

PROTOKOLL

Werkstoffe

Übung 1: Magnetika

Name: Philipp Hanser Matr.Nr: 11775264

Name: Florian Strebl Matr.Nr: 11712190

Name: Alexander Seiler Matr.Nr: 11771276

Datum: 02.05.2019

Gruppe: Gr. 15

Betreuer: Univ.Lektor Dipl.-Ing. Martin Evanzin

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	Magnetische Grundgrößen	1
1.1.1	Durchflutung Θ	1
1.1.2	Magnetische Feldstärke H	1
1.1.3	Magnetische Fluss Φ	2
1.1.4	Magnetische Flussdicht B	2
1.1.5	Magnetische Polarisation I , Magnetisierung M	2
1.1.6	Permeabilität μ	3
1.1.7	Suzeptibilität χ	3
1.1.8	Magnetischer Widerstand R_m	4
1.2	Magnetische Stoffeigenschaften	4
1.2.1	Diamagnetismus	4
1.2.2	Paramagnetismus	4
1.2.3	Ferromagnetismus	5
1.3	Der magnetische Grundkreis	6
1.4	Magnetische Erscheinungen	7
1.4.1	Induktionsgesetz	7
1.4.2	Lorentzkraft	8
1.4.3	Hystereseschleife	8
2	Messung an unlegiertem Einsatzstahl	11
2.1	Messobjekt	11

2.2	Aufnahme der Hystereseschleife	12
2.2.1	Übungsaufbau	12
2.2.2	Durchführung	13
2.2.3	Auswertung	15
2.3	Aufnahme der Permeabilitätskurve	18
2.3.1	Durchführung	18
2.3.2	Auswertung	20
2.4	Entmagnetisierung	20
2.4.1	Durchführung	20
2.4.2	Auswertung	22
2.5	Neukurve	22
2.5.1	Durchführung	22
2.5.2	Auswertung	22
3	Übung am Elektromagnet	25
3.1	Übungsaufbau	25
3.2	Übungsdurchführung: Metallscheiben im Magnetfeld	25
3.2.1	Beobachtung	25
3.2.2	Erklärung	26
3.2.3	Relevante Parameter	27
3.2.4	Experiment mit geschlitzten Scheiben	27
3.2.5	Versuch mit 5-Cent Münze	28
3.2.6	Erklärung zu der 5-Cent Münze	28
3.2.7	Versuch mit Aluminium Platte	28
3.3	Eisenblech im Magnetfeld	29
3.3.1	Aufbau	29
3.3.2	Verhalten der verschiedenen Proben	30
	Rundes Weißblech	30
	Quadratisches Weißblech	30
	Rechteckiges Weißblech	30

	Rundes Trafoblech	30
3.3.3	Drehen der Proben	30
	Rundes Weißblech	30
	Quadratisches Weißblech	30
	Rechteckiges Weißblech	31
	Rundes Trafoblech	31
3.3.4	Erklärung	31
3.4	Diamagnetische Stoffe	32
3.4.1	Durchführung	32
3.4.2	Auswertung	33
3.5	Magnetfeldmessung	34
3.5.1	Durchführung	34
3.5.2	Auswertung	34
3.6	Lorentzkraft am Stromdurchflossenen Leiter	37
3.6.1	Durchführung	37
3.6.2	Auswertung	37

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Magnetische Grundgrößen

1.1.1 Durchflutung Θ

Laut dem Durchflutungssatz ist die magnetische Umlaufspannung $V(\partial A) = I(A)$ gleich der rechtswendig umfassten Durchflutung Θ .

In der Laborübung ist der Rand der Fläche (∂A) der mittlere Umfang der Spule. Der Strom $I(A)$ der durch die Fläche tritt ist der Spulenstrom, wobei dieser für N Windungen, N mal durch die Fläche tritt. Es gilt

$$\Theta = N \cdot I \quad (1.1)$$

$$[\Theta] = [A] \quad (1.2)$$

1.1.2 Magnetische Feldstärke H

Die magnetische Feldstärke ist der lokale Repräsentant der Durchflutung. Sie gilt als die längenbezogene magnetische Spannung

$$H = \frac{\Theta}{l} \quad (1.3)$$

$$[H] = \left[\frac{A}{m}\right] \quad (1.4)$$

Wobei l für die Länge des Flächenrandes (∂A) gilt.

1.1.3 Magnetische Fluss Φ

Vom Satz des magnetischen Hüllenflusses geht hervor, dass ein durch die geschlossene Oberfläche eines Raumteiles eintretender Fluss, gleich dem austretenden entspricht. Das heißt der magnetische Fluss ist vom Verhalten ähnlich dem elektrischen Strom, wegen seiner gleichartigen Eigenschaften (Satz der Erhaltung der elektrischen Ladung). Der Unterschied besteht darin, dass es beim Fluss zu keinem Materietransport (Ladungsträger) kommt. Er berechnet sich mittels seines lokalen Repräsentanten, der magnetischen Flussdichte B .

$$\Phi = \int_A B \cdot dA \quad (1.5)$$

$$[\Phi] = [Vs] = [Wb] \quad (1.6)$$

1.1.4 Magnetische Flussdichte B

Die magnetische Flussdichte beschreibt die Flussverteilung im Raum. Sie ist über die Permeabilität μ mit der magnetischen Feldstärke verknüpft. Im allgemeinen Fall gilt

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (1.7)$$

$$[B] = \left[\frac{Vs}{m^2} \right] = [T] \quad (1.8)$$

Ist nun die Flussdichte auch abhängig von der Ausrichtung der magnetischen Momente so gilt

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.9)$$

1.1.5 Magnetische Polarisation I , Magnetisierung M

Die Magnetisierung und die magnetische Polarisation bezeichnen die gleiche physikalische Größe, etwa das Maß der Ausrichtung der magnetischen

Momente im Material. Die beiden Größen I und M hängen über die Konstante μ_0 zusammen:

$$\vec{I} = \mu_0 \cdot \vec{M} \quad (1.10)$$

$$[I] = [T], [M] = \left[\frac{A}{m}\right] \quad (1.11)$$

1.1.6 Permeabilität μ

Die Permeabilität zeigt den proportionalen Zusammenhang zwischen magnetischer Flussdichte und Feldstärke. Sie setzt sich aus der magnetischen Feldkonstante sowie der einheitenlosen, materialabhängigen relativen Permeabilität zusammen.

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (1.12)$$

$$[\mu_0] = \left[\frac{Vs}{Am}\right], [\mu_r] = [1] \quad (1.13)$$

Bei para- und diamagnetischen Werkstoffen kann diese meist als konstant angesehen werden. Anders ist dies bei ferromagnetischen Stoffen, wobei die Magnetisierung von der Vorgeschichte des Materials abhängt.

1.1.7 Suzeptibilität χ

Die Suszeptibilität spiegelt den reinen Materialeinfluss ohne die Permeabilität des leeren Raumes wieder:

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (1.14)$$

$$[\chi] = [1] \quad (1.15)$$

Bei dia- und paramagnetischen Stoffen weicht die relative Permeabilität nur so geringfügig von 1 ab, sodass aus schreibtechnischer Bequemlichkeit die Suszeptibilität benutzt wird.

1.1.8 Magnetischer Widerstand R_m

Der magnetische Widerstand gibt das Verhältnis zwischen Fluss und Durchflutung an.

$$R_m = \frac{\Theta}{\Phi} \quad (1.16)$$

$$[R_m] = \left[\frac{A}{Vs} \right] \quad (1.17)$$

Der magnetische Widerstand ist abhängig vom Material und der Geometrie des Objektes. Bei ferromagnetischen Materialien ist er auch von der Vorgeschichte der Magnetisierung abhängig.

1.2 Magnetische Stoffeigenschaften

1.2.1 Diamagnetismus

Die Atome diamagnetischer Stoffe haben eine aufgefüllte Elektronenschale, die Summe der Drehimpulsvektoren verschwindet, und somit ist ohne Einwirkung eines Fremdfeldes kein eigenes, resultierendes magnetisches Moment vorhanden. Bringt man nun eine diamagnetische Substanz in ein magnetisches Feld, so induziert dieses in den Elektronenhüllen der Atome einen Strom, dessen Magnetfeld dem äußeren entgegengerichtet ist. Diamagnetismus führt so zu einer Abschwächung des Magnetfeldes in der Substanz. In Materialien deren Atome, Ionen oder Moleküle keine ungepaarten Elektronen besitzen, ist Diamagnetismus die einzige Form von Magnetismus. Hier ist die Suszeptibilität daher negativ und bis zu einer kritischen Temperatur von dieser unabhängig.

1.2.2 Paramagnetismus

Der Paramagnetismus ist eine schwache bis mittlere Form des Magnetismus, bei dem die Magnetisierung parallel zum angelegten Feld orientiert

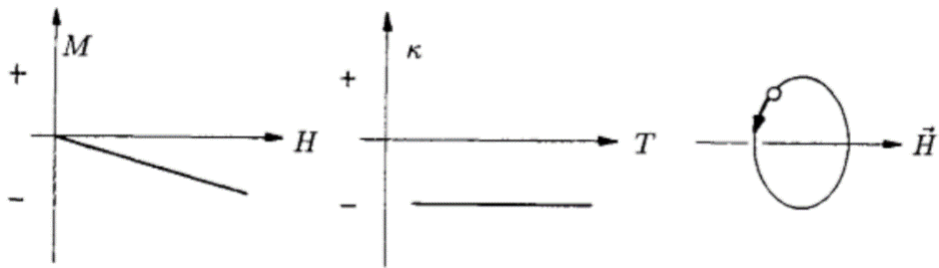


Abb. 1.1: Kennlinien des Diamagnetismus

ist. Die Magnetisierung M ist proportional zur Feldstärke H , die Suszeptibilität ist positiv. Die Suszeptibilität erweist sich umgekehrt proportional zur Temperatur. Die Atome tragen ein permanentes magnetisches Moment. Durch das angelegte Feld werden diese permanenten Dipole gegen die Wirkung der Temperaturbewegung teilweise parallel ausgerichtet.

