производной *dВm*/*dHm*, если магнитная проницаемость определяется через тангенс угла наклона касательной, проведённой через эту точку, то её называют *дифференциальной.*

Нередко ферромагнетик используется при одновременном воздействии сильного постоянного и слабого переменного магнитных полей. Изменение магнитного состояния ферромагнетика в этих условиях характеризуется небольшой частной петлёй гистерезиса. Отношение приращения индукции Δ*В*~ к приращению напряжённости поля Δ*Н*~ при фиксированном подмагничивающем поле *Н\_* называют *реверсивной* магнитной проницаемостью.

Перемагничивание ферромагнетиков в переменных полях сопровождается потерями энергии, вызывающими нагрев материала. Потери на перемагничивание складываются из потерь на гистерезис, на вихревые токи и магнитное последействие (последним слагаемым обычно можно пренебречь). Потеря энергии на гистерезис в единице объёма вещества (в джоулях на кубический метр) за один цикл перемагничивания равна площади статической петли гистерезиса (полученной при медленном изменении магнитного поля). Мощность потерь на гистерезис пропорциональна частоте.

*Вихревые токи* возникают в плоскости, расположенной перпендикулярно магнитному полю (рисунок 6.6, *а*) за счёт ЭДС самоиндукции, пропорциональной скорости изменения магнитного потока. Мощность потерь от вихревых токов пропорциональна квадрату частоты. Частотный диапазон применения материала ограничивается именно вихревыми токами. Для уменьшения потерь на вихревые токи необходимо использовать магнитный материал с повышенным удельным сопротивлением и собирать сердечник из тонких листов, изолированных друг от друга (рисунок 6.6, *б*).

Вихревые токи экранируют внутренние слои сердечника, оказывая на него размагничивающее действие. Так как центральные части сердечника охватываются наибольшим числом вихревых токов, значение магнитной индукции там минимально. Вытеснение магнитного поля на поверхностьпроявляется тем сильнее, чем больше частота его изменения, а также магнитная проницаемость и удельная проводимость намагничиваемой среды. Для оценки поверхностного эффекта используют понятие *глубины проникновения Δ* электромагнитного поля в вещество (например, для малоуглеродистой стали, глубина проникновения поля на частоте 50 Гц составляет 0,7 мм, а на частоте 106 Гц – всего лишь 0,005 мм).

Рисунок 6.6 – Распределение вихревых токов в сердечнике:*а* **–** сплошном; *б* **–** шихтованном

*а*)

*б*)

Поскольку индукция неравномерно распределяется по сечению магнитопровода, для характеристики его свойств в переменных магнитных полях используют усреднённую характеристику – эффективную магнитную проницаемость μэф. С ростом частоты размагничивающее влияние вихревых токов усиливается, а эффективная магнитная проницаемость уменьшается.

Затухание электромагнитной волны при её распространении в проводящей среде используют при создании электромагнитных экранов, служащих для защиты электронных схем и электроизмерительных приборов от внешних наводок, атакже для защиты радиоэфира от помех, создаваемых генераторными устройствами. Для эффективной защиты толщина стенок экрана должна превышать, по крайней мере, глубину проникновения Δ электромагнитного поля в вещество. На радиочастотах практически непроницаемыми являются экраны из хорошо проводящих металлов – меди, латуни и алюминия. Однако на низких частотах такие экраны неэффективны, поскольку необходимы очень толстые стенки (например, на частоте 50 Гц у меди Δ = 1 см). В этих случаях лучше использовать экраны из ферромагнитных материалов, особенно из пермаллоя или альсифера, обладающих весьма высокой магнитной проницаемостью.

*Магнитострикция* это изменение линейных размеров и формы ферромагнитного образца, вызванное искажениями кристаллической решётки под действием внешнего магнитного поля (рисунок 6.7).

Внутренние напряжения, возникающие при этом в материале, препятствуют смещению доменных границ и затрудняют намагничивание в слабых полях. Коэффициент магнитострикции λ = Δ*l*/*l* может быть положительным и отрицательным, т. е. размер образца вдоль намагничивающего поля может как увеличиваться, так и уменьшаться. Численное значение λ зависит от строения кристаллов, температуры и напряжённости магнитного поля. Большой коэффициент магнитострикции никеля используют в излучателях ультразвуковых колебаний. Сплав железа с никелем – пермаллой – отличается очень высокой магнитной проницаемостью в слабых полях, так как практически не деформируется при намагничивании, ввиду разных знаков коэффициентов магнитострикции FeиNi в левой части графиков рисунка 6.7.

