

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ  
НА ХОД КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ НИКЕЛЯ

ЗАДАЧА

СПЕЦПРАКТИКУМ КАФЕДРЫ МАГНЕТИЗМА

МОСКВА

1996 г.

Авксентьев Ю.И., Костина Т.И., Котельникова О.А.,  
Прудников В.И.

## Литература

**1. Вонсовский С.В.**

**Магнетизм. М., Наука, 1971, с.778-780, 918.**

**2. Белов К.П.**

**Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках. М. ГИТТЛ, 1957, гл.І. 1,4; гл.ІІ, 1,3; гл.ІІІ, 1,2.**

**3. Киттель Ч.**

**Введение в физику твердого тела. М. Наука, 1978, гл. 4, гл. 16.**

## Оглавление

<b>1. ТЕОРИЯ.</b>	<b>4</b>
<i>І. Электростатическая энергия обменного взаимодействия.</i>	4
<i>ІІ. Энергия магнитной кристаллографической анизотропии.</i>	5
<i>ІІІ. Магнитоупругая энергия.</i>	8
<i>ІV. Магнитостатическая энергия. Процесс намагничивания магнетиков.</i>	11
<b>2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.</b>	<b>18</b>
<b>Выполнение работы:</b>	<b>21</b>
<b>Подготовка микровеберметра к работе.</b>	<b>22</b>
<b>Измерение:</b>	<b>23</b>
<b>ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ.</b>	<b>24</b>

Изменение намагниченности ферромагнитного тела при деформации (растяжение или сжатие), т.е. магнитоупругий эффект, был открыт в середине прошлого века. Намагниченность различных ферромагнитных материалов по-разному меняется в зависимости от внешних напряжений. Так, намагниченность никеля под действием растягивающих напряжений уменьшается. У железа при наложении растягивающего усилия намагниченность в слабых магнитных полях возрастает, в сильных полях - уменьшается. Действие сжимающих нагрузок на ход кривой намагничивания - взаимно обратное, т.е. там, где намагниченность возросла при растяжении, она уменьшается при сжатии.

В некоторых сплавах железа с никелем одностороннее растяжение увеличивает проницаемость в слабых полях и приводит к более быстрому достижению магнитного насыщения, чем в нерастянутом образце.

В данной работе на поликристаллическом образце никеля в виде проволоки изучается влияние растягивающих нагрузок на процесс намагничивания. Делается оценка магнитострикции  $\lambda$  для данного материала, анализируется поведение магнитострикции как функции намагниченности для данного значения действующего упругого растяжения в ферромагнетике.

## 1. ТЕОРИЯ.

Магнитное состояние ферромагнетика определяется следующими основными типами энергий взаимодействия:

1. электростатической энергией обменного взаимодействия.
2. энергией естественной или кристаллографической магнитной анизотропии;
3. магнитоупругой энергией;
4. магнитостатической энергией магнетика, связанной с индуцированными магнитным полем поверхностными магнитными зарядами;
5. зеемановской энергией ферромагнетика в магнитном поле

### *1. Электростатическая энергия обменного взаимодействия.*

В классическом приближении, в котором спины атомов рассматриваются как обычные векторы, энергия обменного взаимодействия ферромагнитного кристалла, все атомы которого обладают одинаковыми спинами  $S$ , выражается формулой:

$$E_{об} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j) = -S^2 \sum_{i>j} J_{ij} \cos \varphi_{ij}, \text{ где } \vec{S}_{i(j)} - \text{вектор спина,}$$

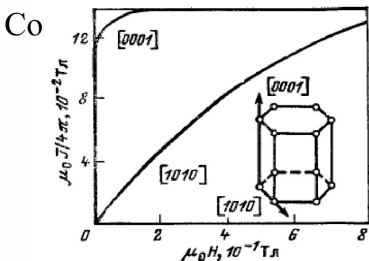
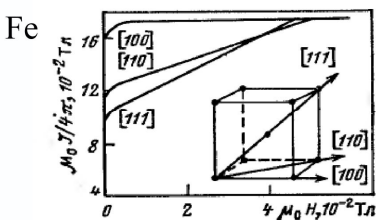
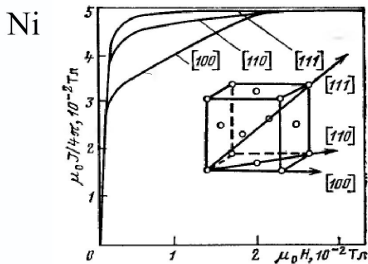
локализованного на атоме в узле  $i(j)$  кристаллической решетки,  $J_{i(j)}$  - интеграл обменного взаимодействия для пары атомов  $i$  и  $j$ ,  $\varphi_{ij}$  - угол между направлениями спинов  $S_i$  и  $S_j$ , сумма берется по всем парам атомов. Далее будем полагать, что  $S$  - величина спина в единицах  $\hbar$ .

Величина обменного интеграла  $J_{ij}$  зависит от величины  $a$  - постоянной кристаллической решетки. Из соотношения (1) следует, что для случая положительного значения интеграла  $J_{ij}$  минимуму обменной энергии  $E_{об}$  соответствует параллельное расположение спиновых моментов, что и обуславливает ферромагнитное состояние вещества.

Обменная энергия определяет структурно нечувствительные характеристики ферромагнетика, такие как намагниченность насыщения  $I_s$  и температура Кюри  $T_c$ .

По самой своей сути обменная энергия зависит только от электростатического взаимодействия электронов и не зависит от угла между спиновыми моментами локализованных на атоме электронов и кристаллографическими направлениями в кристалле. Перенормированный обменный параметр  $A=J/2S$  (где  $S$  - спиновое квантовое число атома) по порядку величины равен в случае железа -  $2 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>, для никеля -  $0,07 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup> и для кобальта -  $1,15 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>.