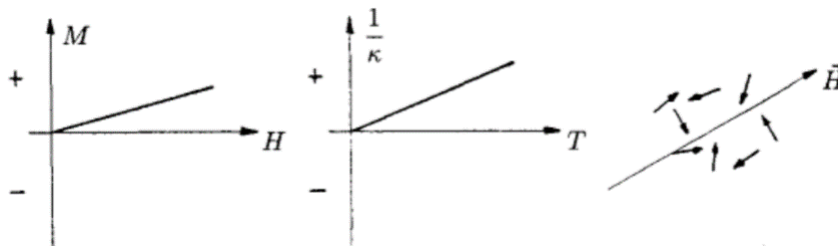


Abb. 1.2: Kennlinien des Paramagnetismus

1.2.3 Ferromagnetismus

Die bedeutendste Art des Magnetismus ist der Ferromagnetismus. Die entstehende Magnetisierung M ist parallel zur angelegten Feldstärke H . Es handelt sich um eine Sättigungsmagnetisierung und daher weist sie schon bei kleinsten Feldstärken sehr hohe Werte auf. Die Suszeptibilität ist positiv und kann Beträge von $K = 10^5$ annehmen. Der Ferromagnetismus ist ein temperaturabhängiges Phänomen. Die Sättigungsmagnetisierung nimmt mit steigender Temperatur ab, bis sie schließlich bei der Curie

Temperatur praktisch verschwindet und Werte einer paramagnetischen Magnetisierung annimmt.

Beim Ferromagnetismus sind die magnetischen Momente einzelner Teilchen nicht unabhängig voneinander, sondern richten sich spontan parallel aus. Die Kopplung der magnetischen Momente erstreckt sich aber nicht über das ganze Material, es ist auf kleine Bereiche, die sogenannten Weiss'schen Bezirken, beschränkt. Die Ausrichtung dieser ist statistisch verteilt, sodass der Gesamtkörper unmagnetisch erscheint. Beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes richten sich die Weiss'schen Bezirke gleichnamig aus. Diese Gleichrichtung bleibt auch nach Entfernen des äußeren Feldes erhalten, man erhält eine permanente Magnetisierung. Die Magnetisierung kann man durch Erhitzen jenseits der Curie-Temperatur oder mechanischer Erschütterung aufgehoben werden.

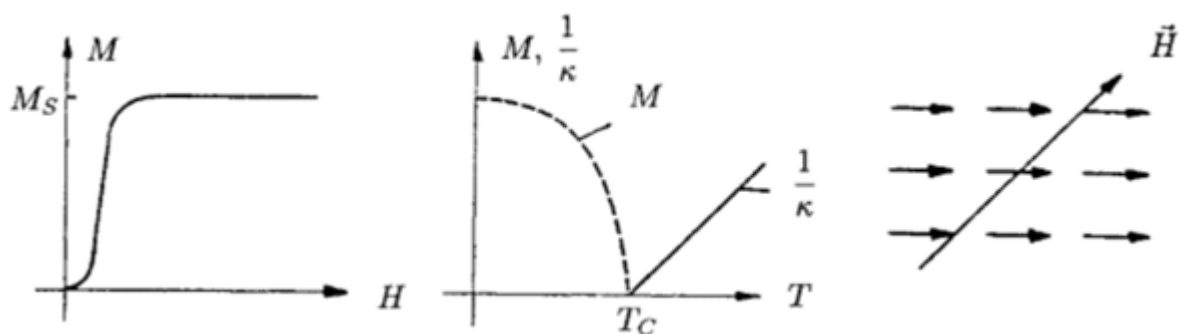


Abb. 1.3: Kennlinien des Ferromagnetismus

1.3 Der magnetische Grundkreis

Abbildung Abb. 1.4 zeigt einen magnetische Grundkreis. Er besteht aus einem hochpermeablen Material, welcher einen geringen magnetischen Spannungsabfall aufweist und einen Luftspalt, an welchen der Großteil der Leistung des magnetischen Kreises verrichtet wird. Der magnetische

Widerstand in der Luft ist um ein Vielfaches größer als in Materialien mit einer hohen Permeabilität. Diese Unterschiede ermöglichen die Einstellung großer Flussdichten und folglich einer dementsprechenden Feldstärke an gewünschten Orten.

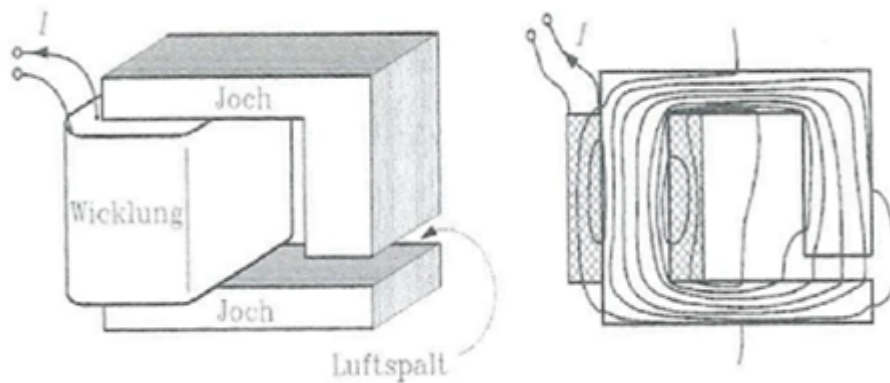


Abb. 1.4: Magnetischer Grundkreis mit Luftspalt

1.4 Magnetische Erscheinungen

1.4.1 Induktionsgesetz

Induktionsgesetz: Die elektrische Umlaufspannung entspricht der Abnahmerate des rechtswendig umfassten magnetischen Flusses.

$$U = -N \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.18)$$

Anders ausgedrückt ist die Spannung entlang des Randes einer Fläche gleich der zeitlichen Änderungsrate des magnetischen Flusses, der durch die Fläche tritt. Bei einer Leiterschleife mit N Windungen wird die Fläche n-mal durchtreten.

1.4.2 Lorentzkraft

In einem magnetischen bzw. elektrischen Feld beträgt der Kraftvektor \vec{F} auf eine Ladung

$$\vec{F} = Q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.19)$$

Der elektrische Strom ist ein Repräsentant für bewegte Ladungsträger mit der Geschwindigkeit v . Wenn man sich aus der Richtung von v in Richtung von B bewegt und diese Bewegung im Sinne einer Rechtschraube ein weiteres Mal fortführt, gelangt man zu der Richtung des Kraftvektor \vec{F} . Abbildung Abb. 1.5 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

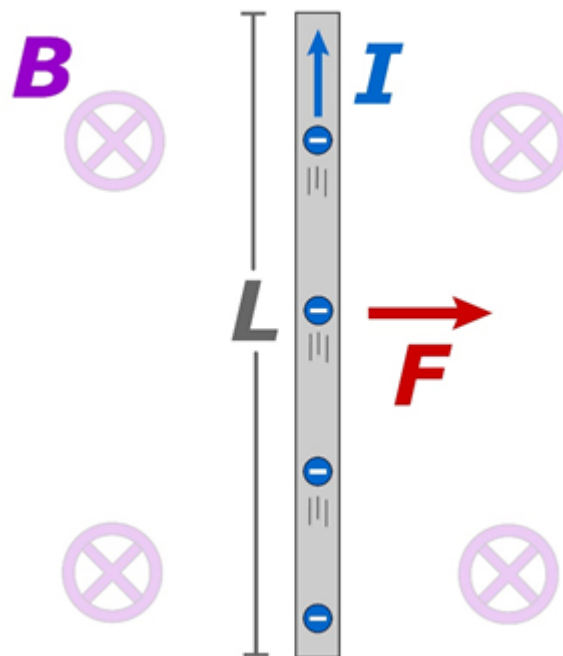


Abb. 1.5: Kraftentwicklung auf einen stromdurchflossenen Leiter im Magnetfeld

1.4.3 Hystereseschleife

Die Hysterese im Gebiet des Ferromagnetismus beschreibt den Zusammenhang zwischen der in einem ferromagnetischen Stoff vorhandenen Feldstärke zu der sich einstellenden Flussdichte bzw. Magnetisierung. Hyste-

rese beschreibt im Allgemeinen, dass eine veränderliche Ausgangsgröße nicht allein von der Eingangsgröße abhängig ist, hier spielt die Vorgeschichte des Materials eine tragende Rolle.

Demnach ist nach Anlegen eines Feldes bei einem völlig entmagnetisieren ferromagnetischem Material eine wahrnehmbare Änderung vom Verlauf der $M(H)$ bzw. $B(H)$ Charakteristik gegenüber einem bereits vormagnetisierten Stoff bemerkbar. Abbildung Abb. 1.6 zeigt dieses Phänomen. Man nennt die Kennlinie beim Magnetisieren eines entmagnetisierten Stoffes Neukurve. Diese besitzt für kleine Feldstärken einen praktisch linear ansteigenden Teil, welcher aufgrund reversibler Wandverschiebungen entsteht. Wird die Feldstärke erhöht, so zeigt der Kurvenverlauf einen durch irreversiblen Wandverschiebungen ausgelöst, stark ansteigenden Teil. Infolge magnetischer Sättigung des Materials, vorausgesetzt die erforderliche Feldstärke wird erreicht, flacht der Verlauf stark ab. Reduziert man nun die Feldstärke auf null, so wird ein gewisser Anteil der Magnetisierung beibehalten, dieser Punkt wird als Remanenz bezeichnet.

Wird der Stoff nun mit einem, ungefähr in derselben Größenordnung gegensinnigen Feld beaufschlagt, dreht dieser Prozess die Magnetisierungsrichtung um. Hierbei wird ein markanter Punkt der Feldstärke durchquert, bei dem sich die Magnetisierung des Materials kurzzeitig verflüchtigt, die sogenannte Koerzitivfeldstärke. Der Stoff bleibt bei Wiederholung letzterer Schritte bis auf weiteres magnetisiert und weist analoges Verhalten auf.

