

# Universität zu Köln

## II. Physikalisches Institut

### Versuchsprotokoll

#### B2.4: Magnetisierungskurve eines Ferrits

Autoren: Jesco Talies<sup>1</sup>  
Timon Danowski<sup>2</sup>  
Erik Gassmus<sup>3</sup>

Durchgeführt am: 10.06.2021  
Betreuer: Philipp Warzanowski

<sup>1</sup> jtalies@smail.uni-koeln.de, Matrikel-Nr.: 7348338

<sup>2</sup> tdanowsk@smail.uni-koeln.de, Matrikel-Nr.: 7348629

<sup>3</sup> egassmus@smail.uni-koeln.de, Matrikel-Nr.: 1111111

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Vorbereitung</b>	<b>2</b>
2.1	Grundlegende Beziehungen . . . . .	2
2.1.1	Magnetfelder . . . . .	2
2.2	Magnetismus ohne Ordnungsphänomene . . . . .	2
2.3	Magnetismus mit Ordnung . . . . .	4
2.4	Entmagnetisierungsfaktor . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>10</b>
<b>4</b>	<b>Durchführung</b>	<b>12</b>
4.1	Messung am beheizbaren Ringkern . . . . .	12
4.2	Messung am Ringkern mit Spalt . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>13</b>
5.1	Kenngrößen des Beheizbaren Ringkern . . . . .	13
5.2	Kommutierungskurve und Suszeptibilität . . . . .	14
5.3	Temperaturabhängigkeit und Curie Temperatur . . . . .	15
5.4	Ringkern mit Spalt . . . . .	15
5.5	Entmagnetisierungsfaktor . . . . .	16

# 1 Einleitung

Im folgenden Versuch soll näher auf die Magnetisierung eines Ferrit Ringkerns und die generellen ferromagnetischen Ordnungsphänomene eingegangen werden. Um diese Phänomene zu beobachten nutzt man in diesem Versuch zwei verschiedene Aufbauten, die je aus einer Primärspule und einer Sekundärspule bestehen, um die Magnetisierung des Ringkerns messbar zu machen. Um die ferromagnetischen Ordnungsphänomene zu betrachten werden für die Verschiedenen aufbauten je die Hystereseschleifen aufgenommen um Informationen über Remanenz, Koerzitivfeldstärke und Sättigungsmagnetisierung zu erhalten.

## 2 Theoretische Vorbereitung

### 2.1 Grundlegende Beziehungen

#### 2.1.1 Magnetfelder

Die magnetische Flussdichte  $\vec{B}$  ist ein Vektorfeld, das im SI-System die Einheit Tesla hat. Das  $\vec{B}$  - Feld ist jedoch keine direkt messbare Größe, die zugehörige Messgröße ist die magnetische Feldstärke  $\vec{H}$ . Diese wird in Ampere pro Meter angegeben ( $\frac{A}{m}$ ) und ist im Vakuum direkt proportional zum  $\vec{B}$  - Feld. Dort gilt:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1)$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$  bezeichnet dabei die magnetische Permeabilität des Vakuums. In Anwesenheit eines Materials mit der Magnetisierung  $\vec{M} [\frac{A}{m}]$ , welche die räumliche Dichte der im Material induzierten oder permanenten magnetischen Dipolmomente  $\vec{\mu}$  angibt ( $\vec{M} = \frac{d\vec{\mu}}{dV}$ ), ändert sich der Zusammenhang zu

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2)$$

Zusätzlich lässt sich die magnetische Suszeptibilität  $\chi$  nutzen, um beispielsweise die Relation zwischen  $\vec{H}$  und  $\vec{M}$  zu beschreiben:

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (3)$$

Die magnetische Suszeptibilität beschreibt dabei, wie stark sich die Magnetisierung in einem Material, das sich in einem externen Magnetfeld befindet, ändert, bzw. wie viele der magnetischen Momente sich entlang des externen Feldes ausrichten. Dabei unterscheidet man im Allgemeinen zwischen

- $\chi > 0$  Paramagneten
- $\chi < 0$  Diamagneten

Daraus ergibt sich über

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi) \quad (4)$$

die magnetische Permeabilität  $\mu [\frac{N}{A^2}]$ , die das Verhältnis zwischen magnetischer Flussdichte  $B$  und magnetischer Feldstärke  $H$  beschreibt:

$$\mu = \frac{B}{H}$$

Das magnetische (Dipol-)Moment  $\vec{\mu} [\frac{A}{m^2}]$  ist ein Maß für die Stärke und Richtung eines magnetischen Dipols. Es lässt sich jedoch auch für Ströme definieren, beispielsweise gilt für eine ebene Leiterschleife (Strom  $I$ ) mit Fläche  $A$  und Flächennormalenvektor  $\vec{n}_A$ :

$$\vec{\mu} = AI \vec{n}_A \quad (5)$$

In einem externen  $\vec{B}$  - Feld wirkt auf einen magnetischen Dipol  $\vec{\mu}$  ein Drehmoment  $\vec{D}$ :

$$\vec{D} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (6)$$

. Erweitert man das Konzept einer Leiterschleife zu einer Reihe von Leiterschleifen, erhält man das Magnetfeld einer Spule der Länge  $l$  mit  $N$  Windungen, durch die ein Strom  $I$  fließt:

$$B = N \frac{\mu_0 I}{l} \quad (7)$$

### 2.2 Magnetismus ohne Ordnungsphänomene

#### gyromagnetisches Verhältnis

Das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$  eines magnetischen Moments  $\mu$  wird beschrieben über das Verhältnis des magn. Moments zu dessen Drehimpuls  $L$ :

$$\gamma = \frac{\mu}{L} \quad (8)$$

## Spin-, Bahnmagnetismus und Landé-Faktor

Alle Teilchen, die sowohl ein Drehmoment  $\vec{\ell}$  als auch eine elektrische Ladung  $q$  besitzen, haben ein magnetisches Dipolmoment  $\vec{\mu}_\ell$ :

$$\vec{\mu}_\ell = \frac{q}{2m} \vec{\ell} \quad (9)$$

Dies wird allgemein als Bahnmagnetismus beschrieben. Analog dazu gilt eine ähnliche Formel für den Spin  $\vec{s}$ :

$$\vec{\mu}_s = \frac{q \cdot g_s}{2m} \vec{s} \quad (10)$$

, bei dem der anomale Spin- $g$ -Faktor zu berücksichtigen ist. Das Bohr'sche Magneton  $\mu_B$  ist der Betrag des magnetischen Moments, welches ein Elektron mit  $\ell = 1$  erzeugt, also im Grundzustand:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5,7883818060(17) \cdot 10^{-5} \frac{eV}{T} \quad (11)$$

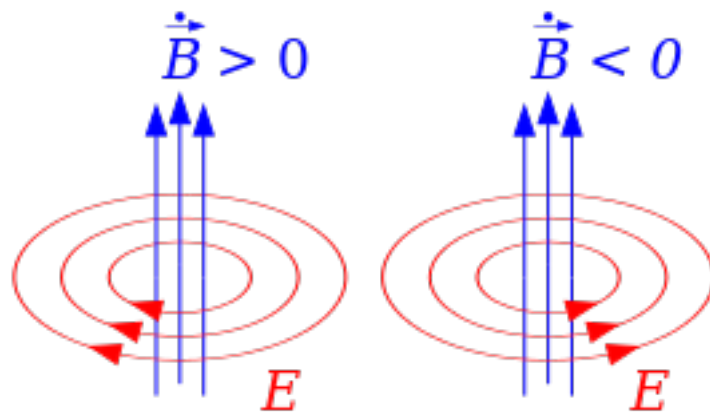
Das magnetische Moment eines Elektrons wird meist durch ein Vielfaches des Bohr'schen Magnetons beschrieben. Der Landé-Faktor ist das Verhältnis der Diskrepanz zwischen gemessenem magnetischen Moment und dem "klassisch" errechneten eines Elektrons. Für Elektronen ist  $g_s \approx 2$ .

