



Diplomarbeit

Gleichfeld- und Dynamikeffekte auf elliptisch bzw. rhombisch rotierende Magnetisierung von anisotropen weichmagnetischen Materialien

durchgeführt am

Institute of Electrodynamics, Microwave and Circuit Engineering
Technische Universität Wien

Betreuer:

Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Pfützner
Univ.Ass. Dipl.-Ing. Edin Mulasalihović

durch

Damir Šabić

A-1170 Wien, Kreuzgasse 91/1209
Matr. Nr. 9727122

Wien, im Jänner 2011

Danksagung

Die vorliegende Diplomarbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als Projektassistent am Institute of Electrodynamics, Microwave and Circuit Engineering der TU Wien. An dieser Stelle möchte ich all jenen Personen meinen Dank zum Ausdruck bringen, die zu ihrer Entstehung beigetragen haben.

Herrn **Univ.Prof. Dr. Helmut Pfützner** bin ich für die Betreuung dieser Arbeit sowie für zahlreiche Diskussionen, Anregungen und wertvolle Vorschläge – auch in zeitkritischen Situationen – zu besonderem Dank verpflichtet.

Herrn **Univ.Ass. Dipl.-Ing. Edin Mulasalihović** danke ich ebenfalls für die Betreuung und Unterstützung.

Weiters möchte ich mich bei all jenen Arbeitskollegen bedanken, die mit mir viele auffrischende Diskussionen auf dem durchaus komplexen Gebiet des Magnetismus geführt haben. Vor allen danke ich dem Kollegen **Franz Hofbauer**, der mich durch seine Hilfestellung bei Messaufbauten sowie durch zahlreiche gute Hinweise unterstützt hat.

Ganz großer Dank gebührt letztendlich meinen **Eltern** sowie meiner **Schwester**, die mir während meines Elektrotechnikstudiums immer bei Seite standen und mich unermüdlich moralisch stärkten.

Siemens Transformers danke ich für die finanzielle Unterstützung im Zuge des Projektes Nr. 7371 (Multiparametrische Magnetostriktion) sowie dem **FWF** für die finanzielle Unterstützung der Forschungsarbeit (Projekt Nr. P 21546-N22).

Kurzfassung

Die im Kern moderner Leistungstransformatoren auftretenden Ummagnetisierungsverluste zählen zu den wichtigsten Parametern, nach welchen die weichmagnetischen Materialien herstellerseitig optimiert werden können. Die vorliegende Arbeit hatte zum Schwerpunkt ihre Untersuchung und Erfassung am sogenannten Rotational Single Sheet Tester (RSST), einer Magnetisierungsvorrichtung für hochreproduzierbare Generierung von Magnetisierungsmustern.

Die Messungen erfolgten für zwei Materialtypen – konventionell kornorientiertes M-5 und laserbehandeltes hochkornorientiertes 23ZDKH90 – unter alternierender (AM) und rotierender Magnetisierung (RM) sowohl bei reiner AC-Erregung, als auch unter Beaufschlagung einer zusätzlichen DC-Erregung. Die letztere sollte den Einfluss von geomagnetisch induzierten Strömen (GICs) simulieren, welche als Folge solarer Winde auftreten und die Leistungstransformatoren gefährden können.

Zur Erhöhung der Messgenauigkeit wurde zusätzlich zu den a priori vorhandenen elektrodynamischen Verlustmessverfahren – der Spulen- und Spitzenmethode – eine neue Variante der thermischen Methode entwickelt und eingesetzt. Sie wies höhere Genauigkeit auf als die zwei elektrodynamischen Messprinzipien und wurde deswegen für Messungen unter reiner AC-Erregung, aber insbesondere unter zusätzlich überlagerter DC-Erregung eingesetzt.

Die beiden untersuchten Materialien wiesen für AM in Vorzugsrichtung (RD) bei reiner AC-Erregung grundsätzlich kleinere Verluste auf als für RM. Für AM in transversaler Richtung (TD) ergaben sich höhere Verluste als in RD – ein Umstand, der die Anisotropie des Materials verdeutlicht.

Unter RM wurden Magnetisierungsmuster kreisförmiger, elliptischer, achsen- und zentralsymmetrisch-rhombischer Form simuliert. Die resultierenden Verluste lagen zum Teil um bis zu 130 % über jenen der AM. Dabei stellte sich der Einfluss der Induktionskomponente B_{HD} in harter Richtung (HD) als besonders wichtig heraus. Zunehmende Länge von B_{HD} führte zu deutlichen Verlustanstiegen. Bei annähernder magnetischer Sättigung kam es aber zu Verlustabnahmen. Die letztere Erscheinung wurde bei zentralsymmetrisch-rhombischen Mustern beobachtet.

Die zusätzliche DC-Überlagerung bewirkte – unabhängig vom Magnetisierungsmuster und Material, solange die Sättigung nicht auftrat – Verlust erhöhungen. Diese korrelierten eindeutig mit der Stärke des eingepprägten Gleichstromes.

Letztendlich wurden bei RM Dynamikeffekte im Zusammenhang mit der maximal aufkommenden Winkelgeschwindigkeit ω_{max} des Induktionsvektors untersucht. Simuliert wurden elliptisch und zentralsymmetrisch-rhombisch rotierende Magnetisierungsmuster mit je zwei unterschiedlichen Werten ω_{max} . Für gesteigertes ω_{max} ergaben sich Verlustzunahmen, die sich mit gesteigerten Wirbelstromverlusten deuten lassen.

Abstract

The core loss of modern power transformers can be seen as one of the most important parameter for which soft magnetic materials can be optimized by manufacturers. The present diploma thesis was focused on analysis and measurement by a so-called Rotational Single Sheet Tester (RSST), a magnetizing apparatus for generation of highly reproducible induction patterns.

Measurements were taken on two types of material – conventionally grain oriented M-5 and laser scribed highly grain oriented 23ZDKH90 – both under alternating magnetization (AM) and rotational magnetization (RM), for pure AC-excitation as well as for application of additional DC-excitation. The latter should simulate the impact of geo-magnetically induced currents (GICs) which result from solar winds and which may affect power transformers in severe ways.

Loss measurements were performed by means of two electro-dynamic techniques – i.e. the search coil method and the needle method. As an alternative setup, a thermal technique was developed and applied. It proved to show increased accuracy in those cases of induction patterns which involve very high intensity of magnetic field. In special, this is given for additionally applied DC-excitation.

For AM in rolling direction (RD) under pure AC-excitation, both investigated materials yielded lower losses than in the case of RM. For AM in transverse direction (TD), higher losses were measured as in the case of AM in RD. This illustrates the significant role of the anisotropy of the given materials.

Under RM, patterns of circular, elliptic, rhombic and oblique rhombic shape were simulated. Compared to AM, the resulting losses showed increases up to about 130 %. The results indicate a distinct role of the induction component B_{HD} in hard direction (HD). Rising B_{HD} yielded considerable loss increases. Though, approaching magnetic saturation revealed loss decreases, a phenomenon which was observed in special for oblique rhombic magnetization patterns.

Additionally applied DC-excitation caused increased losses, regardless of the given type of material and induction pattern (apart from cases of approaching saturation). A correlation between losses and superimposed DC intensity was given in a clear way.

Finally, dynamic effects were investigated in relation to the maximal angular velocity ω_{max} of the induction vector. Elliptic and oblique rhombic patterns were simulated for two different values of ω_{max} . Rising ω_{max} yielded loss increases which can be interpreted by increases of eddy current losses.

Inhaltsverzeichnis

Größenverzeichnis	v
Verzeichnis häufig verwendeter Abkürzungen	vi
1. Einleitung und Motivation	1
1.1 Problembeschreibung und Aufgabenstellung.....	3
1.2 Stand der Forschung.....	5
1.3 Untersuchte Materialien.....	7
1.4 Ziele der Diplomarbeit.....	8
2. Der Messaufbau	10
2.1 Der Vienna Rotational Single Sheet Tester (VRSST).....	10
2.2 Elektrodynamische Messmethoden.....	14
2.2.1 Erfassung der magnetischen Feldstärke.....	14
2.2.2 Erfassung der Induktion nach der Spulenmethode.....	16
2.2.3 Erfassung der Induktion nach der Spitzenmethode.....	18
2.2.4 Grundlagen der Verlustberechnung.....	20
2.3 Thermische Verlustmessmethode.....	21
3. Verlustmessungen bei Extremfällen der Magnetisierung	29
3.1 Alternierende Magnetisierung in Walzrichtung und transversaler Richtung.....	30
3.1.1 Messergebnisse ohne bzw. mit DC-Erregung.....	31
3.1.2 Schlussfolgerungen.....	44
3.2 Zirkulär rotierende Magnetisierung.....	45
3.2.1 Messergebnisse ohne bzw. mit DC-Erregung.....	45
3.2.2 Schlussfolgerungen.....	51
4. Elliptisch rotierende Magnetisierung	52
4.1 Voraussetzungen.....	52
4.2 Bedeutung der Winkelgeschwindigkeit der elliptischen Rotation.....	55
4.3 Auswirkung von überlagerter DC-Erregung.....	58
4.4 Schlussfolgerungen.....	65
5. Rhombisch rotierende Magnetisierung	66
5.1 Achsensymmetrische Magnetisierungsmuster ohne bzw. mit DC-Erregung.....	66
5.2 Zentralsymmetrische Magnetisierungsmuster ohne bzw. mit DC-Erregung.....	72
5.2.1 Einfluss der Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ auf die Verluste.....	73
5.2.2 Auswirkung von überlagerter DC-Erregung.....	77
5.3 Schlussfolgerungen.....	83
6. Zusammenfassung und Ausblick	85
Literaturverzeichnis	87

Größenverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Einheit
a	Achsenverhältnis; Kenngröße der Wärmeabstrahlung	1 W/m ² K
A	Flächeninhalt	m ²
a_k	Fourier-Koeffizient	T
B	Induktion (magnetische Flussdichte)	T
\hat{B}	Induktion (Spitzenwert)	T
$B\tilde{}$	dynamischer Anteil der Induktion (gleichfeldbefreit)	T
$\mathbf{B}(t)$	Induktion (Vektor)	Vs/m ² = T
b_k	Fourier-Koeffizient	T
c	spezifische Wärme	Ws/kgK
d	Länge	m
E	elektrische Feldstärke	V/m
$\mathbf{E}(t)$	elektrische Feldstärke (Vektor)	V/m
f	Frequenz	Hz
H	magnetische Feldstärke	A/m
$H\tilde{}$	dynamischer Anteil der magnetischen Feldstärke (gleichfeldbefreit)	A/m
$\mathbf{H}(t)$	magnetische Feldstärke (Vektor)	A/m
I	elektrische Stromstärke	A
J	elektrische Stromdichte	A/m ²
k	Kalibrierkoeffizient	Ws/kgK
\mathbf{K}	elektrische Flächenstromdichte (Vektor)	A/m
m	Masse	kg
N	Windungsanzahl	1
p	Building factor Leistungsdichte	1 W/m ³
P	elektromagnetischer Energiefluss; Verluste	W W/kg
r	relativer Fehler	%
$\mathbf{S}(t)$	Poynting-Vektor	W/m ²
t	Zeit	s
T	absolute Temperatur	K
u	elektrische Spannung (Augenblickswert)	V
U	elektrische Spannung (Effektivwert)	V
V	Volumen	m ³
w	Länge	m
W	elektrische Energie	Ws = J
δ	mittleres Abweichungsquadrat	%

η	Durchflutungsverhältnis; Wirkungsgrad	1 %
ϑ	Temperatur	K
Θ	Übertemperatur; Durchflutung	K A
Θ^*	Beharrungstemperatur	K
μ_0	Permeabilität des leeren Raumes	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am
μ_r	Relative Permeabilität	1
ρ	Massendichte	kg/m ³
τ	Zeitkonstante	s
Φ	Magnetischer Fluss	Vs = Wb
ω	Winkelgeschwindigkeit	rad/s

Verzeichnis häufig verwendeter Abkürzungen

AC	Alternating Current (Wechselstrom)
A/D	Analog/Digital
AM	alternierende Magnetisierung
CGO	Conventional Grain Oriented (konventionell kornorientiert)
D/A	Digital/Analog
DC	Direct Current (Gleichstrom)
FIR	Finite Impulse Response (Filter mit Impulsantwort endlicher Länge)
GIC	Geomagnetically Induced Current (geomagnetisch induzierter Strom)
GO	Grain Oriented (kornorientiert)
GUZS	Gegenuhrzeigersinn
HD	Hard Direction (harte Richtung)
HGO	Highly Grain Oriented (hochkornorientiert)
NO	Non-Oriented (nicht-orientiert)
NSC	Nippon Steel Corporation
NTC	Negative Temperature Coefficient
RD	Rolling Direction (Walzrichtung, Vorzugsrichtung)
RM	Rotierende Magnetisierung
RSST	Rotational Single Sheet Tester
SHGO	Scribed Highly Grain Oriented (laserbehandelt hochkornorientiert)
SiFe	Silizium-Eisen
SST	Single Sheet Tester
TD	Transverse Direction (transversale Richtung)
UZS	Uhrzeigersinn
VRSSST	Vienna Rotational Single Sheet Tester

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Weltweit sind zur Erzeugung, Übertragung und Wandlung elektrischer Energie rotierende Maschinen und Leistungstransformatoren im Einsatz. Die letzteren werden zur Anhebung und Reduktion der Wechselspannungspegel verwendet. Da die Übertragung der elektrischen Energie über weite Strecken aus wirtschaftlichen Gründen nur über Hochspannungsleitungen möglich ist, die Endverbraucher aber meistens Niederspannungen benötigen, ist der Einsatz von Transformatoren für die Stromversorgung unverzichtbar.

Schätzungsweise existierten im Jahr 1999 allein in Nordamerika und Europa mehrere Millionen von Leistungstransformatoren. Der **Wirkungsgrad**¹ von Hochleistungsanlagen war mit 99,75% sehr hoch, sogar jener der kleineren Transformatoren für die lokale Distribution der elektrischen Energie lag bei ungefähr 98% oder darüber [1]. Diesen anscheinend sehr zufriedenstellenden prozentuellen Effizienzwerten zufolge gäbe es auf den ersten Blick keinen großen Bedarf, weitere Optimierungen zu betreiben. Jedoch ergeben sich beim Betrieb beachtliche Gesamtverluste, zumal die elektrische Energie auf ihrem Weg vom Kraftwerk bis zum Endkunden nicht selten auch fünffach transformiert wird [1]. Da der Gesamtwirkungsgrad der in Kette geschalteten Transformatoren dem Produkt ihrer Einzelwirkungsgrade entspricht, liegt der Effizienzeinbruch bei einer solchen Konstellation auf der Hand. Zur Veranschaulichung dieser Problematik sei erwähnt, dass die geschätzten jährlichen Energieverluste durch die in den USA eingesetzten Transformatoren etwa 140 Milliarden kWh ausmachen, was dem Energiebedarf einer sehr großen Stadt entspricht [1]. Deswegen herrscht seitens der Stromwirtschaft großes Interesse, die Verluste so gering wie möglich zu halten. Folglich wird der Forschung auf dem Gebiet der Leistungstransformatoren und ihrer Optimierung weiterhin eine große Bedeutung beigemessen.

Der klassische Transformatoraufbau verbirgt zwei wichtige **Quellen von Energieverlusten**. Einerseits sind das die Kupferdrahtwicklungen, die aufgrund der endlichen elektrischen Leitfähigkeit des Kupfers bei der Stromführung *Ohmsche*

¹ Der Wirkungsgrad eines Transformators wird definiert als das Verhältnis zwischen der abgegebenen und der

zugeführten elektrischen Energie: $\eta = \frac{W_{ab}}{W_{zu}} \cdot 100\%$.

Verluste verursachen. Der aus laminierten weichmagnetischen Blechen bestehende Transformatorkern stellt andererseits eine zweite Quelle der Verluste dar. Es handelt sich dabei um die sogenannten *Ummagnetisierungsverluste*, deren Entstehungsmechanismus zu den großen physikalischen Phänomenen zählt. Die vorliegende Arbeit handelt ausschließlich von dieser zweiten Verlustart. An dieser Stelle sei noch eine dritte, unerwünschte begleitende physikalische Erscheinung erwähnt – die *Magnetostriktion*. Darunter wird die Entwicklung störender akustischer Geräusche beim Betrieb von Transformatoren verstanden, deren Ursache, genauso wie jene der Ummagnetisierungsverluste, in der kristallinen Materialstruktur liegt. Dieser unerwünschte Effekt führt nach heutigem Wissensstand nicht zu Energieverlusten und steht im Folgenden nicht zur Diskussion.

Zahlreichen Untersuchungen zufolge korreliert der Grad der Anisotropie² von eingesetzten weichmagnetischen Materialien mit Ummagnetisierungsverlusten stark. Während in rotierenden Maschinen und kleinen Transformatoren magnetisch isotrope, sogenannte **nicht orientierte** (engl. NO – non-oriented) Materialien eingesetzt werden, so sind es bei Leistungstransformatoren **kornorientierte**³ (engl. GO – grain oriented, HGO – highly grain oriented) Eisenbleche, die einen gewissen Grad an Anisotropie aufweisen. Die letztere kommt durch den Walzprozess zustande, bei dem die ursprünglich, in isotropem Material herrschende kristallographische Struktur derart verändert wird, dass eine für die Führung des magnetischen Flusses bevorzugte, sogenannte leichte Richtung entsteht. Diese wird auch *Walzrichtung* (engl. RD – rolling direction) bezeichnet und äußert sich durch den höchsten Wert der relativen Permeabilität $\mu_r = B / (\mu_0 H)$. Zusätzlich existieren noch zwei kristallographisch sehr wichtige Richtungen bei anisotropen Materialien. Die *transversale Richtung* (engl. TD – transverse direction) liegt orthogonal zur Walzrichtung und weist geringere Permeabilitätswerte als diese auf. Etwa 55° bezüglich der Walzrichtung liegt die magnetisch *harte Richtung* (engl. HD – hard direction) mit geringster relativen Permeabilität [2].

Die Anwendung von modernen hochkornorientierten Eisenblechen in Leistungstransformatoren führte in den letzten Jahrzehnten zu beachtlichen Optimierungen bezüglich der Ummagnetisierungsverluste [3]. Es zeigt sich jedoch, dass die ausgeprägte Anisotropie dieser Materialien, speziell im Zusammenhang mit der sogenannten *rotierenden Magnetisierung*, zu den zusätzlichen Verlustmechanismen führt, die bei nicht orientierten oder kornorientierten Materialien wesentlich weniger ausgeprägt sind. Trotz dieses scheinbaren Nachteils der HGO-

² Unter Isotropie wird die Richtungsunabhängigkeit von Stoffeigenschaften verstanden [4].

³ In der Materialwissenschaft werden Kristalle auch Körner genannt. Das sind räumlich periodische Anordnungen von Atomen, Ionen oder Molekülen, die in dieser Struktur einen festen Körper bilden und die sogenannte Kristallorientierung (Kornorientierung) aufweisen. Die Grenzflächen zwischen den Kristalliten werden als Korngrenzen bezeichnet. Bei diesen erfährt die Kristallorientierung einen Richtungswechsel [5].

Materialien gegenüber den NO- und GO-Materialien ist der Vorteil im Sinne der Gesamtverlustminimierung, die durch ihre Verwendung resultiert, mit Sicherheit gegeben.

1.1 Problembeschreibung und Aufgabenstellung

Zahlreiche Untersuchungen an dreiphasigen Modelltransformatoren belegen die Existenz von Magnetisierungsmustern unterschiedlicher geometrischer Form [6,7]. Der Begriff **Magnetisierungsmuster** bezeichnet im Folgenden den zeitlichen Verlauf des Vektors der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(t)$. Eine allgemeine Klassifizierung in eindimensionale und zweidimensionale Formen hat sich etabliert. Unter eindimensionaler Magnetisierung (auch **alternierende Magnetisierung AM** genannt) wird das zeitliche Oszillieren des Vektors der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(t)$ über der Periode der Netzfrequenz in der Ebene und in einer bestimmten, festgelegten Richtung des Materials verstanden. **Rotierende Magnetisierung (RM)** hingegen ist durch die zeitliche Richtungsänderung des magnetischen Flussdichtevektors $\mathbf{B}(t)$ in der Ebene über der Periode der Netzfrequenz ausgezeichnet. Obwohl RM als physikalisches Phänomen seit mehr als hundert Jahren bekannt ist [8], werden systematische Untersuchungen erst seit etwa zwanzig Jahren betrieben [9]. Wie noch gezeigt wird, ist der Einfluss der rotierenden Magnetisierung auf die Verluste wesentlich stärker ausgeprägt als jener der alternierenden.

Quellen der rotierenden Magnetisierung

Die Mittelschenkel im Kern der meisten zeitgemäßen Leistungstransformatoren bestehen aus einer Anzahl von gestapelten Eisenblechen, die V-förmig enden. Gemeinsam mit den komplementär dazu zugeschnittenen Jochblechen bilden sie den sogenannten T-Joint-Bereich des Transformators (siehe Abb. 1.1). Moderne, anisotrope weichmagnetische Materialien bieten durch ihren hohen Grad der Kornorientierung zwar ausgezeichnete magnetische Eigenschaften in Walzrichtung, begünstigen aber bei starken Richtungsänderungen des magnetischen Flusses, wie sie beispielsweise beim Übergang vom Joch in den Schenkel auftreten, die Umwege desselben [9]. Das V-Element bildet ein Hindernis für den magnetischen Fluss; die Magnetisierungsmuster etwa rhombischer Form sind die Folge. Die erwähnten Umstände zählen zu den wichtigsten Ursprüngen der rotierenden Magnetisierung und werden fortfolgend näher erläutert und erkundet.

In Abb. 1.1a ist der Querschnitt eines Transformator-kerns samt während des Betriebs real auftretender Magnetisierungsmuster zu sehen. Auffällig ist der erwähnte T-Joint-Bereich – der Teil des Kerns, bei dem der mittlere Schenkel V-förmig in den Joch mündet. Er ist aufgrund der abrupten lokalen Änderung der Walzrichtung von der rotierenden Magnetisierung am stärksten geprägt. Abb. 1.1b und Abb. 1.1c zeigen schematisch den Mechanismus, der zur Entstehung

rotierender Magnetisierung führt. Der vom R-Schenkel herrührende magnetische Fluss spaltet sich im T-Joint-Bereich prinzipiell in zwei Anteile auf. Abb. 1.1b erläutert die Entstehung von beinahe symmetrischen Magnetisierungsmustern im Mittelschenkel. Während der magnetische Fluss im Pfad 2 ungehindert der bevorzugten Walzrichtung folgt, weil sie den Weg der größten Permeabilität darstellt, trifft der Anteil im Pfad 1 zunächst auf das V-förmige Hindernis. Nach dem Eintritt in den Mittelschenkel verläuft ein Flussanteil in vertikaler (magnetisch leichter) Richtung weiter, der andere wiederum legt einen gewissen Umweg zurück und tritt dann auf der rechten Seite des Mittelschenkels, genauer an der Grenze Mittelschenkel-Joch, wieder aus. Die beschriebene Richtungsänderung und der Umweg des magnetischen Flusses im Mittelschenkel sind die Ursache für die dort auftretenden rhombischen Magnetisierungsmuster. In guter Näherung kann ihre Form als achsensymmetrisch bezeichnet werden.

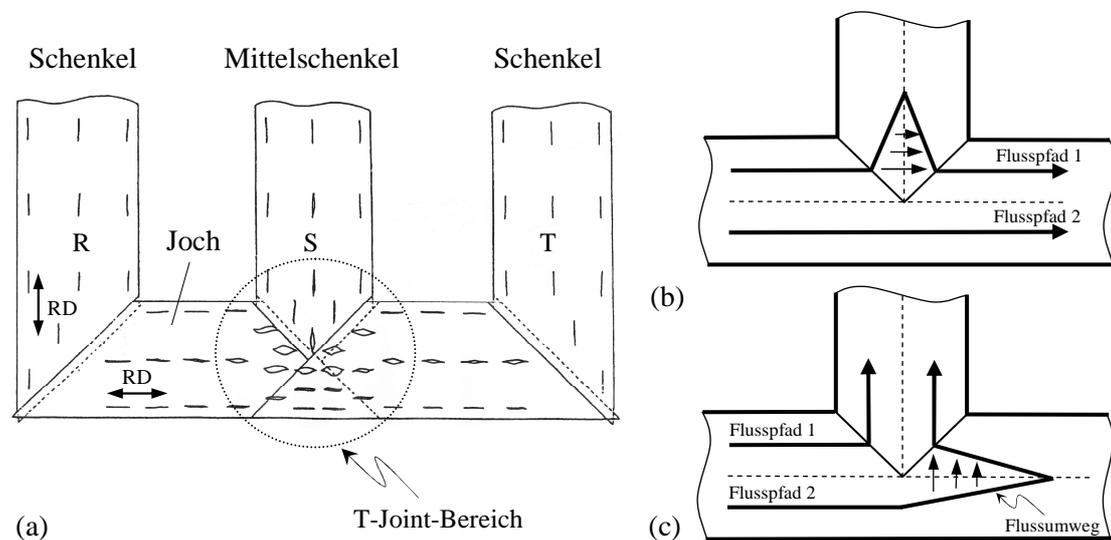


Abb. 1.1: Der Querschnitt eines dreischenkeligen Leistungstransformatorkerns.

(a) Real auftretende Magnetisierungsmuster nach [10].

(b) Entstehungsmechanismus von Magnetisierungsmustern im Mittelschenkel [9].

(c) Entstehungsmechanismus von Magnetisierungsmustern im Joch [9].

In Abb. 1.1c wird der Entstehungsmechanismus von zweidimensionalen Magnetisierungsmustern im Jochbereich angedeutet. Hierbei ändert der Flussanteil 1 an der Grenze Joch-Mittelschenkel seine Richtung um 90° und behält damit die für seine Ausbreitung magnetisch günstige Walzrichtung bei. Der Flussanteil 2 beschreibt zunächst aufgrund des V-förmigen Hindernisses auf ähnliche Weise, wie bereits oben beschrieben, einen Umweg, um abschließend in den Mittelschenkel einzutreten. Dieses Verhalten des magnetischen Flusses führt aufgrund von lokal herrschenden Asymmetrien im Transformatoraufbau zur Entstehung von leicht verzerrten, den sogenannten zentralsymmetrischen rhombischen Magnetisierungsmustern. In beiden Abbildungen deuten die kurzen Pfeile den Anteil des magnetischen Flusses in transversaler Richtung an [9].

Systematische Erfassung von zeitlichen Verläufen der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(t)$ und jener der zugehörigen Feldstärke $\mathbf{H}(t)$ in unterschiedlichen Bereichen der dreiphasigen Leistungstransformatoren mittels technisch ausgereifter Sensorensysteme bietet den Einblick in die Korrespondenzen dieser physikalischen Größen. Das ist für die Berechnung der Verluste P und Analyse ihrer genauen lokalen Verteilung essentiell [6,7]. Allerdings können auf diesem Wege nicht alle Erkenntnisse bezüglich der auftretenden Magnetisierungsmuster und ihrer Auswirkungen auf die Verluste vollständig gewonnen werden. Hier knüpfen die Simulationen an speziell für diese Zwecke präparierten Blechproben an. Die dafür eingesetzten Messaufbauten dienen als Werkzeug zur Bestimmung von genauem Verhalten der magnetischen Materialien unter gezielt eingepprägten Magnetisierungsformen. Die Verlustwerte, die dabei resultieren, sind von großer Aussagekraft und bieten Ansätze für mathematische Modelle und für weitere Optimierung von Leistungstransformatoren.

Im Folgenden werden sowohl standardisierte als auch nicht genormte Konzepte erläutert, die Simulationen und Verlustmessungen unter exakt definierten Magnetisierungsbedingungen ermöglichen.

1.2 Stand der Forschung

Zur Qualitätsbeurteilung weichmagnetischer Materialien sowie zur Simulation und Erfassung von wichtigsten Parametern und Feldgrößen wurden im Laufe der Forschung weltweit mehrere Lösungen erarbeitet. Während die Verlustmessungen bei linear alternierender Magnetisierung durch die Standards IEC 404-2 (Epstein-Rahmen) und IEC 404-3 (Single Sheet Tester) [11,12] normiert sind, gibt es für jene unter rotierender Magnetisierung noch keinen global gültigen Standard. In den letzten Jahren allerdings stieg das Interesse nach einer Normierung an [13].

Der **Epstein-Rahmen** bietet die genormte Klassifizierung von Eisenblechen bezüglich Verluste bei rein alternierender Magnetisierung. Aufgrund der hochgradigen Reproduzierbarkeit von Messwerten ist er in seiner Verwendung weit verbreitet [12]. Zur Untersuchung werden die Eisenbleche in Streifen definierter Abmessungen in Walzrichtung geschnitten und abschließend in der Messapparatur gestapelt. Dies bringt zwar den Vorteil, dass bei der Stapelung keine Gefahr besteht, die Blechstreifen falsch bezüglich der Walzrichtung zu orientieren [14], andererseits ist aber die zeitaufwendige und daher kostenintensive Probenvorbereitung als Nachteil der Messmethode zu sehen [12].

Die aufwendige Vorbereitung der zu untersuchenden Eisenbleche beim Epstein-Rahmen führte zur Entwicklung und Normierung der sogenannten **Single Sheet Tester (SST)**. Diese Geräte sind ebenfalls für Verlustmessungen unter alternierender Magnetisierung konzipiert und ermöglichen Analysen einzelner Blechstücke in einer Größe von meist 500 mm x 500 mm [13]. Dies erleichtert die Probenvorbereitung enorm. Die Reproduzierbarkeit von Messergebnissen ist hoch.

Im direkten Vergleich zum Epstein-Rahmen sind jedoch systematische Abweichungen in der Größenordnung von bis zu 10 % feststellbar. Als nachteilig sei auch das aufwendige und teure Magnetisierungsspulensystem genannt [12].

Die beiden genormten Messverfahren werden seitens der Industrie für die Qualitätskontrolle produzierter Eisenbleche eingesetzt.

Um die Eigenschaften von magnetischen Materialien auch bei zweidimensionaler Magnetisierung zu erfassen, haben sich verschiedene Ausführungen von sogenannten **Rotational Single Sheet Testern**, kurz RSSTs, etabliert. Prinzipiell handelt es sich dabei immer um symmetrisch aufgebaute, in sich geschlossene Jochkonstruktionen, die in der Mitte des Aufbaus den Platz für die zu untersuchende weichmagnetische Probe bieten. Durch die weltweite Forschung entstanden Messaufbauten mit unterschiedlichen Probenformen und -größen. Es sind kreisförmige, quadratische [11,13] und, wie im Falle des Vienna RSSTs⁴ (VRSST), hexagonale Proben in Verwendung (siehe Abb. 1.2).

Trotz des ähnlichen grundsätzlichen Funktionsprinzips unterscheiden sich die RSST-Messapparaturen in eingesetzten Sensorsystemen, Form der Jochkonstruktion, Erregerspulen, Signalerfassung und Regelung erheblich voneinander [13]. Eine der großen Herausforderungen bei einem Messaufbau solcher Art ist es, die Homogenität der Magnetisierung in der gesamten Materialprobe zu gewährleisten. Viele RSSTs ermöglichen die Analyse relativ kleiner Proben, deren Durchmesser oft in etwa 80 mm – 100 mm beträgt. Die Homogenität des magnetischen Feldes ist dann nur in einem kleinen Bereich um die Probenmitte gegeben, wodurch sich eine effektive Messfläche ergibt, die meistens zu klein ist, um die magnetischen Eigenschaften des gesamten Materials korrekt und repräsentativ zu erfassen [13,15]. Besonders problematisch in diesem Zusammenhang ist die Magnetisierung von HGO-Materialien, deren ausgeprägte Korngröße dazu führt, dass die vom Sensor gedeckte Messfläche nur wenige Körner umfasst. Der VRSST verwendet hingegen Proben mit einem Durchmesser von ungefähr 160 mm, was im Vergleich mit den anderen RSSTs effektivere Messungen bietet. Die genaue geometrische Form der Probe hat ebenfalls einen Einfluss auf die Feldverteilung während ihrer Magnetisierung im RSST. So wurde gezeigt, dass die quadratischen Proben höhere Homogenität des erregenden magnetischen Feldes als die kreisförmigen bieten. Letztendlich hängt die Feldhomogenität auch von der Jochbreite ab: Je breiter die eingesetzten Joche, umso homogener ist das magnetische Feld in der Probe [15].

⁴ Der am *Institute of Electrodynamics, Microwave and Circuit Engineering, TU Wien*, vorhandene RSST-Aufbau wird im Kapitel 2 genauer behandelt.

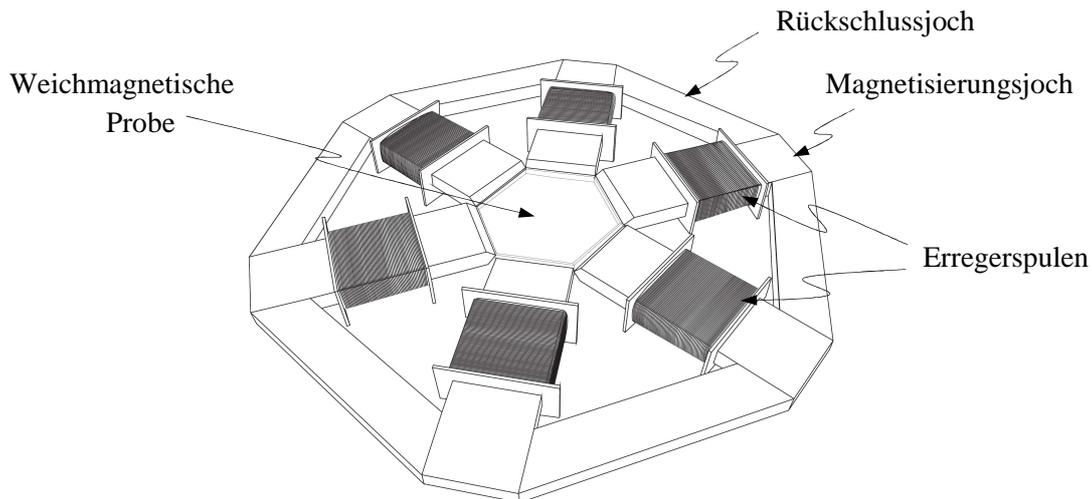


Abb. 1.2: Der Vienna Rotational Single Sheet Tester (VRSST) mit hexagonaler Probenform.

