

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ЗАДАЧА
ВИБРАЦИОННОЙ АНИЗОМЕТР
СПЕЦПРАКТИКУМ КАФЕДРЫ МАГНЕТИЗМА

МОСКВА 2014

Составители: доцент Котельникова О. А.
 профессор Перов Н. С.
 доцент Радковская А. А.

Шпиньков Н.И.

Целью данной работы является исследование магнитных свойств материалов (намагниченности и анизотропии) с помощью вибрационного анизометра.

ВВЕДЕНИЕ

ОБЩЕЕ ПОНЯТИЕ ОБ АНИЗОТРОПИИ

Анизотропия – это физическое явление, заключающееся в том, что физические свойства тела отличаются по различным направлениям. Если в ферромагнитном кристалле учитывать только обменное взаимодействие, то энергия не будет зависеть от ориентации вектора намагниченности в пространстве относительно кристаллографических осей кристалла. В то же время из опыта известно, что такая зависимость существует. Вдоль некоторых направлений в кристалле намагничивание происходит очень легко. Уже в слабых полях намагниченность резко возрастает и быстро достигает насыщения. Направления, при намагничивании вдоль которых затраты энергии минимальны, называются **осями легкого намагничивания** – (ОЛН). Вдоль других направлений намагничивание затруднено. Насыщение намагничивания вдоль таких направлений наблюдается в довольно сильных магнитных полях. Направления, вдоль которых затраты на намагничивание максимальны, называются **осями трудного намагничивания** (ОТН). Минимум свободной энергии магнетика будет достигаться, когда намагниченность I_s будет ориентирована вдоль ОЛН. Для того, чтобы вывести векторы I_s из направления ОЛН необходимо совершить работу. По закону сохранения энергии, работа, затраченная на намагничивание ферромагнитного кристалла, превращается в потенциальную энергию намагничивающегося тела. Эту внутреннюю энергию, зависящую от направления спонтанной намагниченности, называют **энергией магнитной анизотропии**, а в тех случаях, когда она отражает симметрию кристалла, – **энергией магнитокристаллической анизотропии**.

Физическая природа возникновения магнитокристаллической анизотропии – наличие анизотропных взаимодействий в кристалле. Основными из них являются *квантовое спин-орбитальное взаимодействие и магнитное дипольное взаимодействие*.

Энергия дипольного взаимодействия коллинеарных магнитных моментов μ_i и μ_j зависит от их ориентации относительно кристаллографических осей. Действительно,

$$E_{\text{дип}} = \sum_{i>j} \pm \frac{\mu_i \mu_j (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij})}{r_{ij}^3} \quad (1)$$

Где θ_{ij} – угол между направлениями магнитных диполей μ_i и μ_j и вектором r_{ij} , соединяющим их. Энергия $E_{\text{дип}}$ является квадратичной функцией направляющих косинусов вектора намагниченности относительно

кристаллографических осей кристалла. Эта энергия анизотропна, а ее величина мала по сравнению с величиной энергии магнитной кристаллографической анизотропии, получаемой из экспериментальных данных. Поэтому необходимо также учитывать квантовое спин-орбитальное взаимодействие. Спин-орбитальное взаимодействие между спиновым моментом электрона S и его орбитальным моментом L стремится установить эти векторы параллельно или антипараллельно друг другу. Оно существенно анизотропно. На орбитальное движение электронов атома сильно влияет кристаллическое поле соседних атомов, которое отражает симметрию кристаллической решетки. Следовательно, влияние кристаллической решетки и ее симметрии на спины электронов атомов осуществляется через спин-орбитальное взаимодействие.

Выражение для плотности энергии кристаллографической магнитной анизотропии можно получить феноменологическим путем, воспользовавшись разложением этой энергии в ряд по степеням направляющих косинусов α_i вектора намагниченности I_s относительно осей симметрии кристалла. Для кристаллов кубической симметрии, таких как железо и никель, энергия анизотропии будет выражаться через направляющие косинусы $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ намагниченности I_s относительно трех ребер куба $[100], [010]$ и $[001]$ соответственно. В кубическом кристалле плоскости типа $\{100\}$ являются плоскостями симметрии. Отражение в плоскости $\{100\}$ приводит к замене α_1 на $-\alpha_1$, при этом α_2 и α_3 не меняются. Аналогично при отражении в плоскостях $\{010\}, \{001\}$ знаки меняются у α_2 и α_3 соответственно. Следовательно, энергия анизотропии E_a должна быть инвариантна относительно замены $\alpha_i \rightarrow -\alpha_i$ ($i=1, 2, 3$). У кубического кристалла также имеются плоскости симметрии типа $\{110\}$. Отражения в этих плоскостях соответствуют перестановке индексов, т.е. замене $\alpha_i \rightarrow \alpha_j$ ($i, j = 1, 2, 3$). Таким образом, первым членом, удовлетворяющим требованиям симметрии в разложении энергии E_a будет член, пропорциональный сумме $(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2)$. Но $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ и сумма членов ряда, содержащих α_i^2 , даст константу. Следующий член будет четвертого порядка, по направляющим косинусам, а в силу соотношения

$$(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4) = 1 - 2(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$$

Сумму членов ряда α_i^4 , можно заменить на $\sum_{i>j} \alpha_i^2\alpha_j^2$. Далее, член шестого

порядка можно привести к виду

$$(\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6) = 1 - 3(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + 3\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2$$

Следовательно, энергию E_a можно представить в виде

$$E_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \quad (2)$$

Величины K_0, K_1 и K_2 называют константами кубической анизотропии. Если $K_1 > 0$ и $K_2 = 0$, то второй член в выражении для энергии минимален в направлениях вдоль $[100], [010]$ и $[001]$. В этом случае эти оси являются осями легкого намагничивания. Если $K_1 < 0$ и $K_2 = 0$, то легкой осью будет направление $[111]$. Выражение (2) впервые было получено Н.С.