## Diamagnetismus

Bei einem Diamagneten richten sich die inneren magnetischen Momente entgegengesetzt zu einem äußeren Magnetfeld aus. Dies lässt sich mit der unten beschriebenen Lenz'schen Regel erklären. Außerhalb eines magnetischen Feldes sind Diamagneten nicht magnetisiert. Der einzige ideale Diamagnet ist ein Supraleiter, bei denen gilt  $\chi = -1$

## Lenz'sche Regel

Die Lenz'sche Regel besagt, dass eine Änderung eines Magnetfeldes  $\vec{B}$  einen der Änderung entgegenwirkenden Strom induziert, vgl. Abb. 2.2.



## Langevin-Gleichung

Die Larmor-Frequenz  $\omega_L$  des Elektrons ist gegeben über  $\omega_L = |\gamma|B$ , mit  $\gamma = -\frac{e}{2m_e}$ , woraus sich  $\omega_L = \frac{eB}{2m_e}$  ergibt. Daraus ergibt sich für  $Z$  Elektronen ein durch die Larmor-Präzession hervorgerufener Strom  $I$ :

$$I = Q \cdot f \quad (12)$$

Dabei ist  $Q = -Ze$  und die Frequenz  $f = \frac{\omega_L}{2\pi}$ :

$$I = \frac{Ze^2 B}{4\pi m_e} \quad (13)$$

Daraus resultiert wiederum ein magnetisches Moment  $\mu = I \cdot A$  (vgl. ebene Leiterschleife), wobei für die Fläche  $A = \pi \langle \rho^2 \rangle$ , mit dem mittleren quadratischen Abstand der Elektronen vom Kern  $\langle \rho^2 \rangle$ , angesetzt werden kann. Nutzt man nun noch aus, dass  $\langle \rho^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$  und  $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle$ , so kann  $\langle \rho^2 \rangle$  ersetzt werden durch  $\frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$ . Für  $N$  Atome pro Einheitsvolumen ergibt sich mit diesen Überlegungen für deren magnetische Suszeptibilität  $\chi = \frac{N\mu}{B}$  die Langevin - Gleichung:

$$\chi = -\frac{NZe^2}{6m_e} \langle r^2 \rangle \quad (14)$$

## Paramagnetismus

Ein Paramagnet besitzt eine positive Suszeptibilität, ist jedoch ohne äußeres Magnetfeld nicht magnetisiert. In einem Paramagneten richten sich die inneren magnetischen Momente in Feldrichtung aus.

### Einzelbeiträge

Der Pauli-Paramagnetismus entsteht durch freie Elektronen in Metallen, die über ihren Spin ein magnetisches Moment besitzen. Da jedoch, aufgrund des Pauli-Prinzips, nur angeregte Leitungselektronen mit Energie oberhalb der Fermi-Energie sich nach dem Magnetfeld ausrichten können, ist die Anzahl der beitragenden Elektronen proportional zur Materialabhängigen Fermi-Temperatur:

$$\chi_{Pauli} \sim \frac{C}{T} \cdot \frac{T}{T_F} = \frac{C}{T_F} \sim 10^{-6...-5} \quad (15)$$

mit der Curie-Konstante  $C$ , der Temperatur  $T$  und der Fermi-Temperatur  $T_F$ .

Die gitterbildenden Atome können ebenfalls zum Paramagnetismus beitragen. Dies geschieht immer dann, wenn diese Atome nicht vollständig gefüllte Schalen und somit ein verbleibendes magnetisches Moment haben. Der dadurch hervorgerufene sogenannte atomare bzw. Langevin - Paramagnetismus ist  $T$  - abhängig und liefert einen stärkeren Beitrag zum Gesamtagnetismus als die Leitungselektronen:

$$\chi_{Langevin} \sim \frac{C}{T} \sim 10^{-3...-2} \quad (16)$$

Dieser Effekt kann auch dann auftreten, wenn die Schalen der gitterbildenden Atome komplett gefüllt sind, da durch thermische Anregungen stets einige dieser Atome in angeregten Zuständen sind, in welchen der Gesamtdrehimpuls und folglich das magnetische Moment trotzdem ungleich Null sind. In diesem Fall spricht man von Van - Fleck - Paramagnetismus, dessen Beitrag sich in ähnlichen Größenordnungen bewegt, wie der Pauli - Paramagnetismus:

$$\chi_{Van-Fleck} \sim 10^{-6...-5} \quad (17)$$

## 2.3 Magnetismus mit Ordnung

### Wechselwirkung

Die Magnetische Ordnung kommt zustande über die sogenannte Austauschwechselwirkung, bei welcher sich die atomaren Gesamtdrehmomente ein energetisches Minimum erstrebend zueinander Ausrichten. Dabei ist das Pauli-Prinzip ein entscheidender Faktor, da durch dieses bei Fermionen viele der Übergänge verboten sind. Ein häufig verwendetes Modell zur Beschreibung dieser Austauschwechselwirkung ist das Ising-Modell.

### Anisotropie

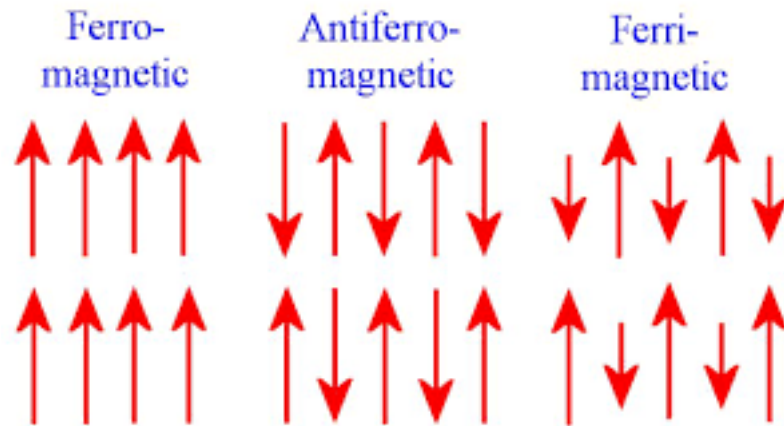
Magnetisch leichte Achsen bzw. Schwere Achsen beschreiben Achsen entlang denen die Magnetisierung bevorzugt bzw. nur unter großem Aufwand stattfindet. Die Anisotropieenergie bezeichnet dabei die notwendige Energie um eine Magnetisierung von einer leichten in eine schwere Achse zu drehen.

Anisotropieenergie spaltet sich dabei grob in 3 Terme auf:

- **Magnetokristalline Anisotropie**, hervorgerufen durch die Anisotropie einer Kristallstruktur
- **Formanisotropie**, resultierend aus der Probengeometrie
- **induzierte Anisotropie**, durch Spannungen aufgrund von Unregelmäßigkeiten.

### Ferro-, Ferri-, Antiferromagnetismus

Ferromagneten zeichnen sich darüber aus, dass sich sog. Weiss'sche Bezirke bilden. In diesen Bezirken kommt es zu einer spontanen Magnetisierung der magn. Dipole. Das bedeutet, dass sich die Dipole entlang einer gemeinsamen Vorzugsrichtung ausrichten. Dieses Verhalten kann spontan und unabhängig von einem äußeren Magnetfeld auftreten, wird es jedoch durch ein solches induziert bleibt es im Anschluss auch in Abwesenheit eines solchen bestehen. Beim Ferrimagnetismus verhält es sich recht Analog, jedoch sind einige Dipole entgegengesetzt ausgerichtet. Dabei kommt es jedoch nicht zu einer Aufhebung der Gesamtagnetisierung, da in ferrimagnetischen Materialien eine Ausrichtung bevorzugt, d.h. stärker ist, wodurch eine Gesamtagnetisierung entsteht. Bei antiferromagnetischen Materialien verhält es sich wie bei ferrimagnetischen Materialien ohne Vorzugsrichtung, wodurch sich insgesamt keine Magnetisierung durchsetzt, es bleibt unmagnetisch.