Die beschriebenen Messverfahren basieren auf dem *elektrodynamischen Prinzip*. Die physikalischen Größen $\mathbf{B}(t)$ und $\mathbf{H}(t)$ werden mittels Feldvektorsensoren erfasst und, wie im nächsten Kapitel geschildert, zur Verlustberechnung herangezogen. Die Verlustmessung kann aber auch mittels *thermischer Messverfahren* erfolgen [6, 16, 17] und wird in der vorliegenden Arbeit ebenfalls behandelt.

1.3 Untersuchte Materialien

Die magnetischen Eigenschaften weichmagnetischer Materialien hängen im Wesentlichen von ihrer statischen Domänenstruktur sowie von der Art der Bewegung der zugehörigen Domänenwände unter dem Einfluss eines magnetischen Wechselfeldes ab [18]. Fortfolgend ist eine Klassifizierung der im Bereich des technischen Magnetismus, speziell bei Transformatoren, eingesetzten Materialtypen gegeben.

Nicht-orientierte (NO) weichmagnetische Stoffe sind hauptsächlich isotrop und besitzen eine Textur zufälliger Natur, mit einer Korngröße zwischen $10\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ im Durchmesser. Sie weisen im statischen, unmagnetisierten Zustand eine sehr komplexe Domänenstruktur auf. Im direkten Vergleich mit kornorientierten Materialien sind sie wesentlich preisgünstiger [18]. Da bei ihnen keine magnetische Vorzugsrichtung vorhanden ist, werden sie hauptsächlich im Kern rotierender Maschinen eingesetzt.

Kornorientierte (GO) Materialien sind anisotrop. Die Größe ihrer Körner kann bis zu $10\ \text{mm}$ im Durchmesser betragen. Bei der Magnetisierung in Walzrichtung und im direkten Vergleich zu den nicht-orientierten weichmagnetischen Stoffen zeichnen sie sich durch die um einige male kleineren Verlust- und größeren Permeabilitätswerte aus. Sie finden, genauso, wie alle nachfolgend erwähnten Materialtypen, Verwendung in Leistungstransformatoren.

Konventionell kornorientierte (CGO) Siliziumeisenbleche entstanden in den 50er und 60er Jahren. Ihre Weiterentwicklung führte in den 70er Jahren auf **hochkornorientierte** (HGO) weichmagnetische Materialien, deren sehr ausgeprägte Kristallausrichtung den höchsten Grad an Anisotropie bietet. Die typische Korngröße liegt hierbei im Bereich von 10 μm . Die Entwicklungsschritte führten letztendlich auf **Materialien mit verfeinerter Domänenstruktur** (engl. domain-refined steels). Durch mechanische Behandlung erzeugte Oberflächenspannung im Material wird die mittlere Breite der zugehörigen statischen Domänen verringert. Reduzierte Verluste sind zur Folge [18]. Letztendlich ergibt sich weitere Reduktion durch Laserbehandlung – engl. scribing – im Sinne von SHGO-Material.

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Typen von erwähnten Materialien, nämlich M-5 (CGO) und 23ZDKH90 (SHGO) des japanischen Herstellers Nippon Steel Corporation, bezüglich Ummagnetisierungsverluste ausführlich behandelt. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 1.1 zusammenfassend angeführt.

Materialbezeichnung	M-5	23ZDKH90
Klasse	CGO	SHGO
Chemische Zusammensetzung	SiFe	SiFe
Nominelle Dicke	0,30 mm	0,23 mm
Materialdichte	7650 kg/m ³	7650 kg/m ³
Spezifischer elektrischer Widerstand	480 n Ωm	500 n Ωm
Nomineller Verlustwert bei $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,7 \text{ T}$, $f = 50\text{Hz}$	1,28 W/kg	0,8 W/kg
Hersteller	NSC	NSC

Tabelle 1.1: Die wichtigsten Daten der behandelten weichmagnetischen Materialien im Überblick.

1.4 Ziele der Diplomarbeit

Ausgehend von einem a priori bestehenden Messaufbau zur elektrodynamischen Erfassung der Ummagnetisierungsverluste soll seine Funktionalität insofern erweitert werden, dass neben den bislang vorhandenen Magnetisierungsmustern (quasi-linear alternierend⁵, elliptisch rotierend und zirkulär rotierend) auch die beim Betrieb von Leistungstransformatoren real vorkommenden und damit praktisch relevanten Magnetisierungsformen simulierbar werden. Dazu zählen in erster Linie rhombisch rotierende Magnetisierungsmuster, deren mathematische Definition, im Gegensatz zu jener der oben angeführten und bereits vorhandenen Mustertypen,

⁵ Exakte alternierende Magnetisierung ist mit einem dreiphasigen hexagonalen RSST aufgrund der im Messaufbau bestehenden Asymmetrien und den damit verbundenen, in allen drei Erregerspulenpaaren immer vorhandenen elektrischen Strömen, nicht möglich.

anspruchsvoller ist. Im Rahmen der durchgeführten Messungen soll der Einfluss von rhombisch rotierender Magnetisierung auf die Ummagnetisierungsverluste genau untersucht, quantifiziert und interpretiert werden. Zu qualitativen Vergleichszwecken werden dazu die Verlustwerte unter elliptisch und kreisförmig rotierender Magnetisierung herangezogen.

Der eigentliche Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit aber sind Verlustmessungen unter der Einwirkung eines dem magnetischen Wechselfeld superponierten Gleichfeldes. Diese Feldkonstellation ist insofern praktisch relevant, als sie zufolge von geomagnetisch induzierten elektrischen Strömen⁶ (engl. GICs – geomagnetically induced currents) beim Betrieb von Leistungstransformatoren auftritt. Es soll gezeigt werden, ob das überlagerte magnetische Gleichfeld eine Veränderung der Verluste zur Folge hat. Die aus der jeweiligen, exakt vordefinierten magnetischen Mischfeldkonstellation resultierenden Verlustwerte sind zu erfassen und einem Vergleich mit jenen zu unterziehen, die bei gleichen Magnetisierungsmustern, jedoch ohne Gleichfeldüberlagerung, resultieren. Angemerkt sei, dass das Gleichfeld in der Praxis immer durch eine dem erregenden Wechselstrom überlagerte Gleichstromkomponente zustande kommt, weshalb im Weiteren von „überlagerter DC-Erregung“ gesprochen wird.

Zur Erfassung von Ummagnetisierungsverlusten unter den am RSST simulierten Magnetisierungsmustern, speziell bei DC-Überlagerung, soll eine neue *thermische Messmethode* entwickelt werden. Anhand dieser sollen die bekannten Schwächen der *elektrodynamischen Messmethode* zur Verlusterfassung bei höheren Werten der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(t)$ und Feldstärke $\mathbf{H}(t)$ umgangen werden.

Bei rotierender Magnetisierung beschreibt die Spitze des magnetischen Flussdichtevektors $\mathbf{B}(t)$ bekanntlich ein zweidimensionales Magnetisierungsmuster in der Ebene. Es soll messtechnisch ergründet und gezeigt werden, wie und in welchem Ausmaß sich die Winkelgeschwindigkeit, mit der die B-Vektorrotation erfolgt, auf die Verluste auswirkt. Dazu werden elliptisch und zentralsymmetrisch-rhombisch rotierende Magnetisierungsmuster herangezogen und einer Variierung von Winkelgeschwindigkeit des zugehörigen magnetischen Flussdichtevektors unterworfen. Die aus unterschiedlichen Winkelgeschwindigkeiten resultierenden Verlustwerte sollen einen Aufschluss über die Korrelation der beiden physikalischen Größen geben.

⁶ Genauere physikalischen Hintergründe und einen tiefgründigeren Einblick in die Thematik der geomagnetisch induzierten elektrischen Ströme und ihre Auswirkung auf die Leistungstransformatoren bieten unter anderen [19, 20].

Kapitel 2

Der Messaufbau

Zur Bestimmung von Ummagnetisierungsverlusten bieten sich, wie bereits in Kapitel 1 angedeutet, zwei unterschiedliche Konzepte an. Bei der **elektrodynamischen Messmethode** werden die lokal herrschenden Feldgrößen, nämlich die elektrische Feldstärke $E(t)$ und die magnetische Feldstärke $H(t)$ an der Probenoberfläche, zu genau definierten Zeitpunkten der Magnetisierungsperiode mittels Spulensensoren erfasst. Die so gewonnenen E/H-Wertepaare werden anschließend mittels Poynting-Satzes verknüpft und zur Verlustberechnung herangezogen. Während des Magnetisierungsvorgangs werden die in der Probe entstehenden Verluste in Wärme umgesetzt, woraus sich eine Temperaturerhöhung des Materials ergibt. Aus dem zeitlichen Anstieg der lokalen Übertemperatur kann ebenfalls auf die Ummagnetisierungsverluste des weichmagnetischen Materials geschlossen werden. Dieses Konzept ist der Kernpunkt der sogenannten **thermischen Messmethode**, bei der im Rahmen dieser Arbeit mittels in eine Messbrücke geschalteter NTC-Widerstände⁷ der Temperaturgang der Probe während eines Magnetisierungszyklus aufgenommen und zur Berechnung der Verluste verwendet wird.

2.1 Der Vienna Rotational Single Sheet Tester (VRSST)

Messaufbauten, die die Untersuchung quadratischer HGO-Proben erlauben, haben den prinzipiellen Nachteil, die harte Richtung des Materials, deren Einfluss auf die Verluste bei rotierenden Magnetisierungsmustern von besonderem Interesse ist, nicht ausreichend stark magnetisieren zu können. Außerdem wird in [21] das dazugehörige, sehr aufwendige elektronische Steuerungssystem bemängelt. Diesen Einschränkungen wurde bei der Entwicklung des Vienna Rotational Single Sheet Testers (VRSST) mit hexagonaler Probenform Rechnung getragen, dessen schematischer Aufbau in Abb. 2.1 dargestellt ist. Prinzipiell wird zwischen dem Magnetisierungs- und Regelungsteil unterschieden.

Die **Magnetisierungsvorrichtung** des VRSSTs besteht aus einer hexagonalen Jochkonstruktion, an deren sechs Magnetisierungspolen die Erregerspulen angebracht sind. Diese sind paarweise in Serie geschaltet und befinden sich an den

⁷ Engl. NTC – Negative Temperature Coefficient Thermistor.

jeweils gegenüberliegenden Polen. Die notwendige magnetische Durchflutung bei Magnetisierung wird mittels sechs in Brücke beschalteter Leistungsverstärker⁸ erreicht. Zur Vermeidung von Wirbelströmen und damit verbundener magnetischer Flussverdrängung ist die Jochvorrichtung, wie bei magnetischen Kreisen üblich, aus laminierten weichmagnetischen Blechpaketen aufgebaut.

Die zur Probe gewandten Seiten der Magnetisierungspole sind zwecks Flussbündelung und einer besseren Einkopplung desselben in das untersuchte weichmagnetische Material V-förmig ausgeführt. Ihre Laminierung erfolgt im Falle des VRSSTs senkrecht zur x-y-Ebene, die mit der Probenoberfläche im Messzustand übereinstimmt. Dies bietet eine effektive Unterdrückung des Übersprechens zwischen den drei Feldkomponenten während des Magnetisierungszyklus.

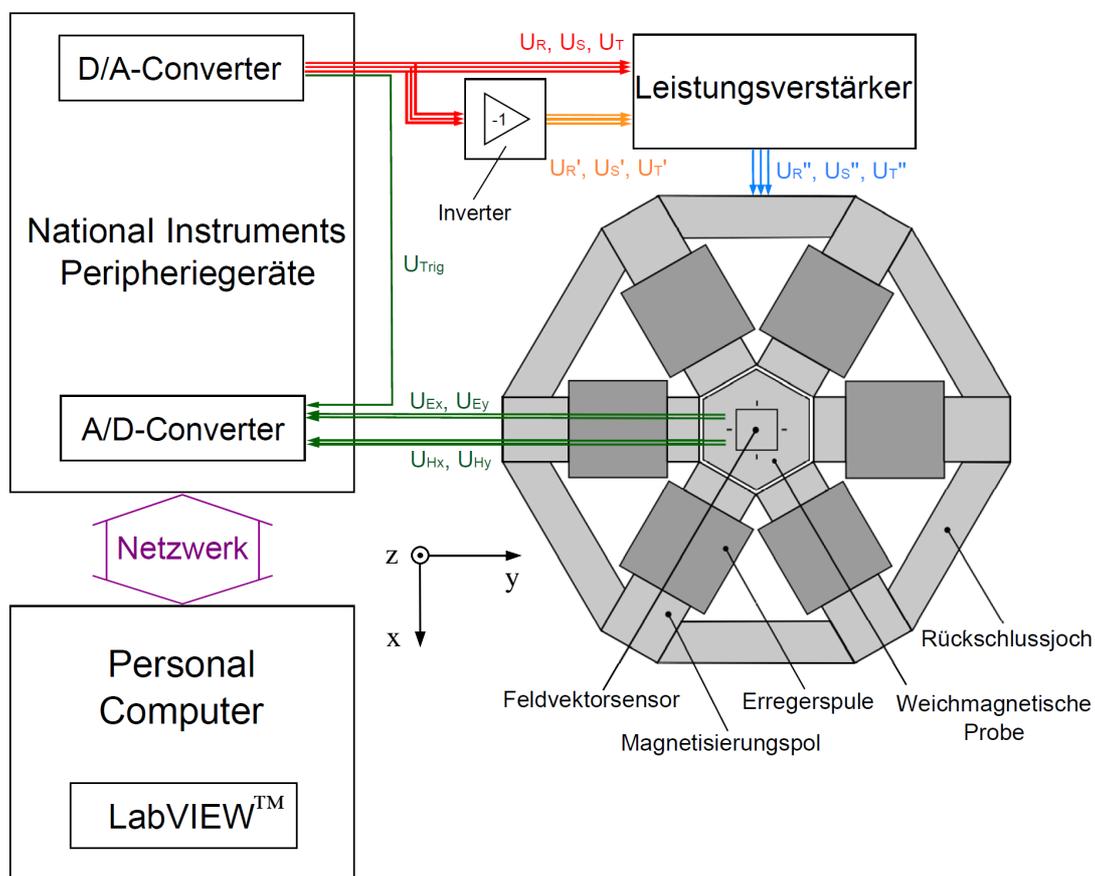


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des Vienna Rotational Single Sheet Testers samt Regelungs- und Magnetisierungsblock.

Eine Laminierung parallel zur Probenoberfläche ist produktionstechnisch zwar einfacher zu realisieren, wäre aber der oben beschriebenen Ausführung in Hinblick auf das Feldübersprechen unterlegen [22]. Der magnetische Kreis wird mittels ebenfalls laminierten Rückschlussjoch geschlossen.

⁸ Leistungsverstärker: HERO® Precision Power Amplifier, Typ PA612B.

Das Herzstück des VRSSTs bildet der im Messaufbau mittig positionierte, einseitig unter der Probe angebrachte **Feldvektorsensor** (siehe Abb. 2.2), dessen Einsatz insofern von Vorteil gegenüber der zweiseitigen Ausführung ist, als die Oberseite der Probe während des Messvorgangs frei zugänglich bleibt und somit beispielsweise Magnetostruktionsuntersuchungen möglich sind. Mittels der auf ein quadratisches Plättchen elektrisch isolierenden Materials orthogonal zueinander aufgewickelten flächenhaften Spulen werden die magnetischen Tangentialfeldkomponenten H_x und H_y in x- und y-Richtung erfasst. Zur zweidimensionalen Erfassung der magnetischen Flussdichte B wird ein Paar sogenannter B-Spitzen verwendet. Sie sind aus ausgeglühtem und abschließend mechanisch zugeschliffenem Federdraht beschaffen, wodurch beim Auflegen der Probe und Ausübung einer gewissen homogenen Anpresskraft die elektrische Kontaktierung durch die Isolierung der Probe erfolgt. Zur Vermeidung von magnetischem Luftfluss, der an der Grenze zwischen der Probenunterseite und der Sensoroberseite auftritt und zu einer Verfälschung der aufgenommenen B-Werte führen würde, sind die B-Spitzen an der Sensoroberseite paarweise miteinander verdrahtet. Die Homogenität des magnetischen Feldes in der Probenebene wird anhand von sechs Luftspalten mit einer Breite von je 2 mm zwischen den Probenkanten und den V-förmigen Polen erreicht. Eine genauere Untersuchung des Luftspalteinflusses auf die Feldhomogenität ist in [23] gegeben.

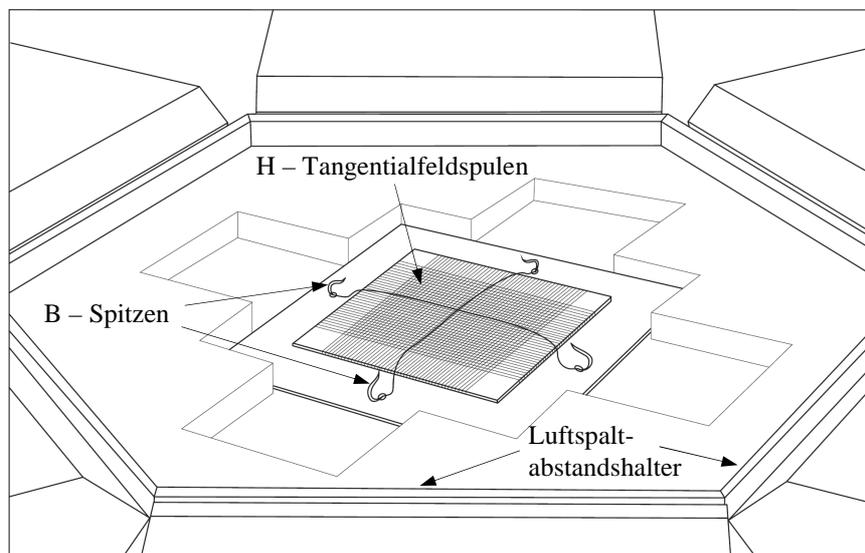


Abb. 2.2: Der Feldvektorsensor: Zu sehen sind zwei Paare von B-Spitzen und ein H-Tangentialfeldspulenpaar. Die Einhaltung konstanter Luftspaltbreiten zwischen den Magnetisierungspolen und den Probenkanten wird mittels sechs elektrisch isolierender und hexagonal angeordneter Abstandshalter gewährleistet.

Der Feldvektorsensor wird in seiner oben beschriebenen Ausführung bei der sogenannten **Spitzenmethode** (engl. needle method) eingesetzt. Bei der **Spulenmethode** (engl. search coil method) erfolgt die Erfassung der magnetischen Flussdichte $B(t)$ anhand von durch die Probe geführten Drahtwindungen. Damit

erübrigt sich bei dieser zweiten Verlustmessmethode der Einsatz von B-Spitzen. Beide Messprinzipien werden in Kapitel 2.2.2 und 2.2.3 ausführlich behandelt.

Der **Ansteuerungs- und Regelungsteil** des VRSSTs besteht einerseits aus einem Hardwareteil in Form von computergesteuerten A/D- bzw. D/A-Steckkarten und andererseits aus einer in LabVIEW™ erstellten Bedien- und Regelungssoftware⁹.

Die Regelung

Zur Simulation unterschiedlicher Magnetisierungsmuster wird eine robuste und schnell konvergierende Regelung mit kleinstmöglichen Abweichungen zwischen dem Sollwert der Regelgröße und ihrem Istwert im eingeregelter Zustand benötigt. Um diesen Anforderungen gleichzeitig gerecht zu werden, sind effiziente Regelalgorithmen erforderlich. Im vorliegenden Fall handelt es sich um den sogenannten „Hill Climbing-Algorithmus“, ein heuristisches Verfahren, das im Rahmen der bisherigen Entwicklungen der VRSST-Regelung softwaretechnisch implementiert und insbesondere in [6] ausführlich dokumentiert wurde.

Ein Regelungszyklus des Regelkreises besteht aus der Vorgabe eines B-Magnetisierungsmusters (*Sollwert*) und beginnt mit der Messung von elektrischen Spannungen U_{Ex} und U_{Ey} (*Istwert*), sowie U_{Hx} und U_{Hy} . Die Signalerfassung und -quantisierung wird mittels eines 12 Bit A/D-Wandlers mit einer Abtastrate von 2×10^5 Abtastwerten pro Sekunde vorgenommen, woraus nach einer Magnetisierungsperiode ein Datensatz mit 4000 Abtastwerten zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung steht. Die Magnetisierungsperiodendauer leitet sich direkt aus der Grundfrequenz der Steuerspannungen ab, mit denen die Erregerspulen angespeist werden und beträgt, entsprechend der Netzfrequenz von 50 Hz, 20 ms. Die beiden aufgenommenen elektrischen Spannungskomponenten des Istwerts werden in die entsprechenden Komponenten der magnetischen Flussdichte B_x und B_y umgerechnet, woraus in Bezug auf die beiden Komponenten des Sollwerts die Regelabweichung ermittelt wird. Der *Regler* beeinflusst die drei Erregerspannungen U_R , U_S und U_T , die die *Stellgrößen* darstellen. Diese werden abschließend der *Regelstrecke* zugeführt, womit ein Regelschritt abgeschlossen ist. Anhand von aufgenommenen Spannungswerten werden die Feldstärkegrößen E_x , E_y , H_x und H_y unter Berücksichtigung von geometrischen Parametern des Sensors abgeleitet und daraus, unter Beachtung von probespezifischen Kenndaten, nämlich der Probendicke und ihrer Massendichte, der Verlustwert des aktuellen Regelungszyklus berechnet:

⁹ Sowohl die eingesetzte Hardware als auch die Software im Regelungsblock des VRSSTs stammen von der amerikanischen Firma *National Instruments*.

$$P = \frac{2}{d \rho} \frac{1}{T} \int_0^T (E_x H_y - E_y H_x) dt \quad . \quad (2.1)$$

Die Grundlagen der Verlustberechnung werden in Kapitel 2.2.4 behandelt.

Als Abbruchbedingung der Regelung wird das mittlere Abweichungsquadrat herangezogen [6]. Bezogen auf den Maximalwert der Amplitude der Regelgröße ergibt sich ein relativer, prozentueller Fehler

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\mathbf{B}_i - \mathbf{B}_i^*)^2}{N |\mathbf{B}_i^*|_{\max}^2}} \cdot 100\% \quad . \quad (2.2)$$

Im Laufe der am VRSST durchgeführten Messungen wird die Abbruchbedingung dann erfüllt, wenn das aktuell eingeregelterte Magnetisierungsmuster um weniger als 2 % vom vorgegebenen abweicht.

Die Brückenbeschaltung von je zwei Leistungsverstärkern benötigt pro Phase die vom D/A-Wandler ausgegebenen und zu verstärkenden Kleinsignale sowohl in ihrer ursprünglichen Phasenlage (U_R , U_S und U_T), als auch invertiert ($U_{R'}$, $U_{S'}$ und $U_{T'}$). Dadurch wird der Wertebereich der drei verstärkten elektrischen Spannungen ($U_{R''}$, $U_{S''}$ und $U_{T''}$), die zum Anspeisen von Erregerspulen benötigt werden, effektiv verdoppelt. Eine Verdoppelung des Stromwertebereiches pro Phase ist ebenfalls gegeben. Diese schaltungstechnische Maßnahme ist für Messungen mit HGO-Materialien, insbesondere bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung, von essenzieller Notwendigkeit, weil hierbei besonders hohe magnetische Feldstärkewerte in harter Richtung der untersuchten Probe notwendig sind, um die vorgegebene Magnetisierungsform zu erreichen. Der geschilderte Sachverhalt wird in Kapitel 5 anhand von zahlreichen Messergebnissen veranschaulicht und bestätigt.

2.2 Elektrodynamische Messmethoden

2.2.1 Erfassung der magnetischen Feldstärke

Der zeitabhängige, zweidimensionale Vektor $\mathbf{H}(t)$ der magnetischen Feldstärke kann prinzipiell auf zweierlei Arten erfasst werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgt die H-Messung anhand des in der unmittelbaren Nähe der Probenoberfläche positionierten **Tangentialfeldspulenpaares**, welches die Feldstärkekomponenten H_x und H_y aufnimmt. Bei dem Messprinzip wird davon ausgegangen, dass $\mathbf{H}(t)$ nur parallel zur Probenoberfläche existiert und dass kein magnetischer Streufluss in z-Richtung vorhanden ist. Nach dem Induktionsgesetz wird in der Messspule die elektrische Spannung

$$u_H(t) = -\dot{\Phi}_L(t) \quad (2.3)$$

induziert. Unter Berücksichtigung des Verkettungsflusses der Spule sowie der Verknüpfungsbeziehung im leeren Raum ergibt sich die induzierte Spannung zu

$$u_H(t) = -N\mu_0 \dot{H}(t)A . \quad (2.4)$$

Als Konsequenz des Durchflutungssatzes folgt die Sprungbedingung für den Vektor der magnetischen Feldstärke

$$\llbracket \mathbf{H}_t \rrbracket = \mathbf{K} \times \mathbf{e}_z , \quad (2.5)$$

die sich unter der Annahme der verschwindenden Flächenstromdichte \mathbf{K} an der Probenoberfläche zu

$$\llbracket \mathbf{H}_t \rrbracket = \mathbf{0} \quad (2.6)$$

vereinfacht. Des weiteren wird vorausgesetzt, dass eine Tangentialfeldspule die magnetische Tangentialfeldkomponente nur in einer Richtung erfasst, dass also $\mathbf{H}_t = \mathbf{H}$ gilt. Aus der allgemeinen Definition einer Sprungbedingung

$$\llbracket \mathbf{H} \rrbracket = \mathbf{H}_a - \mathbf{H}_i \quad (2.7)$$

folgt, dass die Tangentialfeldstärkekomponenten innerhalb und außerhalb der Probe gleich groß sind. Letztendlich folgt für die gesuchte Feldstärkekomponente

$$H_x(t) = -\frac{1}{\mu_0 N A} \int_0^T u_H(t) dt . \quad (2.8)$$

Die Komponente $H_y(t)$ ergibt sich analog dazu.

Die schematische Darstellung einer breiten Tangentialfeldspule mit sehr niedrigem Spulenquerschnitt während des Messvorgangs ist in Abb. 2.3a zu sehen. Idealerweise besitzt sie einen verschwindend kleinen Querschnitt, wodurch die H-Erfassung direkt an der Probenoberfläche erfolgen würde. Jedoch ist bei real eingesetzten Tangentialfeldspulen aufgrund der Forderung nach ausreichender Signalstärke und wegen nicht verschwindender Drahtdicke auch eine Dimension in z-Richtung gegeben, was zur Folge hat, dass der Mittelpunkt des Spulenquerschnitts immer in einem gewissen, nicht vernachlässigbaren Abstand von der Probe liegt. Wenn das magnetische Streufeld in z-Richtung inhomogen ist, führt dies zu Fehlern bei der Felderfassung [22], weil in diesem Fall die Tangentialfeldspule auch die Streufeldlinien umfasst.

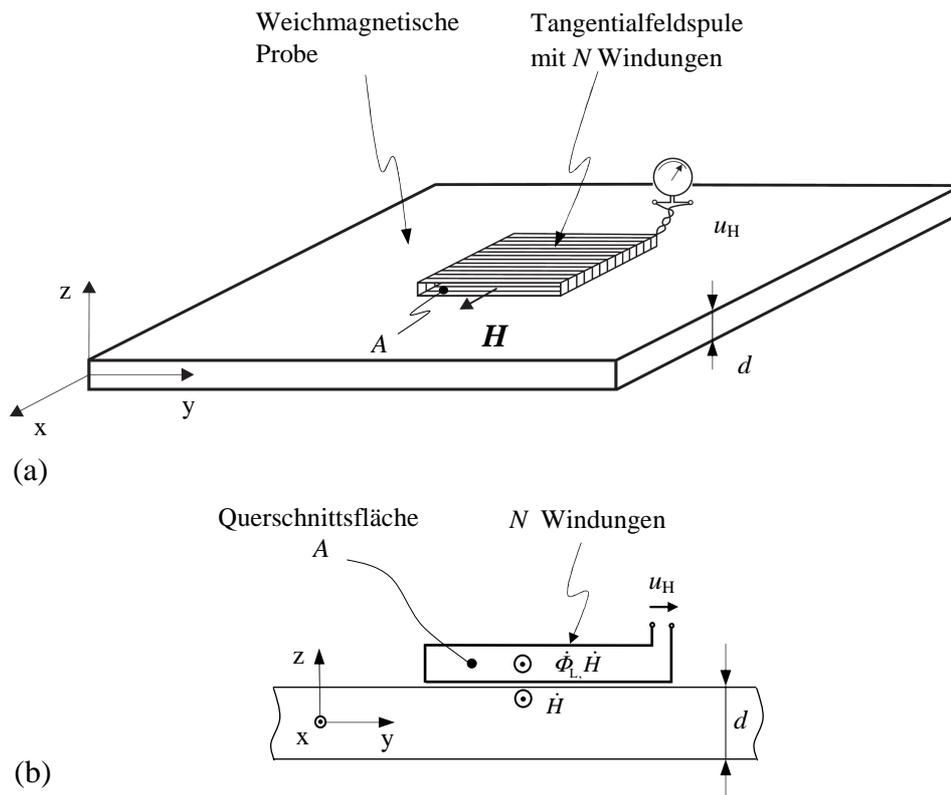


Abb. 2.3: Tangentialfeldspule zur Erfassung der magnetischen Feldstärke $H(t)$.

- (a) Prinzipielle Positionierung einer Induktionsspule auf der weichmagnetischen Probe während des Messvorgangs.
 (b) Die Feldverhältnisse in der Probe und das Zustandekommen der induzierten elektrischen Spannung u_H .

Eine zweite Möglichkeit, die magnetische Feldstärke parallel zur Probenoberfläche zu erfassen, bietet sich mit der **Rogowski-Chattock-Spule** an. Es handelt sich dabei um eine toroidförmige Luftspule, die an der untersuchten Probe platziert wird. Zur Bestimmung der mittleren Änderungsrate der Feldstärke $H(t)$ zwischen den beiden Anschlussklemmen der Spule wird das magnetische Skalarpotential herangezogen [22].

2.2.2 Erfassung der Induktion nach der Spulenmethode

Zur VRSST-Regelung und speziell für die Berechnung von Verlusten in weichmagnetischen Materialien wird der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke $E(t)$ in den beiden zueinander orthogonal stehenden Richtungen der Probenebene, nämlich der Walzrichtung und der transversalen Richtung, benötigt. Der konventionelle Weg zu ihrer Erfassung besteht in der Verwendung zweier Induktionsspulen, die durch je zwei Bohrungen pro Messrichtung in der Probe geführt werden. Als wichtige Voraussetzung bei diesem Messprinzip gilt die *Quasihomogenität der magnetischen Flussverteilung* in der Probe. Eine tatsächlich homogene Magnetisierung würde vorliegen, wenn alle Punkte des Materials

innerhalb des dreidimensionalen, rechtswendigen Koordinatensystems $\{x, y, z\}$ (Abb. 2.4a und Abb. 2.4b) einen konstanten Wert der magnetischen Flussdichte aufweisen würden, d.h. wenn $B(x,y,z) = \text{const.}$ wäre. Die *Quasihomogenität* des magnetischen Feldes bedeutet hier, dass alle Feldgrößen eine Konstanz bezüglich der x - und y -Koordinate aufweisen, während der Skineneffekt durch eine Abhängigkeit von der z -Richtung ausgezeichnet ist [24]. Im Falle des VRSSTs ist die Messung der magnetischen Flussdichte deswegen auf einen zentralen Bereich der Probe beschränkt, dessen Flächeninhalt etwa 40 mm x 40 mm beträgt.

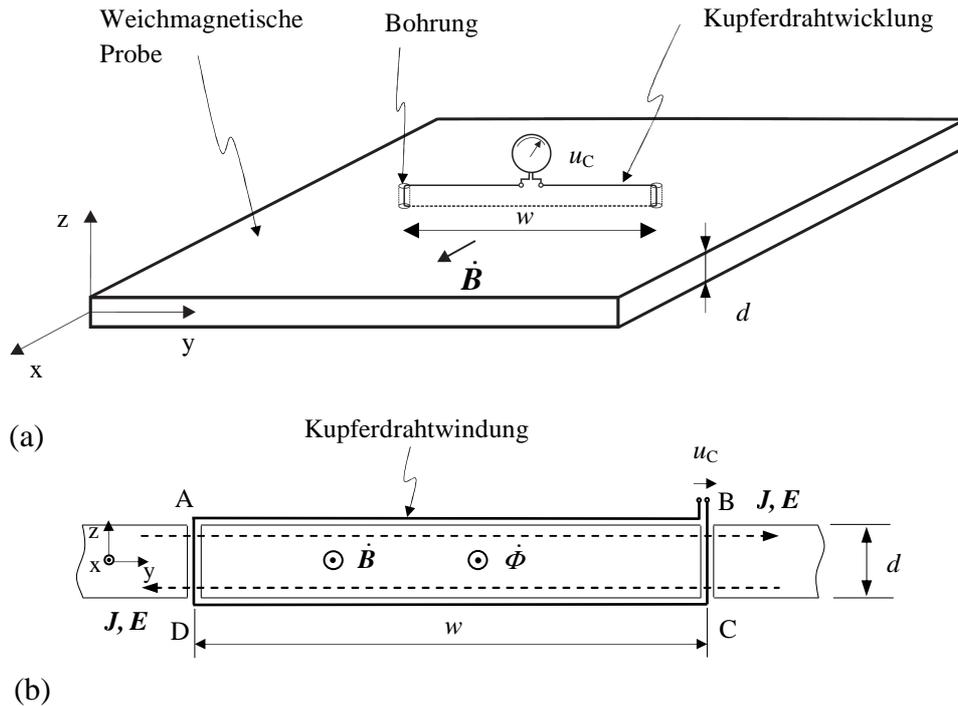


Abb. 2.4: Die Induktionsspulenmethode zur Ermittlung der magnetischen Flussdichte $B(t)$ der weichmagnetischen Probe.

- (a) Positionierung der Induktionsspule in einer Messrichtung des untersuchten Materials.
- (b) Probenquerschnitt samt magnetischer und elektrischer Flussverteilung.