In der Praxis kann aber mithilfe der Hysteresekarakteristik ein ferromagnetischer Stoff durch ein sukzessive abnehmendes, magnetisches Wechselfeld entmagnetisiert werden.



Abb. 1.6: Hystereseschleife eines ferromagnetischen Materials mit Neukurve

2 Messung an unlegiertem Einsatzstahl

Im Rahmen dieser Messungen soll das magnetische Verhalten des Messobjekt untersucht und dargestellt werden.

2.1 Messobjekt

- Wicklung W_1 : 730 Wdg.
- Wicklung W_2 : 749 Wdg.
- Wicklung W_3 : 732 Wdg.
- Wicklung W_4 : 731 Wdg.
- Kernaußendurchmesser d_a : 183 mm
- Kerninnendurchmesser d_i : 153 mm
- Breite b : 15 mm
- Höhe h : 15 mm
- Wirksamer Querschnitt A_w : 225 mm²
- Mittlere Eisenlänge l_m : 528 mm

2.2 Aufnahme der Hystereseschleife

2.2.1 Übungsaufbau

Zum Aufnehmen der Hystereseschleife wird folgende Schaltung verwendet (Abb. 2.1)

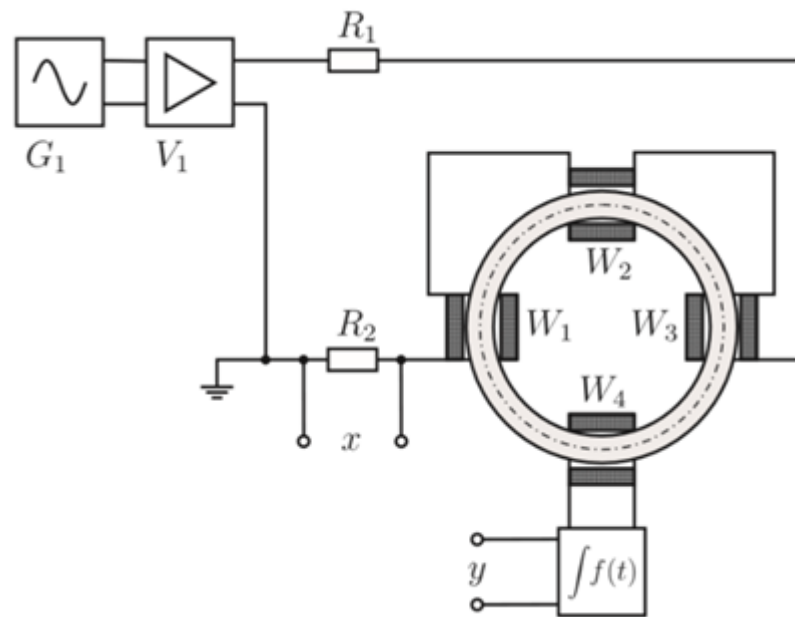


Abb. 2.1: Messaufbau

Die Windungszahlen des Messobjekts sind dem Kapitel 2.1 zu entnehmen. Alle anderen Bauelemente haben folgende Werte:

- G_1 : 10 V_{pp}, Dreieck
- V_1 : 1x
- R_1 : 4,7 Ω
- R_2 : 1 Ω
- Integriatorelement: $\tau = 100$ ms

Die Übertragung der Spannung an der Messspule über den Integrator wird mit folgender Formel beschrieben.

$$y = -\frac{1}{\tau} \int U_4 \cdot dt \quad (2.1)$$

2.2.2 Durchführung

Die Hystereseschleife wird mit variabler Frequenz aufgenommen. Um von den Messwerten x und y auf die Werte für Flussdichte B und magnetischer Feldstärke H zu kommen, muss man folgenden Zusammenhang beachten.

$$U_i = -\dot{\Phi}_v = -N_i \cdot A \cdot \dot{B} \quad (2.2)$$

Daraus lässt sich die Flussdichte mit folgender Formel B berechnen.

$$B = y \cdot \frac{\tau}{N_4 \cdot A_w} \quad (2.3)$$

Für die magnetische Feldstärke benutzt man folgende Formel.

$$I = \frac{U_{R_2}}{R_2} \quad (2.4)$$

$$H = \frac{\Theta}{l_m} = I \cdot \frac{N_1 + N_2 + N_3}{l_m} \quad (2.5)$$

Die B-H-Kennlinie wird zu Beginn mit der Frequenz 100 mHz aufgenommen (Abb. 2.2). Anschließend werden Messungen mit 50 mHz, 200 - 900 mHz, 1 Hz, 3 Hz, 5 Hz sowie 10 Hz. Die Messergebnisse sind in den folgenden Abbildungen zu sehen. 50 - 500 mHz (Abb. 2.3) und 0,6 - 10 Hz (Abb. 2.4).

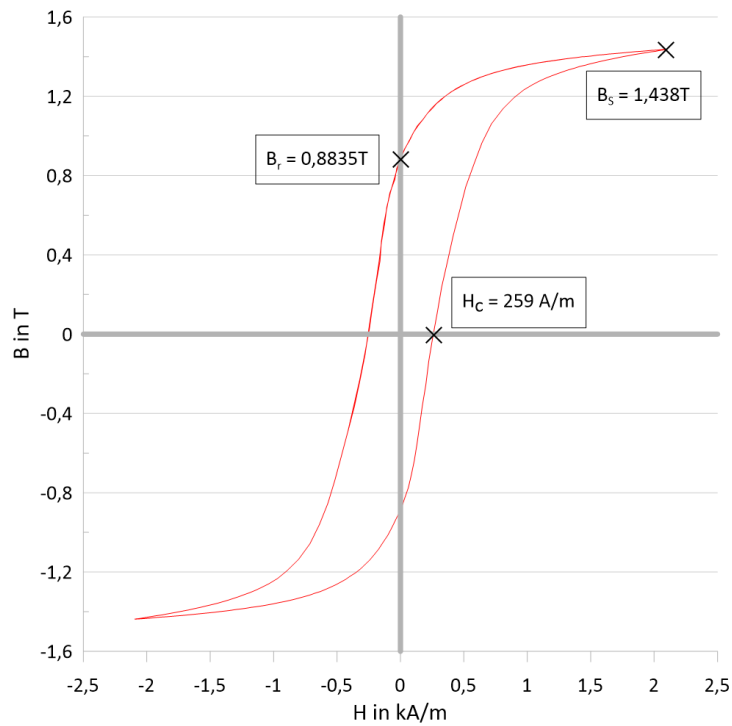


Abb. 2.2: Magnetisierungskurve bei 100 mHz

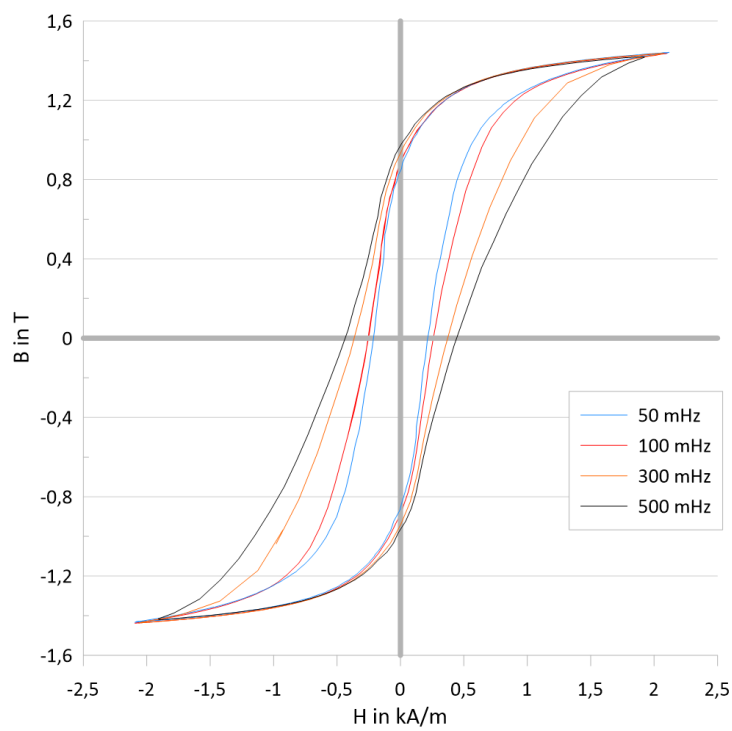


Abb. 2.3: Magnetisierungskurve bei 50 - 500 mHz

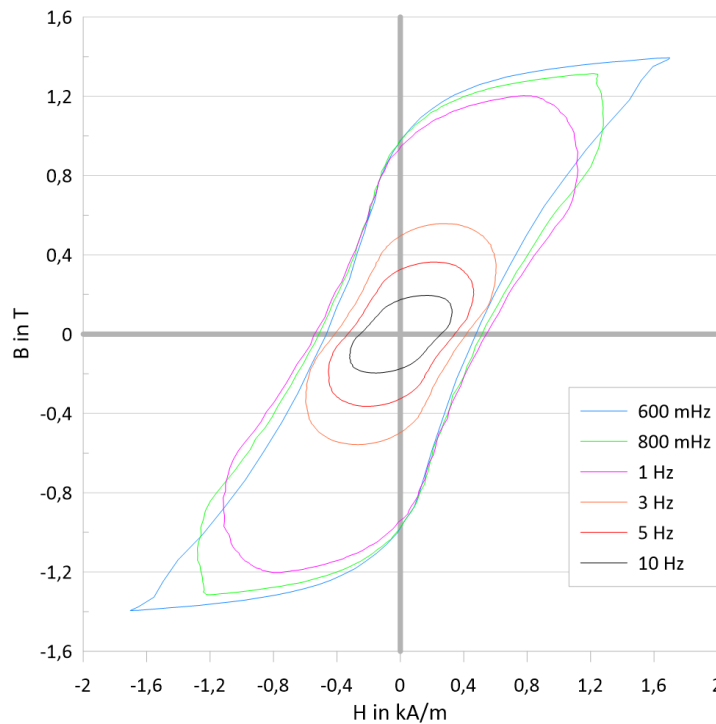


Abb. 2.4: Magnetisierungskurve bei 0,6 - 10 Hz

2.2.3 Auswertung

Bereits ab einer Frequenz von 600 mHz wird der Unterschied zu dem Schleifenverlauf bei 100 mHz deutlich. Der Sättigungsbereich wird nur mehr partiell erreicht und ab 1 Hz wird dieser überhaupt nicht mehr erreicht (Abb. 2.4). Des Weiteren steigt H_c mit steigender Frequenz bis 1 Hz an. Noch höhere Frequenzen führen zu einer Stauchung der Kennlinie in beiden Achsenrichtungen.