## Ferromagnetismus

Wie bereits angesprochen kommt es in ferromagnetischen Materialien zu sog. Weiss'schen Bezirken, oder auch Domänen, die sich aufgrund der Kristallstruktur und dessen Inhomogenitäten ausbilden. Dabei hängt die Vorzugsrichtung des jeweiligen Bezirks vom Kristallgitter der Probe ab. Solche Bezirke erstrecken sich von etwa 10 bis  $1000\mu m$  in linearer Ausdehnung.

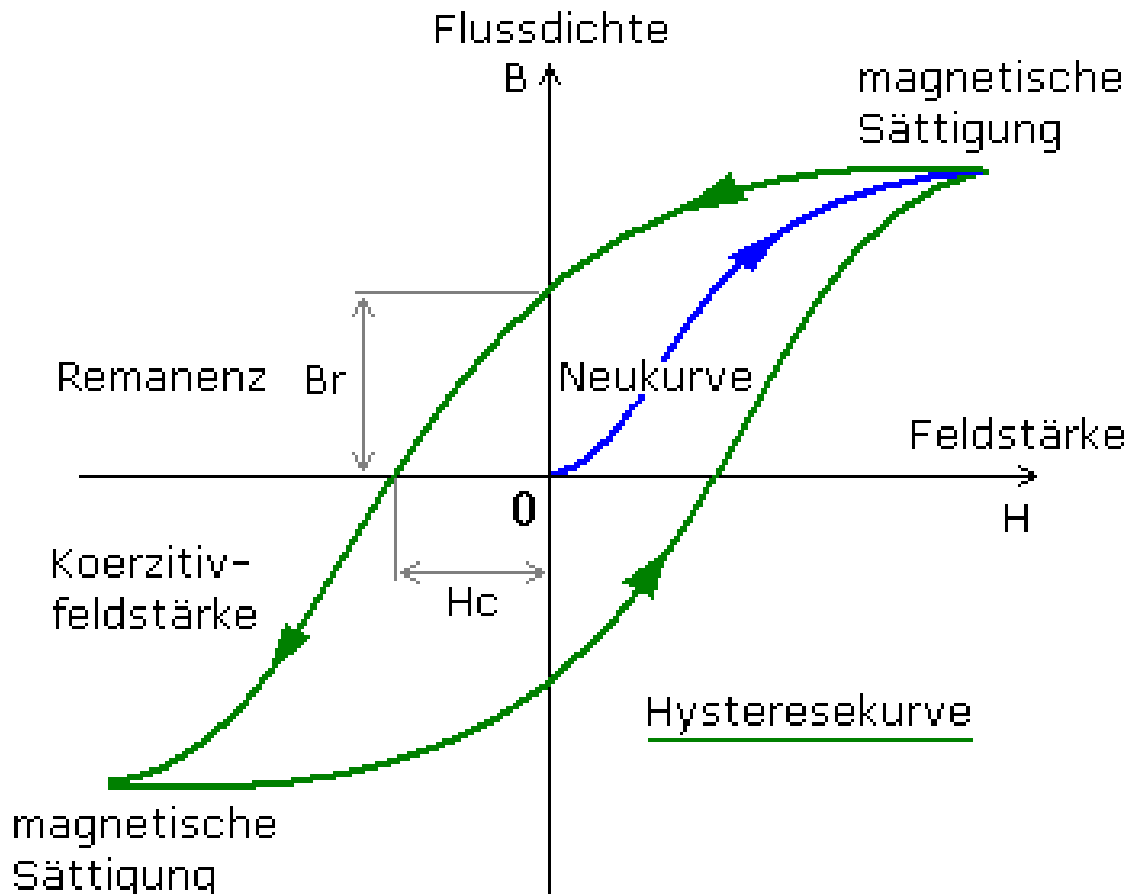
An den Übergängen von zwei Weiss'schen Bezirken bilden sich Bloch-Wände, in denen die magnetischen Momente stückweise von den Ausrichtungen innerhalb der angrenzenden Weiß-Bezirke ineinander übergehen.

In Anwesenheit eines externen Feldes verschieben sich diese Bloch-Wände nun zugunsten einer Ausrichtung der magnetischen Momente entlang des externen Feldes. Wird die externe Feldstärke erhöht, kann es dabei zu Barkhausensprüngen kommen, bei welchen sich komplette Weiß Bezirke spontan ummagnetisieren. Diese Ummagnetisierungen sind in beide "Richtungen" möglich, dh. es lässt sich je sowohl eine positive als auch eine negative Magnetisierung ausbilden, indem man die Richtung des externen Magnetfelds umkehrt. Dabei treten Hysterese-Effekte auf, die wir im Folgenden beschreiben.

## Hysteresekurve

Hysteresekurven treten in vielen Bereichen der Physik auf, in diesem Fall wird jedoch die Magnetisierung der Probe in Abhängigkeit eines äußeren Feldes aufgetragen.

Führt man eine Solche Messung durch, beginnt der Graph mit der sogenannten Neukurve, dabei richten sich die Weiss'schen Bezirke das erste mal aus bis zum Punkt der Sättigung. Misst man dann die Magnetisierung bei einem Abnehmenden Magnetfeld kommt man zunächst zum Remanenzfeld, welches bestehen bleibt obwohl kein äußeres Feld mehr angelegt ist. Wird die externe Feldstärke nun entgegen der anfänglichen Ausrichtung erhöht, nimmt die Restmagnetisierung weiter ab, bis sie beim Erreichen des Koerzitivfeldes schließlich verschwindet und es erneut zur spontanen Magnetisierung kommt und der Vorgang von neuem Beginnt.