Entsprechend dem Induktionsgesetz ergibt sich an den Messspulenanschlüssen die induzierte elektrische Spannung zu

$$u_c(t) = -\dot{\Phi}(t) = -wd\dot{B} . \quad (2.9)$$

Diese setzt sich aus den Teilspannungen zusammen, die den einzelnen Segmenten der Spulenwicklung entsprechen:

$$u_c = \oint E ds = u_{BA} + u_{AD} + u_{DC} + u_{CB} . \quad (2.10)$$

Somit resultiert die gesuchte magnetische Flussdichtekomponente nach der Integration zu

$$B_x(t) = -\frac{1}{wd} \int_0^T u_c(t) dt . \quad (2.11)$$

Die Komponente $B_y(t)$ folgt analog dazu.

Die Induktionsspulenmethode bietet also die über die Probendicke gemittelte Messung der zeitlichen Änderungsrate $\dot{\mathbf{B}}$ der magnetischen Flussdichte. Unter Berücksichtigung der Feldhomogenität in der Probenebene lassen sich daraus auch die elektrischen Feldstärkekomponenten leicht berechnen [22].

2.2.3 Erfassung der Induktion nach der Spitzenmethode

In den 80er Jahren wurde die Induktionsspulenmethode zunehmend durch eine bequemere, die sogenannte Spitzenmethode ersetzt [24]. Die Ursachen dafür lagen sowohl in der Zeitaufwendigkeit der Probenvorbereitung, als auch in der Tatsache, dass der Bohrprozess zwecks Herstellung von Löchern auch mechanische Beanspruchung der Probe bedeutet. Diese wirkt sich nachteilig auf die lokalen magnetischen Eigenschaften des untersuchten Materials aus.

Die Grundlage der Spitzenmethode bildet die Aufnahme der elektrischen Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten auf der Oberfläche der magnetisch erregten Probe. Die Kontaktierung erfolgt mittels zwei elektrisch leitender Spitzen, die die elektrische Feldstärke in einer Materialrichtung erfassen. Die gemessene elektrische Spannung ist direkt proportional zum Mittelwert der elektrischen Feldstärke zwischen den Messspitzen [22]. Aus dem zeitlichen Verlauf des E-Vektors wird auf die magnetische Flussdichte $\mathbf{B}(t)$ zurück geschlossen, deren beide orthogonalen Komponenten für die Regelung und Verlustberechnung benötigt werden.

Wie bei der Induktionsspulenmethode, wird auch hier eine fiktive Aufteilung des erfassten Probenbereiches in Segmente vorgenommen (siehe Abb. 2.5a und Abb. 2.5b). Die aufgenommene Spannung u_N beträgt allgemein

$$u_N = \int_A^B \mathbf{E} ds . \quad (2.12)$$

Unter der Annahme konstanter Bedingungen in y-Richtung folgt für die z-Komponente des elektrischen Feldes

$$E_z = 0 , \quad (2.13)$$

was bedeutet, dass die elektrische Spannung entlang der vertikalen Pfade \overline{BC} und \overline{DA} verschwindet:

$$u_{BC} = u_{DA} = 0 . \quad (2.14)$$

Zufolge der Symmetrie der lokal herrschenden magnetischen Flussdichte

$$B_{\text{lok}}(z) = B_{\text{lok}}(-z) \quad (2.15)$$

folgt Gleichheit der Teilspannungen entlang der Strecken \overline{AB} und \overline{CD} entsprechend

$$u_{AB} = u_{CD} \quad , \quad (2.16)$$

und die durch Spitzen erfasste elektrische Spannung beträgt

$$u_N = \frac{u_C}{2} = -\frac{wd}{2} \dot{B} \quad . \quad (2.17)$$

Sie ist also um die Hälfte kleiner als jene bei der Spulenmethode. Letztendlich resultiert die gesuchte, zeitlich abhängige magnetische Flussdichte zu

$$B_x(t) = -\frac{2}{wd} \int_0^T u_N(t) dt \quad . \quad (2.18)$$

Dies zeigt die Äquivalenz zwischen der B-Spulen- und der B-Spitzenmethode, wobei nochmals angemerkt sei, dass den bisherigen Überlegungen die Annahme von Quasihomogenität der magnetischen Induktion zugrunde liegt. Die Spitzenmethode gibt eine Auskunft über die lokal herrschende magnetische Flussdichte unabhängig vom Verhältnis w/d [24]. Die y-Komponente von B wird durch die entsprechende, analoge Berechnung erhalten.

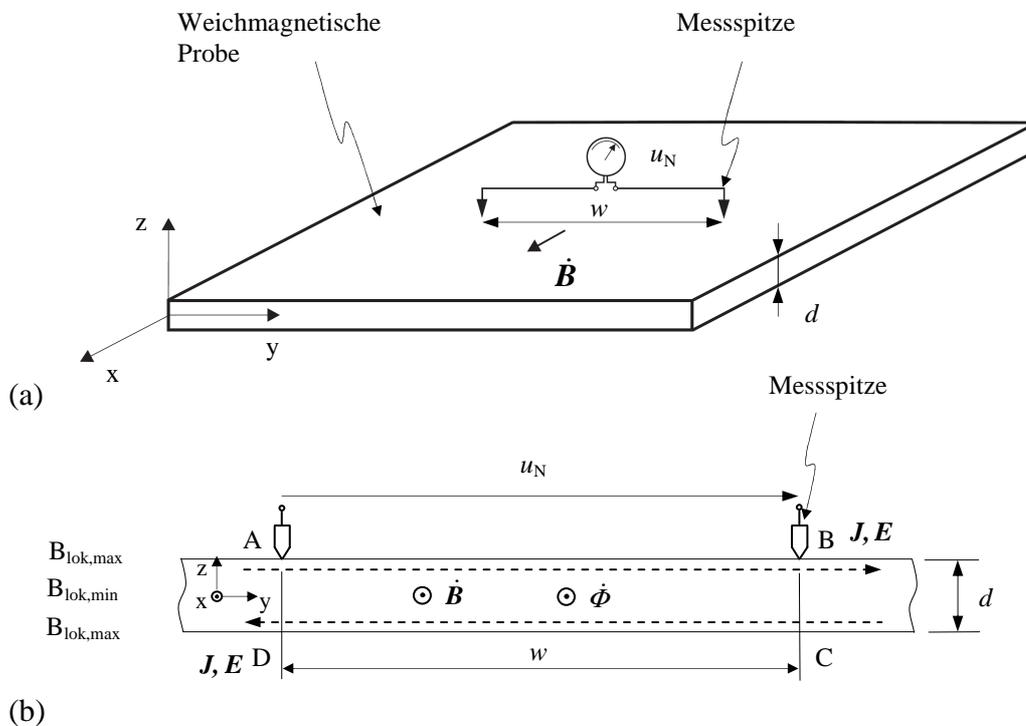


Abb. 2.5: Die Spitzenmethode zur Erfassung der magnetischen Flussdichte $B(t)$.

(a) Positionierung der Messspitzen auf der Oberfläche der untersuchten weichmagnetischen Probe.

(b) Elektrische und magnetische Feldkonfiguration im Probenquerschnitt.

2.2.4 Grundlagen der Verlustberechnung

Die Verlustberechnung bei der elektrodynamischen Messmethode leitet sich aus dem Poynting-Satz ab. Zu einem bestimmten Zeitpunkt liegen lokal in der Probe die elektrische Feldstärke $\mathbf{E}(t)$ und die magnetische Feldstärke $\mathbf{H}(t)$ vor. Die vorherrschende **elektromagnetische Energieflussdichte**, auch Poynting-Vektor genannt, ergibt sich aus dem Kreuzprodukt beider Feldstärkevektoren zu

$$\mathbf{S}(t) = \mathbf{E}(t) \times \mathbf{H}(t) . \quad (2.19)$$

Durch die orientierte Fläche A eines Volumens V tritt dann momentan der **elektromagnetische Energiefluss**

$$P(A) = \int_A S_n \, dA \quad (2.20)$$

mit $S_n = \mathbf{S} \cdot \mathbf{e}_n$. Es ist also die Normalenprojektion des Poynting-Vektors zu bilden, wobei der Einsnormalenvektor \mathbf{e}_n den Durchtrittssinn der betrachteten Fläche sowie den Bezugssinn des Energieflusses angibt. Tatsächlich ist im Falle einer RSST-Probe Quasihomogenität nur in Näherung gegeben, weshalb mit der Spulen- bzw. Spitzenmethode vorgenommene Messungen a priori – und grundsätzlich – von prinzipiellen Fehlern behaftet sind. Wesentlich sind auch das Exprodukt Gl. 2.19 verfälschende Phasenfehler. Sie machen sich bei Werten der Feldstärke H bemerkbar. Der gemessene Verlustwert P ist dann von der Rotationsrichtung abhängig, wie in Abb. 2.6 anhand eines Beispiels gezeigt ist. Als Korrektur ist es üblich, den Mittelwert der beiden Ergebnisse zu akzeptieren.

In Abb. 2.7 ist ein quaderförmiges Volumensegment der magnetisch erregten Materialprobe dargestellt. Jede der sechs Flächen A_1, \dots, A_6 wird von einem zugehörigen Poynting-Vektor durchsetzt. Die zeitliche Mittelung der aufsummierten Anteile ergibt den Gesamtverlust

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \left[\sum_{k=1}^6 S_{n,k}(t) A_k \right] dt . \quad (2.21)$$

Die in Kapitel 2.2.2 definierte Voraussetzung der Quasihomogenität magnetischer Flussverteilung hat auf die Verlustbestimmung eine wichtige Auswirkung. Die Poynting-Vektoren $\mathbf{S}_3, \dots, \mathbf{S}_6$ ergeben sich aufgrund von verschwindender z-Komponente der elektrischen Feldstärke in der Probe zu Null. Die für die Verluste nunmehr relevanten Beiträge S_1 und S_2 sind betragsmäßig gleich groß, jedoch entgegengesetzt gerichtet. Der für die Probe resultierende Verlustwert ergibt sich schließlich zu

$$P = \frac{2}{T} \int_0^T S_1(t) A_1 \, dt . \quad (2.22)$$

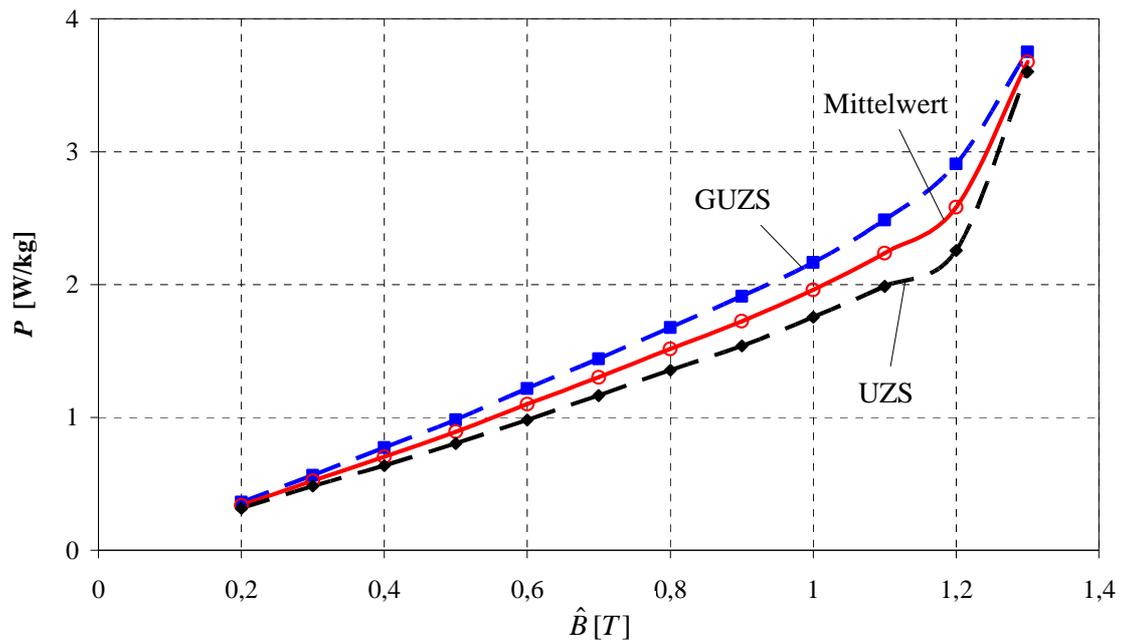


Abb. 2.6: Verluste P für zirkuläre RM im Uhrzeiger- und Gegenuhrzeigersinn. Die Mittelwertkurve berücksichtigt beide Rotationsrichtungen von $\mathbf{B}(t)$.

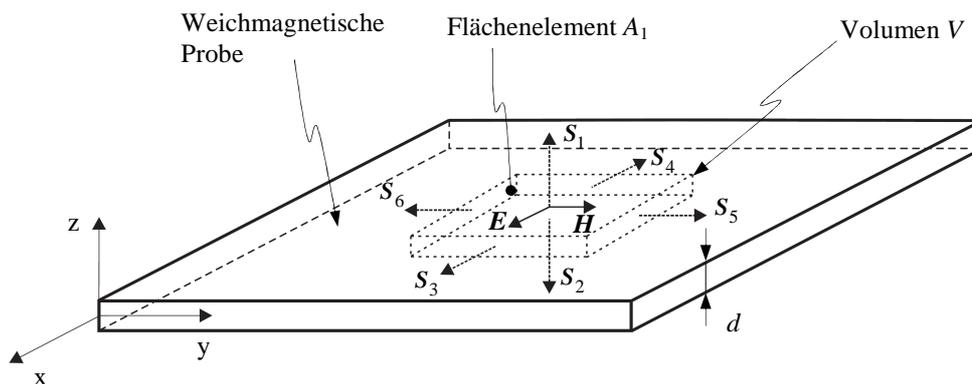


Abb. 2.7: Bestimmung der Ummagnetisierungsverluste anhand eines Volumensegments inklusive zugehöriger Flächensegmente und Poynting-Vektoren.

2.3 Thermische Verlustmessmethode

Eine der messtechnischen Schwächen der elektrodynamischen Messmethode liegt darin, dass im Falle rotierender Magnetisierungsmuster bei unterschiedlichen Umlaufrichtungen des \mathbf{B} -Vektors Verlustwerte resultieren können, die deutlich unter den erwarteten liegen oder im ungünstigsten Falle sogar „negativ“ sein können. Dieses Phänomen wurde sowohl im Laufe der weltweiten Forschung, als auch im Labor des technischen Magnetismus an der TU Wien beobachtet. Um die Ursache dieser unerwünschten Erscheinung implizit zu ergründen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine neue Variante der **thermischen Messmethode** zur Verlufterfassung am VRSST entwickelt. Sie soll einen Aufschluss darüber geben, ob die bei höheren Werten der magnetischen Flussdichte

in der Probe auftretende Abflachung von Verlustkurven eine speziell der elektrodynamischen Messmethode zuzuschreibende Erscheinung ist, oder ob es sich um die Folge einer allgemeinen Materialeigenschaft handelt, die unabhängig von der angewandten Messmethode auftritt.

Grundlagen der kalorimetrischen Verlusterfassung

Das Grundprinzip der thermischen Erfassung von Ummagnetisierungsverlusten in weichmagnetischen Materialien liegt in der direkten Proportionalität zwischen dem Temperaturanstieg zufolge magnetischer Erregung und den daraus resultierenden Verlusten. Daher gilt eine genaue Kenntnis vom zeitlichen Verlauf der Proben temperatur während eines Magnetisierungszyklus als Grundvoraussetzung für die Verlustbestimmung nach diesem Messverfahren.

Es wird eine wärmeleitende, weichmagnetische Probe in einer Umgebung konstanter Temperatur ϑ_u betrachtet. Durch die während des Magnetisierungsvorgangs in der Probe mit dem Volumen V und spezifischer Wärme c hervorgerufene Leistungsdichte p ergibt sich eine Übertemperatur Θ , die mittels folgender, für definierte technische Systeme bekannter Energiebilanz mathematisch beschrieben werden kann:

$$pV dt = mc d\Theta + aA \Theta dt \quad . \quad (2.23)$$

Die der homogenen Materialprobe der Masse m und des Volumens V zur Zeit dt zugeführte Energie wird zum einen Teil in Form von Wärme *gespeichert*, zum anderen Teil kommt es über die Probenoberfläche A zu einer von der Systemkenngröße a abhängigen *Wärmeabstrahlung* [25]. Die Übertemperatur der Probe Θ wird definiert als Differenz zwischen der Proben temperatur ϑ und der Umgebungstemperatur ϑ_u :

$$\Theta = \vartheta - \vartheta_u \quad . \quad (2.24)$$

Unter Berücksichtigung der Anfangsbedingung $\Theta|_{t=0} = 0$ ergibt die Integration der Gl. (2.23) den *exponentiell ansteigenden Verlauf der Übertemperatur*

$$\Theta(t) = \frac{pV}{aA} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.25)$$

mit der Zeitkonstante

$$\tau = \frac{mc}{aA} \quad . \quad (2.26)$$

Dieser Verlauf stellt die mathematische Beschreibung des **Erwärmungsvorgangs** dar, der in Abb. 2.8 schematisch dargestellt ist.

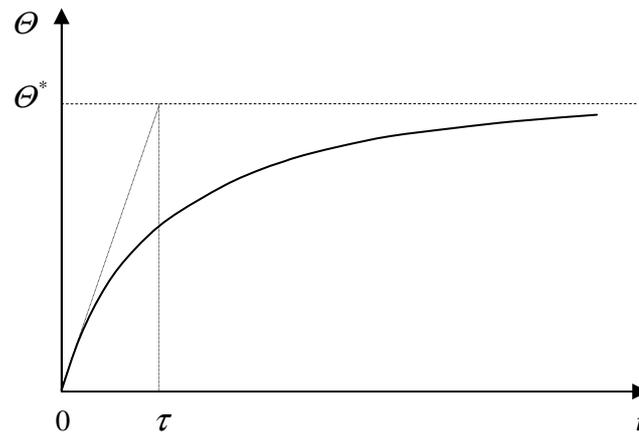


Abb. 2.8: Exponentiell ansteigender Zeitverlauf der Übertemperatur bei einem Erwärmungsvorgang.

Die exponentiell ansteigende Übertemperaturkurve nähert sich für $t \rightarrow \infty$ asymptotisch dem Temperaturwert Θ^* , der als Beharrungsübertemperatur bezeichnet wird.

Anschließend an einen Erwärmungsvorgang wird der **Abkühlvorgang** betrachtet. Da der weichmagnetischen Probe, die während des Erwärmungsvorgangs magnetisch erregt wurde, nun keine Energie mehr zugeführt wird, kühlt sie kontinuierlich ab, was durch die homogene Differentialgleichung ausgedrückt wird:

$$0 = m c d\Theta + A a \Theta dt . \quad (2.27)$$

Als ihre Lösung ergibt sich *exponentiell abklingender Verlauf der Übertemperatur*

$$\Theta(t) = \Theta_a e^{-t/\tau} \quad (2.28)$$

mit Θ_a als Wert der Temperatur zum Anfangszeitpunkt des Abkühlvorgangs. Die Zeitkonstante τ wird wiederum, wie in Gl. (2.26), definiert. Der schematische Verlauf eines Abkühlvorgangs ist aus Abb. 2.9 ersichtlich.

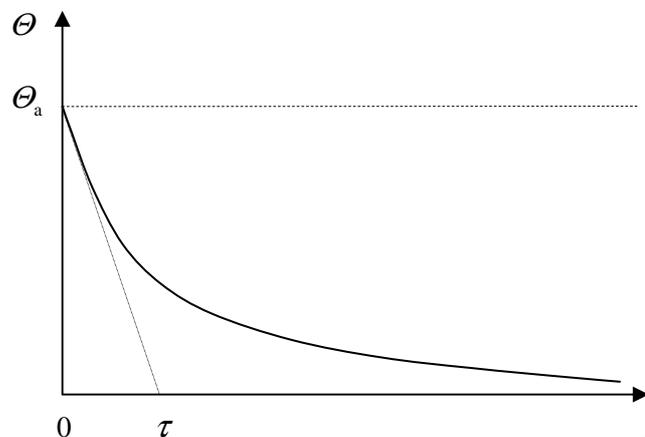


Abb. 2.9: Exponentiell abklingender Zeitverlauf der Übertemperatur bei einem an den Erwärmungsvorgang anschließenden Abkühlvorgang.

Der Schaltungsaufbau

Der hier entwickelte Messaufbau zur thermischen Erfassung von Ummagnetisierungsverlusten baut auf der bestehenden VRSST-Struktur auf und besteht grundsätzlich aus einer gleichspannungsbetriebenen Wheatstone-Messbrücke sowie einem analog/digitalen, mehrkanaligen Multifunktionsdatenerfassungsgerät¹⁰, das durch LabVIEW™-Software gesteuert wird (siehe Abb. 2.10). Ein Spannungsteiler der Messbrücke besteht aus zwei gleich großen ohmschen Widerständen¹¹ mit geringer Widerstandstoleranz. Im zweiten, aktiven Messbrückenarm sind vom Typ her zwei ebenfalls untereinander gleiche NTC-Widerstände¹² beschaltet. Diese schaltungstechnische Maßnahme ist bezüglich der Spannungsempfindlichkeit der Messbrücke optimal, denn ihr Maximum liegt dann vor, wenn die Messbrückenarme aus paarweise gleichen Widerständen bestehen. Die Gleichspannungsversorgung der Messbrücke wurde auf 5V festgelegt.

Der Messthermistor wird während des Messvorgangs im Zentrum der hexagonalen weichmagnetischen Probe positioniert, weil in diesem Bereich maximale Feldhomogenität angenommen wird. Zwecks eines möglichst guten thermischen Kontaktes zwischen der Probe und dem Messthermistor wird Wärmeleitpaste eingesetzt. Ein Referenzthermistor dient als Temperaturkompensationsglied und soll eine von der Umgebungstemperatur unabhängige Durchführbarkeit der Messungen und verbesserte Zuverlässigkeit der Messergebnisse gewährleisten. Zum Ausgleich schneller Temperaturschwankungen zufolge thermischer Konvektion, sowie zur Erhöhung seiner thermischen Kapazität, ist er auf einem Kupferblech befestigt und befindet sich während des Messvorgangs etwa 5 mm oberhalb der magnetisch erregten Probe. Die Ausgabe der Versorgungsspannung sowie das Einlesen der gemessenen Messbrückenspannung sind rechnergesteuert und erfolgen über die NI-Multifunktionseinheit.

Der Magnetisierungsvorgang der thermischen Methode besteht aus der Ausgabe eines a priori eingeregelt und abgespeicherten Magnetisierungsmusters. Ein Einregeln erst während des Messvorgangs, wie das bei der elektrodynamischen Messmethode üblich ist, ist nicht zulässig, da die Regelschritte des B-Musters den Temperaturanstieg verfälschen würden.

¹⁰ NI USB-6216: Isoliertes Multifunktions-I/O-Datenerfassungsgerät mit 16 bit Auflösung und 400 kS/s.

¹¹ Präzisionswiderstand: 11 k Ω \pm 0,1 %.

¹² NTC-Thermistor vom Hersteller EPCOS: 10 k Ω bei 25°C, Durchmesser: 0,8 mm, Zeitkonstante: 3,0 s.

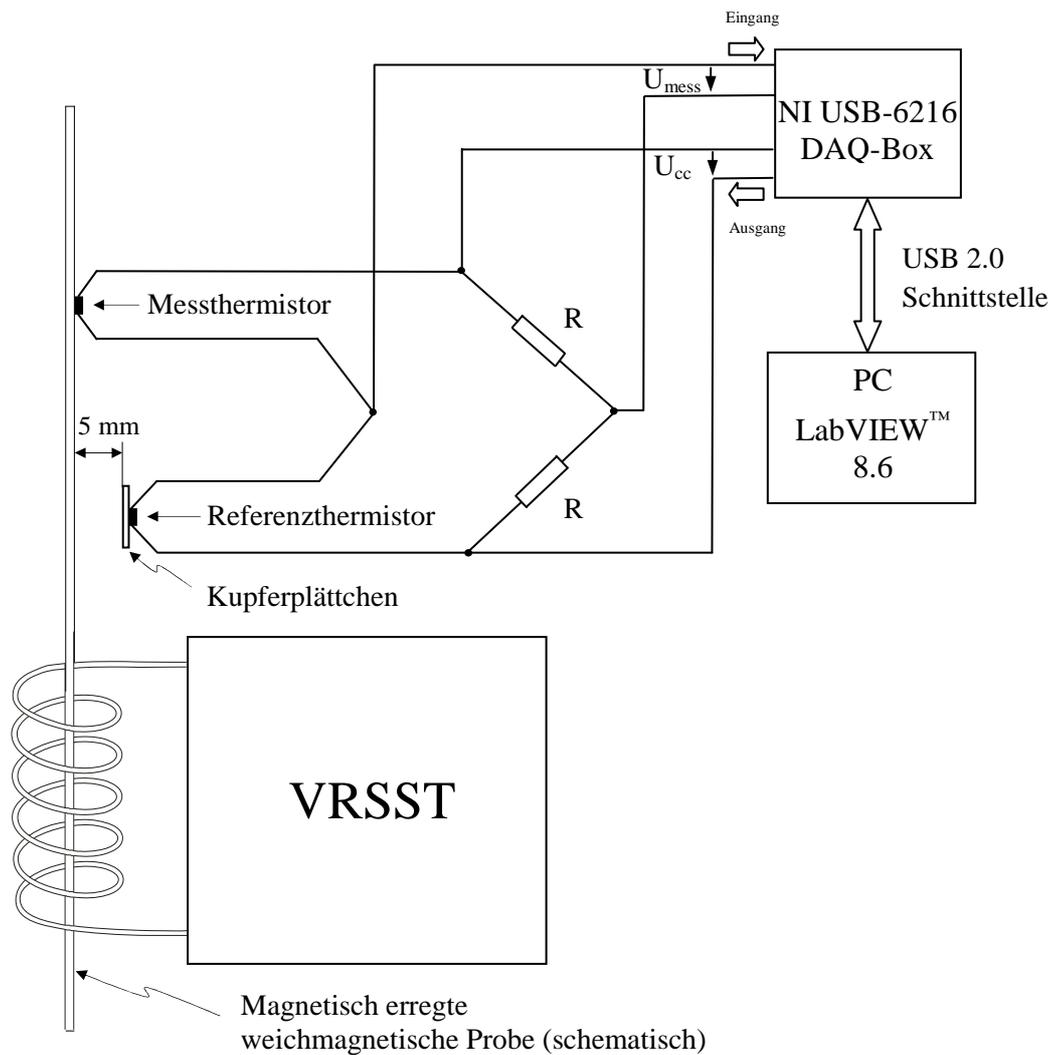


Abb. 2.10: Das Blockschaltbild der Vorrichtung zur thermischen Verlustfassung.

Kalibrierung des thermischen Sensors

Die Grundlage der thermischen Verlustfassung ist also durch die Aufnahme der lokalen Temperaturerhöhung in der Probe gegeben. Aus dem während des Magnetisierungsvorgangs resultierenden Temperaturanstieg lässt sich über eine a priori bestimmte Proportionalitätskonstante des für die Messungen eingesetzten Thermistors auf die Ummagnetisierungsverluste schließen.

Die Kalibrierung des Sensors bedarf einer besonderen Messsystematik und geschieht im vorliegenden Fall anhand der vom Hersteller angeführten, nominellen Verlustwerte für alternierende Magnetisierung in Walzrichtung des betreffenden weichmagnetischen Materials. Im hier ausgearbeiteten Verfahren werden zu Kalibrierungszwecken je zehn alternierende Magnetisierungsvorgänge für magnetische Flussdichtewerte zwischen 1,3 T und 1,8 T in 0,1 T-Schritten durchgeführt. Die Dauer eines Probenerwärmungsvorgangs wird mit 25 s festgelegt, jedoch liegt das für die Bestimmung der Sensorkonstante relevante Zeitintervall der *Temperaturanstiegskurve* lediglich zwischen 8 s und 25 s. Mit Hilfe von

MATLAB[®] werden die *Ausgleichsgeraden* an die zehn Kurven in diesem Zeitbereich von 17 s gelegt. Es werden für eine korrekte Sensorkalibrierung die Ausgleichsgeraden mit möglichst übereinstimmenden Anstiegen berücksichtigt. Durch eine beträchtlich große Länge von 17 s wird gewährleistet, dass die aus der Messung resultierenden, unvermeidbaren, kurzzeitigen Schwankungen der aufgenommenen Temperaturanstiegskurven ausgeglichen werden. Der zwischen zwei Magnetisierungsphasen stattfindende Probenabkühlvorgang dauert 3 Minuten.

Der zeitliche Verlauf einer Messserie von zwei Erwärmungsvorgängen der weichmagnetischen Probe ist in Abb. 2.11 schematisch dargestellt. Zu sehen ist das Zeitintervall, in dem die Polynominterpolation ersten Grades stattfindet und in dem die Steigung $\Delta\Theta/\Delta t$ der resultierenden, rot dargestellten, Ausgleichsgeraden berechnet wird. Die ersten 8 Sekunden der Temperaturanstiegskurve werden aus zweierlei Gründen zur Auswertung nicht herangezogen: Einerseits ist der exakte Anfangszeitpunkt der Magnetisierung aufgrund der nicht vollautomatisierten Softwarelösung zur Aufnahme von Temperaturanstiegskurven mit einer gewissen Unschärfe behaftet, andererseits erfordert die Filterung aufgenommener Temperaturanstiegskurven in MATLAB[®], in Abhängigkeit von der Filterlänge des eingesetzten FIR-Filters, eine bestimmte Anschlagzeit. Da nach der 25. Sekunde der Magnetisierung einsetzende Wärmeabstrahlung angenommen wird, wird die Erregung zu diesem Zeitpunkt abgebrochen.

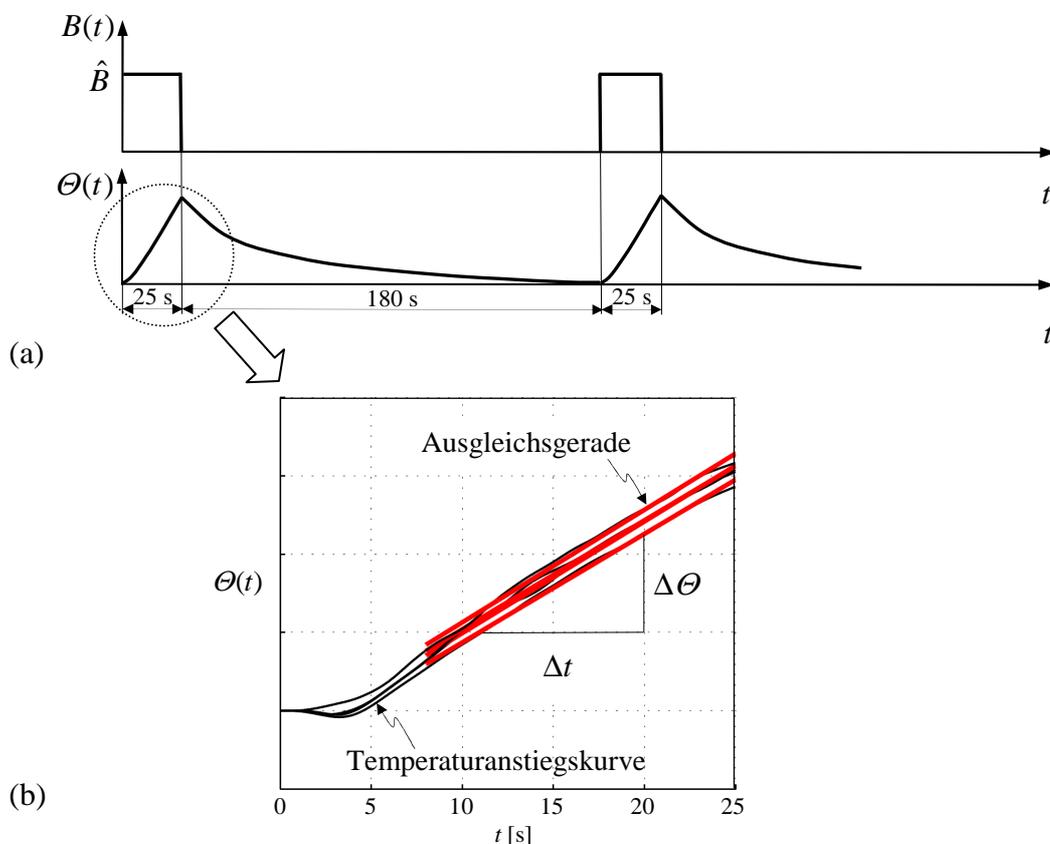


Abb. 2.11: Darstellung des Temperaturanstieges während eines Magnetisierungsvorgangs.

(a) Zeitliche Verhältnisse beim Ablauf einer Messreihe.

(b) Temperaturanstiegskurven samt zugehöriger Ausgleichsgeraden.

Der Kalibriervorgang erfolgt, wie bereits erwähnt, bei jedem der sechs unterschiedlichen Werte der magnetischen Flussdichte bei alternierender Magnetisierung. Die arithmetische Mittelung von Anstiegswerten, die sich aus zehn Messungen pro B-Wert ergeben, bietet eine sehr gute Basis für die Bestimmung eines Kalibrierkoeffizienten gemäß

$$k_{\hat{B}_{RD}} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} \frac{P_{\hat{B}_{RD}}}{(\Delta \Theta / \Delta t)_i} . \quad (2.29)$$

Aus den sechs erhaltenen Koeffizienten $k_{1,3T}, \dots, k_{1,8T}$ wird schließlich ein arithmetischer Mittelwert gebildet, der als Sensorkonstante zur Anwendung kommt, entsprechend

$$\bar{k} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 k_{\hat{B}_{RD},i} . \quad (2.30)$$

Die Konstante gilt für beliebige Magnetisierungsmuster von Proben desselben Materials. Ein anderes Material bedarf einer neuerlichen Konstantenberechnung nach demselben Prinzip. Eine Alternative zu diesem eher zeitintensiven Kalibrierungsprozess bietet sich aus der Verhältnisbildung zweier Probendicken. Im Laufe der Untersuchungen hat sich herausgestellt, dass das Verhältnis der Kalibrierungskoeffizienten zweier unterschiedlicher Materialien mit dem umgekehrten Verhältnis der zugehörigen Probendicken stark korreliert. Für die zwei behandelten Materialtypen, nämlich M-5 und 23ZDKH90, gilt dementsprechend:

$$\frac{\bar{k}_{M-5}}{k_{23ZDKH90}} \approx \frac{d_{23ZDKH90}}{d_{M-5}} . \quad (2.31)$$

Als wichtige Voraussetzungen gelten dabei die Gleichheit der Materialdichten, sowie das Bekanntsein einer der beiden Sensorkonstanten. Die beiden Kalibrierungsprinzipien ergeben Sensorkonstanten, die um knapp 8 % voneinander abweichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde von dem messtechnisch bestimmten Koeffizienten ausgegangen.