## II. Энергия магнитной кристаллографической анизотропии.



Из опыта известно, что монокристаллы ферромагнетиков анизотропны в магнитном отношении. На рис.1 приведены кривые намагничивания вдоль различных кристаллографических направлений для железа, никеля и кобальта. Как видно из рисунка, у ферромагнетиков есть такие направления, вдоль которых намагничивание до насыщения достигается при существенно меньших магнитных полях, чем в других направлениях.

Кристаллографические направления, вдоль которых насыщение достигается при самых малых полях, называются "осями легкого намагничивания" (ОЛН), а направления, вдоль которых насыщение намагничивания

достигается при самых больших магнитных полях - "осями трудного намагничивания" (ОТН). У железа, имеющего структуру объемноцентрированного куба, оси легкого намагничивания совпадают с направлениями  $[100]$ ,  $[010]$  и  $[001]$  в кристалле (ребра куба). У никеля, имеющего структуру гранцентрированного куба, ОЛН совпадают с направлениями  $[111]$  (пространственные диагонали куба). У кобальта, имеющего гексагональную структуру, ОЛН служит направление  $[0001]$  (одна гексагональная ось). ОТН у железа являются направления типа  $[111]$  (пространственные диагонали); у никеля - направления типа  $[100]$  (ребра куба); у кобальта - направления типа  $[1010]$ . Минимум свободной энергии магнитной кристаллографической анизотропии достигается, когда намагниченность  $I$  направлена вдоль осей легкого намагничивания. Для того чтобы вывести векторы  $I$  из направлений ОЛН необходимо затратить определенную работу, которая приводит к росту энергии магнитокристаллической анизотропии образца. Эта часть энергии кристалла, которая зависит от ориентации вектора намагничивания относительно кристаллографических осей, и называется энергией кристаллографической анизотропии.

Физическая причина существования анизотропии, с позиции классической физики, заключается в магнитном дипольном взаимодействии электронов. Действительно, можно представить, что магнитные моменты электронов - это магнитные диполи, расположенные в узлах решетки. Эти диполи устанавливаются под такими углами к основным кристаллографическим направлениям, чтобы энергия их магнитного взаимодействия была минимальной. Для того чтобы перевести их в другое положение, необходимо совершить работу, например, приложив внешнее поле под некоторым углом к их первоначальному направлению. Но такая упрощенная схема не дает удовлетворительного описания явления. Величина энергии магнитного дипольного взаимодействия гораздо меньше полученной из экспериментов величины энергии магнитной анизотропии. Для адекватного описания причин возникновения анизотропии необходимо привлечь квантовую механику.

Квантовое спин-орбитальное взаимодействие (взаимодействие орбитального момента  $L$  и спинового момента  $S$  электрона) стремится в зависимости от строения электронной оболочки иона установить векторы  $L$  и  $S$  либо параллельно, либо антипараллельно друг другу. Это взаимодействие анизотропно и связывает спины электронов с их орбитальным движением. На орбитальное движение сильно влияют поля окружающих атомов и симметрия их расположения (кристаллическая решетка). Спин через посредство орбитального момента начинает чувствовать кристаллическое поле и свою ориентацию относительно кристаллической решетки.

Феноменологически выражение для плотности энергии магнитной анизотропии можно получить, представив ее в виде ряда по степеням направляющих косинусов  $\alpha_i$  вектора намагниченности  $I_s$  относительно осей симметрии кристалла. Воспользуемся тем, что намагниченность (как это известно из опыта) относится к числу четных эффектов. Тогда 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. Учитывая ограничения, накладываемые симметрией, получим, что выражения для энергии анизотропии  $E_K$  должно зависеть только от четных степеней  $\alpha_i$  и не должно меняться (должно быть инвариантно) относительно перестановки индексов, т.е. замены  $\alpha_i \rightarrow \alpha_j$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ). Учитывая это, энергию  $E_K$  можно представить в виде:

$$E_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2.$$

Величины  $K_1, K_2, K_3$  называют константами кубической анизотропии. Если  $K_1 > 0$  и  $K_2 = 0$ , то второй член в выражении для энергии минимален в направлении вдоль  $[100]$ ,  $[010]$  и  $[001]$  - это оси легкого намагничивания. Если  $K_1 < 0$  и  $K_2 = 0$ , то легкой осью будет ось  $[111]$ . Выражение для энергии анизотропии впервые было получено Н.С. Акуловым. Для одноосных кристаллов с гексагональной кристаллической решеткой (например, кобальта) энергия анизотропии

симметрична относительно направления оси [с] кристалла. Пусть  $\alpha$ - направляющий косинус намагниченности  $I_s$  относительно оси [с]. Тогда для энергии одноосной анизотропии имеем выражение:

$$E_K = K_1\alpha^2 + K_2\alpha^4,$$

учитывая, что  $\text{Sin}^2\theta = 1 - \text{Cos}^2\theta$ , чаще эту энергию записывают в виде:

$$E_K = K_1\text{Sin}^2\theta + K_2\text{Sin}^4\theta,$$

где  $\theta$  - угол между направлением вектора  $I_s$  и осью [с].

Таким образом, симметрия кристалла определяет направление осей легкого и трудного намагничивания и их количество. Но легкой или трудной будет ось симметрией кристалла его не определяется. Знаки констант анизотропии и их величину классическая теория предсказать не может. В таблице приведены значения констант анизотропии некоторых ферромагнитных монокристаллов при температуре 293К.

Таблица 1.