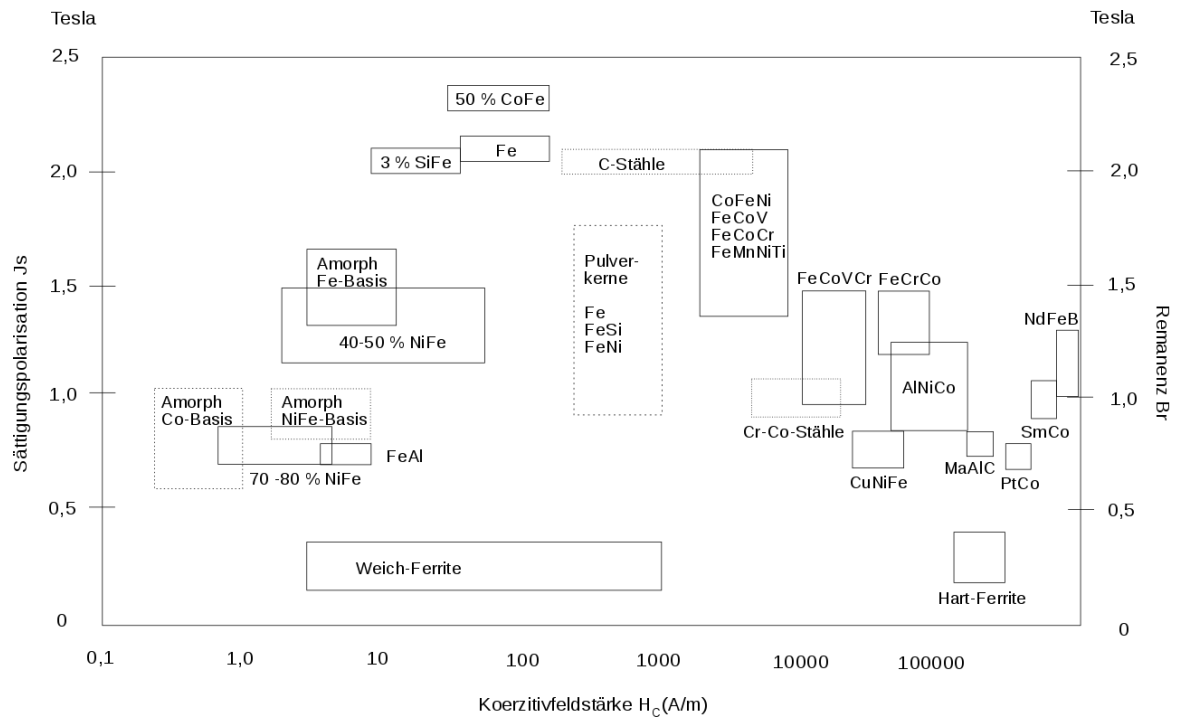


Zeigen Sie, dass der Flächeninhalt der Hysteresekurve ein Maß für die Energie ist, die beim einmaligen Umfahren der Kurve als Wärme auftritt (Verlust). Je höher die Energie, die aufgebracht werden muss um die Weißschen Bezirke auszurichten, desto größer ist die Remanenz und Koerzitivfeldstärke. Und je größer Remanenz- und Koerzitivfeldstärke, desto größer die Fläche unter der Hysteresekurve. Daraus folgt, der Flächeninhalt ist proportional zur benötigten Energie, die beim einmaligen Umfahren der Kurve benötigt wird

#### **magn. Hart und Weich**

Magnetisch weiche Stoffe zeichnen sich durch eine besonders leichte Magnetisierbarkeit aus, das bedeutet, dass sie eine kleineres Koerzitivfeld benötigen um ihre Magnetisierung zu ändern. Anders ist es bei Harten magnetischen Stoffen bei denen die Magnetisierung besonders Schwer ist.





## Ferrite

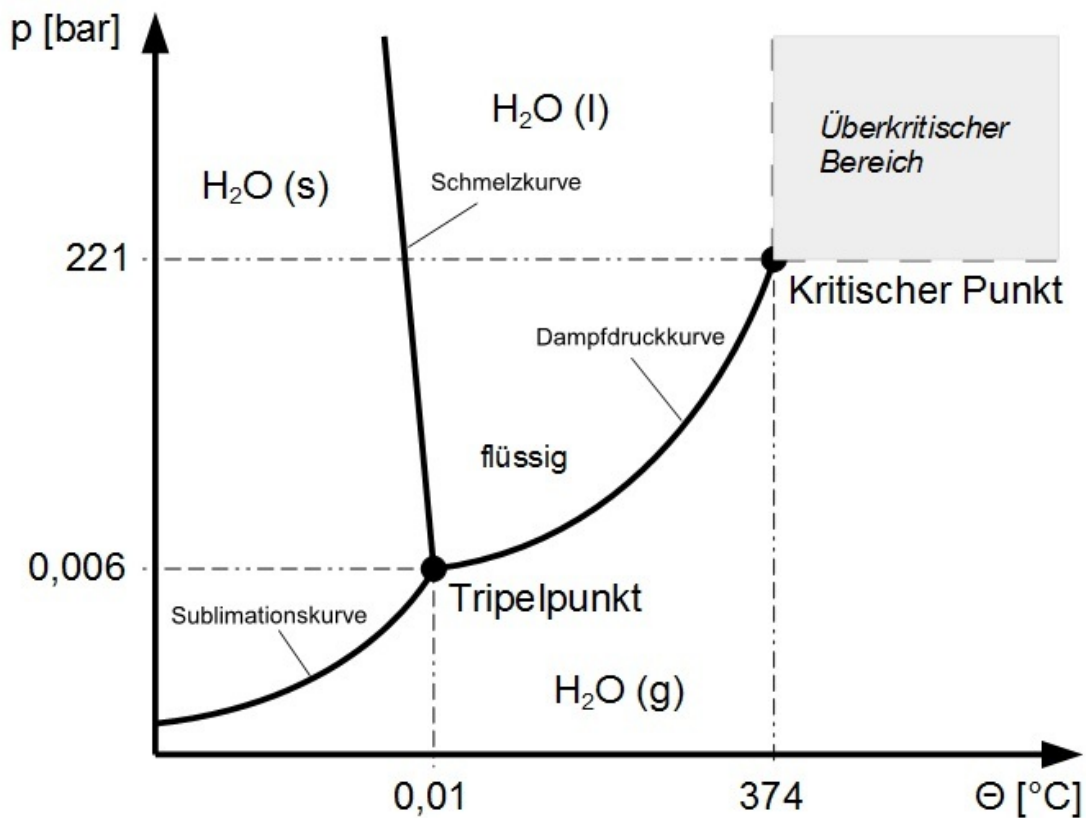
### Temperatureinfluss

Bei steigenden Temperaturen führt die thermische Energie zu Bewegung im Material, wodurch die Ordnung der Dipole gestört wird. Je höher die Temperatur ist, desto schwieriger wird es für die Dipole, ihre Ausrichtung entlang der Feldlinien beizubehalten. Steigt die Temperatur über die sog. Curie Temperatur, verliert das Material gänzlich die Eigenschaft der magnetischen Ausrichtung und wird nichtmagnetisch.

### Phasenübergang

Von Thermodynamischen Phasenübergängen spricht man dann, wenn eine spontane Änderung der Freien Energie  $F$  auftritt. Dabei unterscheidet man zwischen Übergängen erster und zweiter Ordnung. Übergänge erster Ordnung arbeiten mit latenter Wärme, also ohne Temperaturänderung. Dabei tauscht das System eine feste Menge an Energie mit der Umgebung aus.

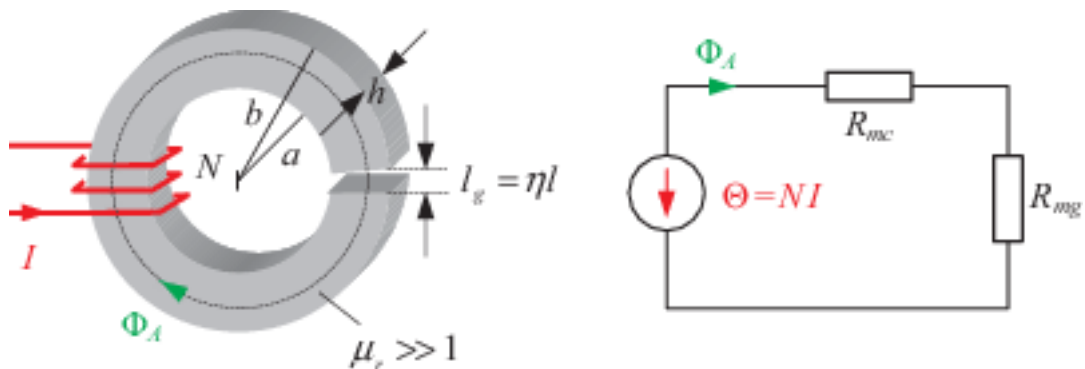
Bei Übergängen zweiter Ordnung ist keine solche Spontanität zu erkennen, sie werden daher auch als kontinuierliche Phasenübergänge bezeichnet. Man definiert einen Phasenübergang  $n$ -ter Ordnung allgemein über die freie Enthalpie  $G$ : sind  $G$  und die ersten  $n - 1$  Ableitungen von  $G$  nach ihren freien Variablen stetig, die  $n$ -ten Ableitungen jedoch unstetig am Phasenübergang, so handelt es sich um einen Übergang  $n$ -ter Ordnung.