Das Messobjekt, ein ungeblechter Einsatzstahl, ist günstig für die Ausbildung von Wirbelströmen. Deren Verlust nimmt mit steigender Frequenz quadratisch zu und dies spiegelt sich in der breiter werdenden Hysterese wieder.

Des Weiteren weicht der Stromverlauf mit steigender Frequenz immer

stärker von der Dreiecksform ab und nimmt einen sinusähnlichen Verlauf an. Der Grund dafür ist die limitierte Leistungsabgabe des Funktionsgenerators. Reduziert man die Frequenz, hat der Generator länger Zeit, um denselben Energiebedarf zu decken. Die mittlere Leistungsanforderung sinkt und der Stromverlauf wird linearisiert.

Die bei Weitem kleineren Magnetisierungskurven ab 3 Hz lassen sich durch die Impedanzen der Spulen erklären. Eine Frequenzverdopplung bewirkt bei gleicher Spannung eine Halbierung der Stromstärke.

Durch die rasche Umpolung vor dem Erreichen der Sättigung, sowie auftretende Wirbelstromverluste, nimmt die Kennlinie einen ovalen Verlauf an.

Hierbei ist zu beachten, dass die Ummagnetisierungsverluste nicht ausschließlich durch die eingeschlossene Kurvenfläche gegeben sind, sondern auch die Frequenz eine Rolle spielt. Zum Beispiel sind die Flächen bei 50 mHz und 100 mHz annähernd deckungsgleich, jedoch wird im selben Zeitintervall bei 100 mHz die Kurve zweimal durchlaufen. Dies bedeutet doppelte Verluste.

In Abb. 2.2 ist die Magnetisierungskurve bei 100 mHz zu sehen. Diese weist folgende Kennwerte auf:

- $B_t = 0,8835 \text{ T}$
- $B_S = 1,438 \text{ T}$
- $H_C = 259 \text{ A/m}$

Die maximale Stromstärke beträgt 0,5 A. Durch den annähernd linearen Verlauf und der geringen Steigung der Magnetisierungskurve, ist es anzunehmen, dass sich der Kern dabei in Sättigung befindet.

Wäre kein Eisenkern im Magnetkreis vorhanden, so gäbe es keine geziel-

te Führung des magnetischen Flusses von Spule zu Spule. Vernachlässigt man jedoch jegliche Streuflüsse und nimmt darüber hinaus an, der Fluss folge annähernd dem Eisenkernverlauf, so ergibt sich die maximal mögliche Flussdichte für 100 mHz und $\mu_r(\text{Luft}) = 1$ zu:

$$B_{\max} = \mu_0 \cdot H_{\max} = 0,0026 \text{ T} \quad (2.6)$$

Die volumenspezifischen Verluste setzen sich aus Ummagnetisierungsverlusten und Wirbelstromverlusten zusammen. Die Ummagnetisierungsverluste sind proportional der eingeschlossenen Fläche der Hystereseschleife, sowie der Frequenz. Bei einem punktsymmetrischen Hystereseverlauf ergibt dies:

$$p_{\text{hys}} = 2 \cdot f \cdot \left(\int_{-B_r}^{B_{\max}} H \cdot dB_{\text{auf}} - \int_{B_r}^{B_{\max}} H \cdot dB_{\text{um}} \right) \quad (2.7)$$

Dabei stellt B_{auf} den Aufmagnetisierungsverlauf der Flussdicht und B_{um} den Ummagnetisierungsverlauf dar. Eine präzise Methode, die Hystereseverluste zu berechnen, wäre das Bilden von Rechtecken mithilfe der gemessenen Datenpunkte und deren Summierung - in anderen Worten, der manuelle Prozess der Integration. Näherungsweise lässt sich die Fläche im ersten Quadranten allerdings auch als $H_c \cdot B_{\max}$ darstellen. Die Fläche im vierten Quadranten lässt sich unter Annahme einer Dreiecksform mit $\frac{H_c \cdot B_r}{2}$ zusammenfassen. Nimmt man wiederum die Symmetrie der Hysteresse vorweg, so lassen sich die spezifischen Ummagnetisierungsverluste durch

$$p_{\text{hys}} = 2 \cdot f \cdot \left(H_c \cdot B_{\max} + \frac{H_c \cdot B_r}{2} \right) \quad (2.8)$$

bilden. Für $f = 100 \text{ mHz}$, $H_c = 259 \text{ A/m}$, $B_{\max} = 1,438 \text{ T}$ und $B_r = 0,8835 \text{ T}$ ist

$$p_{\text{hys}} = 96,59 \frac{\text{W}}{\text{m}^3} \quad (2.9)$$

Die volumenspezifischen Wirbelstromverluste sind bei niedrigen Frequenzen allgemein für einen, mit dünnen Blechen lamellierten, Kern durch

$$p_w = \frac{\pi^2}{6} f^2 B_{\max}^2 a^2 \sigma \quad (2.10)$$

gegeben. Dabei gibt a die dünnere der beiden, zum magnetischen Fluss normal liegenden, Seiten des Blechs an. Die spezifische Leitfähigkeit des Blechs wird mit σ bezeichnet. Der vorliegende ungeblechte magnetische Kreis dient als ein einzelnes Blech mit der Seitenlänge $b = 15 \text{ mm}$. Nimmt man nun für $\sigma = 10^7 \text{ S/m}$ als Leitfähigkeit von Eisen, so ergeben sich die Wirbelstromverluste zu

$$p_w = 76,53 \frac{W}{m^3} \quad (2.11)$$

Also haben bereits bei 100 mHz die Wirbelstromverluste fast denselben Betrag wie die Ummagnetisierungsverluste! Streng genommen sind die reinen Hystereseverluste sogar etwas geringer, da ja Wirbelströme einen Einfluss auf die Messung der Hysteresewerte haben.

2.3 Aufnahme der Permeabilitätskurve

2.3.1 Durchführung

Der Übungsaufbau für die Bestimmung der relativen Permeabilität ist wie die Schaltung zur Magnetisierungskurvenmessung jedoch ohne Integrator. Die Spannung wird direkt an der Spule 4 gemessen. Die restlichen Werte sind ident und die Frequenz wird auf 100 mHz eingestellt.

Die Messung an der Spule ergibt in diesem Fall

$$U = -N_4 \cdot A_w \cdot \frac{dB}{dt} \quad (2.12)$$

Und lässt sich über die Zusammenhänge

$$k = \frac{dH}{dt} = \frac{dI}{dt} \frac{N_1 + N_2 + N_3}{l_m} = I_{\max} \cdot \frac{4f(N_1 + N_2 + N_3)}{l_m} \quad (2.13)$$

$$\mu_{\text{diff}} = \frac{dB}{dH} = \frac{dB}{dt} \frac{1}{k} \quad (2.14)$$

Mit der Permeabilität verknüpfen:

$$\mu_{\text{diff}} = \frac{U}{N_4 A_w k} = U \cdot \frac{l_m}{4f N_4 (N_1 + N_2 + N_3) A_w I_{\max}} \quad (2.15)$$