Акуловым.

Для одноосных кристаллов с гексагональной кристаллической решеткой (например, кобальта) энергия кристаллографической анизотропии симметрична относительно направления оси [с] кристалла. Пусть α – направляющий косинус намагниченности I_s относительно оси [с]. Тогда, так как операция замены $\alpha \rightarrow (-\alpha)$ оставляет энергию неизменной, имеем:

$$E_a = K_1 \alpha^2 + K_2 \alpha^4 \quad (3)$$

учитывая, что $\sin^2 \varphi = 1 - \cos^2 \varphi$, чаще эту энергию записывают в виде:

$$E_a = K_1 \sin^2 \varphi + K_2 \sin^4 \varphi \quad (4)$$

Где φ – угол между направлением вектора I_s и осью [с]. Обычно второй член в правой части выражения (4) много меньше первого и им можно пренебречь. Тогда в выражениях (2 – 4) можно ограничиться учетом только членов с константой K_1 .

Отметим, что симметрия кристалла определяет направление осей легкого и трудного намагничивания и их количество. Однако, знаки констант кристаллографической магнитной анизотропии классическая теория предсказать не может. На рис. 1 и рис. 2 приведены кривые намагничивания и кристаллическая структура монокристаллов железа, никеля и кобальта.

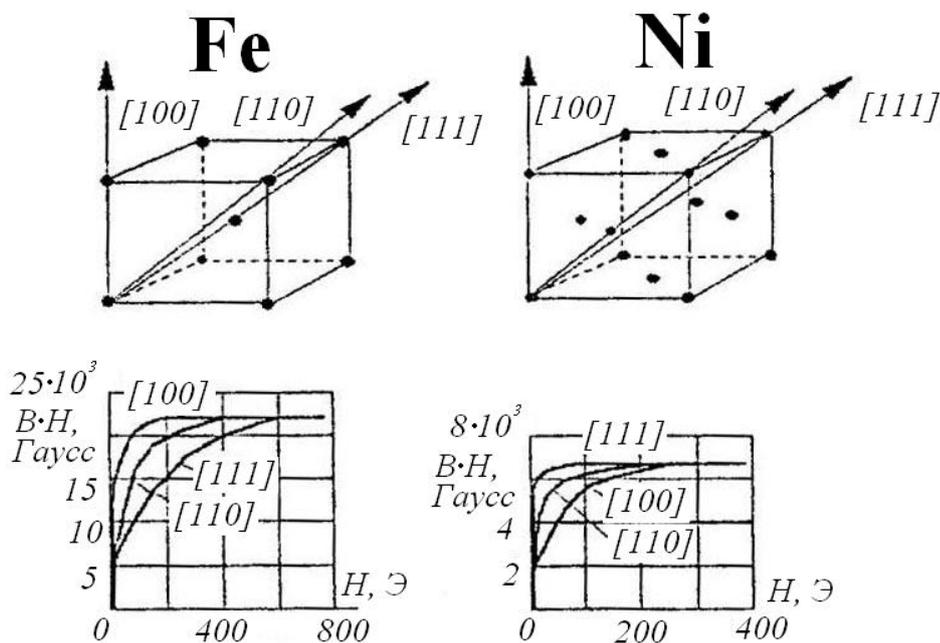


Рис.1. Кристаллическая решетка и кривые намагничивания Fe и Ni вдоль главных кристаллографических осей.

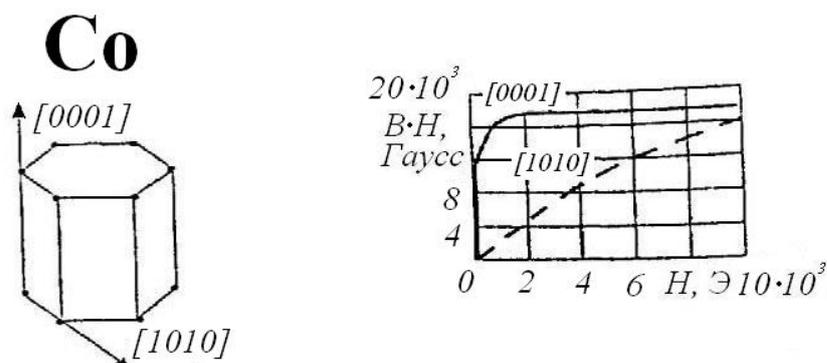


Рис.2. Кристаллическая решетка и кривые намагничивания Co вдоль главных кристаллографических направлений.

В таблице приведены значения констант анизотропии этих ферромагнитных монокристаллов при температуре 293 К.

Таблица 1.