## 2.4 Entmagnetisierungsfaktor

### Entmagnetisierung

Entmagnetisierung ist der Vorgang, bei dem das Magnetfeld eines Magneten dauerhaft verschwindet. Die Ursache hierfür können Erschütterungen, Hitze oder - für ferro- bzw ferrimagnetische Materialien - das Koerzitivfeld sein: Bringt man ein solches Material in ein zuerst starkes Wechsel-Magnetfeld, welches aber mit der Zeit abklingt, kann es gezielt entmagnetisiert werden.



### Herleitung Entmagnetisierungsfaktors

Man nimmt an, dass die Lücke des Rings sehr klein ist und die Feldlinien sich homogen fortsetzen. Dann vergleicht man die Erregerfelder mit und ohne Luftspalt. Dies geht, da bei beiden die gleiche Stromstärke verwendet wird.

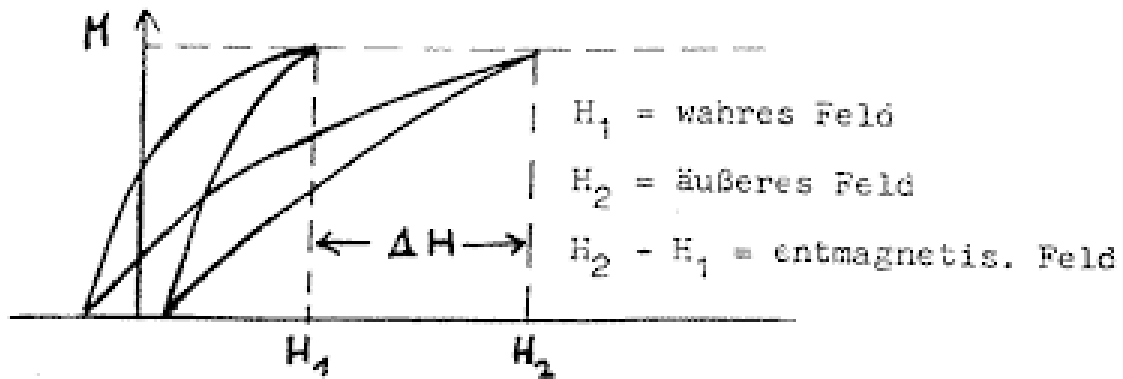
$$H \cdot L = H_R \cdot L_R + H_L \cdot L_L \quad (18)$$

Dabei ist  $L = 2\pi r$  der Umfang des Kerns und  $L_L, L_R$  sind die Länge der Lücke bzw. des restlichen Kerns.  $H_R, H_L$  sind die Erregerfelder im Ring und in der Lücke. Mit den Maxwellgleichungen und dem Stokes'schen Satz folgt:

$$B_R \cdot F = B_L \cdot F \quad (19)$$

hier ist  $F$  die Querschnittsfläche des Rings. Es gilt allgemein:

$$B = \mu_0(H + M) \quad (20)$$



Da Luft als Vakuum genähert werden kann, ist  $M = 0$  in der Lücke. Durch diese Gleichungen ergeben sich für  $H_R$  bzw.  $H_L$ :

$$H_R = H - \frac{L_L}{L} M$$

$$H_L = H + \frac{L_L}{L} M$$

Das entmagnetisierende Feld ist damit:

$$H_e = \frac{L_L}{L} M \quad (21)$$

mit dem Entmagnetisierungsfaktor  $N = \frac{L_L}{L}$

### gescherte Hysteresenkurven

Da bei steigender Spaltbreite das entmagnetisierende Feld  $H_{ent}$  immer größer wird, werden wir das erzeugende Feld  $H_{ohne}$  auch steigern müssen. Wenn man in einem M-H-Diagramm eine Hysterese für einen Ringkern ohne Luftspalt aufnimmt, so ist  $H_E = H_{ohne}$ . Für Hysteresen mit Ringkernen,

die einen Luftspalt besitzen, steigen die  $H_{ohne}$ -Werte, die die gleiche Magnetisierung bzw. das gleiche  $H_E$  erzeugen, immer weiter an, sodass die Hysterese nach rechts geschert wird. Man nennt diese Hysteresen daher auch gescherte Hysteresen.

### Einfluss der Entmagnetisierung auf $\chi$

Die sog. scheinbare Suszeptibilität  $\chi_s$  lässt sich definieren über

$$\chi_s = \frac{M}{H_{ohne}} \quad (22)$$

die wahre Suszeptibilität hingegen lässt sich über das effektive Feld definieren als

$$\chi_w = \frac{M}{H_E} \quad (23)$$

Nutzt man nun die Beziehung zwischen dem effektiven Feld und dem Feld ohne Material

$$H_E = H_{ohne} - N \cdot M \quad (24)$$

folgt damit

$$\frac{M}{\chi_w} = \frac{M}{\chi_s} - N \cdot M \quad (25)$$

$$\chi_s = \frac{\chi_w}{1 + N \cdot \chi_w} \quad (26)$$

### 3 Versuchsaufbau

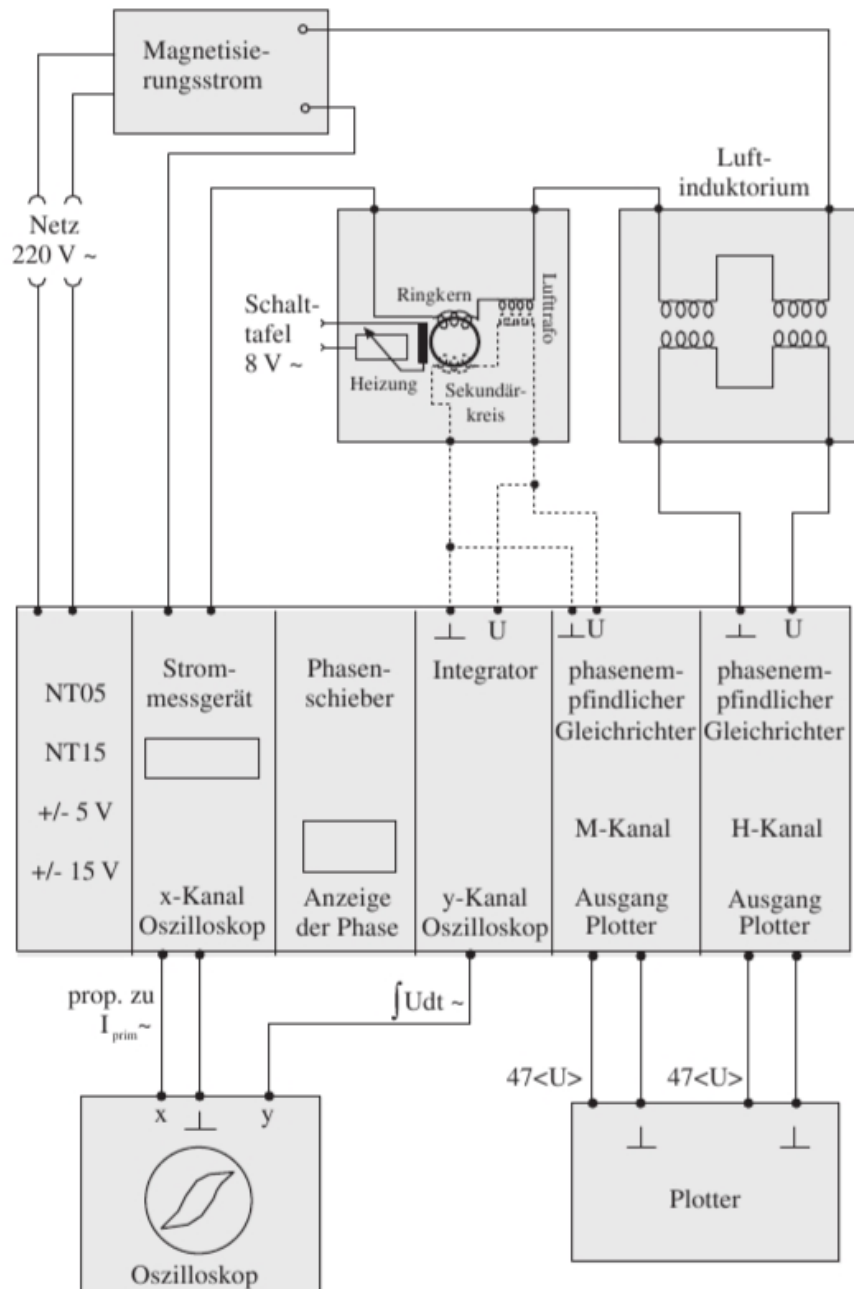


Abbildung 1: Schaltplan des Versuchs

Um in diesem Versuch möglichst viele Parameter variieren zu können werden zwei verschiedene Versuchsaufbauten verwendet.