Die auf Masse bezogenen Verluste errechnen sich anhand des festgelegten Sensorkoeffizienten sowie des messtechnisch erfassten Temperaturanstieges letztendlich zu

$$P = \bar{k} \cdot \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} . \quad (2.32)$$

Eigenschaften der thermischen Verlustmessmethode

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Messmethode zur Erfassung von Ummagnetisierungsverlusten bietet bei Einhaltung von Maßnahmen zur thermischen Isolierung der Probe während des Messvorgangs grundsätzlich gut

reproduzierbare Messergebnisse. Die relative Abweichung zwischen zwei erfassten Verlustwerten, die von zwei an einer Materialprobe sowie bei einem bestimmten, exakt definierten Magnetisierungsmuster durchgeführten und zeitlich deutlich auseinander liegenden Messvorgängen stammen, liegt bei etwa 5 %. Zur Berechnung eines Verlustwertes werden die Daten von jeweils vier Einzelmessungen gemittelt. Bei rotierender Magnetisierung ohne Gleichfeldüberlagerung werden die Magnetisierungsmuster mit beiden Rotationsrichtungen des B-Vektors, nämlich sowohl im Uhrzeigersinn, als auch im Gegenuhrzeigersinn, herangezogen. Da die elektrodynamische Messmethode bei unterschiedlichen Drehsinnen des B-Vektors in der Regel merkbar voneinander abweichende Messergebnisse liefert, soll diese weiter verfolgte Messsystematik einen direkten Vergleich mit der thermischen Messmethode ermöglichen. Pro Verlustmesspunkt ergibt sich dadurch eine Messdauer von knapp 16 Minuten. Im Falle rotierender Magnetisierung mit Gleichfeldüberlagerung wird zur Verringerung des Messaufwandes nur im Uhrzeigersinn magnetisiert, wodurch sich statt zwei Einregelvorgängen nur einer pro Verlustmesspunkt ergibt. Trotzdem bleibt in diesem Falle die Messzeit mit 13 Minuten pro Verlustmesspunkt verhältnismäßig lang.

Die Auswertung in MATLAB[®] ist im Umgang mit den verrauschten und verzerrten Signalen sehr robust. Da die Information über den Temperaturanstieg zufolge Ummagnetisierungsverlusten lediglich in der absoluten Signalpegeldifferenz zwischen dem Anfangs- und Endzeitpunkt der Messung steckt, erweisen sich Auswertungen auch im Falle sehr ungünstig verrauschter Signale noch als möglich.

Kapitel 3

Verlustmessungen bei Extremfällen der Magnetisierung

Um ein weichmagnetisches Material bezüglich seiner Verluste vollständig zu charakterisieren, sind Verlustmessungen unter möglichst vielen unterschiedlichen Magnetisierungsbedingungen und -konstellationen notwendig. Darunter werden die Variationen von Magnetisierungsmustern sowohl in ihrer Form als auch ihrer Lage bezüglich der drei Kristallrichtungen, nämlich der Vorzugs-, der transversalen sowie der harten Richtung, verstanden.

Prinzipiell werden die Messungen bei ein- und – nach Möglichkeit auch – zweidimensionaler Magnetisierung durchgeführt, um die in einem realen Transformatorkern auftretenden magnetischen Feldverhältnisse zu simulieren und die resultierenden Verlustwerte zu erfassen. Die Charakterisierung und Skalierbarkeit von Magnetisierungsmustern werden durch die Definition des **Achsenverhältnisses** a zwischen den beiden zueinander orthogonalen Flussdichtekomponenten gewährleistet

$$a = \hat{B}_{\text{TD}} / \hat{B}_{\text{RD}} . \quad (3.1)$$

Der Wertebereich von a liegt zwischen 0 und 1 und wird bei den Messungen dieser Arbeit in 0,1-Schritten variiert. Eine Variation des Verhältnisses bedeutet bei der zweidimensionalen, rotierenden Magnetisierung die Veränderung der magnetischen Flussdichtekomponente in transversaler Richtung \hat{B}_{TD} unter Konstanthaltung jener in Walzrichtung \hat{B}_{RD} . In Abb. 3.1 ist ein beliebig gewähltes, zweidimensionales Magnetisierungsmuster dargestellt, das am VRSST innerhalb einer Magnetisierungsperiode aufgenommen wurde. Wie ersichtlich, ändert der Vektor der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(t)$ während der Rotation sowohl seine Richtung, als auch den Betrag. Wie noch gezeigt wird, ist die Winkelgeschwindigkeit, mit der die Spitze des B-Vektors rotiert, von großer Bedeutung für die Verluste.

Der Einfluss der rotierenden Magnetisierung auf die Ummagnetisierungsverluste ist aus der Sicht der Hersteller von Transformatorblechen von besonderem Interesse. Aus diesem Grund wurde speziell für die VRSST-Messungen ein sogenannter **Verlusterhöhungsfaktor** eingeführt. Es handelt sich dabei um das Verhältnis

$$p = P_{a>0} / P_{a=0} \quad , \quad (3.2)$$

bei dem der für $a > 0$ und der entsprechende, für $a = 0$ lokal auftretende Verlustwert herangezogen wird. Festgehalten wird dabei der Wert der magnetischen Flussdichte \hat{B}_{RD} .

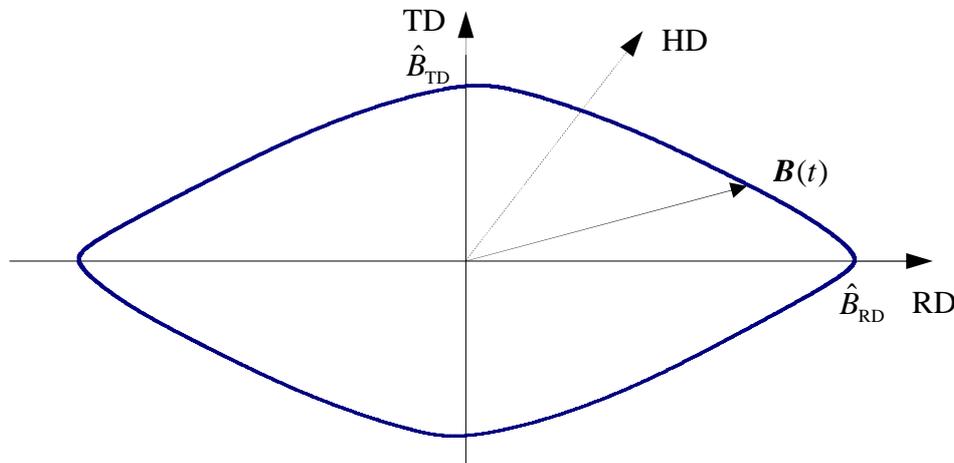


Abb. 3.1: Beispiel eines willkürlichen, zweidimensionalen Magnetisierungsmusters samt beider für die Definition von a notwendigen Komponenten der magnetischen Flussdichte \hat{B}_{RD} und \hat{B}_{TD} . Angedeutet sind ebenfalls die drei wichtigen Magnetisierungsrichtungen, nämlich RD, TD und HD.

3.1 Alternierende Magnetisierung in Walzrichtung und transversaler Richtung

Die herstellerseitige Charakterisierung von Transformatorblechen bezüglich Verluste erfolgt anhand von genormten Messverfahren, die auf alternierender Magnetisierung beruhen und gute Vergleichsmöglichkeiten zwischen den Verlustwerten unterschiedlicher weichmagnetischer Bleche bieten. Außerdem treten in den Schenkeln von Leistungstransformatoren beim Betrieb annähernd alternierende Magnetisierungsmuster auf. Die eindimensionale Magnetisierung ist aus diesen Gründen ein sehr wichtiger Bestandteil jeder systematischen Erfassung von magnetischen Materialeigenschaften. Die durch die Messungen am RSST bestimmten Verlustwerte können einem direkten Vergleich mit den vom Hersteller publizierten, nominellen Daten unterzogen werden. Das ist für die Entwickler von RSST-Messanlagen von großer Bedeutung, weil dadurch die Genauigkeit ihrer Systeme unmittelbar überprüft werden kann – eine wichtige Vorbedingung für die Zuverlässigkeit und Aussagekraft von Messergebnissen bei nachfolgenden Untersuchungen unter zweidimensionaler Magnetisierung.

Im Folgenden werden die Messergebnisse für die zwei behandelten weichmagnetischen Materialien, nämlich M-5 und 23ZDKH90, im Vergleich präsentiert und diskutiert.

3.1.1 Messergebnisse ohne bzw. mit DC-Erregung

Für die Verlustmessungen bei **Überlagerung einer DC-Erregung** wurde ein Durchflutungsverhältnis eingeführt, entsprechend

$$\eta = \frac{\Theta_{\text{DC}}}{\Theta_{\text{AC}} | I_{\text{DC}} = 0} . \quad (3.3)$$

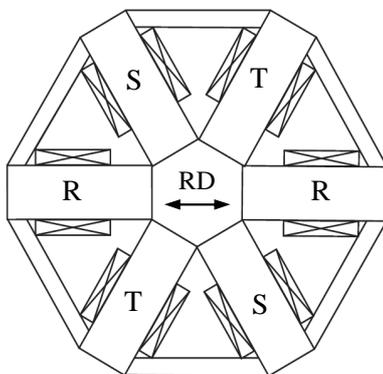
Es handelt sich um das Verhältnis zwischen der Erregerspulendurchflutung $\Theta_{\text{DC}} = N_{\text{DC}} I_{\text{DC}}$ zufolge des eingepprägten Gleichstromes und der Durchflutung $\Theta_{\text{AC}} = N_{\text{AC}} I_{\text{AC}}$, die bei Nichtvorhandensein des Gleichfeldes ausschließlich durch den Wechselstrom in den Erregerspulen hervorgerufen wird. Im vorliegenden Fall der in RD alternierenden Magnetisierung liegen die Richtungen des Wechsel- und des Gleichfeldes auf einer Geraden, wodurch sich das Durchflutungsverhältnis folgendermaßen ergibt:

$$\eta = \frac{N_{\text{R,DC}} I_{\text{R,DC}}}{N_{\text{R,AC}} I_{\text{R,AC}} | I_{\text{DC}} = 0} . \quad (3.4)$$

Da im Folgenden die Durchflutungsverhältnisse oft gebildet werden, sind in Abb. 3.2 die Bezeichnung sowie die Anzahl der Drahtwindungen aller drei Erregerspulenpaare zusammenfassend angeführt.

Das CGO-Material M-5

Die Abb. 3.3a zeigt Verlustkurven für das weichmagnetische Material **M-5** bei **alternierender Magnetisierung in Walzrichtung**. Die vom Hersteller veröffentlichten, nominellen Verlustwerte P_{NOM} im Bereich der magnetischen Flussdichte zwischen 0,5 T und 1,9 T liegen dabei über jenen, die sowohl mit der Spitzen- als auch mit der Spulenmethode erfasst wurden. Zu Vergleichszwecken ist auch die Verlustkurve der thermischen Messung eingezeichnet, die mit P_{NOM} relativ gut korreliert.



	N_{R}	N_{S}	N_{T}
AC-Windungen	2 x 240	2 x 250	2 x 240
DC-Windungen	2 x 100		

Abb. 3.2: Die Konvention zur Bezeichnung von Magnetisierungsspulenpaaren sowie die zugehörigen Windungszahlen im Überblick.

Die mittels thermischer Messmethode erfassten Verlustwerte **unter Beaufschlagung einer DC-Erregung** liegen bei niedrigeren Werten von B zwischen 1,3 T und 1,6 T laut Abb. 3.3a über jenen, die ohne Gleichstromsuperposition gemessen wurden. Ab 1,5 T ergibt $I_{DC} = 0,5$ A zunächst aber einen größeren Anstieg als $I_{DC} = 1,0$ A. Zur Erklärung dieser Resultate gilt, dass aus der DC-Beaufschlagung ein zusätzlicher Anteil des erregenden Feldes H resultiert, wodurch in der Probe halbzyklisch hohe Werte \hat{B} auftreten, die den Werten der magnetischen Sättigung nahe kommen. Bei steigenden B -Werten existieren immer weniger Domänenwände, wodurch die Hystereseverluste kleiner werden. Dadurch resultiert ein Verlustwert bei 1,9 T und $I_{DC} = 1,0$ A, der um knapp 3 % unter jenem liegt, der sich bei demselben B -Wert ohne DC-Erregung ergibt.

Die relative, prozentuelle Abweichung zwischen den Messwerten, die mit unterschiedlichen Messmethoden erfasst wurden, wird mit r bezeichnet. Gegenüber den nominellen Verlustwerten P_{NOM} , ist sie z.B. für die Spulenmethode folgendermaßen definiert:

$$r [\%] = \frac{P_{SPU} - P_{NOM}}{P_{NOM}} \cdot 100\% \quad (3.5)$$

Analog dazu werden die relativen Abweichungen für die Spitzenmethode und thermische Methode definiert.

Abb. 3.3b zeigt relative Abweichungen r der Messmethoden. Auffällig ist die im direkten Vergleich zu den beiden elektrodynamischen Messprinzipien wesentlich geringere relative Abweichung der thermischen Verlufterfassung, bei Ausnahme des Messpunktes bei 1,9 T, der keine praktische Bedeutung hat. Obwohl sich in der Forschung für die Spulenmethode der Begriff „goldener Standard“ etabliert hat, erwies sie sich im vorliegenden Fall jedoch der Spitzenmethode unterlegen. Nach Abb. 3.3b ergibt sich für den wichtigen Wert $\hat{B} = 1,7$ T statt $r \approx 13$ % für die Spulenmethode nur ca. 5 % für die thermische Methode.

In Abb. 3.4 sind die B/H -Verläufe bei $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T ohne und mit DC-Erregung im Vergleich dargestellt. Während das vorgegebene Sollmuster der magnetischen Flussdichte $\mathbf{B}(t)$ in allen drei Fällen durch die Regelung aufrechterhalten wird, weist das zugehörige Feldmuster $\mathbf{H}(t)$ mit steigendem Wert von I_{DC} eine ausgeprägte asymmetrische Form zufolge des einwirkenden Zusatzfeldes auf.

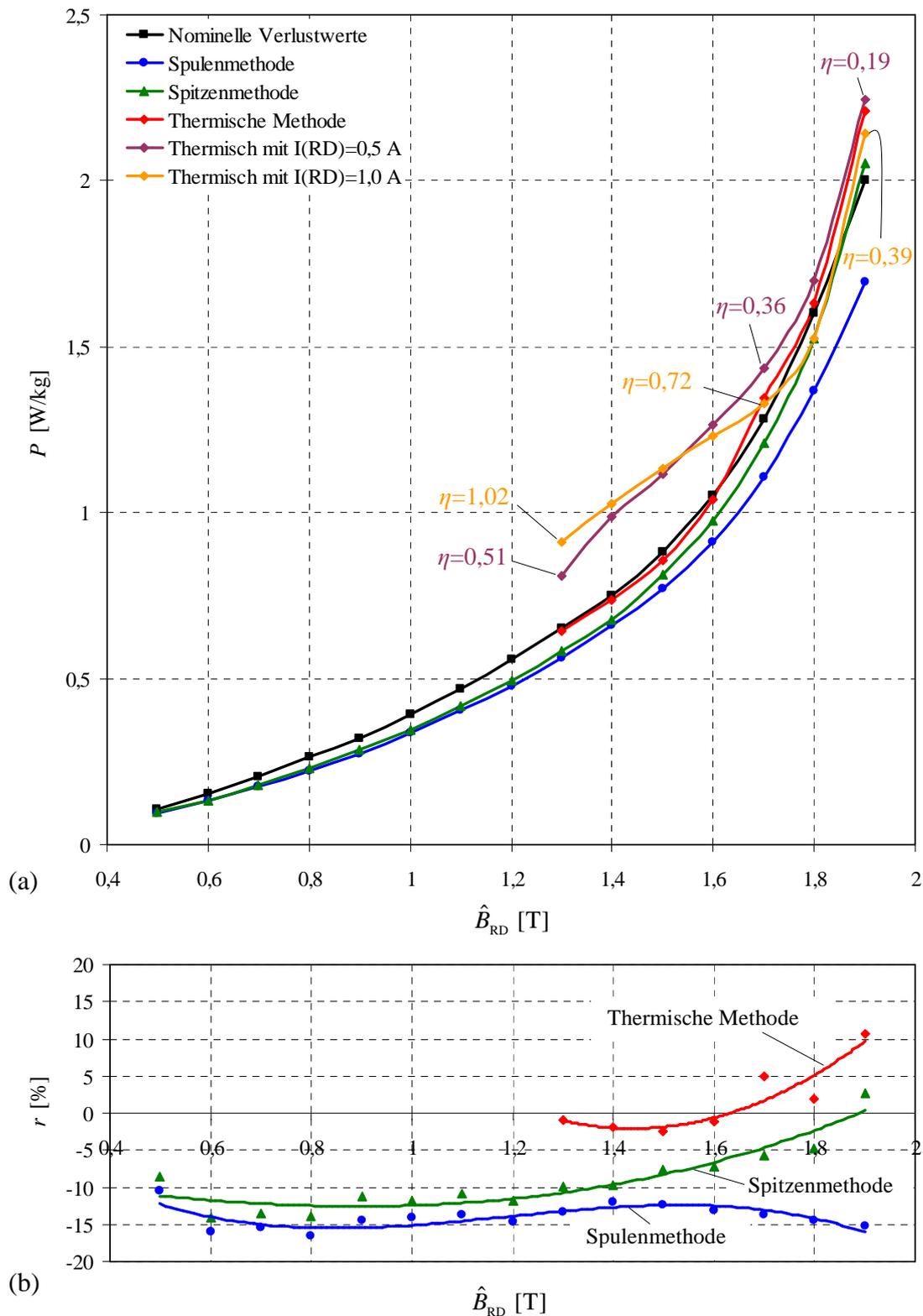


Abb. 3.3: Verluste P für alternierende Magnetisierung in RD des CGO-Materials M-5.

- (a) Die mit unterschiedlichen Messmethoden aufgenommenen Verlustkurven sowohl ohne als auch mit zusätzlicher DC-Erregung im Vergleich. Für letzteren Fall sind die Durchflutungsverhältnisse η bei einigen Messpunkten angedeutet.
- (b) Relative Abweichung zwischen den ohne DC-Erregung gemessenen und den nominellen Verlustwerten bei allen drei eingesetzten Messmethoden.

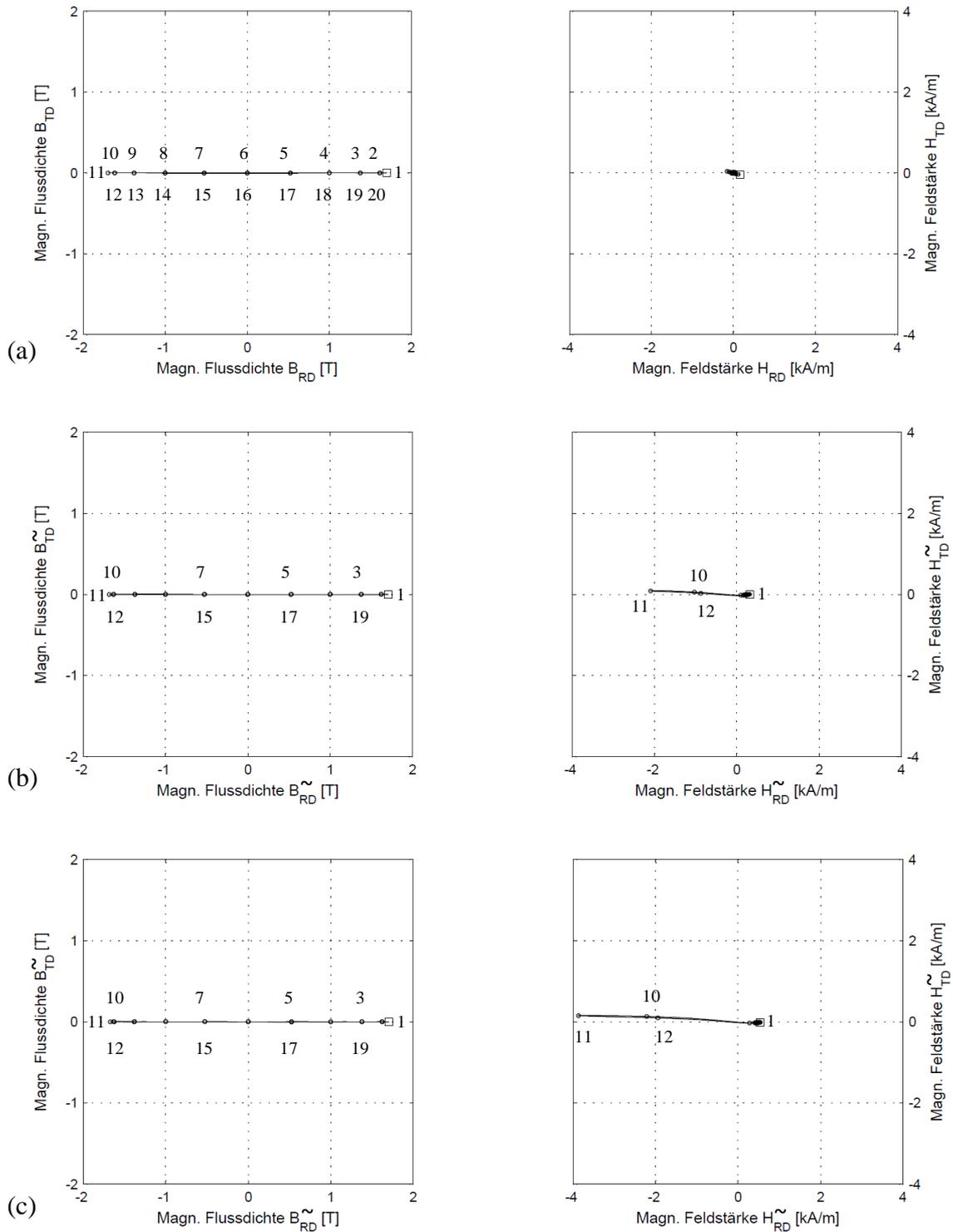


Abb. 3.4: B/H-Verläufe bei alternierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 in Walzrichtung für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T. Angegeben sind 20 Momentanpositionen 1 bis 20 des Vektors $\mathbf{B}(t)$ und $\mathbf{H}(t)$ entsprechend Zeitabständen von 1 ms. (a) Ohne DC-Erregung. (b) Mit DC-Erregung bei 0,5 A in RD. (c) Bei 1,0 A in RD. Wegen schwieriger Abschätzbarkeit von ΔB beschränkt sich $\mathbf{B}(t)$ auf die dynamische Aussteuerung B_{RD}^{\sim} . (Dynamische Anteile B^{\sim} und H^{\sim} ; gleichfeldbefreit.)

Bei **Magnetisierung der Probe in transversaler Richtung** ohne zusätzliche DC-Erregung erfolgte die Verlustfassung wiederum sowohl elektrodynamisch, als auch thermisch. Da in diesem Fall keine nominellen Verlustdaten seitens des Herstellers vorlagen, war auch kein Bezug der Messdaten auf diese und folglich auch keine Angabe der entsprechenden relativen Abweichung möglich. Bei zusätzlicher DC-Erregung wurde ausschließlich thermisch gemessen.

Die Darstellung von Verlustwerten, die mit Spitzen-, Spulen- und thermischer Methode erfasst wurden, ist in Abb. 3.5a ersichtlich. Im Bereich der magnetischen Flussdichte \hat{B}_{TD} zwischen 0,5 T und 1,1 T ist eine sehr gute Übereinstimmung der mit beiden elektrodynamischen Messmethoden aufgenommenen Verlustkurven gegeben. Da die weichmagnetische Probe in TD magnetisch schlechter erregbar ist als in RD, wurden die Messungen nur bis inklusive 1,5 T durchgeführt. Wie erwartet, ergibt sich bei dieser Induktion in TD gegenüber demselben B-Wert in RD ein um bis zu knapp 400 % überhöhter Verlustwert.

Die thermisch erfassten Verlustwerte entsprechen bei den magnetischen Flussdichtewerten von 1,2 T und 1,3 T prinzipiell den elektrodynamisch gemessenen. Ab 1,4 T erfährt die Verlustkurve der Spitzenmethode einen überproportional starken Anstieg, jene der Spulen- und thermischen Methode jedoch nicht. Die letzteren weisen einen relativ übereinstimmenden Anstiegstrend auf. Die Spitzenmethode scheint im hohen B-Bereich falsche Messergebnisse zu liefern.

Für die Messungen **unter Beaufschlagung einer zusätzlichen DC-Erregung** wurde, ähnlich wie im Falle der Magnetisierung in RD, ein Durchflutungsverhältnis

$$\eta = \frac{N_{R,DC} I_{R,DC}}{(N_{S,AC} I_{S,AC} + N_{T,AC} I_{T,AC}) |_{I_{DC} = 0}} \quad (3.6)$$

für die Bezeichnung des Verhältnisses von DC- zu AC-Erregung definiert. Einige η -Werte sind in Abb. 3.5a angegeben. Anzumerken ist, dass das Gleichfeld hier in RD appliziert wurde, obwohl nun die AC-Magnetisierung in TD erfolgte. Eine solche Feldkonstellation kann beim Betrieb von Leistungstransformatoren unter Einwirkung von GICs durchaus auftreten. Gemäß Abb. 3.5a erbringt überlagerte DC-Erregung ab 1,2 T zunächst einen Anstieg der Verluste P . Bei hohen Induktionen fällt P – für 1,5 T und 1 A um ca. 18%.

Der höchste vorkommende Wert der relativen Abweichung r zwischen den mittels Spitzen- und Spulenmethode erfassten Verlustwerten liegt im B-Bereich zwischen 0,5 T und 1,1 T bei etwa 8 % (Abb. 3.5b). Ab 1,1 T nimmt r stetig zu und erreicht bei $\hat{B}_{TD} = 1,5$ T den Wert von etwa 60 %. Die thermische Methode liefert hingegen mit der Spulenmethode besser übereinstimmende Messergebnisse. Aus der entsprechenden Kurve der relativen Abweichung im relevanten \hat{B}_{TD} -Bereich ist ein maximaler Wert von knapp 10 % ersichtlich.

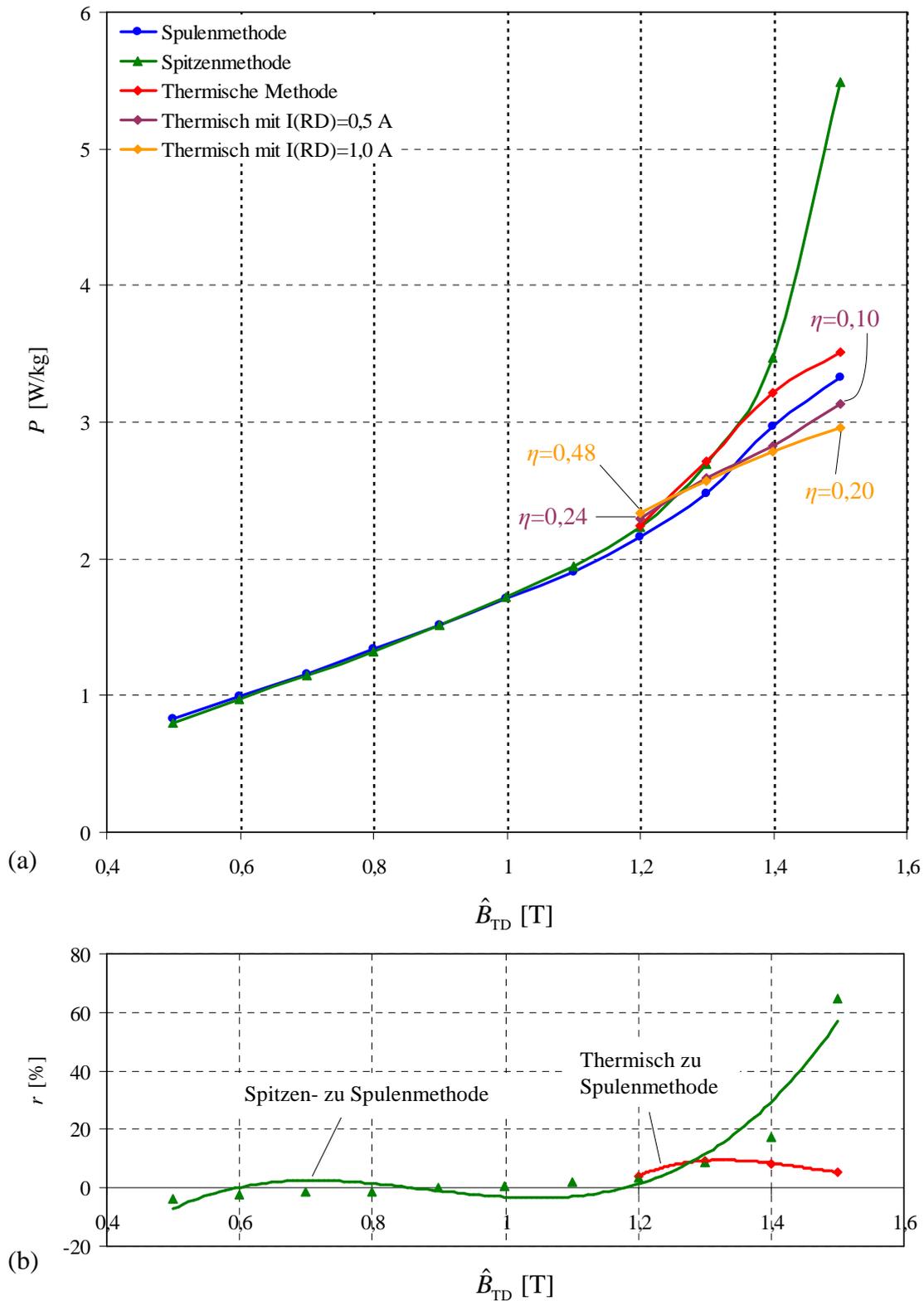


Abb. 3.5: Verluste P für alternierende Magnetisierung in transversaler Richtung des CGO-Materials M-5.

- (a) Verlustkurven der Spitzen-, Spulen- und thermischen Messmethode sowohl ohne als auch mit DC-Erregung. Bei einigen Messpunkten sind im Fall thermischer Messungen die Erregungsverhältnisse η angedeutet.
- (b) Relative Abweichung zu den Verlustwerten der Spulenmethode.

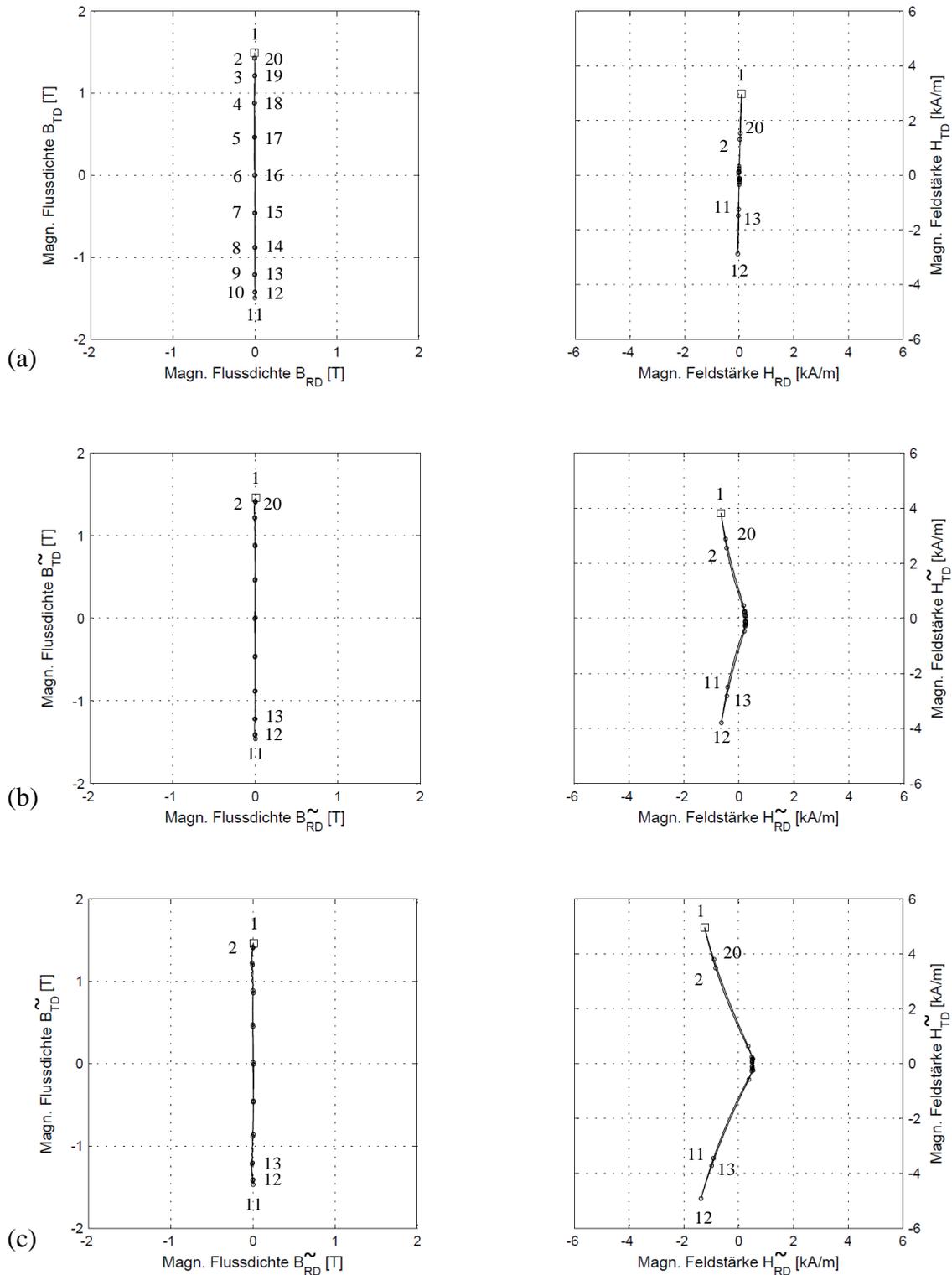


Abb. 3.6: B/H-Verläufe bei alternierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 in transversaler Richtung mit $\hat{B}_{TD} = 1,5$ T. **(a)** Ohne DC-Erregung. **(b)** Mit DC-Erregung bei 0,5 A in RD. **(c)** Bei 1,0 A in RD. (Dynamische Anteile \tilde{B} und \tilde{H} ; gleichfeldbefreit.)