Вещество	Тип решетки	$K_1 \cdot 10^5$ эрг/см <sup>3</sup>	$K_2 \cdot 10^5$ эрг/см <sup>3</sup>
Fe	О.Ц.К.	4.300	2.050
Ni	Г.Ц.К.	-0.340	0.530
Co	Г.П.У.	39.800	19.800

Отметим, что в общем случае величина и знак констант анизотропии зависят от температуры.

### *III. Магнитоупругая энергия.*

При оценке общего энергетического состояния вещества необходимо учитывать магнитоупругую энергию. До сих пор



мы рассматривали кристаллическую решетку как твердую и неизменную. В действительности, при намагничивании кристалла атомы или ионы могут смещаться из своих идеальных положений, если это позволит понизить общую энергию кристалла. При этом происходит самопроизвольная макроскопическая деформация кристалла, в результате которой происходит изменение формы и размера образца. Это явление называется магнитострикцией. Спонтанная магнитострикция возникает в ферромагнетиках при переходе через точку Кюри, т.е. при изменении магнитного порядка. Для простоты рассмотрим ферромагнитное вещество, имеющее форму шара, при температуре выше температуры Кюри (рис. 2, круг 1). Пусть размер его настолько мал, что в ферромагнитном состоянии в нем образуется только один домен (домен - область, в которой все спины в отсутствие внешнего поля ориентированы параллельно друг другу). Величина обменного интеграла, входящая в выражение для обменной энергии (см. выше), зависит от отношения  $a/d$ , где  $a$  - расстояние между атомами, а  $d$  - диаметр  $d$ -оболочки атома. На рис.3 представлена зависимость обменного интеграла  $A$  от межатомного расстояния  $a$ . Пусть в парамагнитном состоянии (выше температуры Кюри) расстояние между атомами  $a_1$ . Если бы это расстояние не изменялось при переходе через точку Кюри, обменный интеграл принял бы значение, соответствующее точке 1 на кривой (рис.3). Но так как система стремится к уменьшению обменной энергии, интеграл обменного взаимодействия, согласно (1), должен увеличиться. Пусть он примет значение, соответствующее  $t.2$  на кривой (рис.3), что приведет к увеличению межатомного расстояния до  $a_2$  - круг 2 (пунктирный) (рис.2). Для ферромагнетика, обменный интеграл которого характеризуется значениями, лежащими на правой стороне кривой (рис.3), охлаждение приведет к уменьшению размера ферромагнетика. Так как обменная энергия изотропна, возникающие изменения объема происходят без изменения формы образца. Но одновременно с изменениями обменного взаимодействия проявляются магнитные силы связи и возникает энергия магнитной анизотропии, вызывающая неодинаковую деформацию

решетки ферромагнетика в различных направлениях (кривая 3 на рис.2).

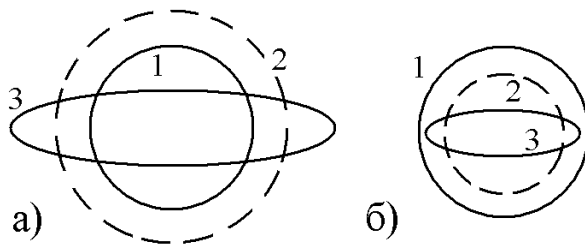


Рис. 2. Схема спонтанной намагниченности.

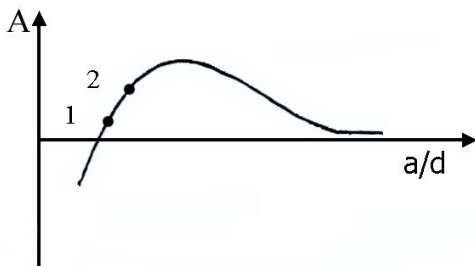


Рис. 3. Зависимость обменного интеграла  $J$  от межатомного расстояния  $a$ ,  $d$  – эффективный диаметр  $d$  – оболочки.

Правда, из-за того, что энергия магнитного взаимодействия на 2 порядка меньше обменной энергии, изменение объема ферромагнетика при переходе через точку Кюри, в основном, определяется обменной энергией, а влияние магнитной энергии сводится к изменению формы тела.

В многодоменном кристалле при переходе через точку Кюри при охлаждении различные домены намагничиваются спонтанно вдоль различных направлений легкого намагничивания, и кристалл изменяет размеры, но не меняет формы. Это можно показать, рассчитав среднюю величину спонтанной магнитострикции для кристалла со многими доменами, как среднюю магнитострикцию всех доменов в заданном направлении. В окончательную формулу направляющие косинусы намагниченностей доменов не войдут. Благодаря появлению доменов с различными направлениями векторов спонтанного намагничивания, а,

следовательно, с различными направлениями магнитострикции, в кристалле возникают упругие напряжения.

При помещении ферромагнетика в магнитное поле кроме спонтанной магнитострикции возникает магнитострикция, характер и величина которой существенно зависят как от величины приложенного магнитного поля, так и от его направления относительно кристаллографических осей. Отметим, что магнитострикцию вызывает не само магнитное поле, а созданная им в веществе намагниченность.

#### *IV. Магнитостатическая энергия. Процесс намагничивания магнетиков.*

Реально у кристаллов конечных размеров суммарная намагниченность значительно меньше той величины, которая соответствует намагниченности насыщения. Для того чтобы намагниченность возросла до величины намагниченности насыщения необходимо приложить внешнее магнитное поле. Чтобы объяснить это явление, которое обуславливает существование технической кривой намагничивания, предположим, что реальный образец разбивается на ряд доменов, внутри которых намагниченности равны  $I_s$ , но направлены в разные стороны. Возникновение доменной структуры является следствием наличия в ферромагнитном кристалле различных взаимодействий, каждое из которых дает свой вклад в энергию ферромагнетика. При насыщенной конфигурации (рис. 4,а), соответствующей одному домену, на поверхности образца возникают магнитные полюса (заряды). Появляется вызванная ими большая магнитостатическая энергия полей рассеяния. Для кристалла с квадратным поперечным сечением эта энергия порядка  $10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>.