## Ringkern mit Heizung

Bei diesem Aufbau handelt es sich um einen geschlossenen Ferrit Ringkern mit Heizspule um den Temperaturverlauf aufzeichnen zu können.

Primär- und Sekundärspule haben jeweils  $n = 17$  Windungen, der Ringkern hat einen Querschnitt von  $q = 0,9\text{cm}^2$  und einen Radius von  $r = 1.5\text{cm}$ . Die Heizgeschwindigkeit lässt sich über ein Potentiometer regulieren und mit Hilfe eines Thermoelements messen.

## Ringkern mit Spalt

Um nun im Ringkern einen Spalt zu erzeugen lässt sich dieser Aufbau auseinanderziehen und mit Plättchen variierender Dicke auf vorgegebenen Abständen halten. In diesem Aufbau hatte die Primärspule hingegen  $n_p = 54$  und die Sekundärspule  $n_s = 17$  Windungen

Bei beiden aufbauten wurde, um den Einfluss der Umgebung zu eliminieren, je ein Luftinduktor in Reihe geschaltet. Die Messausgänge der Gesamtschaltung (siehe 3) konnten dabei je nach Messung zwischen den Eingängen des Oszilloskops und der Gleichrichter gewechselt werden.

## 4 Durchführung

Der Versuch besteht aus zwei Versuchsteilen.

### 4.1 Messung am beheizbaren Ringkern

In dem ersten Versuchsteil wird der beheizbare Ringkern angeschlossen. Um die Kenngrößen (Remanenzfeldstärke, Koerzitivfeldstärke, maximale Magnetisierung) des Kerns zu bestimmen, werden Magnetisierungskurven bei verschiedenen maximalen Stromstärken  $I_{max}$  aufgenommen: 3A, 1A, 300mA, 100mA. Um eine gut aufgelöste Magnetisierungskurve aufzuzeichnen, erfolgen die Messungen im freilaufenden Betrieb bei langsamer Geschwindigkeit. Darauf folgend wird die Kommutierungskurve aufgenommen, dies muss im Phase-locked-Betrieb geschehen. Die Phase wird dabei so eingestellt, dass man sich am oberen Umkehrpunkt der Hysteresekurve befindet. Man nimmt zwei Kommutierungskurven auf, einmal wird der Strom von  $I_{max} = 100\text{mA}$  langsam auf 0A runter geregelt und bei der zweiten Kurve von  $I_{max} = 3\text{A}$  auf 0A. In dem letzten Versuchsteil am beheizbaren Ringkern wird der Temperaturverlauf der maximalen Magnetisierung gemessen. Die Phase wird wieder auf die Spitze der Hysteresekurve eingestellt, bei  $I_{max} = 3\text{A}$ .

### 4.2 Messung am Ringkern mit Spalt

Als erstes wird eine Magnetisierungskurve bei 0.94A aufgenommen, um wie im ersten Versuchsteil die Kenngrößen zu bestimmen.

Um den Entmagnetisierungsfaktor zu bestimmen, werden Magnetisierungskurven bei unterschiedlichen Spaltbreiten gemessen. Dafür werden Plättchen mit bekannter Dicke benutzt, um einen exakten Spalt zu erzeugen. Es wird mit der größten Spaltbreite begonnen und der Strom auf den Größtmöglichen ( $\leq 3\text{A}$ ) eingestellt. Mit Hilfe des Oszilloskops kann sicher gestellt werden, dass sich die maximale Magnetisierung der Messungen nicht verändert.

## 5 Auswertung

### 5.1 Kenngrößen des Beheizbaren Ringkern

Zunächst wurde für die Beheizbare Spule mit Ringkern bei Raumtemperatur für verschiedenen Stromstärken je eine Hysteresenkurve aufgenommen um daraus anschließend die Remanenz-, Koerzitivfeldstärke und Maximale Magnetisierung zu bestimmen.

Um die aufgenommen Spannungen der Gleichrichter verwenden zu können mussten diese zunächst in die Entsprechenden Magnetfeldstärken sowie Magnetisierungen umgerechnet werden. Für das Magnetfeld einer Spule gilt

$$H = \frac{n}{2\pi r} \frac{I_m}{U_m} U \quad (27)$$

und nach Formel 2.5 aus der Anleitung für die Magnetisierung

$$M = \frac{U}{47 \cdot 4 \cdot \nu n_s q \mu_0} \quad (28)$$

Mit  $\nu = 50Hz$ .

Anschließend konnten die Kenngrößen aus folgenden Graphen abgelesen werden

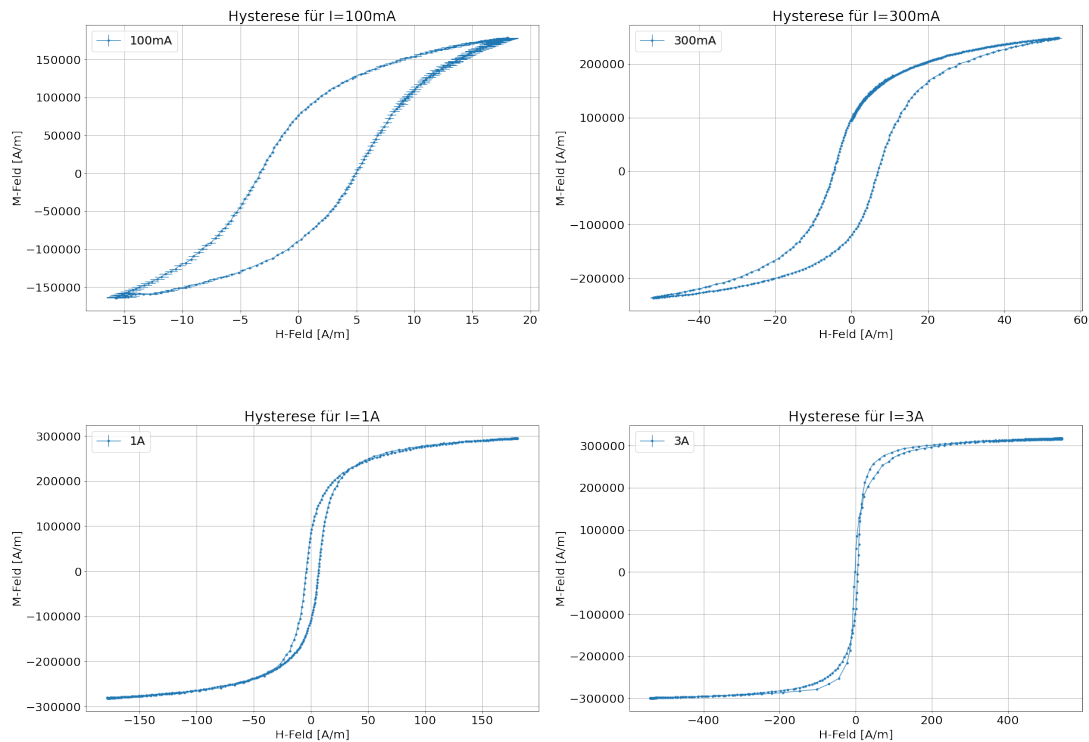


Abbildung 2: Hysteresenkurven bei Stromstärken 100mA,300mA,1A und 3A

Daraus lies sich folgende Tabelle zusammenstellen

Stromstärke [A]	Remanenzfeldstärke [A/m]	Koerzitivfeldstärke [A/m]	maximale Magnetisierung [A/m]
0.1	8.36e4	8.3	17.12e4
0.3	10.66e4	11.33	24.26e4
1	9.5e4	10.99	28.84e4
3	7.15e4	6.86	30.86e4