Zur Veranschaulichung der während des Magnetisierungs- und Messprozesses in der Probe herrschenden Feldverhältnisse sind in Abb. 3.6 die B/H-Verläufe für den Fall $\hat{B}_{TD} = 1,5$ T ohne und mit Gleichstromapplikation angegeben.

Das SHGO-Material 23ZDKH90

Die Untersuchung des SHGO-Materials 23ZDKH90 wurde analog zu M-5 vorgenommen. Zusätzlich zu der Kurve der nominellen Verlustwerte sind in Abb. 3.7a auch die Messergebnisse dargestellt, die mittels der drei unterschiedlichen Messmethoden bei **alternierender Magnetisierung in RD** mit und ohne DC-Überlagerung gewonnen wurden. Während die elektrodynamische Verlustfassung im Gesamtbereich $\hat{B}_{RD} = 0,5 \text{ T}$ bis $1,9 \text{ T}$ ohne DC-Beaufschlagung durchgeführt wurde, erfolgten die thermischen Messungen ohne und mit DC im praktisch eher relevanten Bereich $1,3 \text{ T}$ bis $1,9 \text{ T}$. Die Gleichfeldeffekte treten, wie erwartet, deutlich auf und deuten, im direkten Vergleich zu dem DC-unbelasteten Fall, auf erhöhte Ummagnetisierungsverluste hin. Die thermisch erfasste Verlustkurve bei dem Wert $I_{DC} = 0,5 \text{ A}$ in RD weist einen durchgehend positiven Anstieg auf. Die bei den letzten zwei Werten \hat{B}_{RD} erhaltenen Verluste lassen einen magnetischen Sättigungseffekt und den damit zu erwartenden Schwund von Domänenwänden erkennen. Noch ausgeprägter sind diese Erscheinungen bei Einprägung eines doppelt so hohen elektrischen Stromwertes in RD zu beobachten. Hier setzt der erwähnte Sättigungseffekt plausiblerweise etwas früher ein, was an den resultierenden Verlustwerten ab $1,6 \text{ T}$ gut erkennbar ist. Einige Durchflutungsverhältnisse sind der besseren Übersicht halber den Grafiken hinzugefügt.

In Abb. 3.7b sind für den Fall ohne Gleichfeldüberlagerung die relativen Abweichungen zwischen den Messwerten verschiedener Methoden und den entsprechenden nominellen Verlustwerten veranschaulicht. Keine der drei eingesetzten Messmethoden kann eine Konstanz bezüglich der zugehörigen relativen Abweichung aufweisen. Die Messergebnisse der Spitzenmethode liegen grundsätzlich näher den nominellen Verlustwerten als jene der Spulenmethode. Bei dem Wert $\hat{B}_{RD} = 1,7 \text{ T}$ besticht, ähnlich wie im Falle der M-5-Messung, wiederum die thermische Methode. Jedoch ist bei dem Wert $\hat{B}_{RD} = 1,9 \text{ T}$ eine signifikante Abweichung des thermisch erfassten Verlustwertes zu verzeichnen. Der wahrscheinliche Grund dafür liegt darin, dass das vorgegebene, eingeregelt Magnetisierungsmuster bei diesem hohen \hat{B}_{RD} -Wert mit einer etwas höheren Abweichung vom Sollmuster behaftet ist, was sich im Endeffekt an einem Verlustwert niederschlägt, der von dem nominellen etwas stärker abweicht.

Die B/H-Verläufe im eingeregelt Zustand der Messung sind für $\hat{B}_{RD} = 1,7 \text{ T}$ in Abb. 3.8 zusammenfassend dargestellt. Der Einfluss des überlagerten Gleichfeldes auf das H-Muster kommt mit zunehmender DC-Durchflutung immer mehr zum Vorschein.

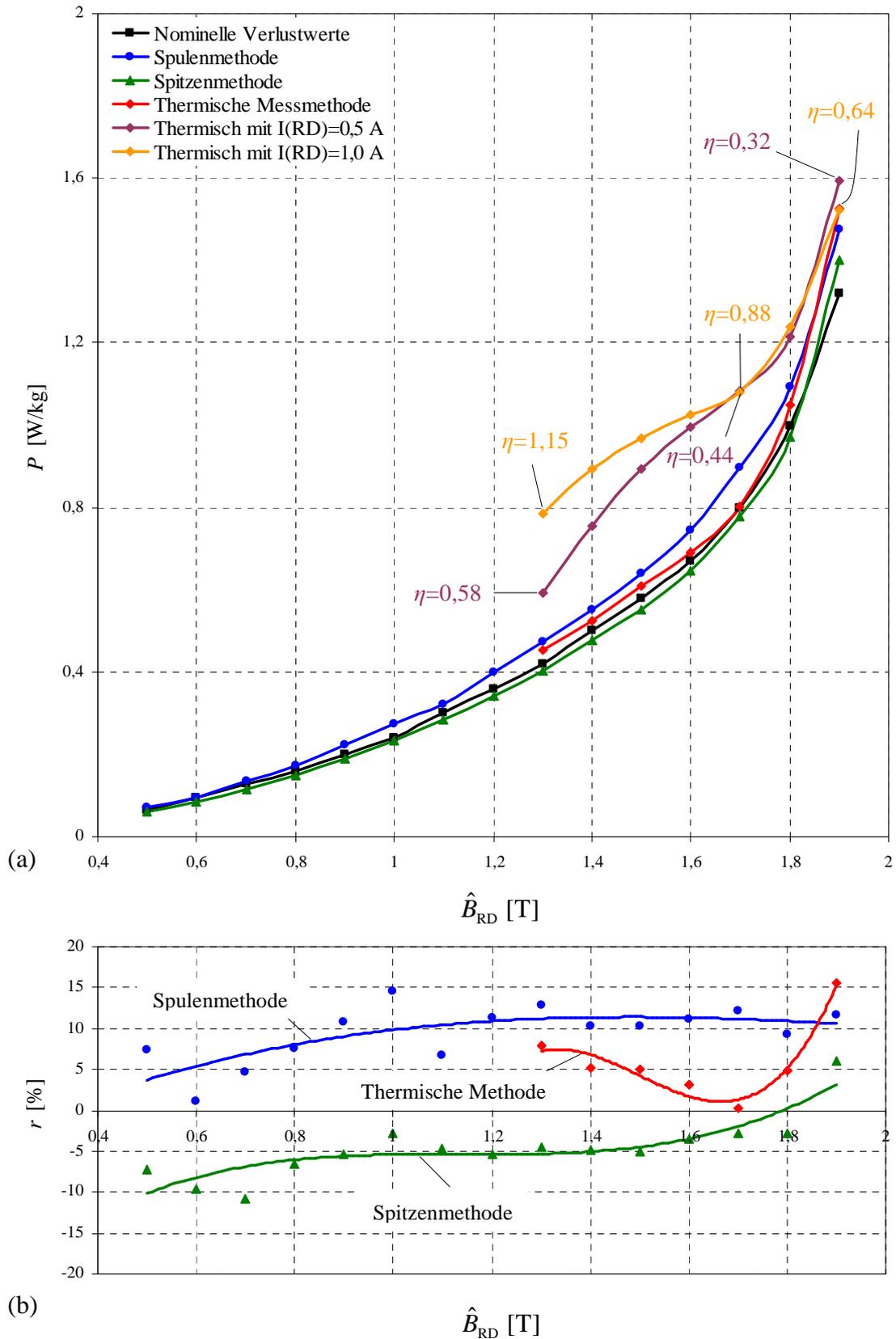


Abb. 3.7: Alternierende Magnetisierung in Walzrichtung des SHGO-Materials 23ZDKH90.
 (a) Vergleich von Verlustkurven, die sowohl ohne als auch mit DC-Überlagerung mittels unterschiedlicher Messmethoden erfasst wurden.
 (b) Relative Abweichung zwischen den gemessenen und den entsprechenden nominellen Verlustwerten ohne DC-Überlagerung.

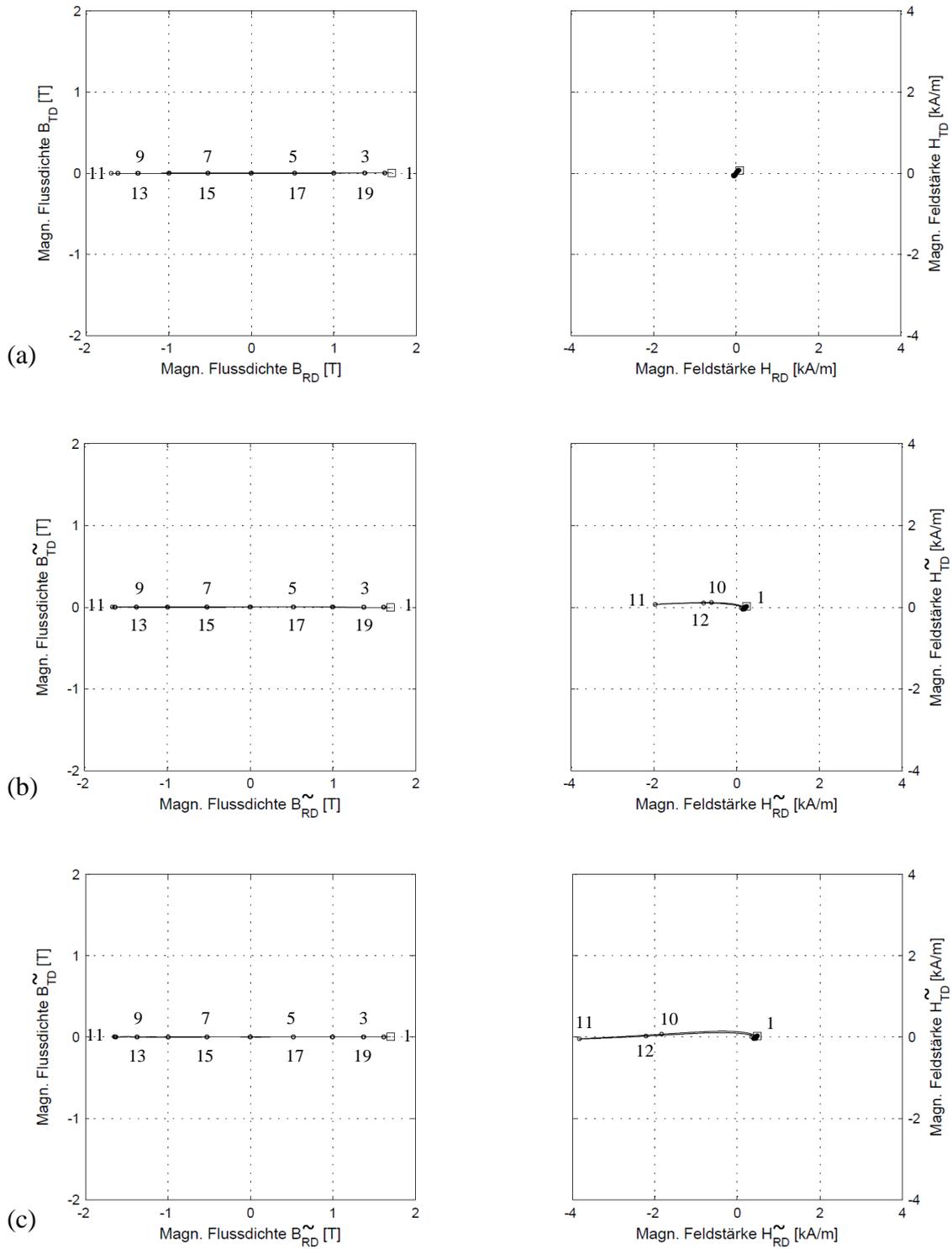


Abb. 3.8: B/H-Verläufe bei alternierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 in Walzrichtung und $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T. **(a)** Ohne DC-Überlagerung. **(b)** Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. **(c)** Bei 1,0 A in RD. (Dynamische Anteile \tilde{B} und \tilde{H} ; gleichfeldbefreit.)

Resultate der Verluste P für **alternierende Magnetisierung in transversaler Richtung** (TD) des laserbehandelten Materials 23ZDKH90 sind in Abb. 3.9a dargestellt. Die für Werte \hat{B}_{TD} von 1 T bis 1,5 T verfügbaren nominellen Katalogwerte liegen hier bei einem Mehrfachen der Verluste für Magnetisierung in RD. Die drei hier angewandten Methoden lieferten im Bereich 0,5 T bis 1,2 T nahezu idente Ergebnisse. Bei höheren Induktionen zeigt die Spitzenmethode gegenüber der Referenz sehr starke Überhöhungen, was sie für entsprechende Anwendungen disqualifiziert. Die Spulenmethode zeigt deutlich negative Abweichungen. Hingegen ergibt die thermische Methode prinzipiell übereinstimmenden Verlauf als ein Hinweis darauf, dass sich ihr erhöhter Aufwand für den Fall höherer Induktionen – und insbesondere hoher Feldstärkewerte – lohnt. Nach Abb. 3.9b bewegen sich die Abweichungen in der Größenordnung von wenigen Prozenten, was auch den typischen Fehlern der SST-Messung entspricht.

Zusätzliche **DC-Überlagerung** in RD führt halbzyklisch zu sehr hohen Feldstärkewerten, weshalb die Untersuchungen auf die thermische Methode beschränkt wurden. Das zum erregenden Wechselfeld beaufschlagte Gleichfeld bewirkt in den beiden Fällen der DC-Durchflutung eine Zunahme der Verluste. Ab 1,4 T und gleichzeitiger DC-Erregung tritt der bei den bisherigen Diskussionen bereits angedeutete magnetische Sättigungseffekt auf, was an den resultierenden Verlustwerten zu erkennen ist, die unter jenen liegen, die ohne Zusatzerregung thermisch erfasst wurden.

Zur Darstellung der in der Probe während der Messung herrschenden magnetischen Feldverhältnisse bei $\hat{B}_{TD} = 1,5$ T sind in Abb. 3.10 die B/H-Abhängigkeiten zusammengefasst. In TD ergeben sich sehr hohe Werte H_{TD}^{\sim} bis hin zu 4000 A/m. Auch ohne Gleichstrom zeigt sich leichtes H_{RD} , was einerseits durch die Kornstruktur und andererseits durch die beim Probenschnitt entstandene Abweichung von der perfekt hexagonalen Form verursacht werden könnte. Zusätzlich dazu könnte die Positionierung der Probe am RSST eine Ursache für die vorhandene H_{RD} -Komponente sein. Der Gleichstrom führt zu Komponenten von H_{RD}^{\sim} bis zur Größenordnung 1500 A/m.

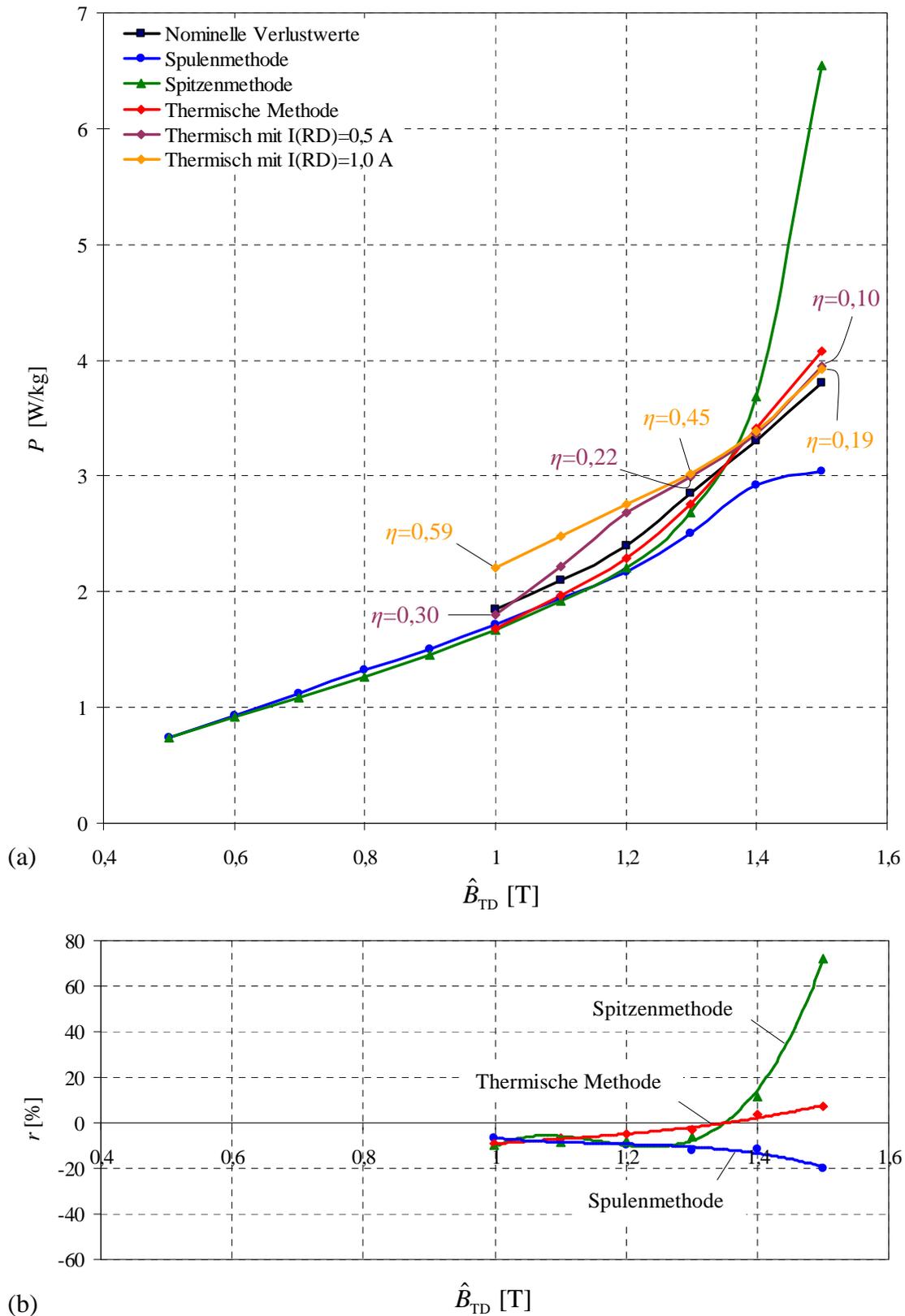


Abb. 3.9: Alternierende Magnetisierung in transversaler Richtung des SHGO-Materials 23ZDKH90.

- (a) Mittels unterschiedlicher Messmethoden erfasste Verluste P , z.T. auch mit DC-Überlagerung.
 (b) Relative Abweichung der drei angewandten Verfahren von den nominellen Verlustwerten.

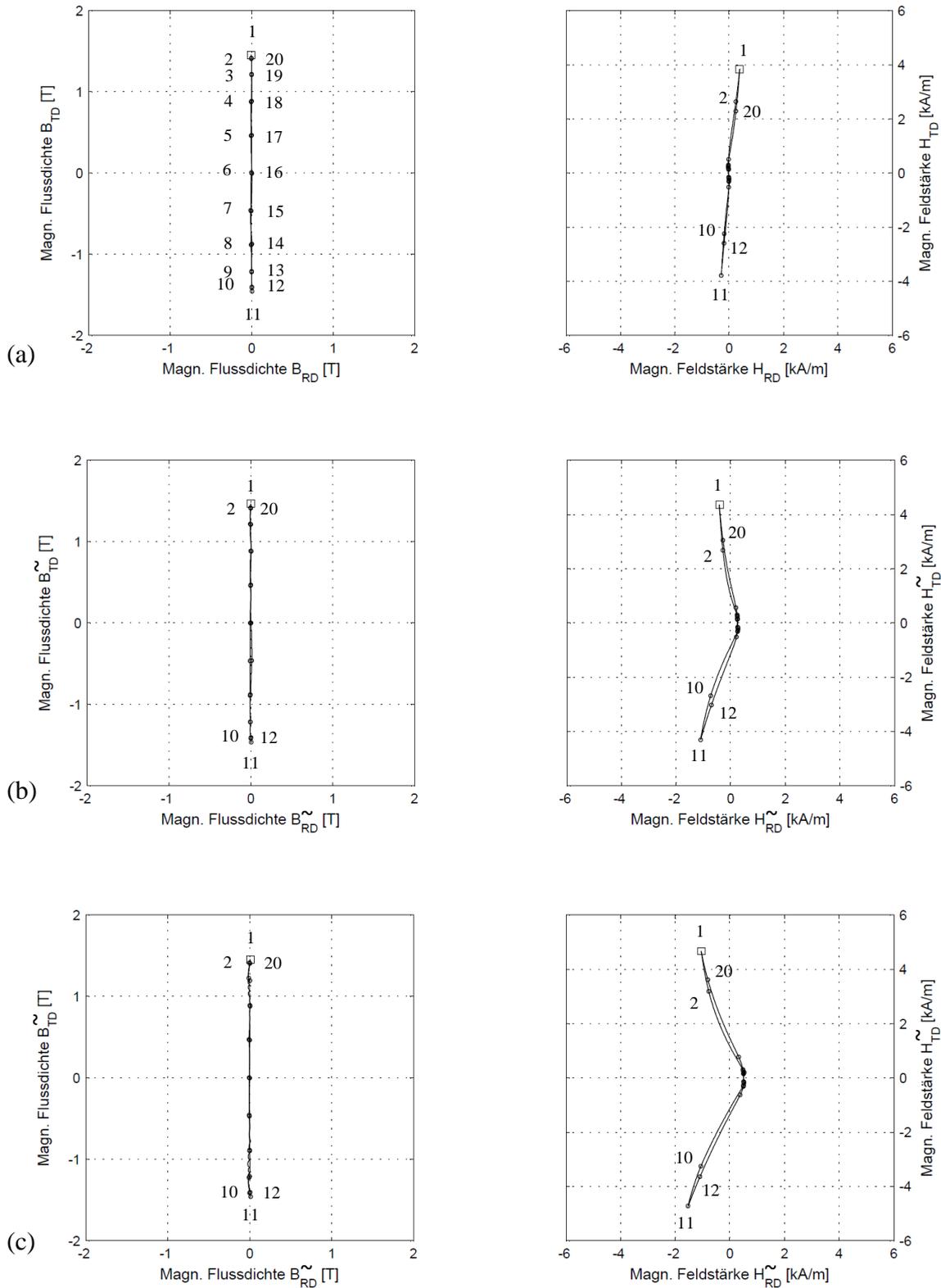


Abb. 3.10: B/H-Verläufe bei alternierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 in Walzrichtung für $\hat{B}_{TD} = 1,5$ T. (a) Ohne DC-Überlagerung. (b) Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. (c) Bei 1,0 A in RD. (Dynamische Anteile B_{TD} und H_{TD} ; gleichfeldbefreit.)

3.1.2 Schlussfolgerungen

Die untersuchten eindimensionalen, alternierenden Magnetisierungsformen kommen in Regionen außerhalb vom T-Joint-Bereich, hauptsächlich in den Schenkeln von Leistungstransformatoren vor. Für die simulierten B-Muster in Vorzugsrichtung (RD) und transversaler Richtung (TD) ergeben sich folgende Erkenntnisse:

- (1) Beide untersuchten Materialien weisen unter Magnetisierung in RD grundsätzlich kleinere Verluste auf als unter Magnetisierung in TD. Im ersteren Fall wurde bis 1,9 T, im letzteren bis 1,5 T magnetisiert.
- (2) Die für die Messungen eingesetzten Verfahren liefern Ergebnisse mit Abweichungen um durchschnittlich 10 %. Die Genauigkeit der beiden elektrodynamischen Messverfahren nimmt im hohen B-Bereich jedoch ab, insbesondere jene der Spitzenmethode, die für $\hat{B}_{TD} = 1,5$ T um ca. 70 % überhöhte Messwerte liefert. Die thermische Methode bietet die höchste Genauigkeit, auch bei extremen Induktionswerten – mit nur ca. 7 % relativer Abweichung für 1,5 T in TD (SHGO).
- (3) DC-Überlagerung in RD bewirkt grundsätzlich eine Verlustzunahme. Solange die untersuchte Probe halbzyklisch magnetisch nicht sättigt, ist eine Korrelation zwischen den Verlustwerten und der DC-Durchflutung gegeben – höherer DC-Wert ruft höhere Verluste hervor: für $I_{RD} = 0,5$ A ergibt sich ca. 40 % Zunahme (SHGO) gegenüber 25 % (CGO), sowie für $I_{RD} = 1,0$ A knapp 85 % Verlustanstieg (SHGO) gegenüber 40 % (CGO) – alles bezüglich $\hat{B}_{RD} = 1,3$ T.
- (4) Bei höheren B-Werten verschwindet die erwähnte Korrelation zufolge einsetzender Sättigung. Für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T ergeben die beiden überlagerten DC-Durchflutungen denselben Verlustwert, der um 35 % über dem nominellen liegt (SHGO); für denselben B-Wert ergibt $I_{RD} = 0,5$ A ca. 10 % Verlusterhöhung gegenüber 4 % für $I_{RD} = 1,0$ A (CGO).
- (5) Die H-Muster werden zufolge DC stark asymmetrisch.
- (6) In RD gleichzeitig überlagerte AC- und DC-Durchflutung bewirkt sehr starke Zunahme von H_{RD} – um knapp 1000 % für $I_{RD} = 0,5$ A bzw. 2000 % für $I_{RD} = 1,0$ A (SHGO und CGO).
- (7) Bei AC-Magnetisierung in TD und gleichzeitig in RD superponierter DC-Erregung nimmt die Feldkomponente H_{TD} um ca. 30 % für $I_{RD} = 0,5$ A bzw. 70 % für $I_{RD} = 1,0$ A zu (CGO).

3.2 Zirkulär rotierende Magnetisierung

Zirkulär rotierende Magnetisierung tritt hauptsächlich in den Kernen rotierender Maschinen auf, weil diese aus isotropen, nicht-orientierten weichmagnetischen Blechpaketen aufgebaut sind. In Transformatorkernen kommt sie aufgrund der hohen Anisotropie und der dadurch ausgeprägten harten Richtung praktisch nicht vor. Im Rahmen der durchgeführten Messungen wurde sie berücksichtigt, da sie wertvolle Rückschlüsse auf die Textur des Materials liefert. Für diese, sowie für alle nachfolgenden, in Kapitel 4 und Kapitel 5 behandelten zweidimensionalen Magnetisierungsformen, stehen seitens des Materialherstellers keine nominellen Verlustdaten zur Verfügung. Um eine vertretbare Aussage über die dabei entstehenden Verluste sowie über die Eignung der eingesetzten Messmethoden treffen zu können, ist es besonders wichtig, die Messergebnisse aller angewandten Messverfahren untereinander zu vergleichen.

3.2.1 Messergebnisse ohne bzw. mit DC-Erregung

Das CGO-Material M-5

Die **Verlustmessungen ohne DC-Überlagerung** wurden im Bereich der magnetischen Flussdichte zwischen 0,2 T und 1,3 T durchgeführt. Die Verlustkurven aller drei Messmethoden weisen laut Abb. 3.11a bis etwa 1,0 T einen annähernd linearen Anstieg auf. Ab diesem B-Wert ist allerdings eine überproportionale Zunahme der erfassten Messwerte erkennbar. Die Spitzenmethode ergibt für 1,3 T, wie auch bei Verlustmessungen unter alternierender Magnetisierung in TD (siehe Abb. 3.5a und Abb. 3.9a), einen deutlich höheren Messwert als die Spulen- und thermische Methode. Zum Vergleich der Messverfahren untereinander sind in Abb. 3.11b die Kurven der relativen Abweichungen veranschaulicht. Die Messergebnisse der Spitzenmethode weisen im Schnitt eine prozentuelle Abweichung von jenen der Spulenmethode um etwa 8 % auf. Im Gegensatz dazu wird die relative Abweichung zwischen der thermischen und der Spulenmethode mit steigenden B-Werten kontinuierlich kleiner, was möglicherweise auf die Sensorkalibrierung zurückzuführen ist, die eher im höheren Flussdichtebereich durchgeführt wurde.

Die Verlustfassung **bei DC-Überlagerung** erfolgte rein thermisch. Dazu wurde das Durchflutungsverhältnis definiert

$$\eta = \frac{N_{R,DC} I_{R,DC}}{(N_{R,AC} I_{R,AC} + N_{S,AC} I_{S,AC} + N_{T,AC} I_{T,AC})|_{I_{DC} = 0}}, \quad (3.7)$$

wodurch das Verhältnis zwischen der AC- und DC-Erregung während des Magnetisierungsvorgangs gegeben ist.

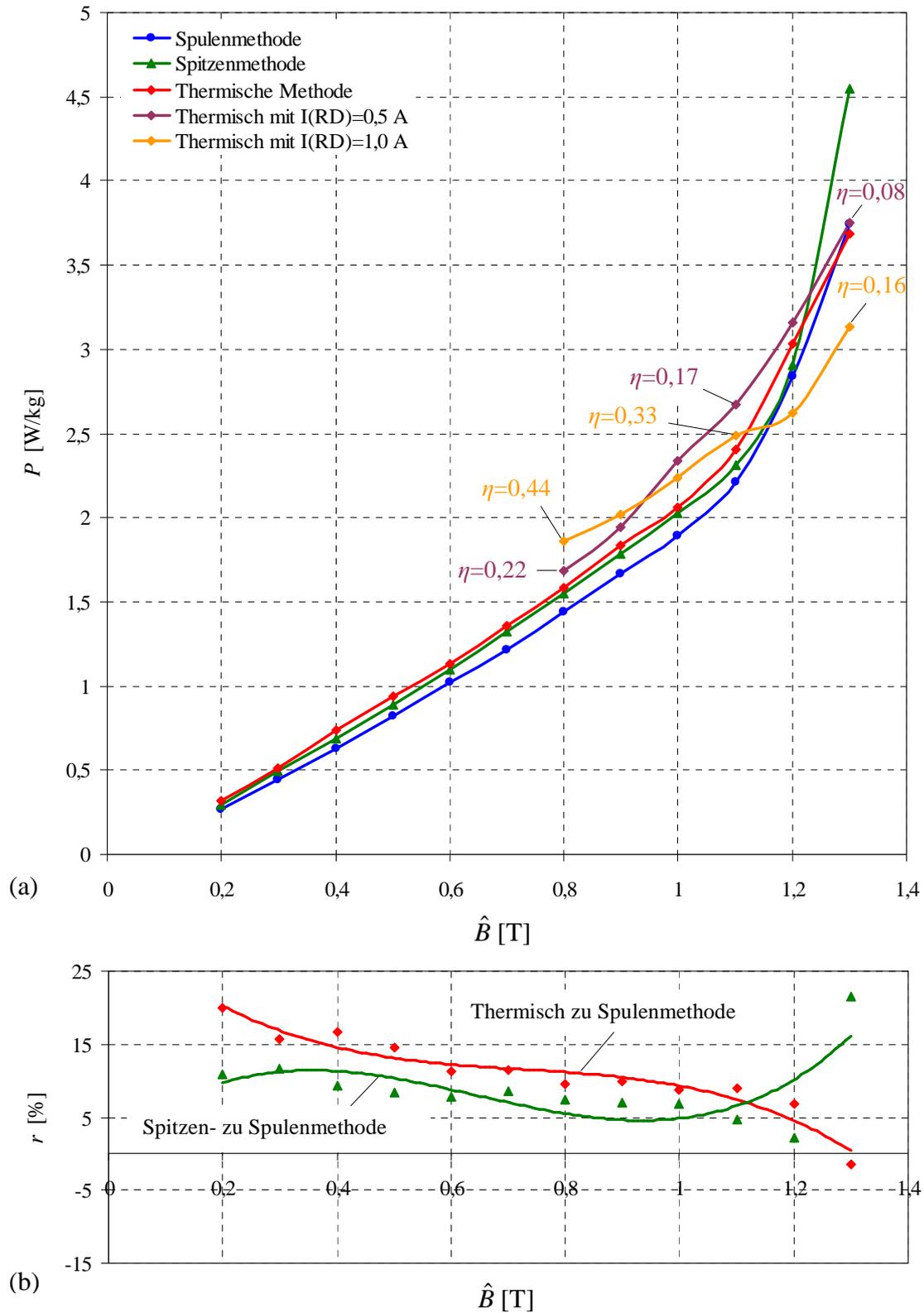


Abb. 3.11: Verluste P bei zirkulär rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 im Uhrzeigersinn.

- Verlustkurven nach den drei angewandten Methoden, sowie für DC-Überlagerung nach der thermischen Methode.
- Relative Abweichung zu den Messwerten der Spulenmethode.