$$\mu_{\text{rdiff}} = \frac{\mu_{\text{diff}}}{\mu_0} \quad (2.16)$$

Anmerkung: Die in negative H-Richtung verlaufende Permeabilitäts-

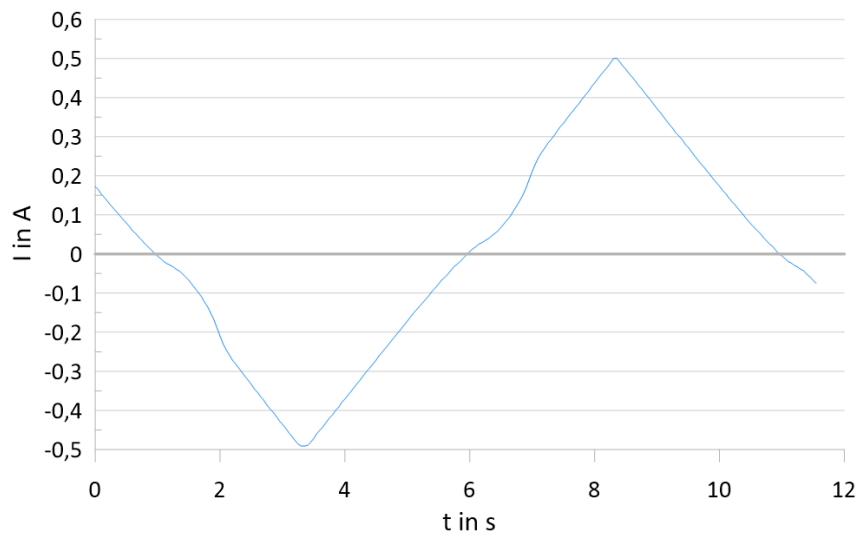


Abb. 2.5: Magnetisierungsstrom bei 100 mHz

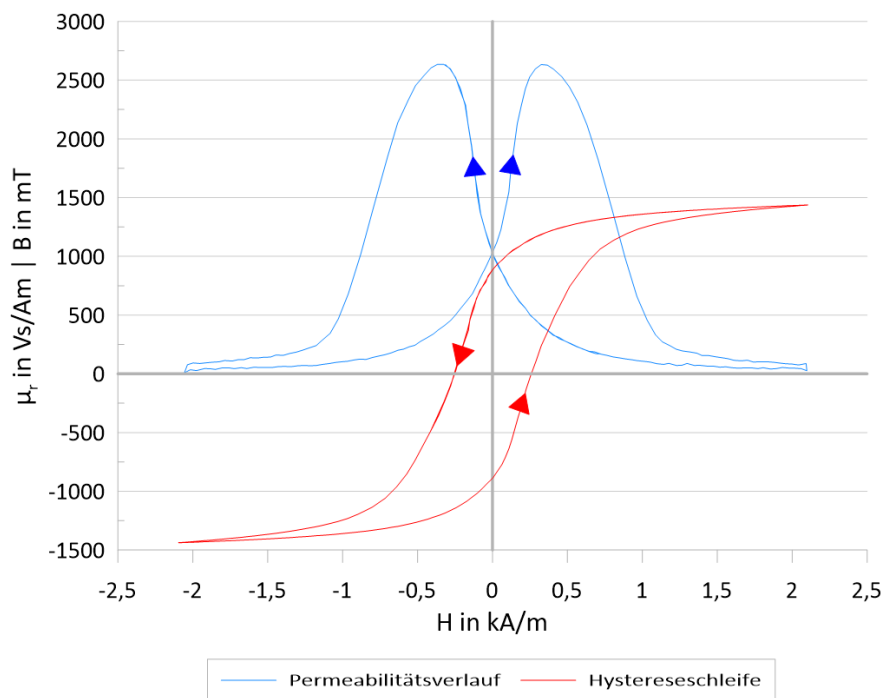


Abb. 2.6: Permeabilitätskurve und Magnetisierungskurve bei 100 mHz

kurve wurde um die Abszisse gespiegelt (Abb. 2.6), da bei der Berechnung

nur der positive Steigungswert k des Stromverlaufs einfluss.

2.3.2 Auswertung

Der Kurvenverlauf der relativen Permeabilität entspricht in etwa dem um einen Faktor μ_0 gestauchten Betrag der Steigung der Hystereseschleife (Abb. 2.6). Der Maximalwert der differentiellen relativen Permeabilität lässt sich durch Einsetzen des Maximalwerts der gemessenen Spulenspannung in die aufgestellte Formel ermitteln und beträgt 2633,9. Der Verlauf verdeutlicht die Sättigungserscheinung in der Probe. Dies ist besonders am Abfallen von μ_r auf einen Bruchteil des Maximalwerts (Idealfall: $\mu_r = 1$) ersichtlich. Ebenfalls kann man aufgrund des, ab $|H| > 1,5\text{kA/m}$ annähernd konstant bleibenden, Permeabilitätswerts auf Sättigung schließen.

2.4 Entmagnetisierung

2.4.1 Durchführung

Um die Probe zu entmagnetisieren und die Entmagnetisierungskennlinie aufzunehmen, wird der Integrator erneut im Schaltkreis verwendet. Außerdem wird ein Amplitudenmodulator hinzugeschaltet, um die Amplitude des Magnetisierungsstromes kontinuierlich zu senken. Dafür wird ein RC-Glied mit einer Zeitkonstante von ca 60 Sekunden genutzt.

Funktionsgenerator: 10 V_{pp}, 100 mHz, Sinusform

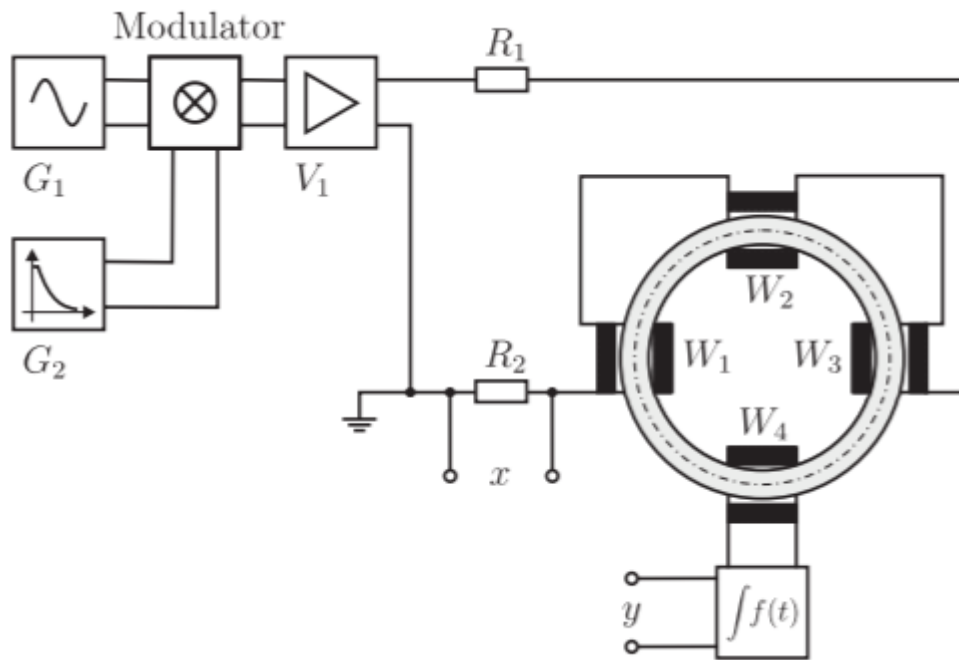


Abb. 2.7: Schaltung zum aufnehmen der Entmagnetisierungskennlinie

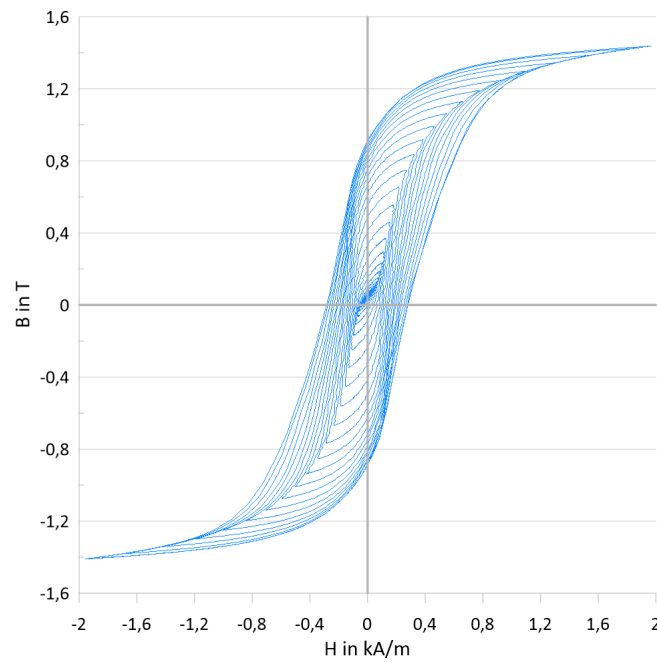


Abb. 2.8: Entmagnetisierungshysteresenfamilie bei 100 mHz

2.4.2 Auswertung

Durch die Amplitudenmodulation wird auch der Magnetisierungsstrom immer kleiner. Das erzeugt eine deutlich erkennbare Hysteresefamilie. Durch die immer kleiner werdende maximale Feldstärke wird bei jedem Zyklus eine neue Hysteresese gebildet und die Werte der vorrigen Hysteresese werden nicht mehr erreicht. Dies führt letzten Endes zu einer entmagnetisierten Probe.

2.5 Neukurve

2.5.1 Durchführung

Basierend auf dem vorherigen Versuch ist die Probe entmagnetisiert. Durch diesen Versuch soll die Probe neu magnetisiert werden. Dafür wird der Messaufbau aus dem Versuch zur Aufnahme der Magnetisierungskennlinie verwendet. Zum Aufzeichnen werden zwei Perioden eines Dreieck-Signals verwendet. Dafür wird der Ausgang des Funktionsgenerators manuell Getriggert, um die Probe nur den geplanten zwei Zyklen auszusetzen.

Funktionsgenerator: 6 V_{pp}, 100 mHz, Ramp, Sym. 50%, Burst, # Cycles: 2

2.5.2 Auswertung

Anhand der Neukurve ist sehr schön erkennbar, dass die Probe vor dem triggern entmagnetisiert war. Die Kennlinie startet im Ursprung und steigt bis zum Erreichen der maximalen Feldstärke auf die maximale magnetische Flussdichte B_{\max} . Nach dem Ummagnetisieren der Probe unterscheiden sich die Werte für die Feldstärke im Bereich von 0 bis H_{\max} von der Neukurve. Bei $H = 0$ nimmt die Flussdichte den Wert der Remanenzfluss-