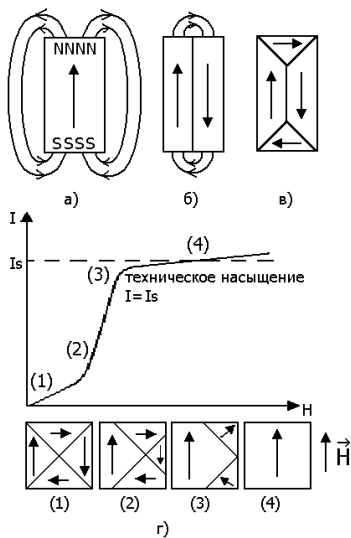


Рис. 4. Доменная структура ферромагнетика (а, б, в) и схема механизма намагничивания (техническая кривая намагничивания) (г); (1) - (4) – стадии намагничивания:

- (1) – начальное состояние магнетика,
- (2) – неупругое смещение доменных границ,
- (3) – процесс вращения магнитный моментов доменов,
- (4) – однородно намагниченный до насыщения образец.

Если образец будет разбит на  $N$  доменов (рис. 4,б), пространственная протяженность поля образца уменьшится и магнитостатическая энергия будет в  $N$  раз меньше. Процесс деления на домены будет продолжаться до тех пор, пока энергия, необходимая для образования новых переходных слоев (доменных стенок) между доменами, намагниченными противоположно друг другу, не станет больше, чем уменьшение энергии магнитного поля полюсов на поверхности. Еще более выгодно, с точки зрения минимизации магнитостатической энергии, образование замыкающих доменов (рис 4,в). В этом случае магнитный поток замыкается внутри кристалла и магнитные полюса на поверхности отсутствуют. Но при возникновении замыкающих доменов, может увеличиваться либо энергия анизотропии, либо магнитоупругая энергия, связанная с магнитострикцией. В итоге устанавливается та доменная

структура, которая соответствует минимуму суммарной энергии. На рис. 4,г схематически представлен процесс намагничивания ферромагнетика, который можно представить состоящим из 3-х стадий:

1. *Процесс смещения границ* - смещение границ доменов (см. (2) на рис. 4,г) в области малых магнитных полей. При этом энергетически более выгодны домены, у которых направление вектора намагниченности  $I_s$  близко к направлению поля  $H$  (угол между направлением  $I_s$  и  $H$  меньше  $90^\circ$ ), растут за счет менее выгодных доменов.

2. *Процесс вращения* - поворот намагниченности отдельных доменов  $I_s$  к направлению магнитного поля  $H$  (см.(3) на рис. 4,г) При полном совпадении моментов областей с направлением магнитного поля наступает так называемое техническое насыщение равное по величине самопроизвольной намагниченности  $I_s$ . Поле  $H_s$ , при котором достигается техническое насыщение, называется полем насыщения.

3. *Парапроцесс* - увеличение спонтанной намагниченности на величину  $\Delta I_s$  под действием сильного магнитного поля за счет ориентации по полю спиновых моментов отдельных электронов, дезориентированных тепловым движением (см.(4) на рис. 4,г).

Изменение магнитного состояния вещества происходит не только при воздействии магнитного поля, но и при изменении других внешних термодинамических параметров, таких как температура и механические напряжения. Изменение намагниченности. под влиянием упругих деформаций (магнитоупругий эффект) в области смещения и вращения и в области парапроцесса объясняется различными физическими процессами. В первом случае, в области технического намагничивания, действующие на ферромагнетик, упругие механические напряжения приводят к изменению ориентации векторов  $I_s$  доменов (без изменения абсолютной величины  $I_s$ ), что связано с действием магнитных сил взаимодействия атомов в решетке. Во втором случае, в области парапроцесса,

магнитоупругий эффект приводит к изменению величины намагниченности насыщения и обусловлен изменением величины обменного взаимодействия при действии упругих напряжений,

В области технического насыщения для кристалла кубической симметрии полная энергия складывается из нескольких основных вкладов:

1. обменной энергии  $E_{об}$ ;
2. энергии  $E_K$  магнитной кристаллографической анизотропии недеформированного кристалла;
3. энергии  $E_{упр}$  упругих напряжений кристалла (без учета магнитных эффектов);
4. магнитоупругой энергии  $E_{M.Y.}$ , зависящей как от деформации кристалла, так и от взаимодействия спинов;
5. зеемановской энергии  $E_H$  магнетика во внешнем магнитном поле  $E_H = -(\vec{I}\vec{H})$ .

Здесь

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

$$E_{упр} = \frac{1}{2}c_{11}(e_{xx}^2 + e_{yy}^2 + e_{zz}^2) + \frac{1}{2}c_{44}(e_{xy}^2 + e_{yz}^2 + e_{zx}^2) +$$

$$+ \frac{1}{2}c_{12}(e_{yy}e_{zz} + e_{zz}e_{xx} + e_{xx}e_{yy})$$

$$E_{M.Y.} = B_1\left\{e_{xx}\left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3}\right) + e_{yy}\left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3}\right) + e_{zz}\left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3}\right)\right\} +$$

$$+ B_2\{e_{xy}\alpha_1\alpha_2 + e_{yz}\alpha_2\alpha_3 + e_{zx}\alpha_3\alpha_1\}$$

где  $c_{11}$ ,  $c_{44}$ ,  $c_{12}$  - коэффициенты упругой жесткости кристалла,  $\alpha_i$  - направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности  $I_s$  ( $i = 1, 2, 3$ ),  $e_{ij}$  - компоненты тензора деформации кристалла ( $i, j = x, y, z$ ),

$B_{1,2}$  - константы магнитоупругой энергии.