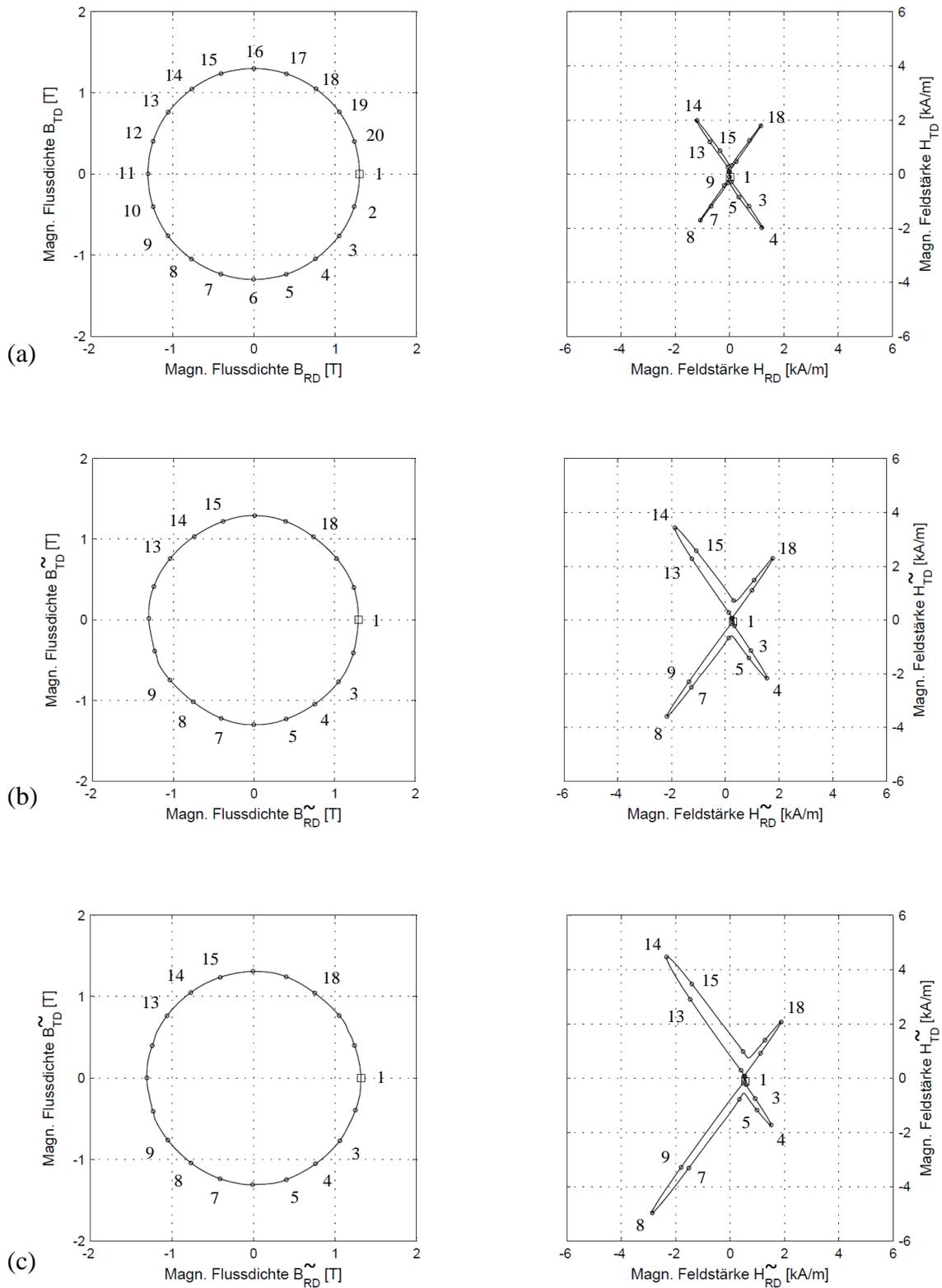


Abb. 3.12: B/H-Verläufe bei zirkulär rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 im Uhrzeigersinn für $\hat{B} = 1,3$ T. **(a)** Ohne DC-Überlagerung. **(b)** Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. **(c)** Bei 1,0 A in RD. (Dynamische Anteile \tilde{B} und \tilde{H} ; gleichfeldbefreit.)

In Abb. 3.12 sind die B/H-Zusammenhänge für $\hat{B} = 1,3 \text{ T}$ gegeben. Bei zusätzlicher DC-Erregung ist eine erkennbare Abweichung des eingeregelter Ist-Musters der magnetischen Flussdichte von der Sollform gegeben. Der relative, prozentuelle Fehler, der sich aus dem mittleren Abweichungsquadrat ableitet, beläuft sich dabei auf etwa 1 %.

Das SHGO-Material 23ZDKH90

Aufgrund vom hohen Grad der Kornorientierung und dem damit verbundenen erhöhten Bedarf an magnetischer Feldstärke, die notwendig ist, um ein vorgegebenes, kreisförmig rotierendes Magnetisierungsmuster aufrechtzuerhalten, wurden bei diesem weichmagnetischen Material die Verlustmessungen im Bereich von 0,2 T bis nur einschließlich 1,2 T durchgeführt.

Der Anstiegstrend der drei Verlustkurven, die elektrodynamisch und thermisch **ohne zusätzliche DC-Erregung** erfasst wurden, ist in Abb. 3.13a veranschaulicht und entspricht im großen Ausmaß jenem, der bei dem oben bereits behandelten Material M-5 gegeben war. Der bei $\hat{B} = 1,2 \text{ T}$ mittels Spitzenmethode erfasste Verlustwert liegt wieder deutlich höher als die entsprechenden Messwerte der Spulen- und der thermischen Methode. Die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse bei einer bestimmten Magnetisierungsform ist in diesem Sinne daher tendenziell gegeben.

Die Kurven der relativen Abweichungen der Messergebnisse sind in Abb. 3.13b dargestellt. Wie im Falle des CGO-Materials M-5, wurde einerseits sowohl ein Vergleich zwischen der Spitzen- und Spulenmethode, als auch der thermischen und der Spulenmethode andererseits durchgeführt. In beiden Fällen liegt die geringste relative Abweichung im Bereich der magnetischen Flussdichte zwischen 0,4 T und 0,9 T vor.

Bei **DC-Überlagerung** resultieren erwartungsgemäß höhere Verlustwerte. Ebenfalls ist der Trend steigender Verlustwerte mit zunehmendem DC-Wert zu beobachten. Ab $\hat{B} = 1 \text{ T}$ mit gleichzeitig vorhandener DC-Erregung ist jedoch eine Abflachung der Verlustkurven zufolge der magnetischen Sättigung gegeben.

Eine Darstellung des zweidimensionalen Verlaufes der magnetischen Flussdichte sowie der zugehörigen Feldstärke zum Zeitpunkt der Verlufterfassung ohne und mit überlagerter DC-Erregung ist der Abb. 3.14 zu entnehmen. Aufgrund der DC-Überlagerung in RD weisen die H-Muster einen charakteristischen, asymmetrischen Verlauf auf.

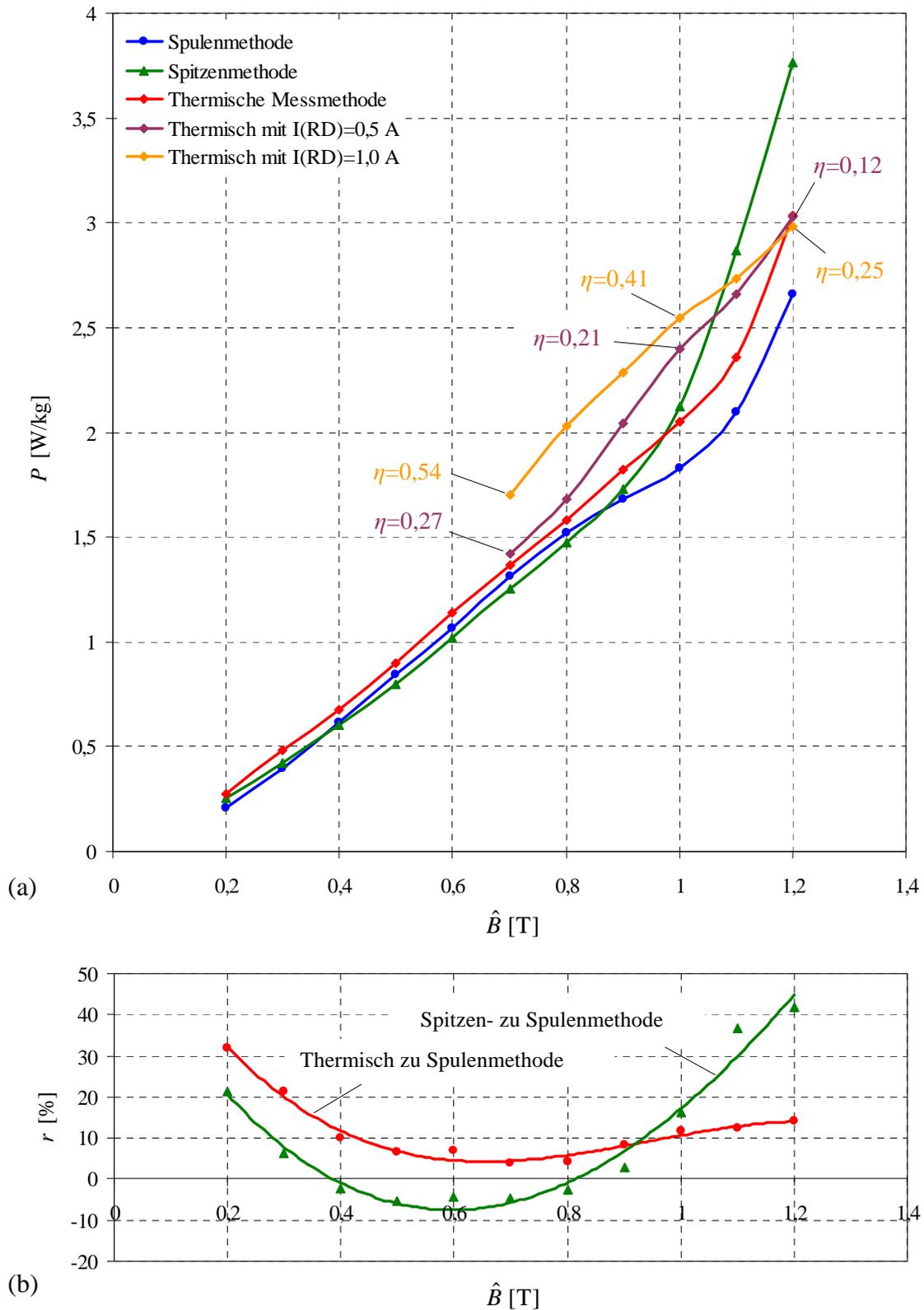


Abb. 3.13: Verluste P bei zirkulär rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 im Uhrzeigersinn.

- (a) Verlustkurven ohne und mit DC-Überlagerung, aufgenommen mittels thermischer Messmethode und der elektrodynamischen Messmethoden.
 (b) Relative Abweichung von Verlustwerten der Spitzenmethode und der thermischen Methode in Bezug auf die Spulenmethode.

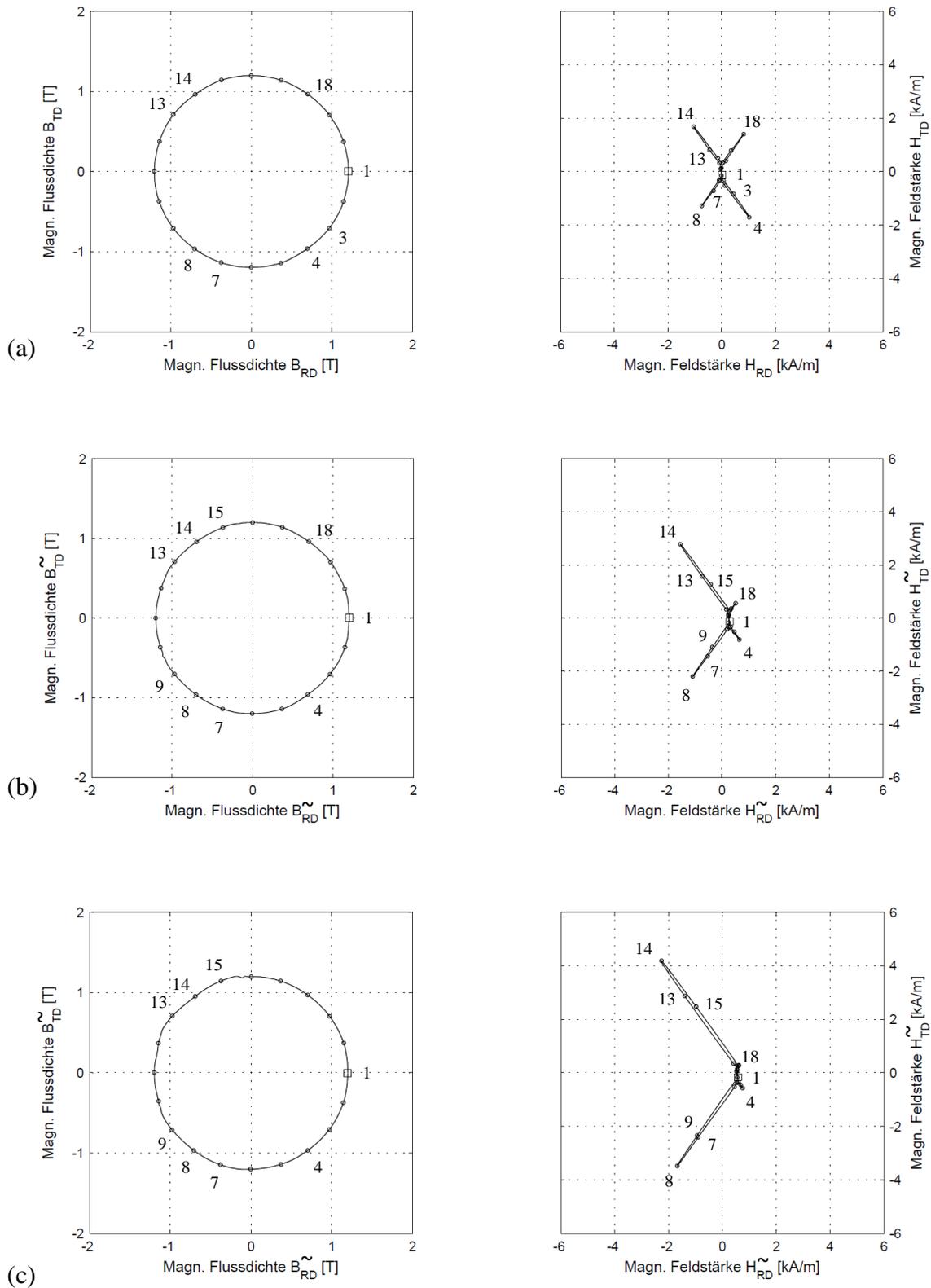


Abb. 3.14: B/H-Verläufe bei zirkulär rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 im Uhrzeigersinn für $\hat{B} = 1,2$ T. (a) Ohne DC-Überlagerung. (b) Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. (c) Bei 1,0 A in RD. (Dynamische Anteile \tilde{B} und \tilde{H} ; gleichfeldbefreit.)

3.2.2 Schlussfolgerungen

Das vorliegende Unterkapitel behandelte die zirkuläre RM. Untersucht wurden, wie bei AM, zwei Materialien – CGO und SHGO. Die Entstehung von kreisförmigen Induktionsmustern ($a = 1$) in einem Leistungstransformator ist unwahrscheinlich – trotzdem sind die gewonnenen Erkenntnisse für die Beurteilung der Kornstruktur vermessener Materialien und angewandten Messmethoden sehr nützlich. Die gewonnenen Schlussfolgerungen sind nachfolgend zusammengefasst.

- (1) Das SHGO-Material lässt eine Magnetisierung bis maximal 1,2 T, das CGO-Material bis 1,3 T zu. Für höhere B-Werte kommt es zu starken Verzerrungen der kreisförmigen B-Muster in HD und einer deutlich gestiegenen Regelabweichung.
- (2) Bis 0,9 T (SHGO) bzw. 1,0 T (CGO) ergibt sich zunächst eine lineare Verlustzunahme. Ab diesen Induktionswerten erfolgt dann annähernd exponentielle Verlusterhöhung. Die H-Muster zeichnen sich bei den höchsten B-Werten durch die charakteristische X-Form aus, dessen Extrema – für reine AC-Erregung – bei etwa 2 kA/m liegen.
- (3) Aufgrund von fehlenden nominellen Verlustdaten wurden Messwerte P der Spitzen- und thermischen Methode auf jene der Spulenmethode bezogen. Für CGO ergeben sich etwas kleinere Abweichungen als für SHGO.
- (4) DC-Beaufschlagung ruft, ähnlich wie bei alternierender Magnetisierung, Verlusterhöhung hervor. Für $\hat{B} = 0,8$ T ergibt $I_{RD} = 0,5$ A ca. 7 % bzw. $I_{RD} = 1,0$ A etwa 18 % Verlustzunahme. Bei 1,3 T befindet sich das Material nahe der Sättigung: $I_{RD} = 0,5$ A ruft nur mehr ca. 2 % Verlusterhöhung, $I_{RD} = 1,0$ A sogar ca. 15 % Verlustabfall – alles bezogen auf thermisch erfasste Verlustwerte des CGO-Materials.
- (5) Der Sättigungseffekt des SHGO-Materials fällt zufolge DC-Überlagerung – trotz schlechterer Magnetisierbarkeit – schwächer aus als beim CGO-Material. Mit abnehmenden Durchflutungsverhältnissen η tritt zwar die Sättigung auf, die Verluste P liegen für $I_{RD} = 1,0$ A aber – bis auf den letzten B-Wert – über jenen für $I_{RD} = 0,5$ A (SHGO). Für $\hat{B} = 0,8$ T und 0,5 A ergibt sich ca. 6 %, für 1,0 A hingegen 30 % Verlustzunahme. Für $\hat{B} = 1,2$ T und 0,5 A kommt es zu keiner Verlusterhöhung, während für 1,0 A sogar eine leichte Verlustabnahme um 2 % eintritt (ebenfalls SHGO).
- (6) Das CGO-Material weist für $\hat{B} = 1,3$ T und $I_{RD} = 1,0$ A in Bezug auf reine AC-Erregung eine Verlustabnahme von ca. 15 % auf.

Kapitel 4

Elliptisch rotierende Magnetisierung

4.1 Voraussetzungen

Wie schon erwähnt, zeigen sich im realen Transformator kern im Wesentlichen nur zwei Magnetisierungsmuster: Alternierende Magnetisierung (AM) und rotierende Magnetisierung (RM) rhombischer Art. Für die letztere ist eine exakte Kennzeichnung als Grundlage der Simulation am RSST jedoch schwierig, da Abweichungen von der Kurvenform typisch sind (Abrundungen der Ecken) und darüber hinaus auch sehr dynamische Veränderungen der Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ auftreten. Für grundlegende Untersuchungen bietet es sich somit an, auch elliptische Muster zu simulieren, was auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit geschah.

Im Falle kreisförmiger Magnetisierung (Kapitel 3) wurde das B-Muster $\mathbf{B}(t)$ durch 20 Endpunkte des B-Vektors entsprechend 20 Augenblickswerten von je 1 ms Zeitabstand angegeben. Dem entspricht konstante Winkelgeschwindigkeit ω von 18 °/ms. Auch im Falle elliptischer Magnetisierung ist konstantes ω prinzipiell möglich. In der Praxis tritt dieser im Weiteren mit A bezeichnete Fall jedoch nicht auf. Entsprechend Abb. 4.1a für $a = 0,5$ ist er dadurch gekennzeichnet, dass die einer Millisekunde entsprechende Induktionsdifferenz ΔB in TD ihr Minimum zeigt und in RD ein ausgeprägtes Maximum. In der Praxis hingegen ist es genau umgekehrt.

Abb. 4.1b zeigt einen Fall B, welcher der Praxis schon etwas näher ist, einen Fall weitgehend ausgeglichener Induktionsdifferenz. ΔB hat dabei ein Maximum in TD und ein wenig ausgeprägtes Minimum in RD. Im gezeigten Zeitmuster ist die maximale Winkelgeschwindigkeit in der Größenordnung $\omega_{\max} = 35$ °/ms. Analysen der in Transformator kern tatsächlich auftretenden Verhältnisse zeigten wesentlich größere Werte auf. Als typisch kann der in Abb. 4.1c gezeigte Fall C angesehen werden, wobei in etwa $\omega_{\max} = 72$ °/ms vorliegt. Die beiden angeführten Winkelgeschwindigkeitswerte werden aus dem Phasenverlauf des Induktionssignals abgeleitet und sind in Abb. 4.1b und Abb. 4.1c nicht direkt ersichtlich. Erst eine Integration der Verläufe $\omega(t)$ in Abb. 4.1d zwischen der 4. und 5. Millisekunde ergibt die genannten Maximalwerte ω_{\max} .

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Fälle B und C jeweils für das CGO- und SHGO-Material mit Hinblick auf die dabei auftretenden Verluste P verglichen (Kapitel 4.2). Für den Fall B wurde darüber hinaus für das CGO- und SHGO-Material die Einwirkung von Gleichstrom untersucht (Kapitel 4.3).

Bezüglich der Simulation am RSST lässt sich der Fall B mathematisch einfach vorgeben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde er routinemäßig realisiert, und es kommt ihm damit die Rolle des „Bezugsfalls“ zu.

Zur mathematischen Definition der Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ wird die kartesische Parameterdarstellung der Ellipse unter Berücksichtigung der einfachen, in Kapitel 3 festgelegten Beziehung (3.1) für das Achsenverhältnis a herangezogen. Damit ergeben sich die beiden B-Komponenten zu:

$$B_{\text{RD}}(t) = \hat{B}_{\text{RD}} \cos(\omega_0 t) \quad (4.1)$$

$$B_{\text{TD}}(t) = a \hat{B}_{\text{RD}} \sin(\omega_0 t) \quad (4.2)$$

Die Kreisfrequenz ω_0 wird als konstant vorausgesetzt. Die Phase des Induktionssignals wird grundsätzlich durch die beiden orthogonalen Signalkomponenten ausgedrückt

$$\varphi(t) = \arctan \left[\frac{B_{\text{TD}}(t)}{B_{\text{RD}}(t)} \right] \quad (4.3)$$

woraus sich nach einer Vereinfachung die Beziehung

$$\varphi(t) = \arctan[a \operatorname{tg}(\omega_0 t)] \quad (4.4)$$

ergibt. Da die Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ als die erste Ableitung der Phase nach der Zeit definiert ist

$$\omega(t) = d\varphi(t) / dt \quad (4.5)$$

ergibt sich daher letztendlich

$$\omega(t) = \frac{a \omega_0}{[1 + a^2 \operatorname{tg}^2(\omega_0 t)] \cos^2(\omega_0 t)} \quad (4.6)$$

womit die Winkelgeschwindigkeit von $\mathbf{B}(t)$ mathematisch eindeutig bestimmt ist. Die Gültigkeit dieses Ausdrucks ist jedoch ausschließlich auf den Bezugsfall B der Magnetisierung beschränkt. Im Fall A und Fall C werden zur Generierung der Induktionsmuster keine sinusförmigen Signalkomponenten eingesetzt.

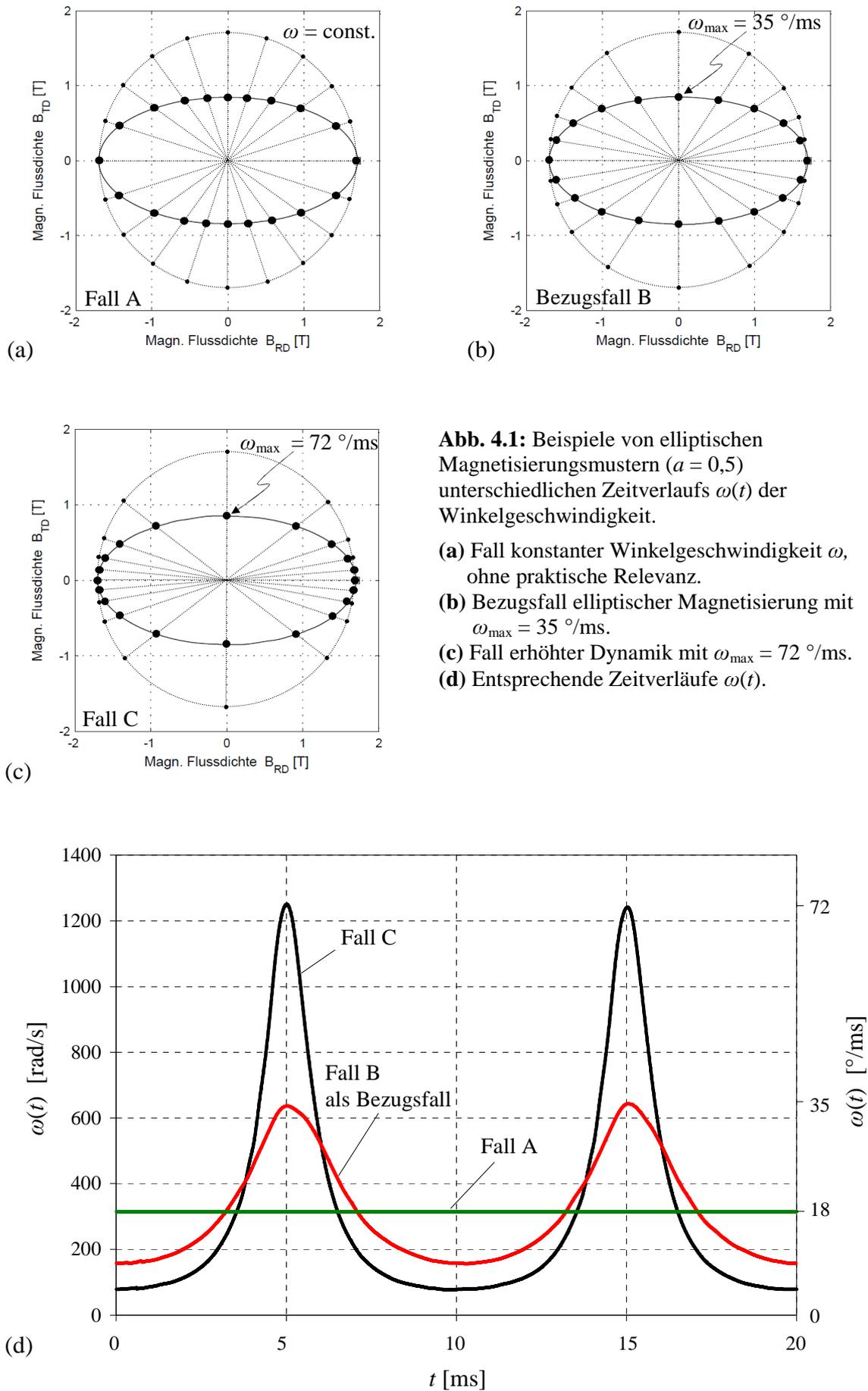


Abb. 4.1: Beispiele von elliptischen Magnetisierungsmustern ($a = 0,5$) unterschiedlichen Zeitverlaufs $\omega(t)$ der Winkelgeschwindigkeit.

- (a) Fall konstanter Winkelgeschwindigkeit ω , ohne praktische Relevanz.
- (b) Bezugsfall elliptischer Magnetisierung mit $\omega_{\text{max}} = 35^\circ/\text{ms}$.
- (c) Fall erhöhter Dynamik mit $\omega_{\text{max}} = 72^\circ/\text{ms}$.
- (d) Entsprechende Zeitverläufe $\omega(t)$.

4.2 Bedeutung der Winkelgeschwindigkeit der elliptischen Rotation

Ziel der Untersuchungen war es, das Ausmaß der Auswirkung einer gesteigerten maximalen Winkelgeschwindigkeit ω_{\max} auf die Verluste P zu untersuchen. Als weitere Parameter sollten die Induktion \hat{B}_{RD} in RD und das Achsenverhältnis a variiert werden.

Für das **CGO-Material M-5** mit $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$ zeigt die Abb. 4.2 die vorgegebenen B-Muster und die entsprechend gemessenen H-Muster. Im Bezugsfall Abb. 4.2a ist ω_{\max} mit 35 °/ms in TD relativ gering, in Abb. 4.2b mit 72 °/ms deutlich größer. Umgekehrtes gilt für ω_{\min} in RD. Qualitativ analoges Verhalten erwies sich für die entsprechenden Winkelgeschwindigkeiten des Feldstärkevektors $\mathbf{H}(t)$. Für den zweiten Fall zeigte er signifikant kleinere Beträge, ein Umstand, der im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht näher untersucht wurde.

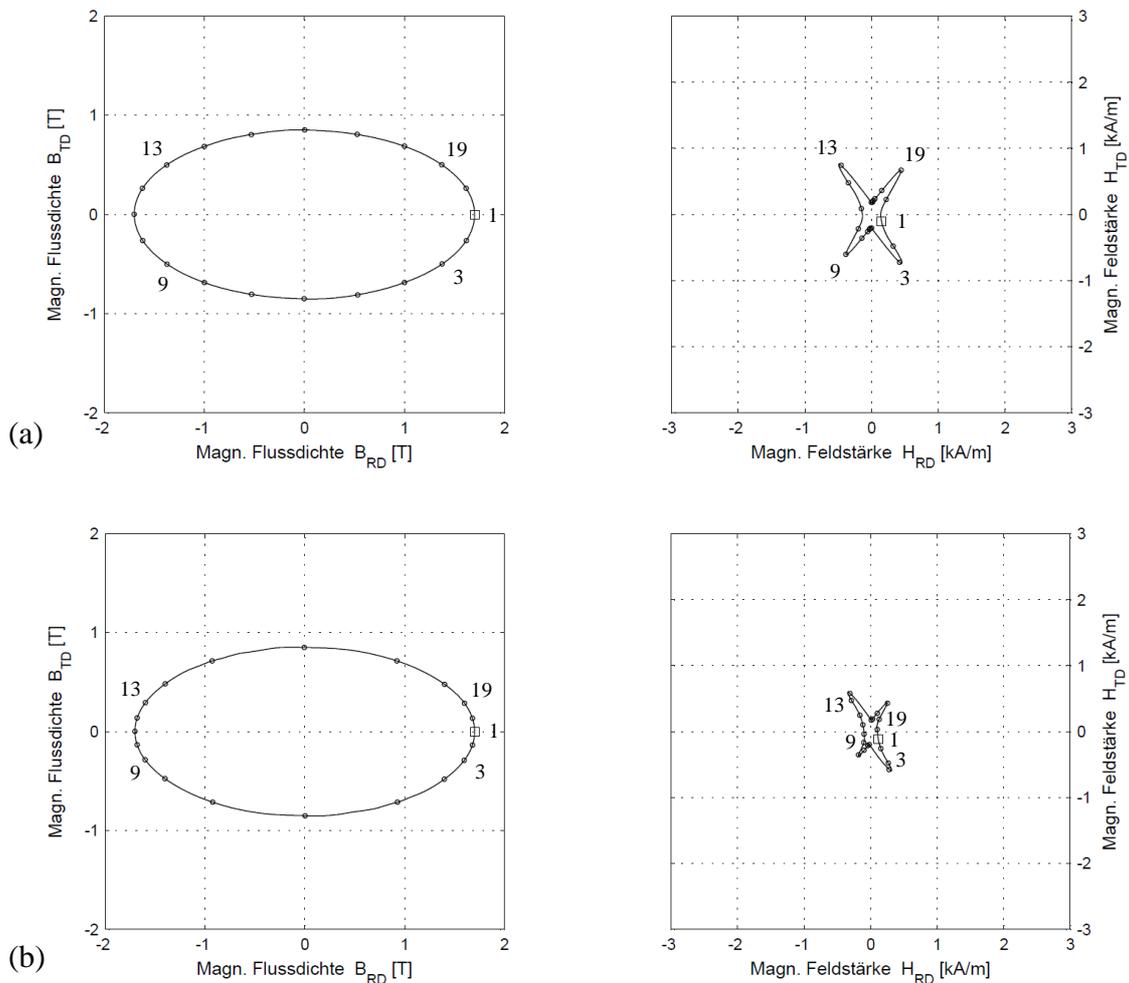


Abb. 4.2: B/H-Abhängigkeiten bei elliptisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. **(a)** Der Bezugsfall mit annähernd ausgeglichener Induktionsdifferenz ΔB und $\omega_{\max} = 35$ °/ms. **(b)** Fall C mit deutlich unterschiedlichen Induktionsdifferenzen und stark überhöhtem $\omega_{\max} = 72$ °/ms.

In Abb. 4.3 sind die elektrodynamisch erfassten Verluste P für zwei unterschiedliche maximale Winkelgeschwindigkeiten des \mathbf{B} -Vektors grafisch dargestellt. Es ist wichtig anzumerken, dass mit abnehmendem a – sowohl im Bezugsfall als auch im Falle C – eine Zunahme der Absolutwerte ω_{\max} erfolgt. Allerdings bleibt das Verhältnis von ω_{\max} (Fall B) zu ω_{\max} (Fall C) immer konstant, unabhängig von a . Für erhöhtes ω_{\max} zeigt sich generelle Erhöhung der Verluste P . Mit steigendem a bleibt sie absolut gesehen annähernd konstant, relativ gesehen nimmt sie also ab. Für den technisch wichtigen Wert $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,7 \text{ T}$ und $a = 0,3$ liegt die Verlusterhöhung für $\omega_{\max} = 120 \text{ }^\circ/\text{ms}$ (Fall C) bei knapp 10 % gegenüber $\omega_{\max} = 58 \text{ }^\circ/\text{ms}$ (Fall B).