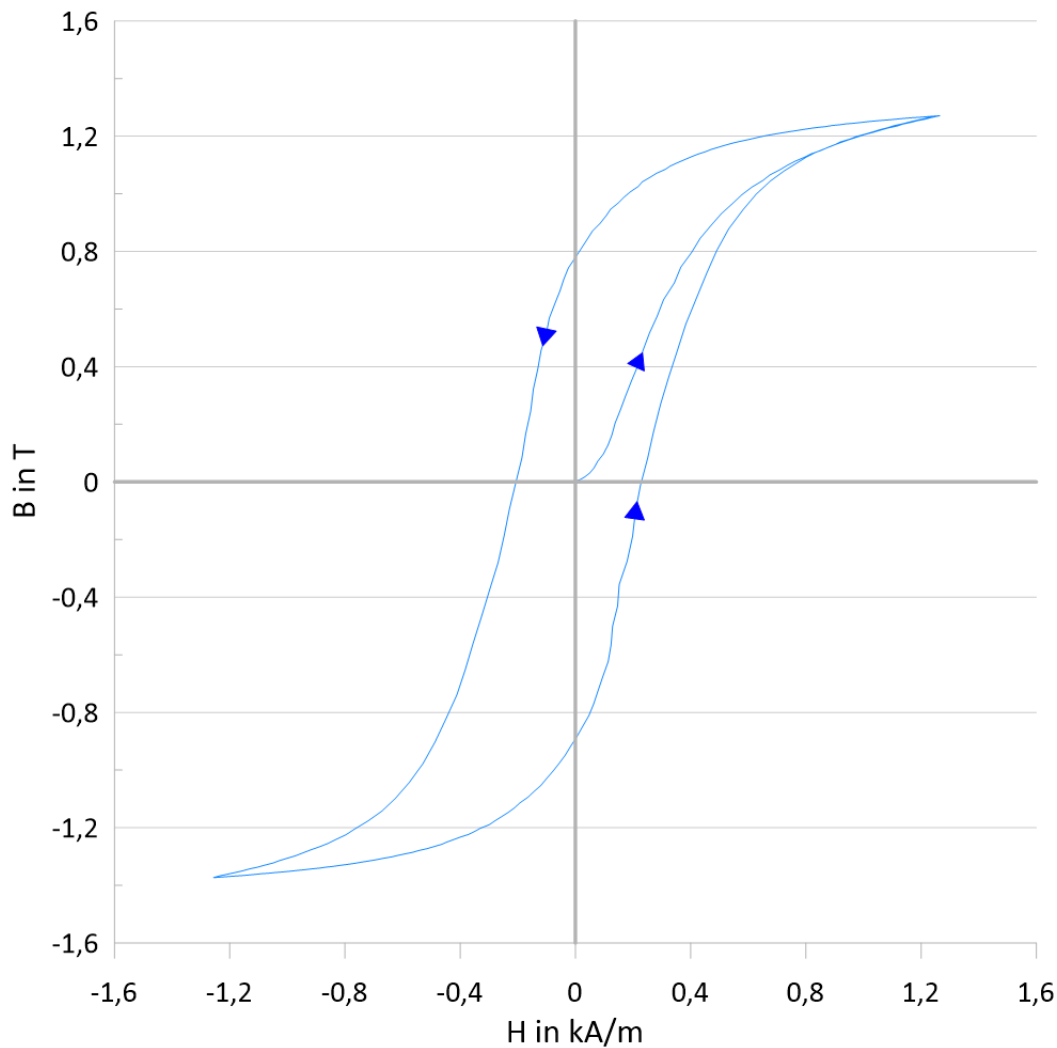


Abb. 2.9: Neukurve einer unlegierten Einsatzstahlkern-Probe bei 6 V_{pp}, 100 mHz

nicht an, diese liegt hierbei bei ca -0,8 T. Nach dem erneuten Aufmagnetisieren folgt die Kurve nun dem Verlauf der ersten Periode. Darann kann man erkennen, dass nach zwei Perioden die Hystereseschleife abgeschlossen ist und abgebildet werden kann.

Anzumerken ist, dass, da der Spitzenwert der Spannung auf 6 V gesetzt wurde, auch der maximale Strom zum Magnetisieren auf ca $\frac{2}{3}$ des maximalen Magnetisierungsstromes aus vorherigen Versuchen steigt. Dies hat ein Absinken der maximalen magnetischen Flussdichte B_{max} auf ca 1,26

T anstatt den vorher gemessenen 1,438 T.

3 Übung am Elektromagnet

3.1 Übungsaufbau

Zylindrische Pole mit ca 6 mm Abstand zueinander

Strom: 29,7 A

3.2 Übungsdurchführung: Metallscheiben im Magnetfeld

Metallscheiben in zwei verschiedenen Größen ($\varnothing 20 \times 2$ mm und $\varnothing 30 \times 2$ mm) und aus unterschiedlichen Materialien (Aluminium, Kupfer und Messing) werden im Luftspalt fallen gelassen.

3.2.1 Beobachtung

Zuerst beschleunigen die Scheiben, wenn sie genau zwischen den beiden Polschuhen sind. Durchqueren sie dann den Rand der Polschuhe, werden sie abgebremst bevor sie herausfallen.

Des weiteren wurde beobachtet, dass die kleinen Scheiben am Rand der Polschuhe entlanglaufen, und dann am untersten Punkt herausfallen. Dieser Effekt wurde nur beobachtet, als die Scheiben nicht tief genug zwischen den Polschuhen losgelassen wurden.

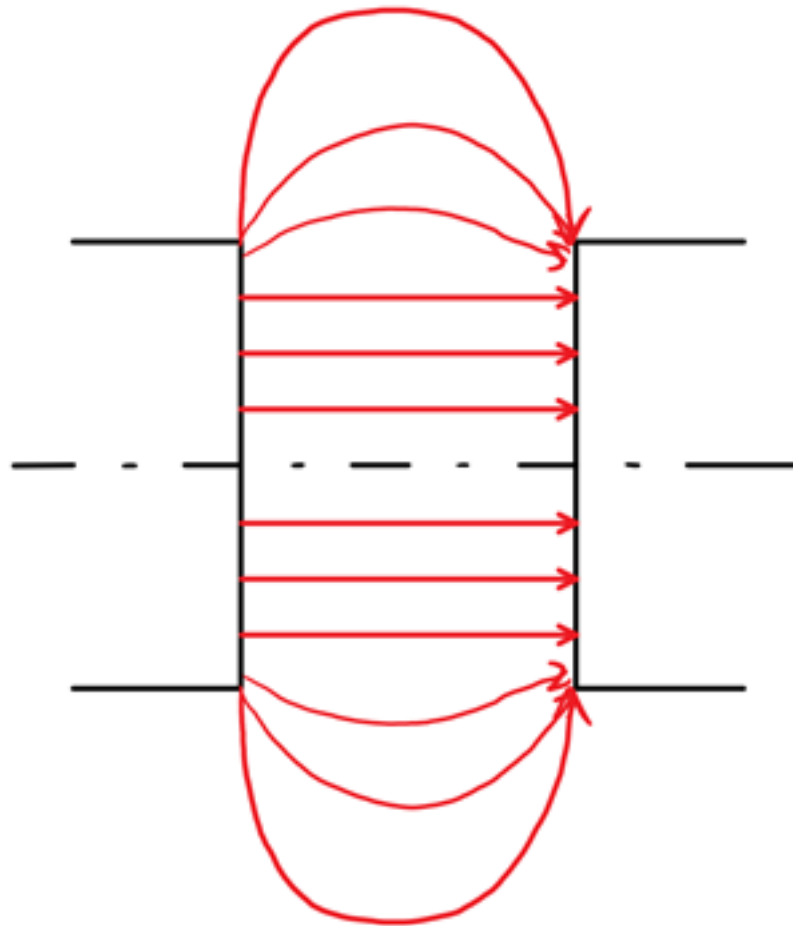


Abb. 3.1: Schema des Magnetfeldes mit zylindrischen Polschuhen

3.2.2 Erklärung

Die Magnetfeldverteilung um die Polschuhe sieht wie folgt aus. In der Mitte der Polschuhe befindet sich ein homogenes Feld, dessen Feldlinien parallel zur Symmetrieachse der Zylinder verlaufen. Am Rand der Polschuhe treten Inhomogenitäten in Form von Krümmungen der Feldlinien auf. Diese Feldlinien sind weg von der Achse gekrümmt.

Diese Feldverteilung hat zur Folge, dass sich das Feld, das die Scheibe durchdringt, sich zwischen den Polschuhen nicht ändert. In diesem Bereich wirkt nur die Gravitation auf die Scheibe. Bewegt sich die Scheibe dann in den Randbereich so erfährt sie eine Feldänderung. Gemäß dem

Induktionsgesetz

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

und dem lokalem Ohmschen Gesetz

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (3.2)$$

entsteht in der Scheibe, unter Änderung des Magnetischen Feldes, ein Elektrisches Feld. Aufgrund der Leitfähigkeit von Kupfer, Aluminium und Messing (eine Kupferlegierung mit Zink) prägt sich eine Stromdichte in der Scheibe ein (Wirbelströme). Diese Stromdichte hat wiederum ein Magnetisches Feld zur Folge, das sich aufbaut, und dem Magnetischen Feld des el. Magneten entgegenwirkt. Daher bremst die Scheibe ab. Da sich bei keiner Bewegung der Scheibe auch keine Bremswirkung ergeben würde, stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem die Scheibe langsam weiter nach unten sinkt, bis sie schließlich kaum noch von den Inhomogenitäten des Feldes beeinflusst wird.

3.2.3 Relevante Parameter

Relevant sind vor allem die Leitfähigkeit der Scheibe, also das Material an sich, sowie die Geometrie der Scheibe, also die Größe und Form.

3.2.4 Experiment mit geschlitzten Scheiben

Aufgrund der geänderten Geometrie, ergeben sich kleinere Wirbelströme. Die meisten Wirbelströme löschen sich gegenseitig aus. Übrig bleiben nur noch kleine Wirbelströme am Rand der Scheibe. Die sind allerdings so schwach, das die Scheibe kaum abgebremst wird. Man merkt nur eine sehr geringe Geschwindigkeitsänderung im Vergleich zu den nicht-geschlitzten Scheiben.

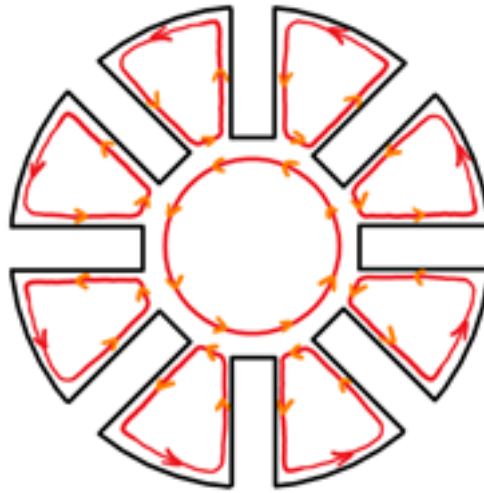


Abb. 3.2: Schema der geschlitzten Scheibe mit Wirbelströmen

3.2.5 Versuch mit 5-Cent Münze

Erwartungsgemäß sollte die 5-Cent Münze, da sie aus Kupfer besteht, ebenfalls an den Rändern abgebremst werden. Da sie jedoch einen Magnetischen Kern besitzt, ist zu erwarten, dass man sie kaum erst in den Magneten einführen kann, da sie davor schon angezogen wird von den Polschuhen.