Tabelle 1: Kenngrößen des beheizbaren Ringkern bei Raumtemperatur

Im allgemeinen entspricht die Tabelle unseren qualitativen Erwartungen, die maximale Magnetisierung steigt mit steigender Stromstärke und sowohl Remanenzfeldstärke als auch Koerzitivfeldstärke bleiben in etwa konstant. Die Fluktuation von sowohl Remanenzfeldstärke als auch Koerzitivfeldstärke wirkt hier jedoch fehl am platz, da diese nicht von der Stromstärke abhängen, was eine Messungenauigkeit impliziert.

## 5.2 Kommutierungskurve und Suszeptibilität

Um die Suszeptibilität des Systems zu bestimmen wurde durch die Variation des Primärspulenstroms jeweils eine Kommutierungskurve für 1 bis 0 A und 3 bis 0 A aufgenommen. Durch fitten des Modells

$$M(H) = A \cdot \exp\left(-\frac{b}{H} + c\right) + d \quad (29)$$

wurden zwei differenzierbare Äquivalente der aufgenommen Messdaten erzeugt um anschließend die Suszeptibilität in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes zu plotten.

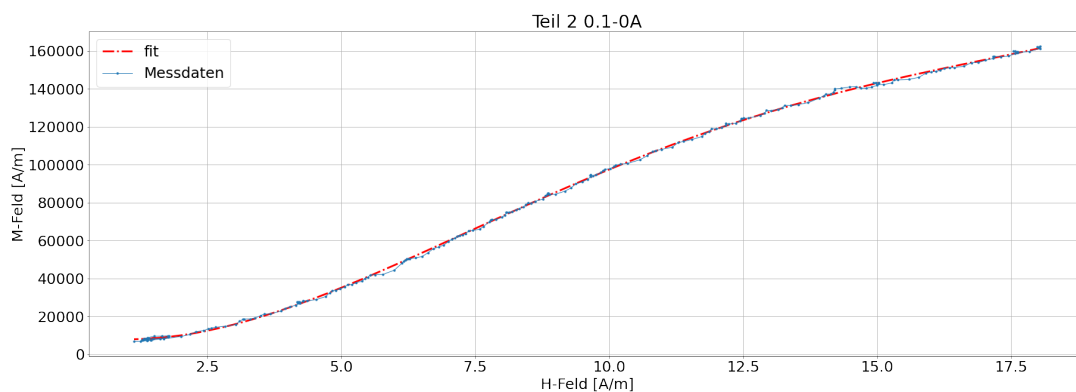


Abbildung 3: Fit der Kommutierungskurve für 0.1 bis 0A

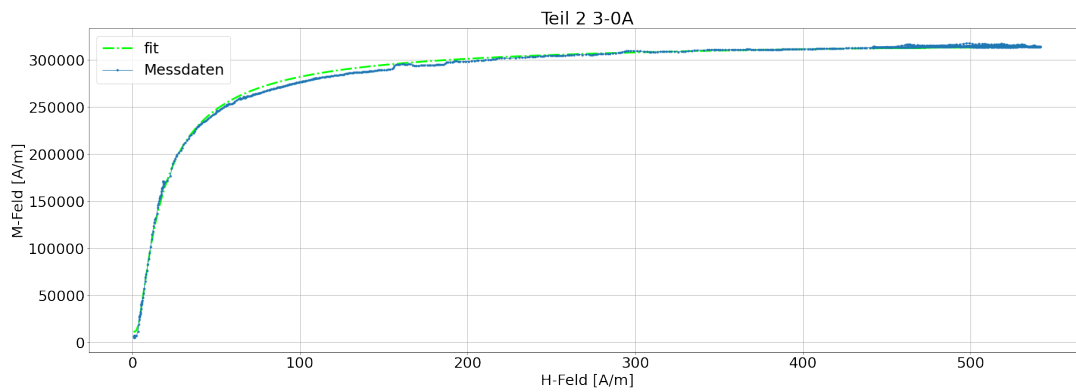


Abbildung 4: Fit der Kommutierungskurve für 3 bis 0A



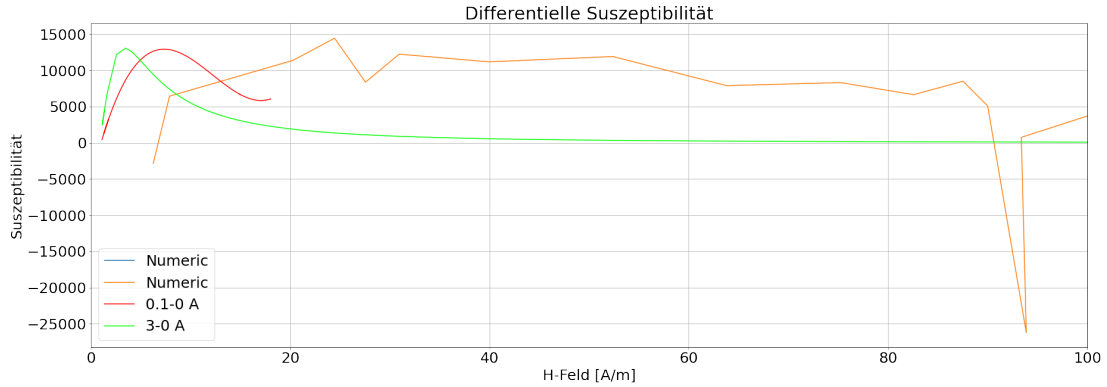


Abbildung 5: Plot der Suszeptibilität für beide Kommutierungskurven

Der Verlauf der differentiellen Suszeptibilität ist für beide Kurven physikalisch sinnvoll, da für beide Kurven ein Verlauf proportional zu  $\frac{1}{H}$  zu erkennen ist ( $\chi \propto \frac{1}{H}$ ).

### 5.3 Temperaturabhängigkeit und Curie Temperatur

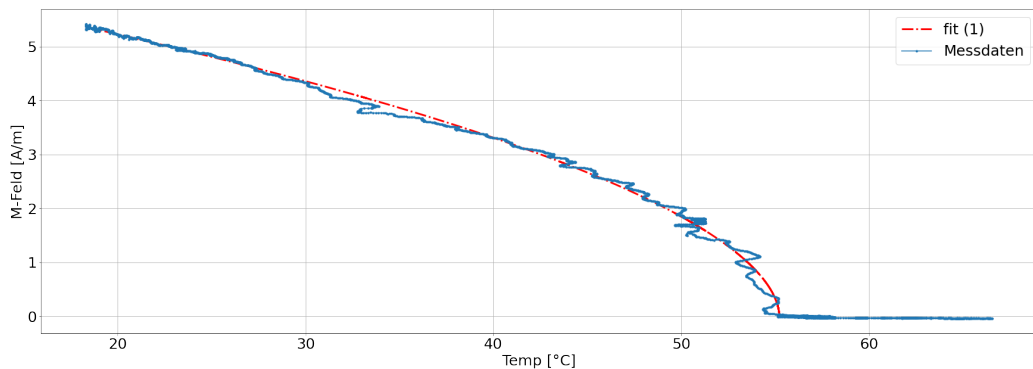


Abbildung 6: Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung

Bei Aufnahme der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung ist deutlich zu Erkennen, dass bei steigenden Temperaturen durch die zunehmende innere Energie auch die Unordnung der internen Dipole zunimmt und somit die Magnetisierung abnimmt. Bei ca. 55°C verfällt die Magnetisierung vollständig. Dort ist die Curie-Temperatur erreicht.

$$T_C = (55 \pm 2)^\circ\text{C}$$

Dieser Wert ist bei uns leider starken Schwankungen unterlegen, da die Temperaturmessung sich teilweise sprunghaft änderte. Durch Auswertung der Rohdaten sind wir auf einen Wert von 55°C gestoßen, bei dem die Magnetisierung erstmals 0  $\frac{A}{m}$  erreichte. Alternativ zur Auswertung durch die Rohdaten wurden hier auch die Funktion

$$M(T) = M_0 * (1 - T/T_c)^b$$

gefitet, wodurch eine kritische Temperatur von 55.23 resultiert.