Вещество	Тип решетки	$K_1 \cdot 10^5$ эрг/см ³	$K_2 \cdot 10^5$ эрг/см ³
Fe	ОЦК	4,300	2,050
Ni	ГЦК	-0,340	0,530
Co	ГПУ	39,800	19,800

Отметим, что в общем случае величины и знаки констант кристаллографической магнитной анизотропии зависят от температуры.

До сих пор мы полагали, что кристалл свободен от упругих деформаций. Однако, рассматривать кристаллическую решетку как твердую и неизменную нельзя. При намагничивании кристалла происходит его спонтанная деформация. Это явление называется магнитострикцией. Объясняется оно тем, что общая энергия кристалла уменьшается вследствие изменения магнитокристаллической энергии и энергии обменного взаимодействия, вызванного деформацией. (Интеграл обменного взаимодействия зависит от расстояния между ионами, на которых локализованы спины, т.е. от параметров кристаллической решетки.) Обменная энергия уменьшается, но возникновение деформации приводит к возрастанию магнитоупругой энергии. Равновесное состояние будет соответствовать минимуму полной энергии кристалла, включающей в общем случае различные энергии: обменную энергию $E_{обм}$, энергию кристаллографической анизотропии E_a , энергию упругости $E_{упр}$, магнитоупругую энергию $E_{м,упр}$ (связанную с магнитострикцией), энергию размагничивающего поля $E_{разм}$ (возникающую за счет индуцированных поверхностных магнитных зарядов (см. Приложение 1)), энергию поля рассеяния $E_{м.с.}$ (поля вне образца, создаваемого поверхностными зарядами) и зеемановскую энергию E_H (энергию магнетика во внешнем магнитном поле H). Если к образцу приложены внешние силы, они могут вызвать

деформацию кристалла и дополнительную анизотропию. Поэтому магнитная анизотропия может быть не только спонтанной, но и наведенной. Наведенная анизотропия отличается от спонтанной тем, что с помощью какого-либо фактора, вызывающего анизотропию, можно управлять величиной констант анизотропии. Индуцирующие анизотропию факторы могут быть различны. Например, при охлаждении некоторых веществ во внешнем магнитном поле (при магнитном отжиге) возникает магнитная анизотропия с ОЛН, ориентированной вдоль внешнего поля. При холодной прокатке монокристаллов некоторых сплавов возникает очень большая по величине магнитная анизотропия, зависящая от взаимной ориентации кристаллографических осей и направления прокатки – это магнитная анизотропия прокатки. Магнитная анизотропия может возникнуть при фазовых переходах в кристаллах или при образовании фаз выделения в сплаве. Могут быть и другие виды наведенной анизотропии.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ.

Основными магнитостатическими характеристиками магнитных материалов являются величины намагниченности насыщения I_s и остаточной намагниченности I_r , коэрцитивная сила H_c , величина анизотропии, однородность материала и другие параметры. В настоящее время существует множество способов исследования магнитной структуры и магнитных свойств материалов. Однако все они ограничены либо в наборе исследуемых параметров, либо классом исследуемых веществ. Например, Лоренцева микроскопия позволяет наблюдать доменную структуру пленок толщиной около 100 нм. Магнитооптические методы позволяют исследовать или процессы, происходящие на поверхности, или в тонких прозрачных пленках. Эти методы дают или локальные характеристики или характеристики, усредненные по всей толщине образца.

Для исследования объемных магнитостатических свойств часто используют вибрационные магнитометры (ВМ) и анизометры крутящего момента (АКМ).

Вибрационный магнетометр позволяет определить параметры гистерезисного цикла и абсолютное значение магнитного момента M образца, путем сравнения с эталоном. Однако с помощью ВМ невозможно определить ни ориентацию магнитного момента, ни величину его проекции на заданное направление, хотя подобная информация зачастую необходима. Вибрационный магнетометр позволяет определять константы анизотропии исследуемого материала, используя различие кривых намагничивания при наложении поля вдоль разных кристаллографических осей. Площадь между кривой намагничивания $I=f(H)$ и координатной осью, вдоль которой откладывается величина намагниченности, определяет энергию намагничивания. По величине этой энергии и

вычисляют константу анизотропии. Однако подобный метод обладает существенными погрешностями.

Чувствительность ВМ по магнитному моменту составляет около 10^{-4} ед. СГС и в редких случаях достигает 10^{-6} ед. СГС. Недостаточная чувствительность затрудняет работу с образцами малых объемов (например, тонкими пленками), а также со слабомагнитными материалами. Кроме того, для определения направления кристаллографических осей требуются дополнительные рентгенографические исследования. Чаще для определения констант анизотропии используют анизометр крутящего момента, измеряя величину L крутящего момента, действующего на образец, при отклонении оси легкого намагничивания образца от направления внешнего магнитного поля.