 2·10–5

0

–2·10–5

–4·10–5

20

40

кА/м

λ

*Н*

Fe

Co

Ni

Рисунок 6.7 – Зависимость

коэффициента магнитострикции от

 напряжённости внешнего поля

Значение коэффициента магнитострикции λ*s*, соответствующее магнитному насыщению, называют *константой магнитострикции.*

## 6.4 Особенности магнитных свойств ферримагнетиков

Ферримагнетики получили своё название от ферритов, под которыми понимают химические соединения оксида железа Fe2O3 с оксидами других металлов. В настоящее время используют сотни различных марок ферритов, отличающихся по кристаллической структуре, химическому составу, магнитным, электрическим и другим свойствам. От парамагнетиков ферриты отличаются высокой магнитной проницаемостью вследствие доменного строения, от ферромагнетиков – существенно меньшей индукцией насыщения, т. к. магнитоактивные катионы находятся достаточно далеко друг от друга и разделены анионами кислорода.

Теоретическое объяснение особенностей магнитных свойств ферритов впервые было дано Л. Неелем. В соответствии с предложенной им теорией магнетизм ферритов проявляется как нескомпенсированный антиферромагнетизм двух подрешёток, +*J* и – *J* (рисунки 6.8). При нагревании ферримагнетика за счёт усиливающегося теплового движения уменьшается намагниченность каждой из подрешёток. В зависимости от характера спада намагниченностей отдельных подрешёток при нагреве результирующая кривая *J*(*Т*) для разных материалов может принципиально различаться. При нагревенекоторых ферритов разностная намагниченность *J*  двух подрешёток может обращаться в нуль при температуре, называемой точкой компенсации *Тc* (рисунок 6.8, *б*). Здесь феррит превращается в антиферромагнетик, а при дальнейшем нагреве у него вновь появляется спонтанная намагниченность и он опять становится ферримагнетиком вплоть до точки Кюри *Tк*.

+*J*

– *J*

*J*

*T*

*Tk*

+*J*

*J*

*а*)

– *J*

*T*

*TC*

*Tk*

*б*)

Рисунок 6.8 – Зависимость намагниченности насыщения ферритов от температуры:

*а* – без точки; *б* – с точкой компенсации

*Частотные свойства ферритов.* Благодаря низкой электропроводности и малым потерям на вихревые токи, магнитомягкие ферриты используют на высоких частотах. С увеличением частоты, из-за инерционности смещения доменных границ, магнитная проницаемость снижается, а потери на перемагничивание растут.

Для оценки возможности использования данного материала применяют понятия критической *f*кр и граничной *f*гр частот. За критическую обычно принимают такую частоту, при которой тангенс угла потерь tgδ возрастает до 0,1. Граничной считают частоту, при которой начальная магнитная проницаемость уменьшается до 0,7 от её значения в постоянном магнитном поле*.* Как правило, *f*гр> *f*кp.

Удобной характеристикой для сравнения магнитомягких ферритов по качеству (при заданных значениях индукции *B* и частоты *f*)является относительный тангенс угла потерь, под которым понимают отношение tgδ */*μн*.*

*Магнитные эффекты в ферритах СВЧ.* Сверхвысокими называют частоты с длиной волны от 1 м до 1 мм. В аппаратуре и приборах, где используются электромагнитные волны диапазона СВЧ, необходимо управлять этими колебаниями: переключать поток энергии с одного направления на другое, изменять фазу колебаний, поворачивать плоскость поляризации волны, частично или полностью поглощать мощность потока.

Электромагнитная энергия СВЧ чаще всего передаётся по волноводам, представляющим собой полые или частично заполненные твёрдыми материалами металлические трубы. В качестве твёрдых материалов для управления потоком энергии в волноводах используют ферриты СВЧ и некоторые немагнитные активные диэлектрики. Магнитными характеристиками первых можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, электрическими свойствами вторых – за счёт внешнего электрического поля.

Практическое применение ферритов СВЧ основано на: а) магнитооптическом эффекте Фарадея; б) эффекте ферромагнитного резонанса; в) изменении значения магнитной проницаемости феррита внешним магнитным полем за счёт нелинейности намагничивания.

Магнитооптический эффект Фарадея заключается в повороте плоскости поляризации высокочастотных колебаний в феррите, намагниченном внешним полем. При этом энергия коммутируется – переключается в разные каналы.

Ферромагнитный резонанс наблюдается при совпадении частоты внешнего возбуждающего поля с собственной частотой электронов.

При резонансе резко возрастает поглощение энергии электромагнитной волны, распространяющейся в волноводе в обратном направлении; для волны прямого направления поглощение оказывается значительно меньшим. В результате получается высокочастотный вентиль. Вентильные свойства феррита проявляются в довольно узком интервале напряжённости постоянного поля Δ*H*\_, называемом шириной линии ферромагнитного резонанса.