### 5.4 Ringkern mit Spalt

Für den Ringkern mit Spalt wurde zunächst analog zum ersten Teil der Auswertung eine Hysteresenkurve aufgenommen als Referenz für die folgenden Messungen mit variablen Spaltbreiten. Diese Referenzmessung wurde für  $I=0.94\text{A}$  durchgeführt.

$I = 0.94\text{A}$  ergibt sich aus der Relation  $\frac{17}{54} * 3\text{A}$ , also dem Verhältnis der Windungen beider Spulen. Aus der Analyse des Graphen ergab sich

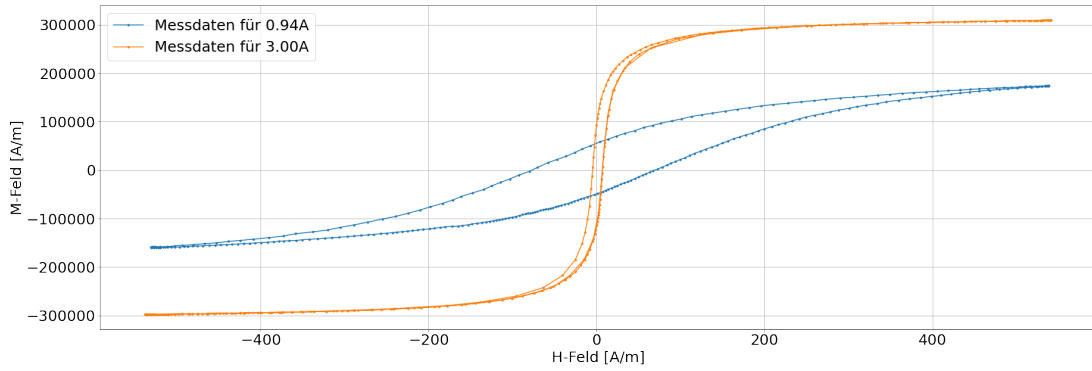


Abbildung 7: Hysteresenkurve für den Ringkern mit Spalt bei 0.94A

Um nun anschließend den Entmagnetisierungsfaktor  $N$  als Funktion der Spaltbreite zu ermitteln wurden Hysteresenkurve bei verschiedenen Spaltbreiten und gleicher Maximalen Magnetisierung aufgenommen.

## 5.5 Entmagnetisierungsfaktor

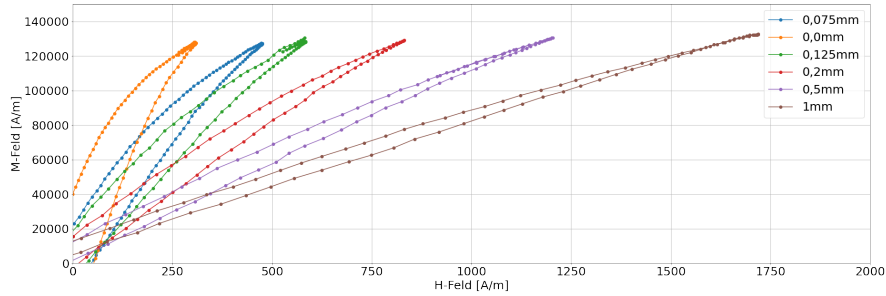


Abbildung 8: Hysteresekurven bei verschiedenen Spaltbreiten

In diesem Versuchsteil sollten nun Magnetisierungskurven bei gleichbleibender maximaler Magnetisierung aufgenommen werden, damit aus den Scherungen der Kurven die Entmagnetisierungsfaktoren bestimmt werden können. Um die Entmagnetisierungsfaktoren berechnen zu können, mitteln wir zunächst über die maximalen Magnetisierungen:

$$\bar{M}_{max} = \sqrt{\frac{1}{6} \sum_{i=0}^6 M_{max,i}} \quad (30)$$

$$\Delta \bar{M}_{max} = \sqrt{\frac{1}{30} \sum_{i=0}^6 (M_{max,i} - \bar{M}_{max})^2} \quad (31)$$

Damit erhalten wir für die mittlere maximale Magnetisierung:  $\bar{M}_{max} = (129,808 \pm 788) \cdot 10^3 \frac{A}{m}$ . Um daraus die Entmagnetisierungsfaktoren zu bestimmen, wird das Entmagnetisierungsfeld  $H_{ent} = H_a - H_i$  verwendet, mit  $H_i$  dem inneren Feld (also bei Spaltbreite  $d = 0$ ). Daraus werden die Entmagnetisierungsfaktoren wie folgt bestimmt:

$$N_e = \frac{H_a - H_i}{\bar{M}_{max}} \quad (32)$$

Um die experimentellen Werte mit den theoretischen bestimmen zu können, müssen diese erst berechnet werden, was folgendermaßen geht:

$$N_t = \frac{L_L}{L} = \frac{d}{\pi R + d} \quad (33)$$

d [mm]	$N_e$	$N_t$
0.0	0.0	0.0
0.075	0.0004	0.0016
0.125	0.0007	0.0026
0.2	0.0013	0.0042
0.5	0.0022	0.0105
1.0	0.0034	0.0208

Tabelle 2: Experimentelle und theoretische Werte für die Entmagnetisierungsfaktoren

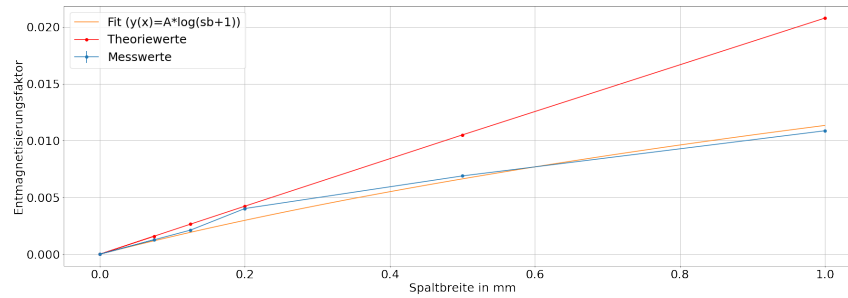


Abbildung 9: Entmagnetisierungsfaktoren aufgetragen gegen Spaltbreiten

In Abbildung 9 und Tabelle 2 kann man erkennen, dass unsere Messwerte von der Größenordnung gut passen, jedoch von den berechneten Theoriewerten abweichen. Der Verlauf der Messwerte ist eher logarithmisch, als linear. Die Abweichungen könnten auf fehlerhafte Annahmen zurückzuführen sein. Wir haben beispielsweise das Material im Spalt, als Vakuum genährt, wobei es sich jedoch um Kunststoff handelt. Außerdem haben wir angenommen, dass das Feld im Inneren des Spaltes homogen weiterlaufen würde, was auch nicht der Fall ist.

Alles in allem passen die Messwerte in diesem Versuchsteil aber sehr gut.