3.2.6 Erklärung zu der 5-Cent Münze

Wie zu erwarten war, war es erst gar nicht möglich gezielt zwischen die Polschuhe zu bringen, um sie dort loszulassen. Schon bei Näherung ist sie aus der Hand auf den Magneten gesprungen. Daraus schließen wir, dass sie tatsächlich einen ferromagnetischen Kern besitzt.

3.2.7 Versuch mit Aluminium Platte

Schon beim Hineinschieben der Platte kann man eine starke Gegenkraft bemerken, die ein schnelles Hineinschieben unmöglich macht. Das Gleiche lässt sich bei schnellem Herausziehen beobachten. Das Herausziehen ist

nur sehr langsam möglich.

Erklären lässt sich das ganze wieder mittels dem Induktionsgesetz und dem lokalen Ohmschen Gesetz. Nur in diesem Fall sind die fließenden Ströme wesentlich größer und die resultierende Gegenkraft demnach viel größer. Demzugrunde liegt die Geometrie der Platte im Vergleich zu den Scheiben. Die Platte ist wesentlich dicker und größer, das bewirkt einen verminderten elektrischen Widerstand der Platte und somit ist sie leitfähiger als die Scheiben.

Des weiteren lässt sich der Widerstand, bei schnellem herausziehen, durch die Ableitung der magnetischen Flussdichte nach der Zeit erklären. Ein schnelleres herausziehen der Platte hat eine größere zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte zur Folge. Würde die Platte durch die resultierende Gegenkraft zur Gänze zum Stillstand gebracht werden, so wäre die zeitliche Änderung wieder Null, und somit gäbe es wieder keine Gegenkraft. Demnach stellt sich wieder ein Gleichgewicht ein, bei dem die Platte langsam aus dem Magneten gezogen werden kann.

3.3 Eisenblech im Magnetfeld

3.3.1 Aufbau

Der Aufbau unterscheidet sich ganz leicht von der Angabe. Alle Proben sind übereinander mit kleinen Platzhaltern dazwischen im Alurahmen angeordnet.

3.3.2 Verhalten der verschiedenen Proben

Rundes Weißblech

Das runde Weißblech bleibt wie es vorher drinne lag, es richtet sich nicht merklich aus.

Quadratisches Weißblech

Das quadratische Weißblech richtet sich so aus, das eine Diagonale den Feldlinien parallel ist.

Rechteckiges Weißblech

Das rechteckige Weißblech richtet sich der Länge nach aus, sodass die kürzeren Seiten den Polschuhen zugewandt sind.

Rundes Trafoblech

Das runde Trafoblech richtet sich merklich aus, jedoch ist aufgrund der Symmetrie erst kein Merkmal der Ausrichtung sichtbar.

3.3.3 Drehen der Proben

Rundes Weißblech

Das Runde Weißblech lässt sich Problemlos im Magnetfeld drehen, jedoch hat es zwei Positionen, die es bevorzugt. Diese liegen genau gegenüber einander.

Quadratisches Weißblech

Das quadratische Weißblech hat vier verschiedene bevorzugte Positionen. Jede Position bei der eine Ecke am nächsten zu den Polschuhen ist wird bevorzugt eingenommen.

Rechteckiges Weißblech

Das rechteckige Weißblech besitzt zwei bevorzugte Positionen. Beide bei denen die kürzere Seite am nächsten zu den Polschuhen ist.

Rundes Trafoblech

Das runde Trafoblech hat vier bevorzugte Positionen, jeweils im Winkel von 90° . Jedoch sind zwei der vier Positionen noch ein wenig mehr bevorzugt als die anderen Zwei, diese liegen sich genau gegenüber.

3.3.4 Erklärung

Grundlegend verantwortlich für die Ausrichtung der Bleche ist der Magnetische Widerstand (Reluktanz). Da eine geringere Reluktanz bevorzugt wird, richten sich die Bleche so aus, dass die Reluktanz minimiert wird.

Für das runde Weißblech würde das bedeuten, dass es keine bevorzugte Position hat, jedoch wurden zwei festgestellt. Dies ist aufgrund der Biegung des Bleches zu erkennen. Offensichtlich wurde das Blech nicht sachgemäß benutzt und so wurde es ein wenig gebogen. Dies hat zur Folge, dass es sich im Feld ausrichtet.

Das quadratische Weißblech hat den geringsten Widerstand, wenn es die Diagonale parallel zum Feld ausrichtet. So sind alle 90° eine bevorzugte Position, da so die Reluktanz jeweils am geringsten ist.

Bei dem rechteckigen Weißblech gibt es nur zwei solcher Positionen, da es sich der Länge nach ausrichtet und so die Reluktanz minimiert. Bei beiden der eckigen Weißbleche ist die Ausrichtung also durch die Geometrie gegeben.

Da das Trafoblech allerdings, genauso wie das runde Weißblech, keine solcher Geometrischen Merkmale besitzt, ist die Ausrichtung hierbei auf etwas anderes zurückzuführen. Das Trafoblech richtet sich nur aufgrund der Herstellung aus. Dabei wird das Blech bis zu der richtigen Dicke mehrere Male gewalzt. Diese Walzprozesse werden immer in gleicher Richtung ausgeführt, sodass sich die Kristalle des Bleches ausrichten. So ergeben sich zwei Hauptrichtungen und zwei Nebenrichtungen. Die Hauptrichtungen sind jeweils 180° zueinander und die Nebenrichtungen sind ebenfalls 180° zueinander. Haupt- zu Nebenrichtung liegen jeweils 90° zueinander. In der Hauptrichtung ist der Magnetische Widerstand am geringsten.

3.4 Diamagnetische Stoffe

3.4.1 Durchführung

Es werden Proben aus Graphit, Titan, Wismut und Platin, die an einem Bindfaden befestigt sind, untersucht.

Zur Veranschaulichung des Verhaltens diamagnetischer Stoffe werden die Proben dem Luftspalt zuerst seitlich angenähert, also in das inhomogene Feld gehalten. Anschließend werden die Proben direkt in den Luftspalt, in das homogene Feld, gehalten und auf ihr Verhalten untersucht. Dabei beträgt der Abstand zwischen den Polschuhen etwa 6 mm.

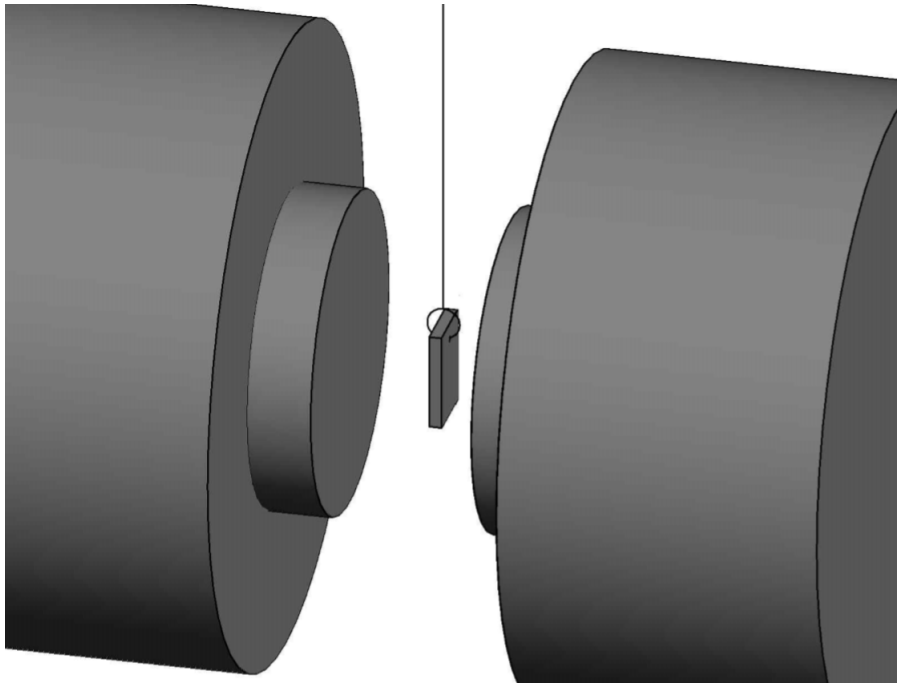


Abb. 3.3: Versuchsaufbau zur Untersuchung diamagnetischer Stoffe

3.4.2 Auswertung

- Graphit: Wird die Probe aus pyrolytischem Graphit in das inhomogene Feld gehalten, also seitlich angenähert, erfährt die Probe eine starke Abstoßung. Hält man diese direkt in den Luftspalt, ist eine eindeutige Ausrichtung, und zwar orthogonal zu den Polschuhen, also längs der Feldrichtung erkennbar. Versucht man die Probe über den Faden zu drehen, reagiert diese zuerst nicht, bis sie sich schließlich um 180 Grad dreht und sich erneut orthogonal zum Polschuh ausrichtet.
- Titan: Im inhomogenen Bereich ist eine leichte Abstoßung erkennbar. Wenn die Probe direkt in den Luftspalt gehalten wird, richtet sich diese mit der größeren Fläche parallel zum Polschuh aus.
- Wismut: Im inhomogenen Bereich ist nur noch sehr schwache Abstoßung erkennbar. Im homogenen Bereich ist keine Ausrichtung er-

kennbar, da die Probe eine zylinderförmige Oberfläche aufweist. Es ist lediglich zu erkennen, sobald die Probe über den Faden gedreht wird, dass die Drehung stark abgebremst wird.