Магнитоупругая энергия зависит от первых степеней компонент тензора деформаций. Если бы мы не учитывали упругую энергию, то пришли бы к выводу, что кристалл, пока не достигнет устойчивого состояния, должен неограниченно деформироваться. Энергия упругости зависит от квадрата компонент тензора деформаций и резко возрастает с увеличением деформации. Ее учет приводит к тому, что в момент установления равновесного состояния деформация прекращается, достигнув определенной величины. Равновесное состояние определяется минимумом полной энергии. При этом выполняется условие

$$\frac{\partial E}{\partial e_{ij}} = 0, \quad \text{где } i, j = x, y, z$$

Решая полученную систему из шести уравнений, получим значения равновесных деформаций кристалла:

$$e_{ii} = \frac{B_1}{c_{12} - c_{11}} \left( \alpha_i^2 - \frac{1}{3} \right)$$

$$e_{ij} = \frac{B_2 \alpha_i \alpha_j}{c_{44}}, \quad \text{где } i \neq j.$$

Эти формулы определяют спонтанную магнитострикцию в магнитных доменах. С их помощью можно вычислить относительное удлинение  $\lambda = \frac{\delta l}{l}$  монокристаллического

однодоменного образца в произвольном направлении, задаваемом направляющими косинусами  $(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\delta l}{l} &= e_{xx} \beta_1^2 + e_{yy} \beta_2^2 + e_{zz} \beta_3^2 + e_{xy} \beta_1 \beta_2 + e_{yz} \beta_2 \beta_3 + e_{zx} \beta_3 \beta_1 = \\ &= \frac{B_1}{c_{12} - c_{11}} \left( \alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) - \\ &\quad - \frac{B_2}{c_{44}} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1). \end{aligned}$$

Оказывается, что для кубических кристаллов достаточно ввести две константы магнитострикции, через которые можно выразить относительное удлинение. Пусть  $\lambda_{100}$  -

относительное удлинение при ориентации вектора  $I_s$  в направлении оси  $[100]$ . В этом случае  $\alpha_1 = \beta_1 = 1$ ;  $\alpha_2 = \alpha_3 = \beta_2 = \beta_3 = 0$ . Следовательно, получаем:

$$\alpha_{100} = \frac{2}{3} \frac{B_1}{c_{12} - c_{11}}.$$

Пусть  $\lambda_{111}$  - относительное удлинение при намагничивании в направлении  $[111]$ . В этом случае  $\alpha_i = \beta_i = \frac{1}{\sqrt{3}}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) и получаем:

$$\alpha_{111} = -\frac{1}{3} \frac{B_2}{c_{44}}.$$

Таким образом, формулу с предыдущей страницы можно переписать в другом виде:

$$\begin{aligned} \frac{\delta l}{l} = & \frac{3}{2} \lambda_{100} (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3}) + \\ & + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1). \end{aligned}$$

### *V. Влияние внешних упругих напряжений*

Если перед намагничиванием ферромагнетика наложить на него упругое напряжение, то в зависимости от характера возникшей деформации (растяжение -или сжатие) в нем произойдет определенное перераспределение вектора  $I_s$ . В выражение для полной энергии следует добавить еще один член  $E_{\text{уп}}$  - магнитную энергию кристалла, упруго деформированного внешними механическими напряжениями. Тензор деформации  $e_{ij}$  будет состоять из двух частей:  $e_{ij}^{\sigma}$ , обусловленной упругими напряжениями, и из части  $e_{ij}^{\lambda}$ , обусловленной магнитострикцией  $e_{ij} = e_{ij}^{\sigma} + e_{ij}^{\lambda}$ .

В теории упругости тензор деформации  $e_{ij}^{\sigma}$  определяется по закону Гука через тензор напряжений  $\sigma_{ij}$ . Не останавливаясь на выводе, приведем конечную формулу для компонент тензора:



$$e_{ii}^{\sigma} = \frac{1}{c_{11} - c_{12}} \sigma_{ii} - \frac{c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})$$

$$e_{ij}^{\sigma} = \frac{1}{2c_{44}} \sigma_{ij}, \quad i \neq j$$

здесь  $i, j = x, y, z$ ;  $c_{11}, c_{44}, c_{12}$  - коэффициенты упругой жесткости. Воспользовавшись этими выражениями, при наличии внешнего механического напряжения  $\sigma$ , приложенного в направлении, задаваемом направляющими косинусами ( $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ ), получим для магнитоупругой энергии  $E_{\sigma}$  выражение:

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma (\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2 - \frac{1}{3}) - 3\lambda_{100} \sigma (\alpha_1 \alpha_2 \gamma_1 \gamma_2 + \alpha_2 \alpha_3 \gamma_2 \gamma_3 + \alpha_3 \alpha_1 \gamma_3 \gamma_1).$$

Если напряжения достаточно велики, то  $E_{\sigma}$  может быть величиной того же порядка, что и энергия анизотропии или больше ее. В этом случае направление легкого намагничивания определяется не только кристаллической структурой, но и распределением внешних напряжений. У никеля константа анизотропии  $K_1 = -0,340 * 10^{-5}$  эрг/см<sup>3</sup>. Константа магнитострикции  $\lambda_{111} = -22 * 10^{-6}$ , направление легкого намагничивания - ось [111]. Если намагниченность направлена вдоль этой оси ( $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1/\sqrt{3}$ ), а однородное механическое напряжение  $\sigma$  приложено вдоль оси, составляющей с намагниченностью  $I_s$  угол  $\varphi$ , то

$$E_{\sigma} = -\lambda_{111} \sigma (\gamma_1 \gamma_2 + \gamma_2 \gamma_3 + \gamma_3 \gamma_1) = -\frac{3}{2} \lambda_{111} \sigma \cos^2 \varphi = \frac{3}{2} |\lambda_{111}| \sigma \cos^2 \varphi.$$

$E_{\sigma}$  и  $K_1$  будут величинами одного порядка, если  $\frac{3}{2} |\lambda_{111}| \sigma \approx K_1$ .