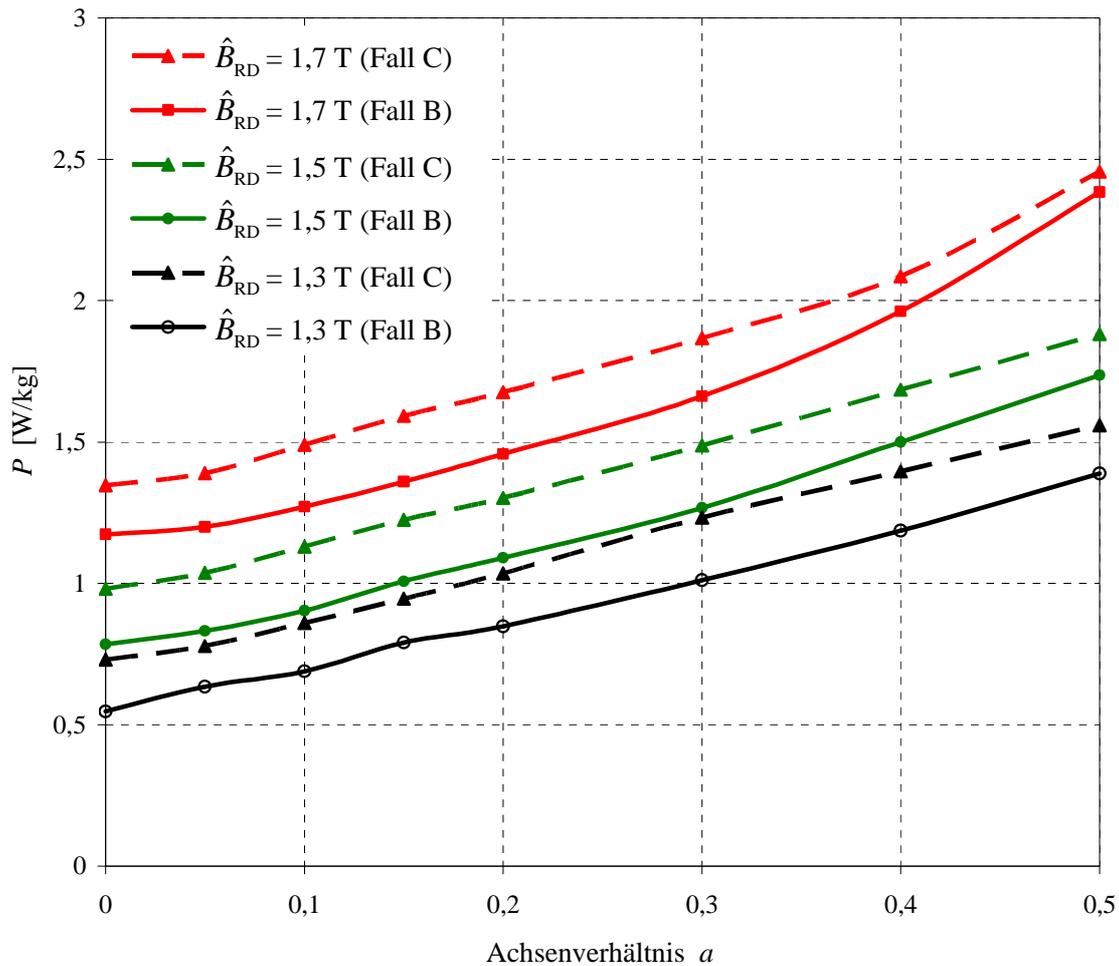


Abb. 4.3: Mittels Spulenmethode erfasste Verluste P bei elliptisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für zwei unterschiedliche Werte maximaler Winkelgeschwindigkeit von $\mathbf{B}(t)$. Gemessen wurde bei $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,3 \text{ T}$, $1,5 \text{ T}$ und $1,7 \text{ T}$ sowie bei Achsenverhältnissen $0 \leq a \leq 0,5$.

Die Variierung der Winkelgeschwindigkeit von $\mathbf{B}(t)$ erfolgte bei dem **SHGO-Material 23ZDKH90** analog, wie beim CGO-Material. Die in Abb. 4.4 dargestellten \mathbf{B} - und \mathbf{H} -Muster weisen qualitativ gleiches Verhalten auf, wie jene des Materials M-5. Aufgrund des höheren Grades an Kornorientierung des laserbehandelten Materials sind die Feldstärkewerte in HD jedoch deutlicher ausgeprägt. Erhöhtes ω_{\max} zeigt hier – im Gegensatz zu CGO – gesteigerte Extrema von \mathbf{H} .

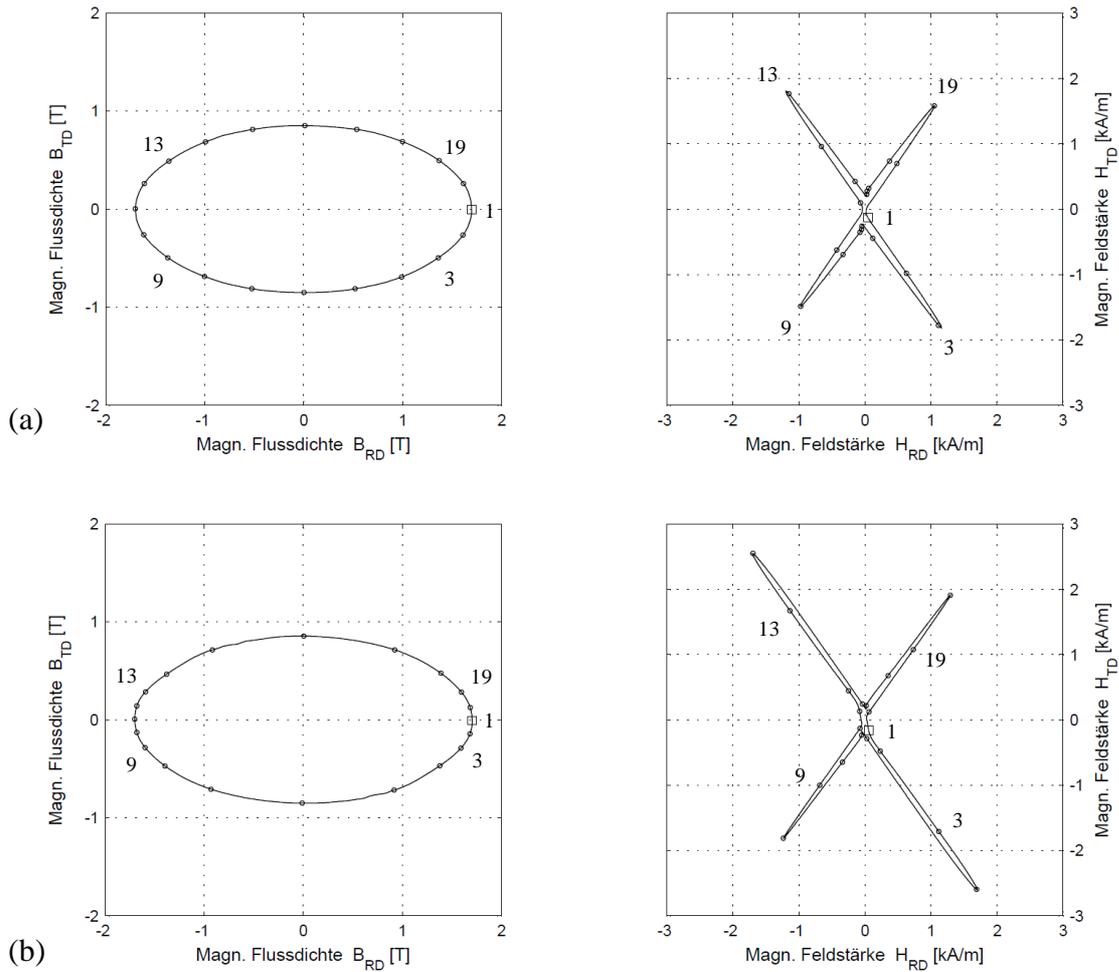


Abb. 4.4: B/H-Abhängigkeiten bei elliptisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. (a) Der Bezugsfall B mit annähernd ausgeglichener Induktionsdifferenz ΔB und (b) Fall C mit deutlich unterschiedlichen Induktionsdifferenzen.

Die Verlustzunahme zufolge überhöhter maximaler Winkelgeschwindigkeit ist für drei unterschiedlichen B-Werte und üblichen Achsenverhältnisse in Abb. 4.5 zu sehen. Für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T resultiert ein, über alle Achsenverhältnisse gemittelter Verlustzuwachs von 16 %. Für kleinere Induktionen fällt sie schwächer aus.

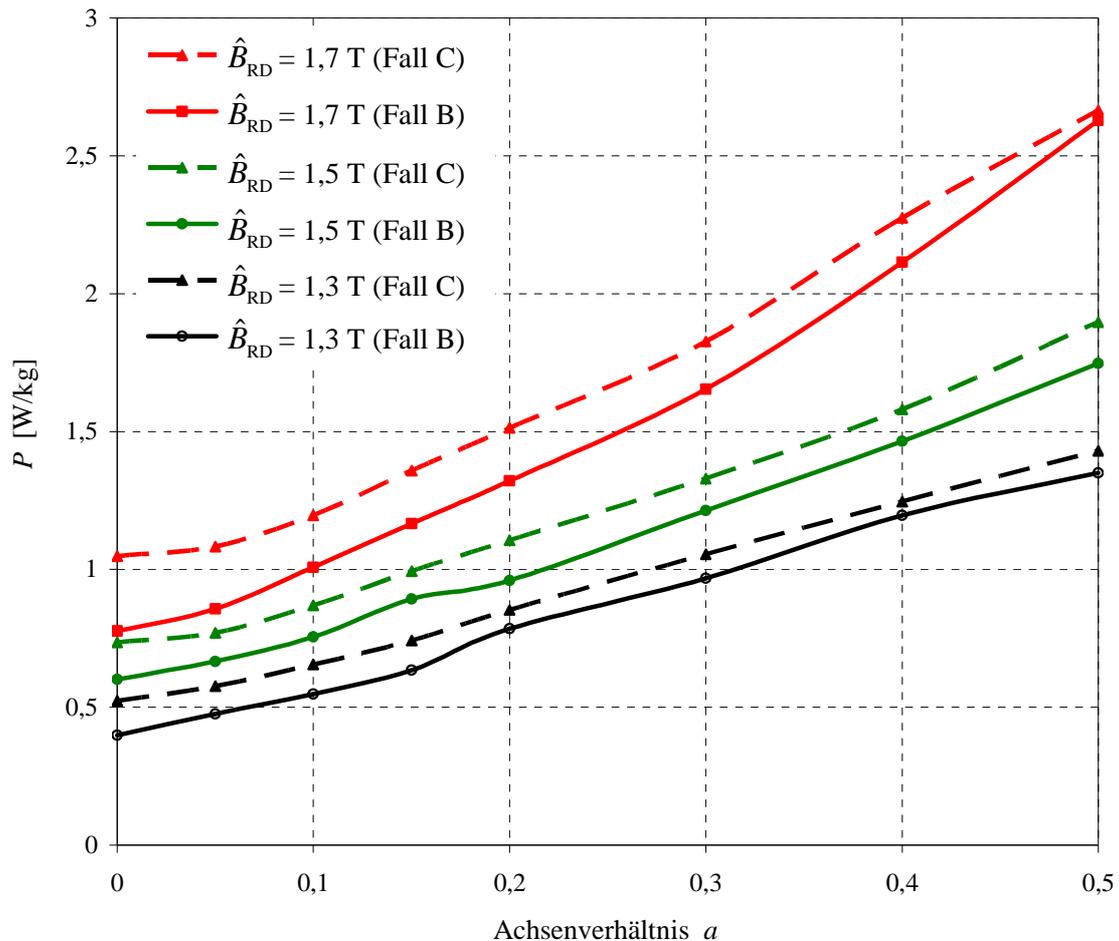


Abb. 4.5: Verluste P bei elliptisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90, erfasst für zwei unterschiedliche Werte maximaler Winkelgeschwindigkeit von $\mathbf{B}(t)$. Gemessen wurde mittels Spulenmethode bei $\hat{B}_{RD} = 1,3$ T, 1,5 T und 1,7 T sowie bei Achsenverhältnissen $0 \leq a \leq 0,5$.

4.3 Auswirkung von überlagerter DC-Erregung

Ziel der Untersuchungen war es, die Auswirkung von in RD überlagerter DC-Erregung auf die bei elliptischer Magnetisierung auftretenden Verluste P zu bestimmen. Neben CGO-Material sollte dabei auch SHGO-Material vermessen werden.

Das CGO-Material M-5

Abb. 4.6 zeigt die B/H-Zusammenhänge, aufgenommen sowohl ohne als auch unter Einwirkung zusätzlicher DC-Erregung. Deutlich erkennbar ist die Asymmetrie sowie eine Zunahme von H_{RD} und H_{TD} . Einige zusammenpassende Momentanpositionen von $\mathbf{B}(t)$ und $\mathbf{H}(t)$ sind in 1 ms-Schritten gekennzeichnet.

Beispielsweise entspricht der Zeitpunkt 19 der harten Richtung der Probe und bringt die Anisotropie des Materials zum Ausdruck. Zu diesem Zeitpunkt der Magnetisierungsperiode weichen die entsprechenden Winkel ψ und χ um etwa 35° voneinander ab. Die Verschiebung des Arbeitspunktes der Induktion lässt sich wegen des komplexen Verlaufes $\mathbf{H}(t)$ kaum abschätzen.

Abb. 4.7 zeigt zunächst mit der Spulenmethode aufgenommene Verlustverläufe des für die Praxis relevanten Gesamtbereiches von $\hat{B}_{RD} = 1,3 \text{ T}$ bis $1,8 \text{ T}$ für **reine AC-Erregung**. Bezüglich der maximalen Winkelgeschwindigkeit lag hier der in Abb. 4.2a gezeigte Fall relativ geringer Werte vor.

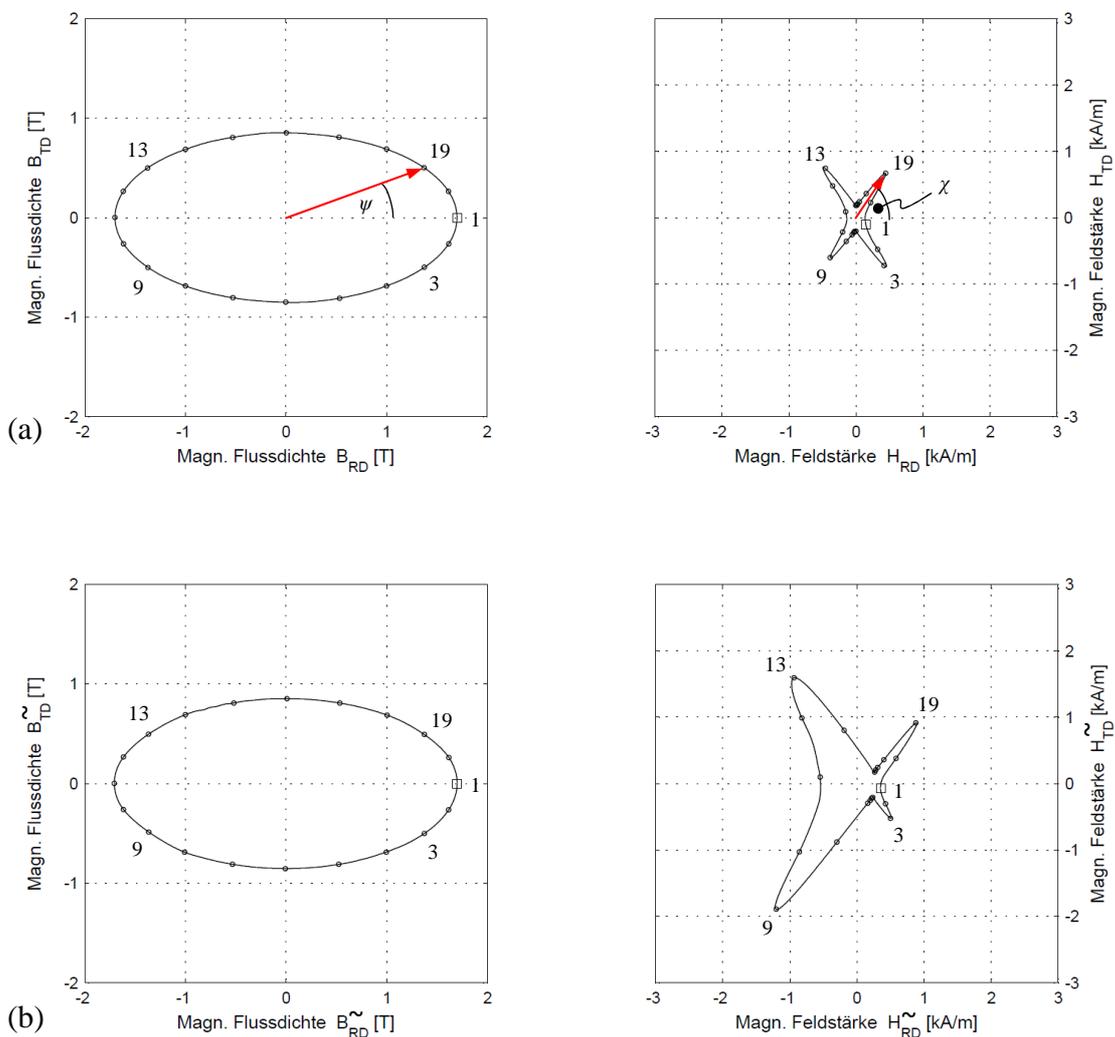


Abb. 4.6: B/H-Verläufe bei elliptisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,7 \text{ T}$ und $a = 0,5$. **(a)** Ohne DC-Überlagerung. Die unterschiedlichen Winkel ψ und χ verdeutlichen die Anisotropie des Materials. **(b)** Mit DC-Überlagerung bei $0,5 \text{ A}$ in RD. (Dynamische Anteile B^{\sim} und H^{\sim} ; gleichfeldbefreit.)

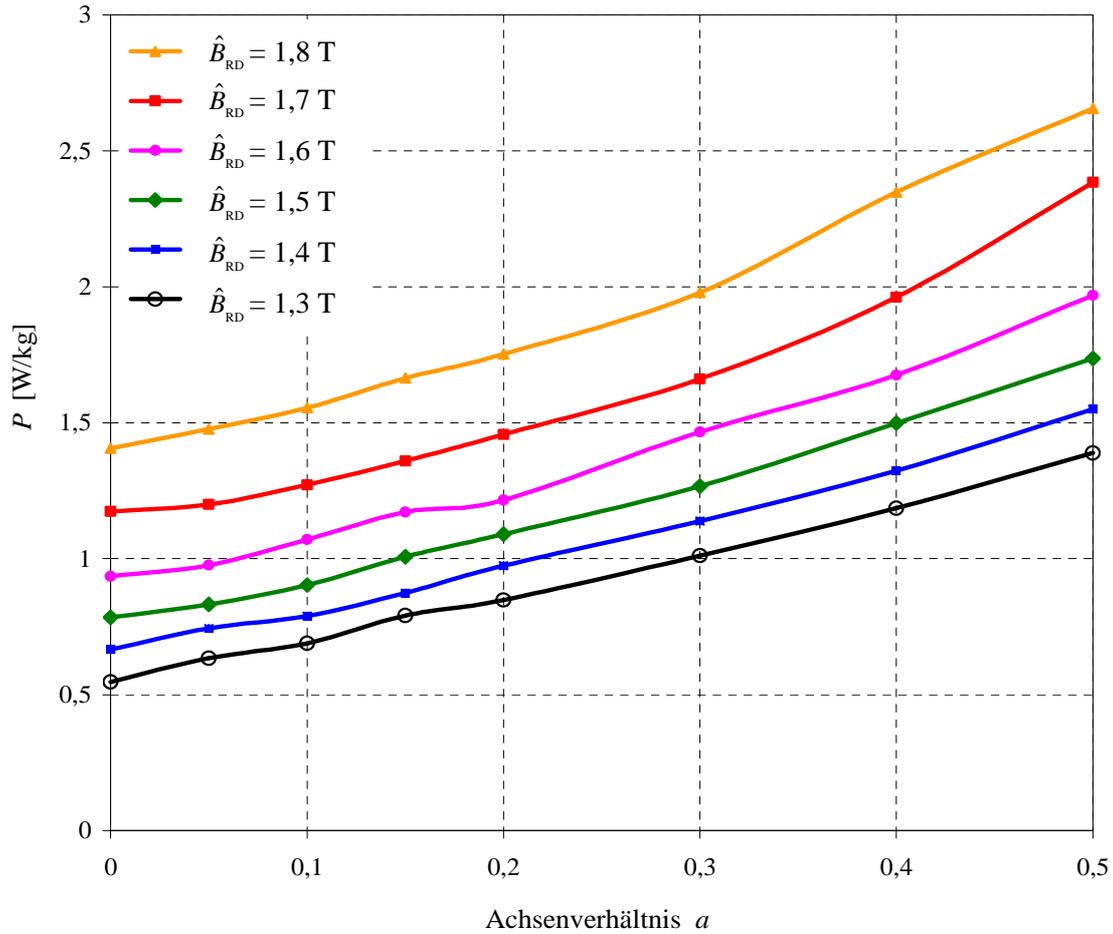


Abb. 4.7: Mit der Spulenmethode erfasste Verluste P bei elliptisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $1,3\text{T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,8\text{T}$ und Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$.

Im Bereich $0 \leq a \leq 0,2$ wurde das Achsenverhältnis in 0,05-Schritten inkrementiert, um das Verhalten des Materials möglichst genau zu untersuchen und die Verluste zu quantifizieren. Für den praktisch wichtigen Fall $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0$ ergibt sich die relative Abweichung zwischen dem aufgenommenen und nominellen Verlustwert von etwa 8 %. Für $a > 0,3$ ist im Falle des höchsten Induktionswertes \hat{B}_{RD} eine leichte Abflachung der entsprechenden Verlustkurve feststellbar, die auf die einsetzende magnetische Sättigung des Materials hindeutet. In der Praxis kommen solche B-Werte in Kombination mit den angegebenen Achsenverhältnissen aber kaum vor.

Zur Angabe der DC-Erregung in der R-Phase wurde das Durchflutungsverhältnis, wie im Falle der zirkulär rotierenden Magnetisierung, als

$$\eta = \frac{N_{R,DC} I_{R,DC}}{(N_{R,AC} I_{R,AC} + N_{S,AC} I_{S,AC} + N_{T,AC} I_{T,AC})|_{I_{DC} = 0}} \quad (4.7)$$

definiert. In gleicher Form wird es auch für die Messungen unter rhombisch rotierender Magnetisierung herangezogen.

Die Verlustfassung **bei DC-Überlagerung** erfolgte für $I_{RD} = 0,5$ A rein thermisch (siehe Abb. 4.8). Die Messungen bei $I_{RD} = 1,0$ A wurden ebenfalls angestrebt, haben aber besonders bei höheren Werten von \hat{B}_{RD} zu keinen repräsentativen Messergebnissen geführt. So war beispielsweise bei $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T der DC-Durchflutungswert so groß, dass bei dieser Magnetisierungskonstellation durchgehend Sättigungseffekte gegeben waren. Die resultierenden Verlustwerte lagen damit unter jenen, die ohne DC aufgenommen wurden.

Die Verlustaufnahme erfolgte bei einem bestimmten Wert \hat{B}_{RD} und a zuerst ohne und anschließend mit DC-Zusatzfeld, um danach die Messung bei demselben B-Wert aber um 0,1 inkrementierten a fortzusetzen. Dadurch resultiert eine Art *zyklischer Verlustfassung*, die gewährleistet, dass die Messung ohne und mit DC-Überlagerung pro a -Wert unter möglichst gleichen Bedingungen erfolgt. Die erfassten Verluste sind in Abb. 4.7 grafisch dargestellt.

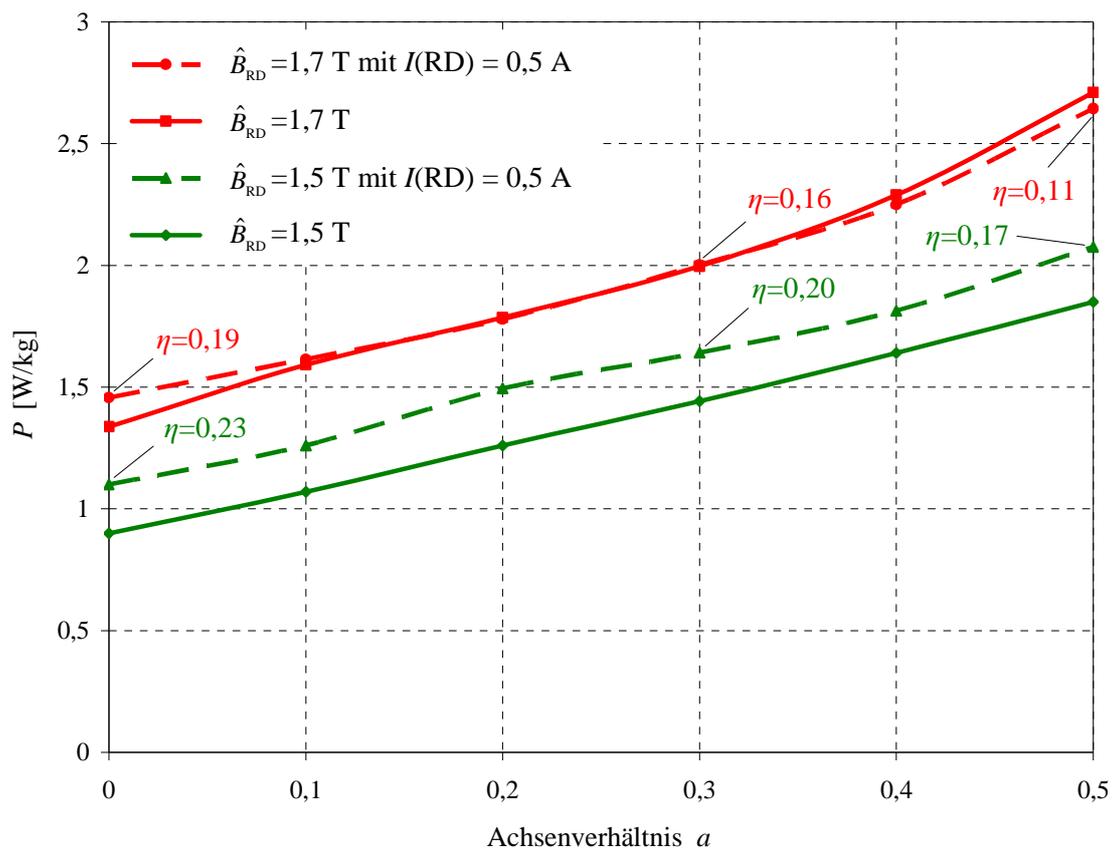


Abb. 4.8: Mittels thermischer Methode aufgezeichnete Verluste P bei elliptisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T und 1,7 T sowie für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$, ohne und mit DC-Überlagerung. Bei manchen Messpunkten sind Durchflutungsverhältnisse η angegeben.

Für $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T ergibt DC eine für alle Achsenverhältnisse weitgehend konstante Verlustzunahme von etwa 14 %. Bei $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T zeigt sich leichte Zunahme nur für kleines a (9 % für $a = 0$), bei großem a sogar eine leichte Abnahme (2,5 % bei $a = 0,5$). Es handelt sich dabei wieder um den schon erwähnten Sättigungseffekt.

Das SHGO-Material 23ZDKH90

Die Abb. 4.9 zeigt die untersuchten B/H-Verläufe. Die ursprünglich herrschende Symmetrie im H-Muster verschwindet zufolge der DC-Superposition. Die Feldstärkewerte H_{RD}^{\sim} und H_{TD}^{\sim} erreichen dadurch in etwa 2000 A/m bzw. 3200 A/m. Das entspricht knapp einer Verdoppelung der H-Werte zufolge der DC-Überlagerung.

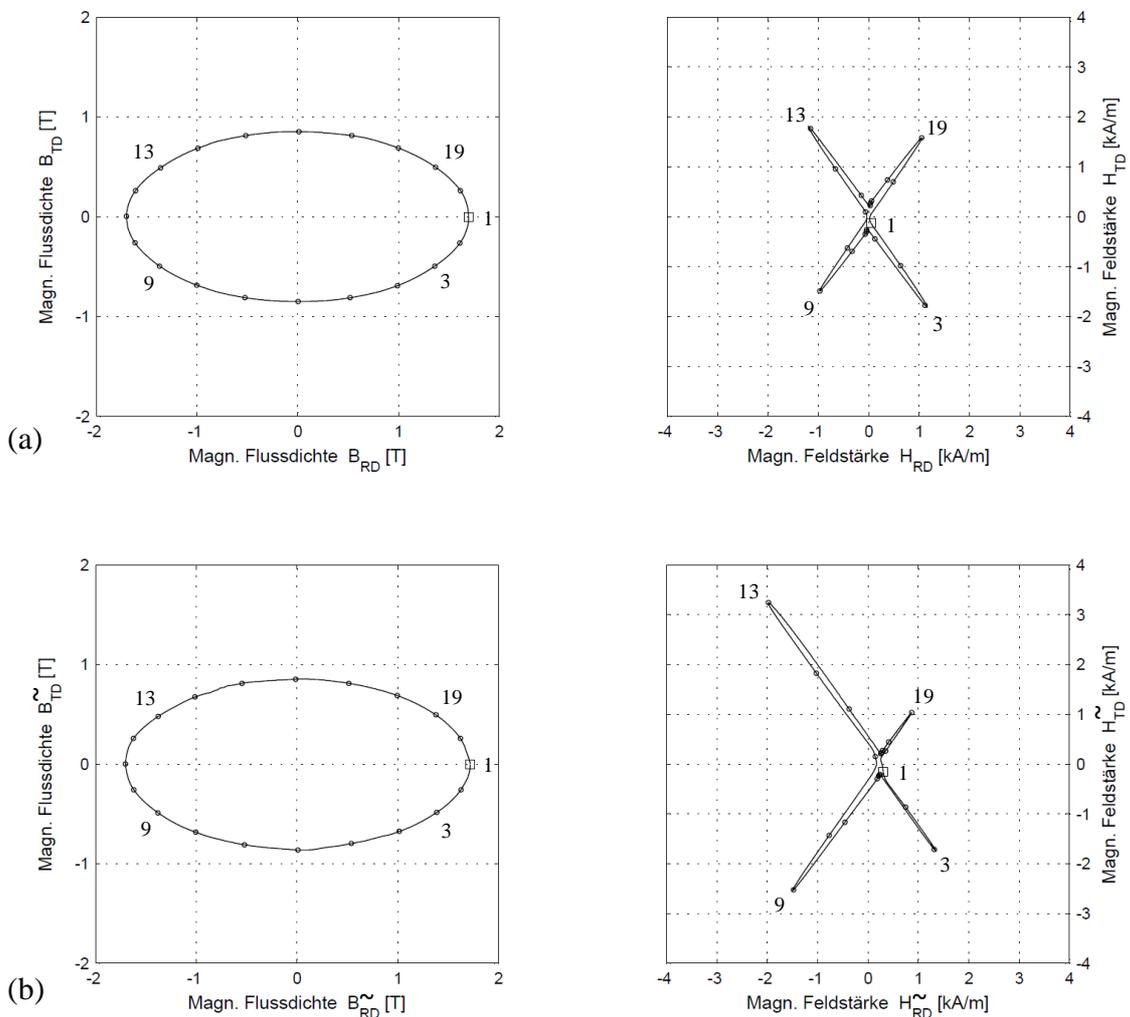


Abb. 4.9: B/H-Verläufe bei elliptisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. (a) Ohne DC-Überlagerung. (b) Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. Wegen schwieriger Abschätzbarkeit von ΔB beschränkt sich $\mathbf{B}(t)$ auf die dynamische Aussteuerung B_{RD}^{\sim} . (Dynamische Anteile B^{\sim} und H^{\sim} ; gleichfeldbefreit.)

In Abb. 4.10 sind zunächst die mit der Spulenmethode erfassten Verluste P des SHGO-Materials für den technisch wichtigen Induktionsbereich 1,3 T bis 1,8 T **bei reiner AC-Erregung** grafisch dargestellt. Für den praktisch wichtigen Fall $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0$ liegt P um 3 % unter dem nominellen Wert.

Die Verlustmessung **unter DC-Beaufschlagung** in RD wurde für $I_{DC} = 0,5$ A, $1,5\text{T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,7\text{T}$ und $0 \leq a \leq 0,5$ durchgeführt (siehe Abb. 4.11). Im direkten Vergleich zu den korrespondierenden Verlustkurven des CGO-Materials M-5 sättigt das vorliegende SHGO-Material bei $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und gleichzeitig vorhandenem DC-Feld erst ab $a \geq 0,3$. Bei kleinerem a liegt P im Schnitt um 20 % über den entsprechenden Werten ohne DC-Überlagerung. Für $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T ist der Einfluss von DC ebenfalls deutlich gegeben, jedoch tritt der Sättigungseffekt in sehr leichter Form erst bei $a = 0,5$ auf. Für $0 \leq a \leq 0,4$ liegen die Verluste zufolge der beaufschlagten DC-Erregung durchschnittlich um 35 % über jenen, die bei demselben B-Wert jedoch ohne DC-Überlagerung erfasst wurden. Die Messung bei $\hat{B}_{RD} = 1,6$ T erfolgte ausschließlich bei reiner AC-Erregung.

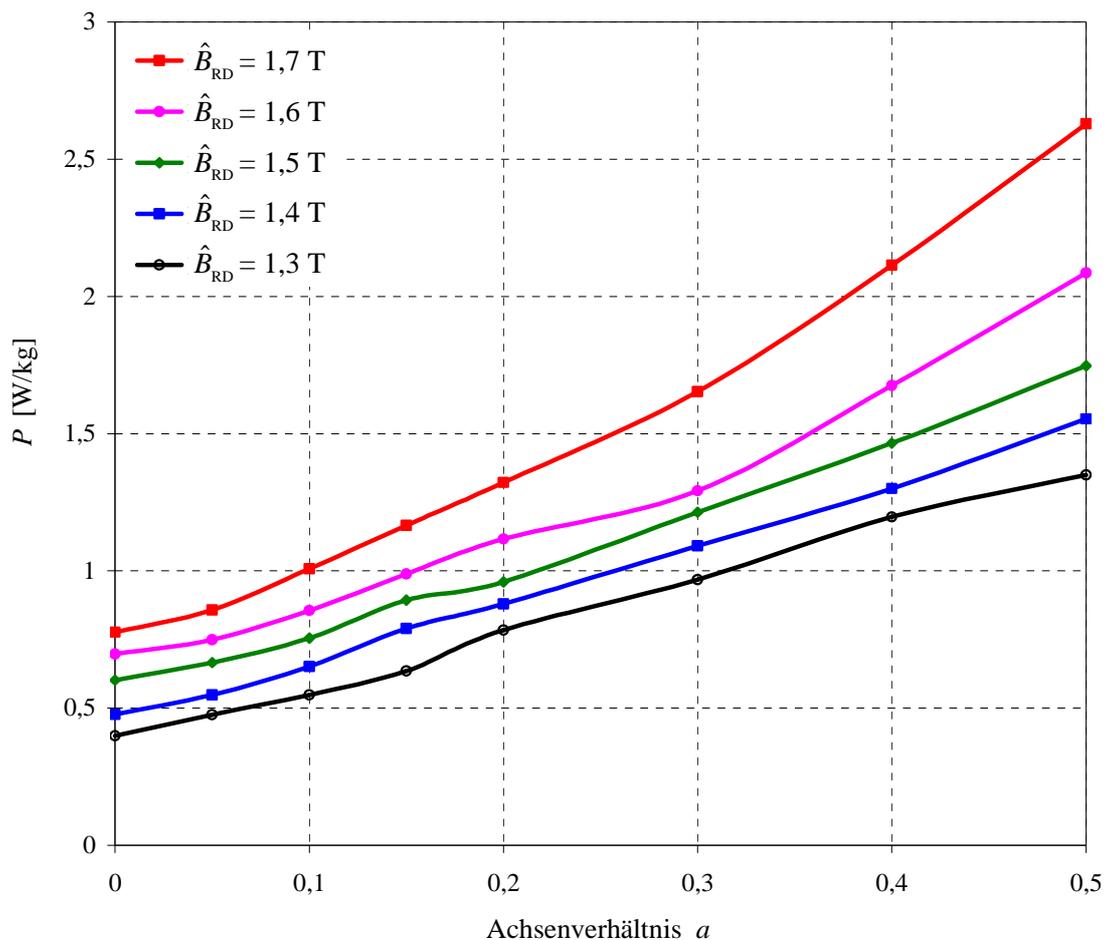


Abb. 4.10: Mittels Spulenmethode erfasste Verluste P bei elliptisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $1,3\text{T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,8\text{T}$ und Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$.