В случае одноосного (гексагональной структуры) образца объема V с намагниченностью I_s выражение для его полной энергии E в магнитном поле напряженности H с учетом энергии анизотропии (4) имеет вид.

$$E = E_a V + E_H V + const = V(K_1 \sin^2 \varphi - I_s H \cos(\theta - \varphi)) + const \quad (5)$$

Где φ – угол между легкой осью образца и направлением его магнитного момента, θ – угол между легкой осью и внешним магнитным полем H , E_a – плотность энергии магнитной анизотропии (энергия единицы объема) и E_H – плотность энергии магнетика во внешнем магнитном поле. Крутящий момент L связан с полной энергией соотношением:

$$L = -\frac{dE}{d\varphi} = -V \left\{ \frac{\delta E_a}{\delta \varphi} - \left[\frac{\delta E_H}{\delta \varphi} + \left(\frac{\delta E_H}{\delta \theta} \right) \cdot \left(\frac{\delta \theta}{\delta \varphi} \right) \right] \right\} \quad (6)$$

В общем случае выражения (5) и (6) нельзя непосредственно использовать для определения анизотропии, так как направление вектора намагниченности не определено. Неопределенность такого рода устраняется при неограниченном росте поля. Действительно, в достаточно сильном внешнем магнитном поле магнитный момент ориентируется вдоль направления поля и угол φ почти равен θ . Тогда, с учетом того, что

$$E_H V = I_s H V \cos(\theta - \varphi) \approx I_s H V$$

$$\text{а } \frac{\delta E_H}{\delta \varphi} = \left(\frac{\delta E_H}{\delta \theta} \right) \cdot \left(\frac{\delta \theta}{\delta \varphi} \right) = 0$$

для крутящего момента L получим выражение

$$L = -\frac{dE}{d\varphi} = -VK_1 \sin 2\varphi = -VK_1 \sin 2\theta \quad (7)$$

Измерив угол θ между ОЛН образца и направлением внешнего поля и зная отдельно измеренную величину объема образца, можно по величине крутящего момента определить константу анизотропии K_1 . Здесь для простоты изложения не рассматривается вторая константа анизотропии.

Недостатками этого метода являются необходимость независимого измерения объема образца (что затруднено при микроразмерах образцов); необходимость использования очень сильных полей для достижения равенства углов θ и φ .

На кафедре магнетизма физического факультета МГУ

Н.И.Шпиньковым были разработаны принципиально новые методы измерения магнитных характеристик образцов (защищенные авторскими свидетельствами). Эти методы позволяют избавиться от недостатков ВМ и АКМ и объединяют их достоинства. С учетом этих разработок на основе Фонеровского вибрационного магнетометра был изготовлен вибрационный анизометр. Характерной особенностью анизометра является способность определения констант анизотропии K и намагниченности материала тонких пленок и лент I_s в реальных полях и без учета объема образцов. Кроме того, прибор может быть использован для получения функции распределения одноосных включений по ориентациям их осей в пространстве и величинам критических полей однородного перемагничивания в гетерогенных образцах. Также с его помощью можно проводить исследования магнитной вязкости (магнитного последействия или дизаккомодации) ферромагнитных образцов в широком интервале времен от 3 с до нескольких часов. ВА позволяет проводить комплексный анализ физических свойств и пригоден для исследования широкого класса образцов. С его помощью можно проводить исследования на образцах толщиной от 10° Å до достаточно массивных, измеряя намагниченность пленок от $2 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^{-3}$ Гс, что по одновременно охватываемому интервалу превосходит многие существующие приборы. Информативность метода позволяет выявлять тонкие особенности процессов перемагничивания, которые невозможно обнаружить при традиционных магнитостатических методах исследования.

Отличительной особенностью вибрационного анизометра по сравнению с вибрационным магнетометром является конструкция приемного узла. Измерительные катушки, выполненные в виде тонких полуцилиндров, расположены в плоскости приложенного поля перпендикулярно оси вибрации образца (см. рис.3). Закрепленные на поворотном столике, они примыкают друг к другу прямолинейными участками обмотки образуют цилиндрическую приемную пару. Обмотки включены встречно-последовательно, это устраняет помехи от лабораторных переменных полей, однородных в области размещения катушек, и удваивает полезный сигнал по сравнению с сигналом, снимаемым с одной катушки. Сигнал максимален, если образец намагничен параллельно линии, соединяющей центры катушек (другими словами, когда магнитный момент образца перпендикулярен линии раздела катушек) – в этот момент изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ через одну катушку равно по модулю и противоположно по знаку изменению потока $-\Delta\Phi$ через вторую катушку, встречное включение катушек удваивает сигнал. При вращении приемных катушек амплитуда сигнала переходит через ноль (при скачкообразном изменении фазы на 180°) при совпадении направления магнитного момента с линией раздела катушек.

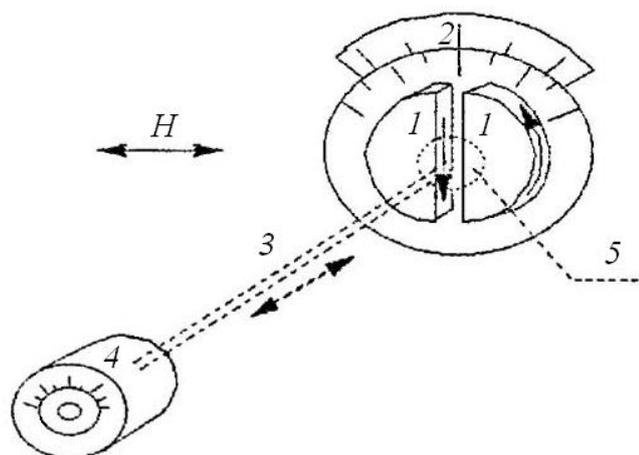


Рис. 3. Конструкция приемного узла вибрационного анизометра. 1 – приемные катушки (ПК), стрелками указано направление намотки, 2 – лимб контроля ориентации ПК, 3 – шток-держатель образца, 4 – генератор механических колебаний с лимбом контроля ориентации образца.