Для никеля это условие выполняется при  $\sigma > 40 \text{ кГ/мм}^2$ .

Для материалов с изотропной магнитострикцией выполняется равенство  $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$ . При очень сильных напряжениях, когда  $\lambda_s \sigma \approx K_1$ , полная энергия такого упруго деформированного кристалла может быть записана в виде:

$$E = E_0 + E_H,$$

где  $E_H$  – энергия кристалла во внешнем магнитном поле:

$$E_H = -(\overline{I_s \vec{H}}) = -I_s H \cos \varphi,$$

здесь  $\varphi$  - угол между направлением поля и намагниченностью.

Тогда 
$$E = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi - I_s H \cos \varphi.$$

Из условия минимума полной энергии в состоянии термодинамического равновесия, следует условие  $\frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0$ , из которого находим:

$$\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos \varphi \sin \varphi d\varphi = -I_s H \sin \varphi d\varphi.$$

Так как  $\varphi \neq 90^\circ$ , то  $\sin \varphi \neq 0$  и следовательно, умножив обе части предыдущего выражения на  $I_s$ , его можно преобразовать к виду:

$$\frac{3}{2} \lambda_s \sigma I_s \cos \varphi = -I_s^2 H,$$

учитывая, что  $I_s \cos \varphi = I$ , а восприимчивость  $\chi = I/H$ , получаем следующее выражение для восприимчивости при сильных механических напряжениях:

$$\chi = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s \sigma}$$

Эта формула называется формулой Беккера.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Цель настоящей работы заключается в экспериментальном изучении процессов намагничивания поликристаллической

никелевой проволоки под действием различной растягивающей нагрузки. Определение кривых намагничивания проводится индукционно-импульсным методом с использованием в качестве регистрирующего прибора микровеберметра Ф-190 (схема установки представлена на рис.5). Образцом служит отожженная никелевая проволока диаметром 1 мм и длиной 250-270 мм. Концы никелевой проволоки зажимаются в латунных цангах. При помощи специальных держателей образец помещается в расположенный вертикально соленоид, при этом верхняя цанга с помощью стержня и диска наглухо скрепляется с верхним краем соленоида, а нижняя - соединяется с подвесом, который под нагрузкой может свободно перемещаться в вертикальном направлении.

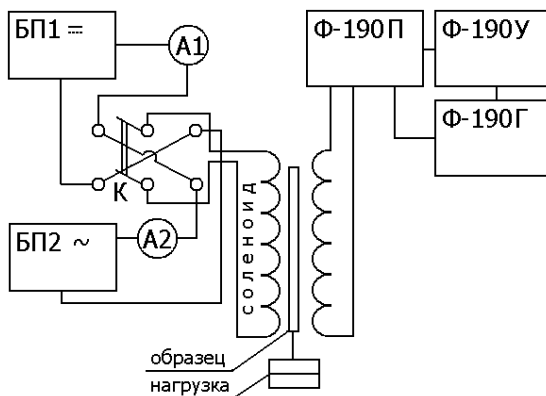
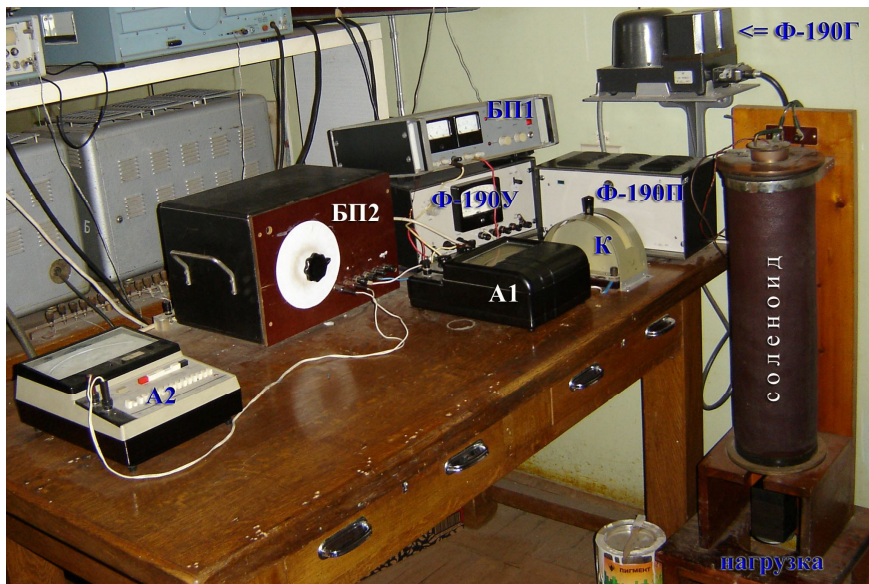


Рис. 5 . Блок-схема установки. БП1 – блок питания, источник постоянного тока, А1 – амперметр (для измерения постоянного тока) БП2 – блок питания, источник переменного тока, А2 – амперметр (для измерения переменного тока), Ф-190 – микровеберметр, состоит из Ф-190П – блока питания, Ф-190У – блока управления, Ф-190Г – блока фотогальванометрического усилителя.