- Platin: Im inhomogenen Bereich außerhalb des Luftspalts sind weder Anziehung noch Abstoßung erkennbar. Im Luftspalt richtet sich die Probe längs der Feldrichtung aus.

3.5 Magnetfeldmessung

3.5.1 Durchführung

Wegen eines technischen Defektes des Fluxmeters wird für die Magnetfeldmessung ein Gaußmeter (bzw. Teslameter) verwendet. Der Luftspalt des Magneten wird auf 6 mm eingestellt. Nach der Kalibrierung des Messgerätes wurde der Magnet mit einem Strom von 30 A gespeist und das Magnetfeld auf Homogenität geprüft.

Um das Magnetfeld in Abhängigkeit vom Magnetisierungsstrom in Form einer Kurve darzustellen, wird die Sonde des Messgerätes in die Mitte des Luftspaltes gehalten und der Magnet eingeschaltet. Die Stromstärke wird im Intervall von 0 bis 10 A in 1 A Schritten und im Intervall von 10 A bis 30 A in 2 A Schritten gesteigert.

3.5.2 Auswertung

Die Überprüfung auf Homogenität ergibt, dass das Magnetfeld in der Mitte der Polschuhe annähernd homogen ist. Wenn man die Messsonde von der Rotationsachse des Eisenkernes entfernt, erkennt man etwa ab dem Rand, dass die homogene Feldverteilung nach außen wegbricht, und ein inhomogenes Magnetfeld vorliegt.

Die Messung der Flussdichte ergibt folgende Werte:

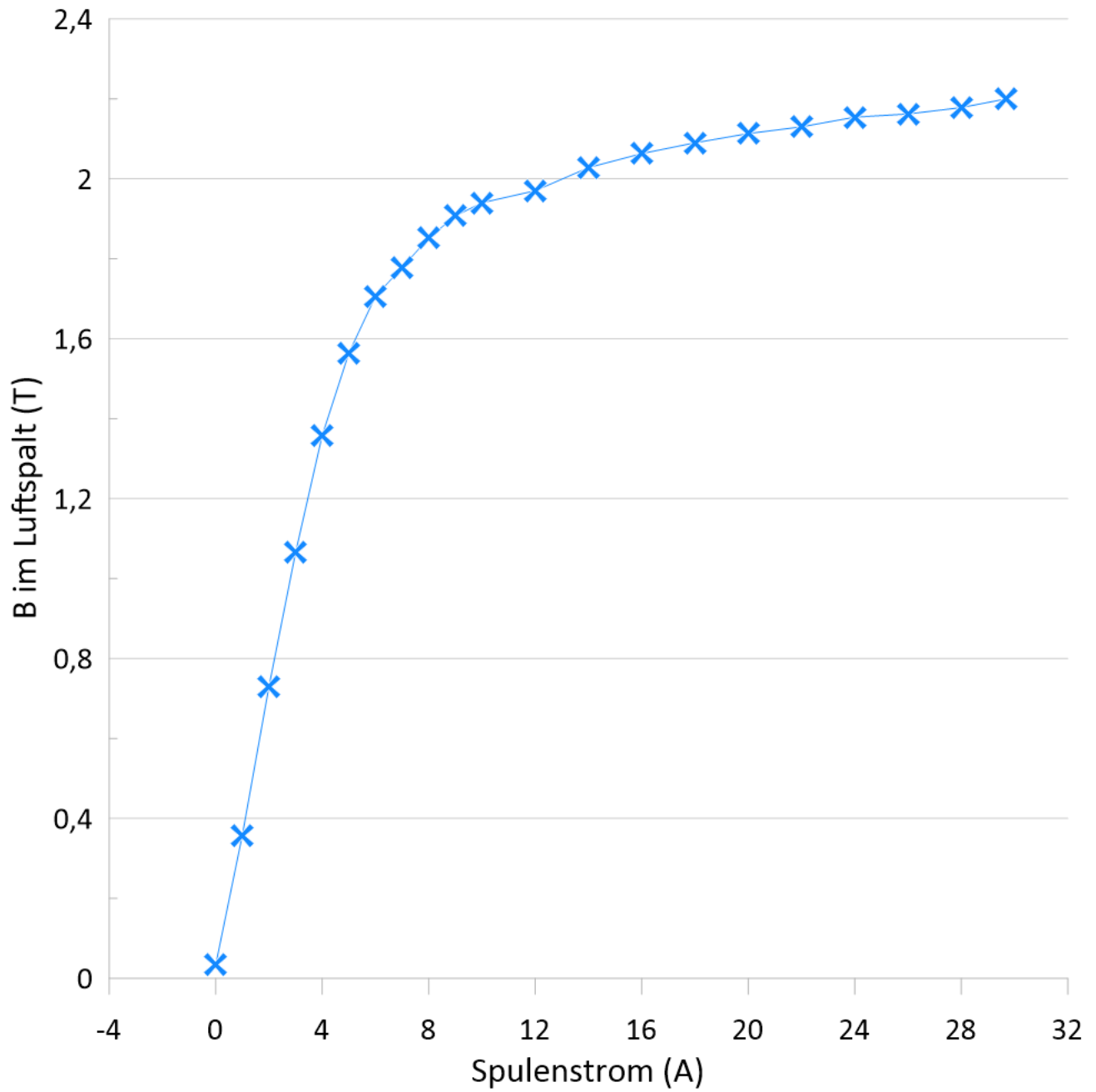


Abb. 3.4: Die Messkurve zeigt die Flußdichte B in Abhängigkeit der Stromstärke

I

Anhand der Grafik ist erkennbar, dass die magnetische Flussdichte bis zu einem Spulenstrom von etwa 7 A annähernd linear ansteigt. Danach ist eine Abflachung der Kurve erkennbar denn hier kommt der Eisenkern in den Bereich der Sättigung und die Flussdichte steigt nur mehr langsam an.

Mit der Idealisierung aller Parameter, also der Annahme, dass im Luftspalt ein homogenes Magnetfeld ohne Streufelder vorliegt, und durch die Annahme, dass die Permeabilität im Eisenkern unendlich hoch ist, lässt sich die Gesamtwindungszahl des Elektromagneten berechnen.

Aus der Formel für die magnetische Flussdichte:

$$B = \mu_0 \cdot \frac{NI}{l} \quad (3.3)$$

ergibt sich folgender Zusammenhang um die Windungszahl zu berechnen:

$$N = \frac{Bl}{\mu_0 I} \quad (3.4)$$

- N: Gesamtwindungszahl beider Spulen
- B: magnetische Flussdichte im Luftspalt
- I: Spulenstrom
- l: Länge des Luftspaltes

Für die Berechnung ist es wichtig, einen Messpunkt zu wählen, bei dem der Magnet noch nicht gesättigt ist, sodass eine möglichst geringe Abweichung vom idealisierten Modell besteht. Bei einem Spulenstrom von 5 A und einer Flussdichte von 1,5 T lässt sich eine Gesamtwindungszahl von 1432 Windungen errechnen.

3.6 Lorentzkraft am Stromdurchflossenen Leiter

3.6.1 Durchführung

Abschätzen der Kraft, die auf einen geraden Linienleiter mit $I = 20 \text{ A}$ im Luftspalt des Elektromagneten wirkt. Als Luftspaltlänge des Magneten werden 6 mm eingestellt und der Magnet wird mit einem Spulenstrom von 30 A betrieben. Anschließend wird das Netzgerät mit der Messleitung kurzgeschlossen und die Messleitung horizontal in den Luftspalt gehalten. Am Netzgerät wird ein Strom von 20 A eingestellt, um die Kraftwirkung des Elektromagneten auf den stromdurchflossenen Linienleiter zu beobachten.

3.6.2 Auswertung

Aus der Magnetfeldmessung ist bekannt, dass bei einem Spulenstrom von 30 A eine Flussdichte von 2,1 T vorhanden ist. Der Durchmesser der Polschuhe beträgt ca. 10 Zentimeter. Mithilfe der Formel zur Berechnung der Kraft auf einen stromdurchflossenen Linienleiter im homogenen Magnetfeld:

$$\vec{F} = Il \cdot \vec{e}_l \times \vec{B} \quad (3.5)$$

- F: Kraft auf den Leiter
- I: Strom durch den Leiter
- l: Länge des Leiters im Luftspalt
- $\vec{e}_l \times \vec{B}$: Richtung der Kraft

lässt sich die Kraft auf den Leiter näherungsweise berechnen. Demzufolge ergibt sich eine Kraft von 4,2 N, also einer Gewichtskraft von 0,4 kg.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Kennlinien des Diamagnetismus	5
1.2	Kennlinien des Paramagnetismus	5
1.3	Kennlinien des Ferromagnetismus	6
1.4	Magnetischer Grundkreis mit Luftspalt	7
1.5	Kraftentwicklung auf einen stromdurchflossenen Leiter im Magnetfeld	8
1.6	Hystereseschleife eines ferromagnetischen Materials mit Neu- kurve	10
2.1	Messaufbau	12
2.2	Magnetisierungskurve bei 100 mHz	14
2.3	Magnetisierungskurve bei 50 - 500 mHz	14
2.4	Magnetisierungskurve bei 0,6 - 10 Hz	15
2.5	Magnetisierungsstrom bei 100 mHz	19
2.6	Permeabilitätskurve und Magnetisierungskurve bei 100 mHz	19
2.7	Schaltung zum aufnehmen der Entmagnetisierungskennlinie	21
2.8	Entmagnetisierungshysteresenfamilie bei 100 mHz	21
2.9	Neukurve einer unlegierten Einsatzstahlkern-Probe bei 6 V_{pp} , 100 mHz	23
3.1	Schema des Magnetfeldes mit zylindrischen Polschuhen . .	26
3.2	Schema der geschlitzten Scheibe mit Wirbelströmen	28
3.3	Versuchsaufbau zur Untersuchung diamagnetischer Stoffe . .	33

3.4	Die Messkurve zeigt die Flußdichte B in Abhängigkeit der Stromstärke I	35
-----	---	----