В этот момент изменение магнитного потока через обе катушки одинаково по величине и знаку и при встречном соединении катушек суммарный сигнал равен нулю. Для определения изменения ориентации магнитного момента в плоскости вращения катушек необходимо измерить угол поворота катушек до исчезновения сигнала. (Заметим, что проекция магнитного момента, перпендикулярная плоскости катушек дает нулевой сигнал.)

Измерение изменений ориентации момента образца при изменении внешнего поля или при повороте образца в постоянном поле позволяет использовать ВА в качестве анизометра. Характерной особенностью ВА, как уже отмечалось выше, является способность определения величин I_s и K в реальных полях и без измерения объема образца. Ниже описаны теоретические основы методики измерений, используемой при выполнении настоящей работы, и конструкция вибрационного анизометра.

ОСНОВЫ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ.

Как отмечалось выше для магнито-одноосного образца (независимо от природы анизотропии) равновесной ориентации намагниченности I_s соответствует условие минимума энергии. При этом выполняется условие равенства нулю производной энергии $\frac{\delta E_H}{\delta \varphi} = 0$. Из выражения (5) для

энергии одноосного магнетика во внешнем поле, получим соотношение

$$K_1 \sin 2\varphi - I_s H \sin(\theta - \varphi) = 0 \quad (8)$$

где θ – угол между направлениями ОЛН и внешнего поля, φ – угол отклонения намагниченности от ОЛН, и, соответственно, $\theta - \varphi$ – угол между направлением внешнего магнитного поля и намагниченностью образца.

Следовательно, для константы одноосной анизотропии справедливо выражение

$$K_1 = \frac{I_s H \sin(\theta - \varphi)}{\sin 2\varphi} \quad (9)$$

Если в образце компоненты размагничивающего фактора N по взаимно перпендикулярным осям неодинаковы, но на одноосную магнитную анизотропию накладывается анизотропия формы образца. Для образца в форме диска, в плоскости которого лежит ось легкого намагничивания (см. рис.4) полная анизотропия равна

$$K = K_1 + \frac{1}{2}(N_c - N_a)I_s^2 \quad (10)$$

где N_c – размагничивающий фактор вдоль направления вдоль нормали к плоскости диска, $N_a = N_b$ размагничивающие факторы плоскости диска по взаимно перпендикулярным осям. (Напомним, что для бесконечной плоскости $N_c = 4\pi$, $N_a = N_b = 0$.) В том случае, если мы можем пренебречь размагничивающим полем в плоскости диска, формула (9) остается справедливой, и когда поле H приложено в плоскости образца.

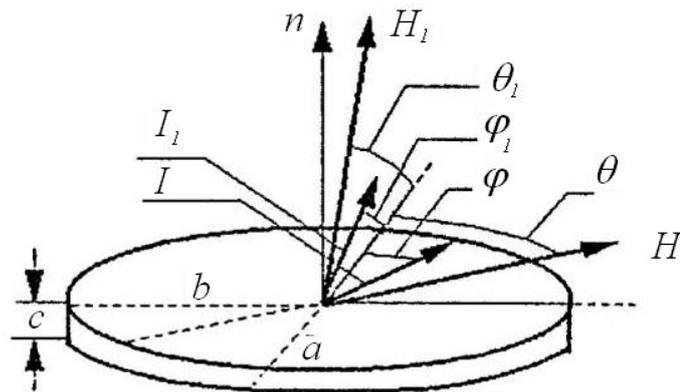


Рис. 4. Схема расположения образца при определении намагниченности и констант анизотропии. Образец в форме диска с осями $a=b \gg c$, ОЛН – совпадает с осью a . φ и φ_1 – углы отклонения намагниченности от ОЛН при наложении внешнего поля H и H_1 в плоскости диска под углом θ к ОЛН, и в плоскости, содержащей ось a и нормаль N к диску под углом θ_1 .

Когда (см. рис. 4) поле H_1 проложено под углом θ_1 к ОЛН в плоскости, содержащей ОЛН и нормаль к диску N , то выражение (9) преобразуется в

$$\frac{2K_1}{I_s} + (N_c - N_a)I_s = \frac{2H_1 \sin(\theta_1 - \varphi_1)}{\sin 2\varphi_1} \quad (11)$$

Решив совместно уравнения (11) и (9) относительно I_s , получим

$$I_s = \frac{2}{(N_c - N_a)} \left\{ \frac{H_1 \sin(\theta_1 - \varphi_1)}{\sin 2\varphi_1} - \frac{H \sin(\theta - \varphi)}{\sin 2\varphi} \right\} \quad (12)$$

после этого подставив I_s из равенства (12) в выражение (9), найдем K_1 .

Таким образом, совокупность величин $\{H, \theta, \varphi, H_1, \theta_1, \varphi_1\}$ дает возможность для тонкого диска ($N_c \gg N_a = N_b$) определить I_s и K_1 .