Образец помещается в соленоид, через который в зависимости от положения ключа К течет постоянный (создаваемый БП1) или переменный (создаваемый БП2) ток. Источник переменного тока подключается для размагничивания образца. При этом необходимо уменьшить амплитуду переменного тока через соленоид с 1,8А до нуля. Величина тока фиксируется с помощью амперметра А2.

Источником постоянного тока служит лабораторный стабилизированный выпрямитель (БП1). Для контроля постоянного тока подключен амперметр (А1). Коэффициент пересчета тока через соленоид в величину создаваемого им магнитного поля составляет 115 Э/А.

Микроверберметр Ф-190 представляет собой фотогальванометрический компенсационный усилитель. Выходной ток прибора пропорционален интегралу входного напряжения ( $E\Delta t$ ) на измерительной катушке, т.е. измеряемому магнитному потоку

$$E = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}; E\Delta t = -\Delta\Phi = 2BSn, B = H + 4\pi I$$

Учитывая, что в нашей установке на входе микроверметра Ф-190 стоит делитель напряжения, дающий множитель 2 в числителе, получаем расчетную формулу

$$I = \frac{\Phi \cdot 10^8 \cdot 2}{4\pi Sn}, \text{ здесь } [I] = \text{Гс}, [S] = \text{см}^2, [\Phi] = \text{Вб}. (19)$$

### **Выполнение работы:**

1. Подготовить микроверметр к работе (порядок действий описан ниже). Установить начальный предел измерения 10 мкВб, осуществив необходимые переключения клемм.
2. Убрать с платформы грузы.
3. Переключить ключ «Нуль-измерение» микроверметра в положение «Нуль»
4. Замкнуть цепь постоянного тока и выставить требуемое значение тока через соленоид.
5. Разомкнуть цепь.
6. Замкнуть цепь переменного тока и размагнитить образец. Для этого выставить на амперметре А2 ток 1,8 А, после чего плавно уменьшить ток до нуля и разомкнуть цепь.
7. Переключить ключ «Нуль-измерение» микроверметра в положение «Измерение».
8. Замкнуть цепь постоянного тока, контролируя величину тока. По отклонению стрелки микроверметра определить величину потока магнитной индукции. (Предел измерения выбирать исходя из величины сигнала, если стрелка зашкаливает, перейти на менее чувствительный предел микроверметра. При переходе на предел 500 мкВб, необходимо также переключить клеммы).
9. Переключить ключ «Нуль-измерение» микроверметра в положение «Нуль». Записать в таблицу величину тока через

соленоид и соответствующую величину изменения магнитного потока в образце при намагничивании.

10. Установить новое значение постоянного тока через соленоид и проводить измерения (п.5 – п.9), пока величина тока не достигнет значения 1.4А. На начальном этапе измерения осуществляются через 5 мА, затем шаг по току можно увеличить (10-50-100-500мА). На каждом пределе микроверметра необходимо получить 5-6 точек.

11. Положить на платформу груз соответствующего веса (кривые намагничивания снимаются при нагрузках 0, 2 и 4 кг) и повторить измерения.

12. После проведения всех измерений сбросить напряжение на блоке питания на ноль, снять грузы.

### **Подготовка микроверметра к работе.**

До начала измерений следует произвести подготовку к работе микроверметра Ф-190, состоящего из трех блоков: блока фотогоальванометрического усилителя Ф-190 Г (в целях защиты от вибраций этот блок установлен на специальном кронштейне на капитальной стене). блока питания (Ф-190П) и блока управления (Ф-190У). расположенных на лабораторном столе. Прибор включается в сеть 220 В и прогревается в течение 30 минут. Подготовка к измерениям осуществляется в следующем порядке:

1. Подключите нагрузку к зажимам "Внешний прибор" или переведите переключатель "Внешний прибор" в положение "Откл".
2. Установите корректором показывающего прибора (на блоке Ф190/У) стрелку на нулевую отметку.
3. На блоке Ф190/У поставьте ключ «Нуль-Измерение» в положение «Нуль», переключатель пределов измерения на предел 50-0-50 или 100-0-100 мкВб. Зажимы «нуль, 500 мкВб» соедините перемычкой.

4. Обратите внимание, что после включения прибор перед настройкой и измерениями должен прогреться не меньше 30 минут.
5. Ключ "Нуль-Измерение" переведите в положение "Измерение". При наличии "сползания" указателя с нулевой отметки шкалы, тумблером включите схему "Компенсация ЭДС", ручками "Грубо" и "Точно" остановите "сползание" указателя.
6. Ключ "Нуль-Измерение" переведите в положение "Нуль". При этом указатель должен вернуться на нулевую отметку шкалы.
7. Повторите указанные операции п.5 и 6 и убедитесь, что указатель не "сползает" с нулевой отметки шкалы.

После проведения указанных операций прибор подготовлен к работе.

### **Измерение:**

8. При измерениях на пределах  $2 - 0 - 2 \div 100 - 0 - 100$  мкВб подключите измерительную схему к зажимам "\*" и "2÷100 мкВб" (на блоке Ф190/У) и разомкните перемычку на зажимах "Нуль, 500 мкВб".
9. Ключ "Нуль-Измерение" переведите в положение "Измерение".
10. Установив нужный предел измерения, произведите измерение. При измерениях на пределе 500 мкВб зажим "Нуль, 500 мкВб" замкните перемычкой и присоедините измерительную схему к зажимам "к" и "500 мкВб".
11. Перед последующим измерением проверьте установку нуля схемы.  
Для этого возвратите указатель микровеберметра на нулевую отметку шкалы путем переключения ключа "Нуль-Измерение" в положение "Нуль".

12. После измерений на пределах 2 ÷ 100 мкВб зажимы "Нуль, 500 мкВб" замкните перемычкой, а затем отключите источник измеряемого сигнала.
13. На блоке Ф190/У выключите схему "Компенсация Э.Д.С.", тумблер "Сеть" блока Ф190/П переведите в положение "Откл".

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ.

По окончании измерений обработать полученные результаты и построить:

1. Кривые намагничивания  $I = f(H)$ , откладывая по оси ординат намагниченность  $I$  (Гс), а по оси абсцисс - напряженность магнитного поля  $H$  (Э). Напряженность магнитного поля (в эрстедах) рассчитывается по формуле:

$$H = KI(\text{Э})$$

где  $I$  – ток через соленоид,  $K$  - постоянная соленоида, равная 115 Э/А.

Так как измеряемый образец достаточно длинный ( $l/d = 300$ ), то поправкой на размагничивающий фактор можно пренебречь и считать поле  $H$  соленоида за истинное поле  $H = H_{\text{ист}}$ .

Намагниченность образца в гауссах рассчитывается по формуле:

$$I = \frac{\Phi \cdot 10^8 \cdot 2}{4\pi Sn},$$

здесь  $\Phi$  – поток в веберах;  $10^8$  – множитель перевода Веберов (система СИ) в Максвеллы (система СГС); 2 – коэффициент, учитывающий делитель напряжения на входе микровеберметра;  $S$ - площадь сечения образца ( $S=7.85 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ );  $n$  – число витков в измерительной катушке ( $n=980$ ).

2. Вычислить  $\chi$  по формуле Беккера.

$$|\lambda_s| = \frac{I_s^2}{3\chi\sigma}.$$



При этом следует помнить, что эта формула была получена при расчете кривых намагничивания в области процесса вращения и при очень сильных нагрузках. В этом случае кривые будут иметь вид прямых (рис.6. кривая 3). наклон которых зависит от  $I_s$ ,  $\lambda_s$ ,  $\sigma$  и значения магнитной восприимчивости можно получить из соотношения  $\chi = 1/H$ .

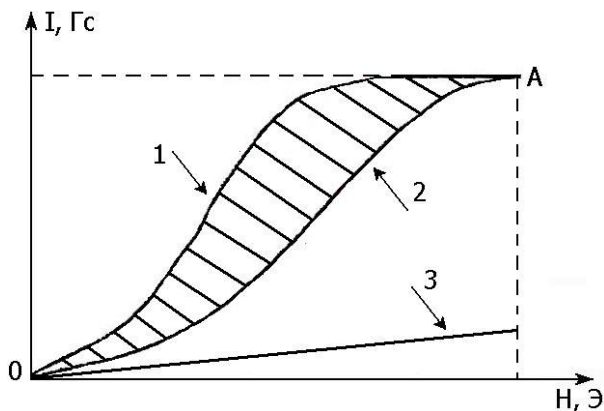


Рис. 6. Кривые намагничивания при различных фиксированных значениях действующего упругого растяжения.

В случае же когда нагрузка недостаточна, следует использовать значения дифференциальной восприимчивости

$\chi_{\text{дифф.}} = \frac{dI}{dH}$ . Для вычисления дифференциальной магнитной

восприимчивости кривую намагничивания нужно разбить на несколько участков таким образом, чтобы внутри каждого отрезка кривая с достаточной точностью могла бы быть аппроксимирована прямой.

Тогда  $\chi_{\text{дифф.}} = \frac{\Delta I}{\Delta H}$ .

Вычислить  $\lambda_s$  для нескольких значений магнитного поля  $H$  (через 10 Эрстед) и показать, что в области вращения  $\chi_{\text{дифф.}}$ , линейно зависит от  $I$ .

3. Полученные кривые намагничивания дают также возможность графическим путем построить зависимость  $\lambda_s =$

$f(I)$  для данного значения действующего упругого растяжения. Этот способ определения магнитострикции основан на следующих соображениях. Как известно, работа намагничивания единицы объема выражается через напряженность магнитного поля  $H$  и намагниченность  $I$  следующим образом:

$$A = \int_0^{I_s} H dI .$$

Этот интеграл равен площади между кривой намагничивания  $I = f(H)$  и осью ординат (по которой отложено  $I$ ) (площадь **O1AI** на рис.6). При наличии растяжения, действующего на ферромагнетик, работа намагничивания изменяется на величину  $\sigma\lambda$ . Поэтому кривая намагничивания в этом случае пойдет иначе, а следовательно, изменится и величина площади между кривой намагничивания и осью ординат. Для никеля, например, эта кривая пойдет ниже, и работа намагничивания будет выражаться площадью **O2AI**. По разности площадей **O2AI** и **O1AI**, выражающих собой соответственно работу намагничивания при действии нагрузки  $\sigma$  и при отсутствии нагрузки, можно определить работу, которая затрачивается на преодоление силы растяжения при намагничивании. Пренебрегая изменениями констант анизотропии за счет наведенной анизотропии, получаем:

$$\sigma\lambda = \int_0^{I_s} H_{\sigma} dI - \int_0^{I_s} H_0 dI$$

где  $\lambda$  - относительное удлинение образца,  $\sigma$  - сила в динах, действующая на  $1 \text{ см}^2$  поперечного сечения образца.

Таким образом, определив из кривых намагничивания разность площадей, нужно рассчитать  $\lambda$ . Рекомендуется определить  $\lambda$  для 7 – 8 значений  $I$  на кривых намагничивания и построить зависимость  $\lambda$  от  $I$ .