Задача определения констант анизотропии в многоосных образцах решается аналогично. Опуская здесь довольно громоздкие промежуточные преобразования, приведем лишь конечные результаты расчета констант K_1 и K_2 кристалла с кубической симметрией, в случае, когда плоскость образца (диска) совпадает с плоскостью среза (110) кристалла. Вместо выражения (9) в этом случае для констант анизотропии получим выражения:

$$K_1 = \frac{2H_1 \sin(\theta - \varphi_1)}{B(\varphi)} - \frac{K_2}{2} \sin^2 \varphi_1 \quad (13)$$

$$K_2 = \frac{4I_s [B(\varphi_1)H_1 \sin(\theta - \varphi_1) - B(\varphi_2)H_2 \sin(\theta - \varphi_2)]}{B(\varphi_1)B(\varphi_2)(\sin^2 \varphi_1 - \sin^2 \varphi_2)} \quad (14)$$

здесь $B(\varphi) = \sin 2\varphi [3 \cos^2 \varphi - 1]$, а углы φ_1 и φ_2 определяют ориентацию магнитного момента образца при двух значениях напряженности внешнего магнитного поля H_1 и H_2 соответственно, приложенного в плоскости образца под углом θ к ОЛН.

Таким образом, измерив совокупность величин $\{\theta, \varphi_1, \varphi_2, H_1, H_2\}$ можно рассчитать константы кубической анизотропии K_1 и K_2 .

КОНСТРУКЦИЯ ВИБРАЦИОННОГО АНИЗОМЕТРА

Блок-схема вибрационного анизометра показана на рис. 5. Образец (1) закреплен на подложке на конце фарфорового штока. Другой конец штока закреплен в держателе генератора механических колебаний (ГМК). ГМК обеспечивает продольные колебания штока и формирование опорного сигнала (снимаемого с дополнительной катушки ГМК) с амплитудой, пропорциональной амплитуде механических колебаний

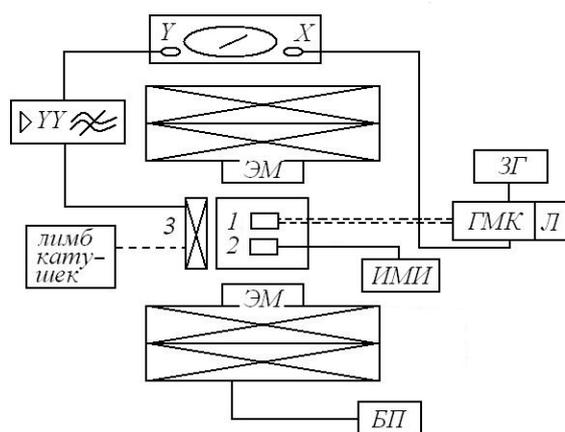


Рис. 5. Блок-схема вибрационного анизометра. 1 – образец, 2 – датчик Холла, 3- приемные катушки, ЭМ – электромагнит, БП – блок питания электромагнита, ИМИ – измеритель магнитной индукции, ГМК – генератор механических колебаний с лимбом Л, ЗГ – звуковой генератор, О – осциллограф, УУ – узкополосной усилитель.

Питание ГМК осуществляется от генератора низкой частоты (ЗГ) на фиксированной частоте 82 Гц. Опорный сигнал подается на вход «Х» осциллографа. ГМК может вращаться вокруг оси вибрации, угол поворота ГМК (образца) определяется по лимбу (Л). Образец помещен в зазор электромагнита (ЭМ), ток в котором задается блоком питания (БП). Величина магнитного поля определяется измерителем магнитной индукции (ИМИ) с помощью датчика Холла (2). Сигнал, наведенный магнитным моментом образца в измерительных катушках (3), усиливается узкополосным усилителем (УУ). Сигнал с выхода усилителя подается на вход «У» осциллографа. Ориентация приемных катушек может изменяться поворотом держателя и определяется по нониусному лимбу катушек.

При проведении эксперимента можно регулировать и измерять внешнее магнитное поле, ориентацию катушек и образца. Измеряются соответствующие им ориентация магнитного момента и величина его проекции на заданное направление в плоскости катушек. На основе измеренных параметров вычисляются намагниченность образца, константа анизотропии, параметры гистерезисного цикла.

При работе в режиме магнитометра ВА обеспечивает чувствительность до $5 \cdot 10^{-4}$ Гс·см³. Угловая разрешающая способность ВА порядка 0,5°. Диапазон рабочих полей до 40 кЭ.

ПОИСК ЛЕГКОЙ ОСИ. При исследовании магнитных характеристик вещества необходимо знать направление легкой оси образца (или для гетерогенных образцов – направление преимущественной ориентации – НПО). Для этого определяют ориентацию магнитного момента при двух значениях магнитного поля – в максимальном поле α_H и ориентацию остаточного момента α_o – в нулевом поле (при недостаточной величине остаточного момента, второе значение определяется в ненулевом малом поле). При несовпадении измеренных величин в зависимости от из разницы оператор вращает образец в поле по или против часовой стрелки и снова повторяет операцию определения α_H и α_o и т.д. до совпадения измеренных углов. Если при этой ориентации небольшой поворот образца на угол θ вызывает отклонение момента на угол $\varphi < \theta$, то для этого положения образца ОЛН (или НПО) совпадает с ориентацией поля ($\varphi = \theta = 0^\circ$). Необходимо запомнить эту ориентацию приемных катушек, как α_o и ориентацию ГМК, как θ_o . При дальнейших измерениях угол отклонения магнитного момента от ОЛН выражается через углы, определяемые по лимбу катушек как $\varphi = \theta - (\alpha_H - \alpha_o)$, где θ – угол поворота образца (ГМК) от направления θ_o . Второй способ определения описан в Приложении 2 в конце описания.

УГЛОВОЕ ЗАПАЗДЫВАНИЕ. Как уже отмечалось выше, ВА обладает уникальной способностью непосредственно определять направление магнитного момента образца в плоскости приемных катушек. В информационном плане зависимости $\varphi(\theta)$ являются аналогом кривых

крутящего момента $L(\theta)$, где θ – угол поворота образца. Измеряя угловое запаздывание магнитного момента при повороте образца вокруг оси вибрации, можно определить ориентацию легких и трудных осей образца. Можно также определять гистерезис углового запаздывания – измеряя ориентацию магнитного момента при вращении поля относительно ОЛН на 360° (или 720°) по или против часовой стрелки. Измерения ориентации момента. Измерения ориентации момента проводятся после поворота образца с шагом $5 - 10^\circ$.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ И КОНСТАНТЫ АНИЗОТРОПИИ. Как уже отмечалось выше, можно определить численное значение намагниченности образца в форме диска. Для этого предварительно размагниченный образец устанавливают легкой осью по полю (визуально – плоскость образца расположена горизонтально), намагничивают до насыщения, затем уменьшают значение поля до нуля и поворачивают относительно оси вибрации на угол θ – угол отклонения магнитного поля от плоскости образца, содержащей ОЛН. Затем, постепенно увеличивая поле до максимального значения, измеряют его точное значение H_i и определяют ориентацию магнитного момента φ_i . Как правило, снимается несколько зависимостей $\varphi(H)$ при различных θ (в пределах от 15° до 45°).

ОБРАЗЦЫ

В данной задаче исследуется монокристалл железа в форме диска с легкой осью, расположенной в плоскости образца. Для простоты выполнения задачи имеется два идентичных образца, закрепленных на штоке в различной геометрии.

Первый образец предназначен для исследования кривых углового запаздывания в плоскости диска и измерения константы анизотропии. Плоскость диска перпендикулярна оси держателя (фарфорового штока).

Второй образец предназначен для измерения намагниченности насыщения и наклеен на держатель так, что его плоскость совпадает с осью держателя, а ОЛН перпендикулярна его оси. (При работе в исследовательской лаборатории один и тот же образец приклеивают в разной геометрии.)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ. ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ.

Общие указания.

ЗАМЕЧАНИЕ. Необходимо соблюдать осторожность при смене и установке образцов, чтобы избежать поломки керамических держателей, повреждения датчика Холла, приемных катушек, катушки ГМК, и самих образцов. Для этого смену и установку образцов производить при максимальном удалении (вдоль специального рельса) ГМК от приемного узла.

1. Включить приборы. За время, необходимое для их прогрева – 30 мин, установить образец 1, закрепив конец фарфорового штока в зажиме ГМК. Подвести ГМК к магниту на расстояние, при котором образец отстоит от охранного кольца приемных катушек на 2 – 5 мм. Совместить ось штока с нормалью к плоскости основания катушки.
2. Определить ориентацию оси легкого намагничивания в образце.
3. Совместить ось легкого намагничивания с направлением поля электромагнита. (см. методику поиска легкой оси в ПРИЛОЖЕНИИ 2)
4. Выполнить упражнение.
5. После выполнения упражнений выключить поле и отключить источник питания электромагнита. Затем выключить все остальные приборы.

Упражнение 1. Измерение кривых углового запаздывания.

1. Намагнитить образец до насыщения вдоль оси легкого намагничивания. Для этого установить максимальное поле в электромагните на 0,5 – 1 минуту.
2. Снять насыщающее поле. Установить поле измерения H_u около 1,5 кЭ. Измерить точное значение поля.
3. Повернуть ГМК вокруг оси на $\Delta\theta = 10^\circ$. Определить ориентацию магнитного момента $\varphi(\theta)$.
4. Повторять пункт 3 до тех пор, пока угол поворота ГМК не достигнет 360° .

Упражнение 2. Измерение намагниченности образца.

1. Установить образец 2 в соответствии с общими указаниями.
2. Найти направление оси легкого намагничивания.
3. Намагнитить образец до насыщения по оси легкого намагничивания. Для этого (как и в первом упражнении) установить максимальное поле в электромагните на 0,5 – 1 минуту.
4. Выключить намагничивающее поле и в нулевом поле повернуть образец (т.е. повернуть ГМК) на угол θ (θ в пределах от 15° до 45°).
5. Регулируя величину тока в электромагните, снять зависимость ориентации магнитного момента от величины поля при неизменной ориентации образца относительно направления поля. Провести 10 – 15 измерений при постепенном увеличении магнитного поля до максимального значения.
6. Провести измерения при другой ориентации образца. Для этого вернуть образец в исходное состояние и выполнить п.3 и п.4 для другого угла θ , затем провести измерения в соответствии с п.5.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Провести пересчет углов « α », отсчитанных непосредственно по лимбам, в углы « φ », характеризующие отклонение магнитного момента от легкой оси.
2. По результатам первого упражнения построить зависимость $\varphi(\theta)$.
3. По полученной зависимости $\varphi(\theta)$ найти положение ОЛН и ОТН.
4. По результатам второго упражнения построить зависимость $\varphi(H)$ для различных θ . Для всех измерений рассчитать по формуле (12) намагниченность и построить зависимость намагниченности от поля $I(H)$. Определить намагниченность насыщения.
5. Используя полученное значение I_s , из кривой углового запаздывания рассчитать величину константы анизотропии по формуле (9).

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Из кривой углового запаздывания определить вид анизотропии (кубическая, одноосная, однонаправленная и т.д.) и объяснить.
2. Из кривых углового запаздывания определить область однородного вращения, т.е. область применимости соотношений для расчета намагниченности и константы анизотропии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

Если в магнитное поле поместить образец, имеющий ограниченную форму, то на его поверхности при намагничивании возникают поверхностные магнитные заряды с плотностью $\sigma = -\text{div } I$. Эти заряды снаружи образца создают поле рассеяния, а внутри образца создают поле, которое называется размагничивающим (поскольку оно направлено против намагниченности образца). В общем случае это поле не является однородным. Из электродинамики известно, что размагничивающее поле $H_{\text{разм}}$ можно выразить через намагниченность I по формуле

$$H_{\text{разм}} = -N(r)I,$$

где $N(r)$ – тензор размагничивающих коэффициентов (размагничивающих факторов). Компоненты тензора зависят от формы образца и могут быть записаны в виде

$$N_{ik}(r) = -\frac{d^2}{dx_i dx_k} \int_V \frac{d^3 r'}{|r - r'|}$$

здесь $x_i, x_k = x, y, z$ и интегрирование ведется по объему образца V . Если намагничивать один и тот же образец, прикладывая внешнее магнитное поле в различных направлениях, то конфигурация поверхностных зарядов будет каждый раз иная и, соответственно, $H_{\text{разм}}$ будет различно по

различным направлениям. Такая анизотропия образцов называется анизотропией формы. Если образец имеет форму эллипсоида, то можно показать, что в этом случае размагничивающее поле будет однородным. Если систему координат выбрать так, чтобы ее оси совпадали с главными осями эллипсоида (a, b, c), то в тензоре размагничивающих коэффициентов отличными от нуля будут только диагональные компоненты и

$$N_{xx} = N_a = 2\pi abc \int_0^{\infty} \frac{ds}{(a^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}$$

$$N_{yy} = N_b = 2\pi abc \int_0^{\infty} \frac{ds}{(b^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}$$

$$N_{zz} = N_c = 2\pi abc \int_0^{\infty} \frac{ds}{(c^2 + s)\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}$$

Отметим, что всегда выполняется равенство $N_a + N_b + N_c = 4\pi$.

Если образец имеет форму шара, то $N_a = N_b = N_c = \frac{4\pi}{3}$.

Для бесконечной пластинки, перпендикулярной оси [с] справедливо $N_a = N_b = 0$, $N_c = 4\pi$.

Для бесконечного цилиндра (ось $c = \infty$) $N_a = N_b = 2\pi$, $N_c = 0$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

Для определения направления ОЛН в образце, одну из плоскостей образца, содержащих ОЛН, следует установить параллельно направлению внешнего магнитного поля H . Затем после поворота образца на произвольный угол $\Delta\theta$ вокруг оси вибрации, вращением приемных катушек добиваются нулевого сигнала и измеряют приращение угла поворота катушек α – соответствующего изменению ориентации намагниченности относительно первоначальной. График зависимости $\alpha(\theta)$ для $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$ дает возможность определить значение $\alpha_o = \frac{\alpha_{\min} + \alpha_{\max}}{2}$ и соответствующее ему положение образца θ_o . Здесь α_{\min} и α_{\max} – минимальная и максимальная величина измеряемого угла α . При $\theta = \theta_o$ возможны два случая, когда уравнение (8) обращается в тождество при любых значениях I_s и K_j : либо ОЛН параллельна полю ($\varphi = \theta = 0^\circ$), либо ОТН параллельна полю ($\varphi = \theta = 90^\circ$). В обоих случаях намагниченность I_s параллельна полю H , а различить эти ситуации можно по скорости изменения угла φ между магнитным моментом образца и направлением поля при вращении образца (здесь $\varphi = \alpha - \alpha_o$). Дополнительная маркировка на образце при переходе через ориентацию $\theta = \theta_o$ (соответствующую

направлению внешнего магнитного поля) дает возможность определить ориентацию ОЛН в образце. Совпадению ОЛН с направлением поля соответствует постоянная ориентация магнитного момента при изменении величины поля (φ не зависит от величины приложенного поля). Действительно, при точном совпадении направления поля с ОЛН, при любом значении поля от 0 до максимального значения минимуму энергии всегда соответствует направление намагниченности вдоль ОЛН. Заметим, что напряженность магнитного поля при поиске ОЛН должна быть больше величины поля насыщения в направлении ОЛН, т.е. диск должен быть однодоменным. При нарушении этого условия (особенно в образцах, анизотропия которых обусловлена текстурой материала), кривые $\varphi(\theta)$, снятые при повороте образца по и против часовой стрелки, не будут совпадать между собой. В этом случае наблюдается гистерезис углового вращения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бозорт Р. Ферромагнетизм, М., ИЛ, 1956, с. 17 – 18, 446 – 476
2. Вонсовский С.В. Магнетизм, М., Наука, 1971, с. 73 – 74, 774 – 796.
3. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. М., Издательство МГУ, 1976, с. 172 – 182, 228 – 233.