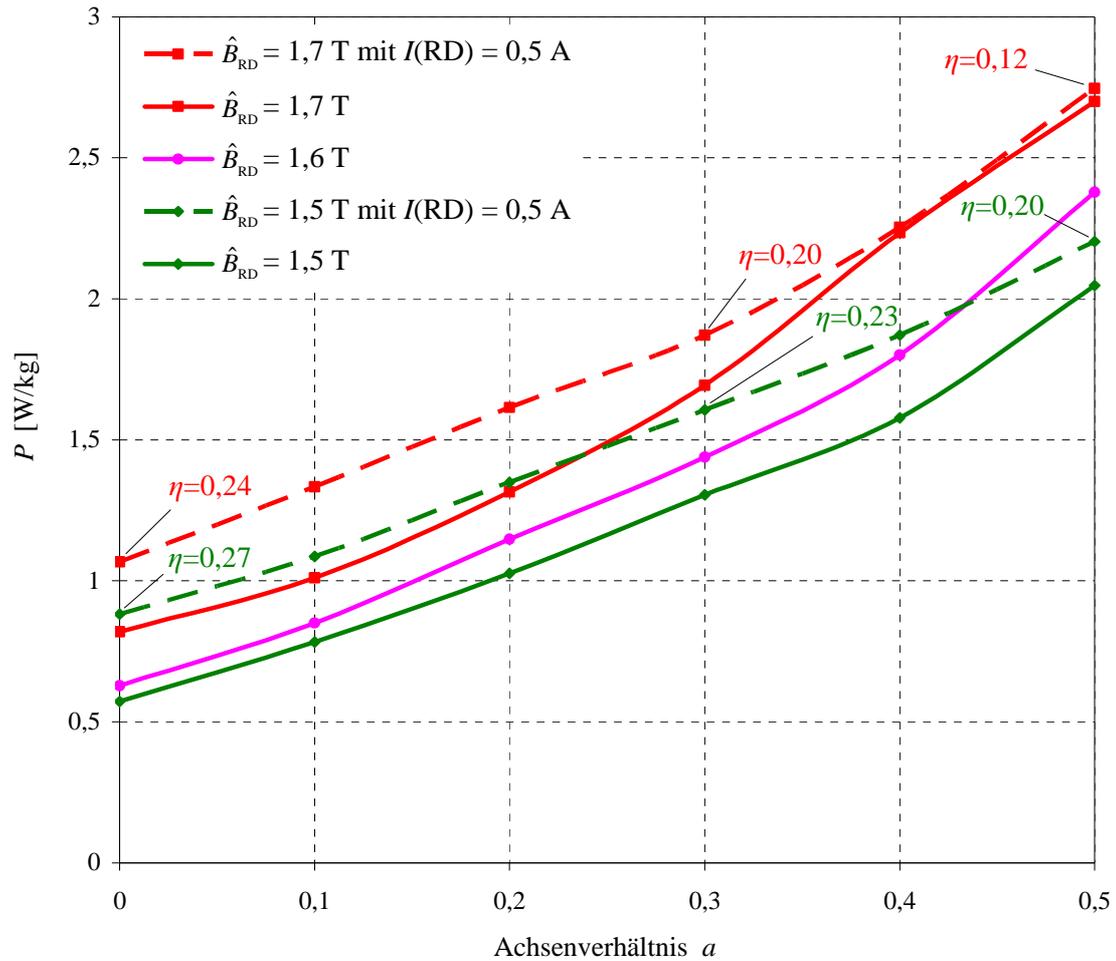


Abb. 4.11: Mittels thermischer Methode gemessene Verluste P bei elliptisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $1,5\text{T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,7\text{T}$ und Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$, mit und ohne DC-Überlagerung.

4.4 Schlussfolgerungen

Die im Rahmen dieses Kapitels simulierten elliptisch rotierenden B-Muster ($0 \leq a \leq 0,5$) kommen, ähnlich wie die kreisförmigen, im Transformator kern praktisch nicht vor. Aufgrund ihrer exakten mathematischen Definierbarkeit eignen sie sich jedoch hervorragend für Untersuchung des Einflusses gesteigerter maximaler Winkelgeschwindigkeit ω_{\max} auf die Verluste P . Die wesentlichsten Erkenntnisse aus den durchgeführten Messungen sind:

- (1) Gegenüber zirkulär rotierenden Mustern treten bei elliptischer Magnetisierung in HD wesentlich kleinere magnetischen Flussdichte- und Feldstärkewerte auf. Das ermöglicht die Mustergenerierung mit B-Werten bis zu $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,8 \text{ T}$ und Achsenverhältnissen $a = 0,5$.
- (2) Verluste P nehmen mit Steigerung von a und \hat{B}_{RD} zu. Für $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,7 \text{ T}$ und $a = 0,5$ ergibt sich gegenüber $a = 0$ ca. 250 % Verlustzunahme für SHGO (100 % für CGO).
- (3) Erhöhung der maximalen Winkelgeschwindigkeit ω_{\max} bewirkt Zunahme von P . Mit steigendem a nehmen die Verluste leicht ab. Verdoppelung von ω_{\max} bewirkt ca. 10 % (SHGO) bzw. 15 % (CGO) Verlustanstieg.
- (4) DC-Überlagerung führt grundsätzlich zu Anstiegen von P . Sie nehmen mit steigendem \hat{B}_{RD} und a ab. Die Anstiege von P sind für SHGO größer als für CGO. Für $a = 0,2$ ergibt ein Durchflutungsverhältnis $\eta = 0,24$ knapp 30 % Anstieg für 1,5 T (SHGO), $\eta = 0,17$ knapp 20 % Anstieg für 1,5 T (CGO). Für dasselbe a und 1,7 T ergibt sich für SHGO ca. 20 %, für CGO hingegen keine Verlusterhöhung zufolge DC.
- (5) DC-Superposition bewirkt Asymmetrie des H-Musters und sehr deutliche Zunahme der entsprechenden Extremwerte. H-Werte in der Größenordnung 4000 A/m können vorkommen. Gesteigertes ω_{\max} bewirkt bei SHGO signifikante Zunahme, bei CGO hingegen Reduktion der maximalen Feldstärkewerte.

Kapitel 5

Rhombisch rotierende Magnetisierung

Im Laufe der Forschung an Modelltransformatoren aus kornorientierten Blechen zeigen sich im T-Joint-Bereich vor allem **Magnetisierungsmuster etwa rhombischer Form** [26]. Sie sind das Produkt komplexer Entstehungsmechanismen, die in Kapitel 1.1 bereits zur Diskussion standen. Da die Ummagnetisierungsverluste zu großem Anteil gerade durch diese Magnetisierungsform zustande kommen, wird ihr ein besonderes Augenmerk gewidmet. Zwecks Reproduzierbarkeit bei den RSST-Messungen wurden die rhombischen Muster grundsätzlich in zwei Kategorien unterteilt, mathematisch definiert und abschließend softwaretechnisch implementiert.

5.1 Achsensymmetrische Magnetisierungsmuster ohne bzw. mit DC-Erregung

Zur Definition der im Rahmen dieser Arbeit simulierten achsensymmetrisch-rhombischen B-Muster wurde auf die *Beschreibung mittels Fourierreihen* zurückgegriffen. Bekanntlich lautet die Fourierreihe einer eindeutigen, im Intervall $[0, 2\pi]$ stückweise stetigen oder sogar differenzierbaren, periodischen Funktion

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} [a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx)] \quad . \quad (5.1)$$

Die Amplituden der Teilschwingungen als Fourier-Koeffizienten ergeben sich zu:

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \cos(kx) dx \quad \text{mit } k = 0, 1, 2, \dots \quad (5.2)$$

$$b_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(x) \sin(kx) dx \quad \text{mit } k = 1, 2, \dots \quad . \quad (5.3)$$

Den Ausgangspunkt der Berechnungen bilden die beiden zueinander orthogonalen Signalkomponenten des B-Musters, die durch *manuelle Dreiphasenansteuerung* in der Probe erzeugt und zur weiteren Verarbeitung gespeichert wurden. Bei der Berechnung der Fourierreihe wurden je zehn Fourier-Koeffizienten a_k und b_k pro B-Signalkomponente berücksichtigt. Die Genauigkeit der Approximation stellte sich damit als sehr zufriedenstellend heraus. Da es sich um mittelwertfreie Signale

handelt, entfällt der Gleichanteil-Koeffizient a_0 . Die Skalierbarkeit und Reproduzierbarkeit der so definierten achsensymmetrischen Magnetisierungsmuster wurden durch die nachfolgende softwaretechnische Implementierung gewährleistet.

Das CGO-Material M-5

Die B/H-Verläufe der simulierten Magnetisierungsvorgänge sind in Abb. 5.1 dargestellt. Ohne DC-Überlagerung ergeben sich im Feldstärkemuster $H_{RD} = 330$ A/m und $H_{TD} = 200$ A/m. Unter Einwirkung der zusätzlichen DC-Erregung nehmen die dynamischen Anteile der H-Werte deutlich zu und betragen $H_{RD}^{\sim} = 1800$ A/m sowie $H_{TD}^{\sim} = 600$ A/m.

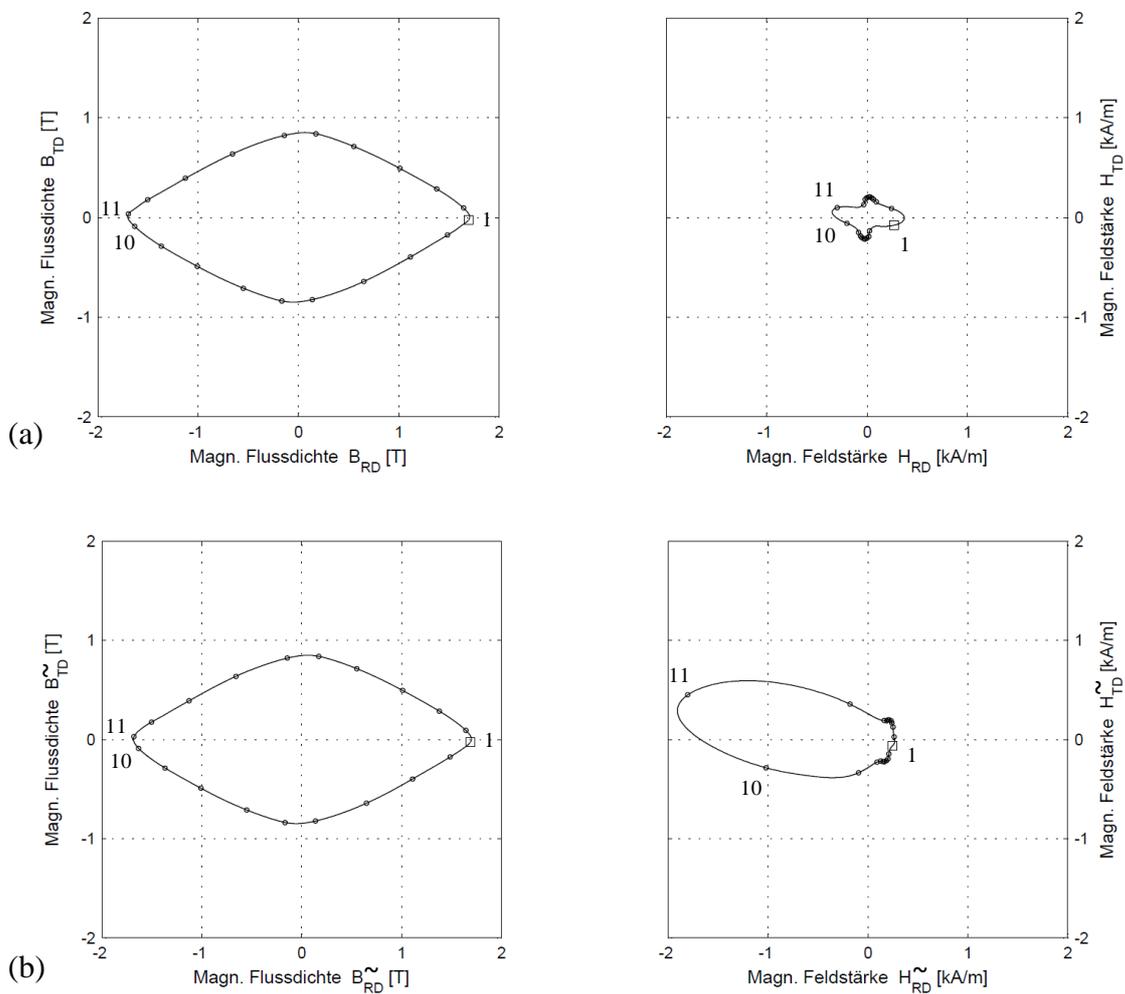


Abb. 5.1: B/H-Zusammenhänge bei achsensymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. (a) Ohne DC-Überlagerung. (b) Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. (Dynamische Anteile B^{\sim} und H^{\sim} ; gleichfeldbefreit.)

Die mittels Spulenmethode aufgenommenen Verluste sind zunächst **ohne DC-Überlagerung** für die praktisch relevanten Werte von \hat{B}_{RD} und a in Abb. 5.2 veranschaulicht. Grundsätzlich ist eine Welligkeit von Verlustkurven bei kleinen Achsenverhältnissen feststellbar, die auf die Schwankung der Messmethode bei den dabei auftretenden kleinen magnetischen Feldstärkewerten zurückgeführt werden kann. Für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T ergibt sich zwischen den Verlustwerten bei dem größten und kleinsten a eine Verlustzunahme von ca. 35 %. Generell sind alle dargestellten Verlustkurven flacher als jene bei elliptisch rotierender Magnetisierung, weil die B-Komponente in HD bei diesem Magnetisierungsmuster schwächer ausgeprägt ist.

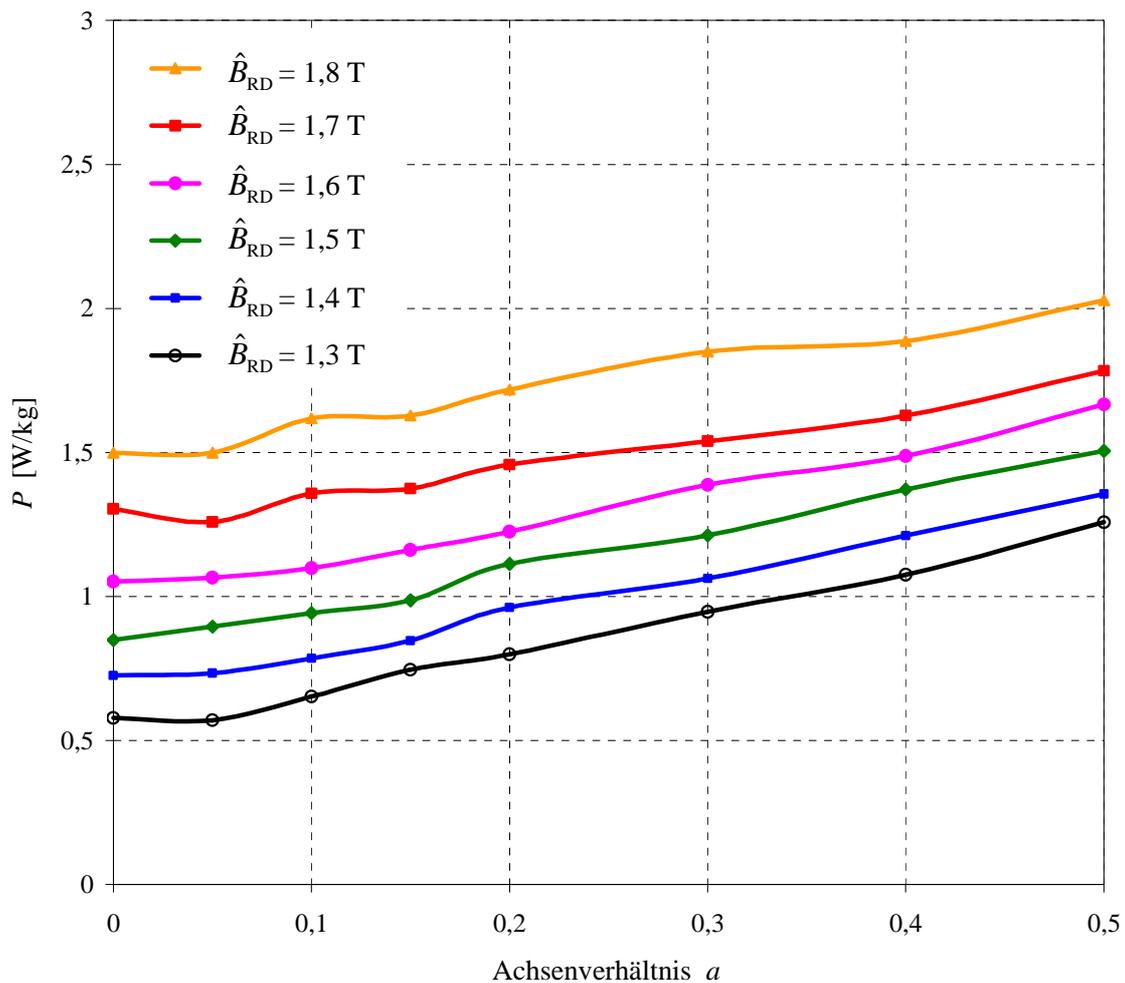


Abb. 5.2: Mittels Spulenmethode erfasste Verluste P bei achsensymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $1,3\text{T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,8\text{T}$ und Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$.

Die Verlustfassung **unter DC-Beaufschlagung** in RD erfolgte bei $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T und $1,7$ T (siehe Abb. 5.3). Im ersteren Fall wirkt sich der Einfluss von DC deutlicher aus als im letzteren und äußert sich durch im Schnitt um 14 % überhöhte Werte von P . Für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0$ beträgt die Verlustzunahme ca. 10 %. Sie

nimmt mit steigendem Achsenverhältnis kontinuierlich ab und verschwindet für $a = 0,5$. Bei manchen Messpunkten sind die während der Messung herrschenden Durchflutungsverhältnisse angegeben, die nach der Gl. (4.7) definiert wurden.

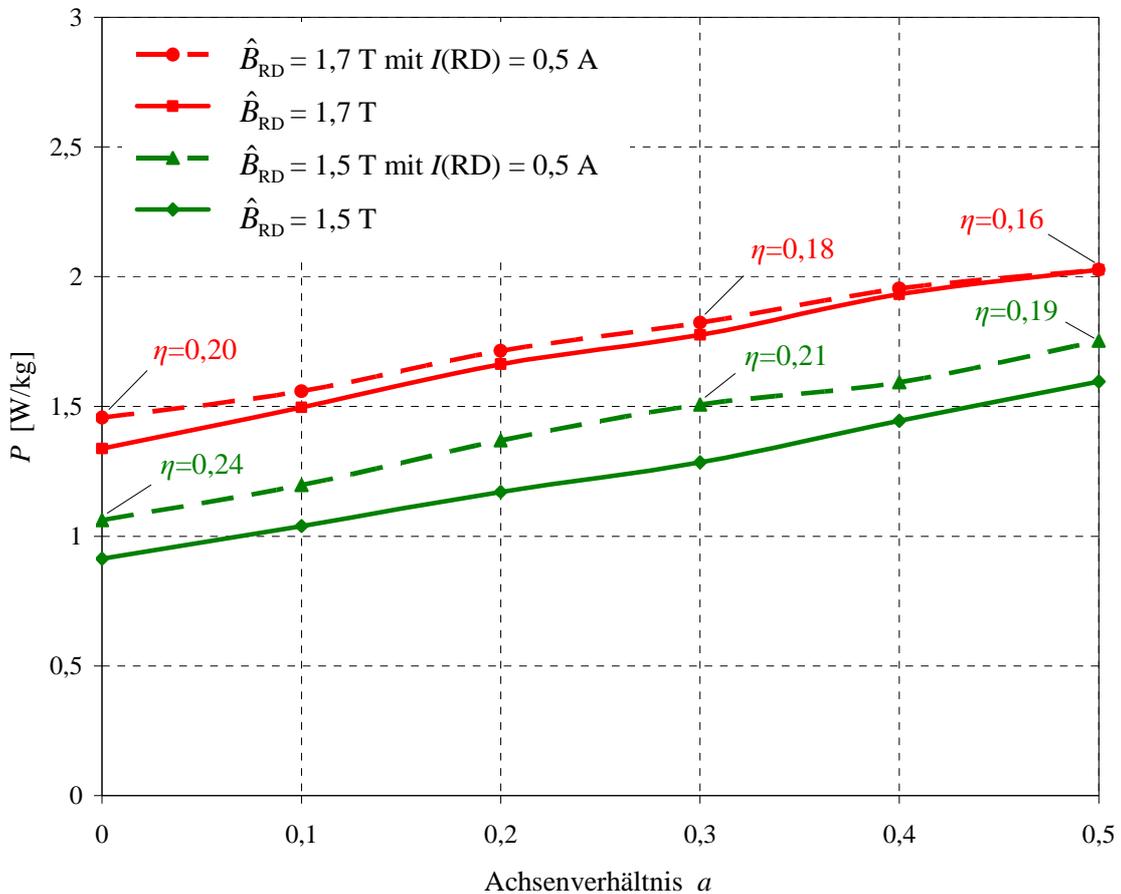


Abb. 5.3: Mittels thermischer Methode gemessene Verluste P bei achsensymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $1,5 \text{ T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,7 \text{ T}$ und Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$, ohne und mit DC-Überlagerung.

Das SHGO-Material 23ZDKH90

In Abb. 5.4 sind die der Messung zugrunde liegenden B/H-Verläufe veranschaulicht. Ohne DC-Überlagerung resultiert trotz relativ großem Wert $\hat{B}_{RD} = 1,7 \text{ T}$ ein gegenüber elliptischer Magnetisierung schwaches Feldstärkemuster mit $\hat{H}_{RD} = 70 \text{ A/m}$ und $\hat{H}_{TD} = 280 \text{ A/m}$. Unter DC-Superposition wird das H-Muster deutlich unsymmetrisch. Die Feldstärkewerte nehmen in den beiden Magnetisierungsrichtungen stark zu und betragen $\hat{H}_{RD}^{\sim} = 1450 \text{ A/m}$ sowie $\hat{H}_{TD}^{\sim} = 1050 \text{ A/m}$, wobei diese Werte dynamische Anteile repräsentieren – Gleichanteile wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht ermittelt.

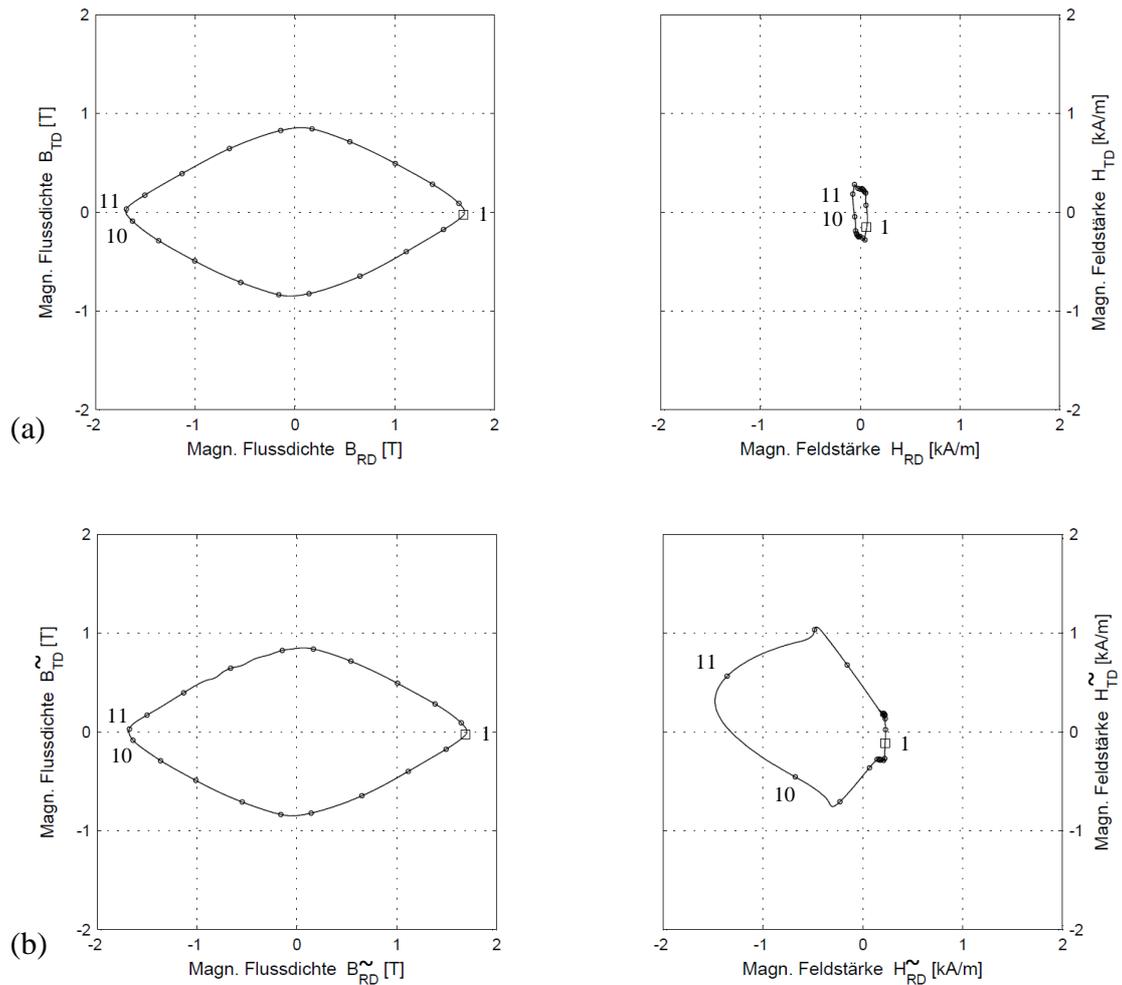


Abb. 5.4: Achsensymmetrisch-rhombisch rotierende Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. **(a)** Ohne DC-Überlagerung. **(b)** Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. (Dynamische Anteile \tilde{B} und \tilde{H} ; gleichfeldbefreit.)

Die Verlustfassung **ohne DC-Überlagerung** erfolgte auch hier mittels Spulenmethode. Die in Abb. 5.5 dargestellten Messkurven beziehen sich auf drei B-Werte und die wie bislang simulierten Achsenverhältnisse. Mit steigender Induktion werden die Verlustkurven immer glatter. Außerdem weisen sie unabhängig vom B-Wert annähernd gleiche Anstiege auf.

Die Gleichfeldeffekte sind laut Abb. 5.6 deutlich ausgeprägt. Die beiden **unter Einwirkung des DC-Stromes** in RD ermittelten Verlustkurven liegen erwartungsgemäß über jenen ohne Zusatzerregung. Für $a = 0$ und $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T beträgt die Verlusterhöhung 50 %, bei demselben a -Wert und $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T hingegen 30 %. Damit ist der leicht einsetzende Sättigungseffekt auch bei diesem Material erwiesen.

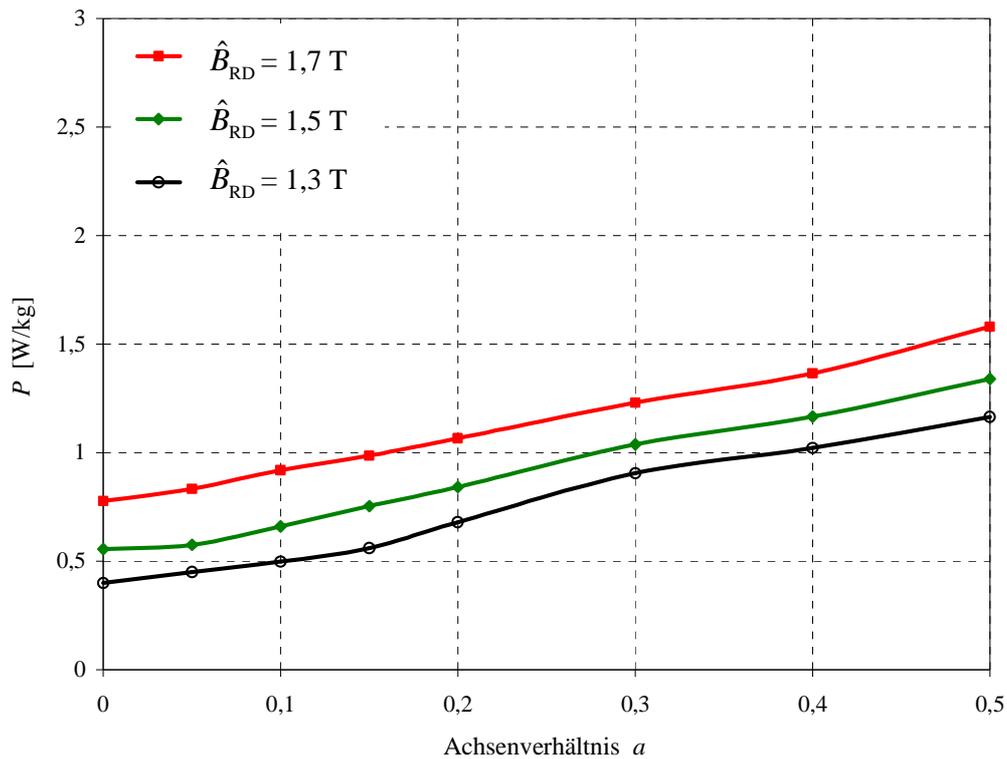


Abb. 5.5: Mittels Spulenmethode erfasste Verluste P bei reiner AC-Erregung und achsensymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,3$ T, 1,5 T und 1,7 T sowie für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$.

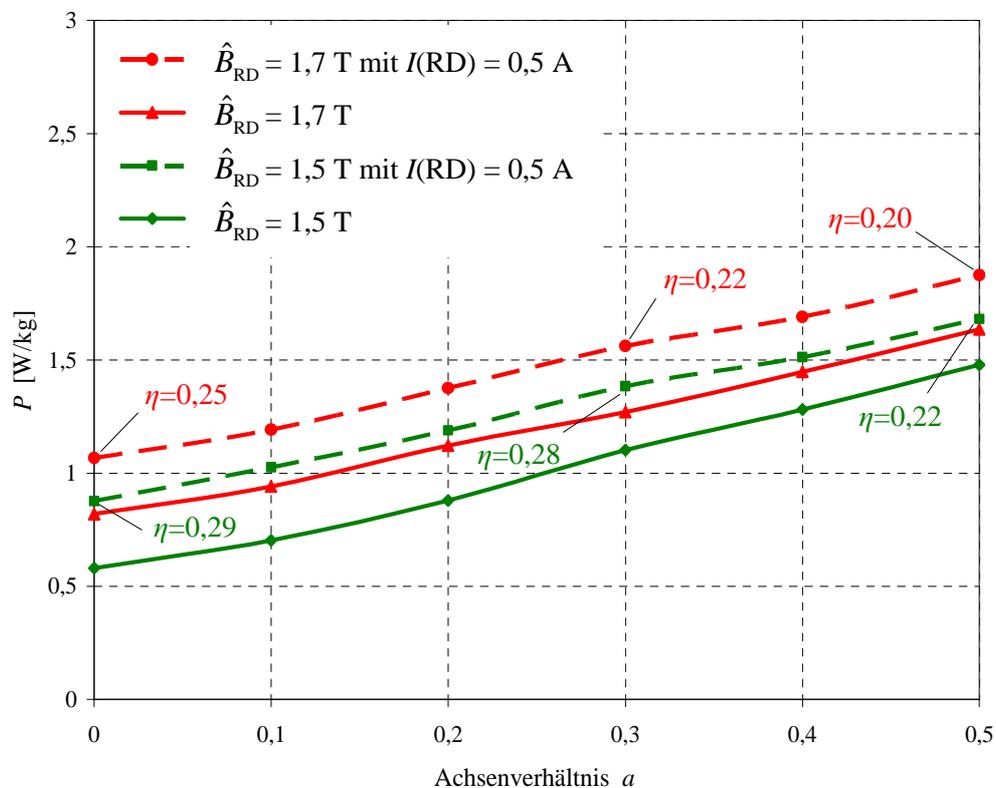


Abb. 5.6: Mittels thermischer Methode gemessene Verluste P bei achsensymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T und 1,7 T sowie für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$, mit und ohne DC-Überlagerung.

5.2 Zentralsymmetrische Magnetisierungsmuster ohne bzw. mit DC-Erregung

Bei der letzten im Rahmen der Messungen behandelten Magnetisierungsform handelte es sich um rhombisch rotierende B-Muster, welche Zentralsymmetrie¹³ aufweisen. Ihre Beschreibung und anschließende Softwareimplementierung erfolgten anhand eines im Folgenden nicht weiter diskutierten mathematischen Ausdrucks¹⁴, dessen zahlreiche Variablen ausreichend viele Freiheitsgrade bieten, um beinahe beliebige Magnetisierungsformen festzulegen. Damit wird die Modellierung schief-rhombischer Induktionsmuster ermöglicht, wie sie im zentralen T-Joint-Bereich aufkommen.

Ein Muster dieser Art ist in Abb. 5.7 zu sehen. Das Achsenverhältnis a wurde, ähnlich wie bei allen bisherigen zweidimensionalen Magnetisierungsformen, aus den angedeuteten B-Komponenten in TD und RD gebildet. Dargestellt ist der Fall $\hat{B}_{RD} = 1,4$ T und $a = 0,5$. Wie noch gezeigt wird, treten bei höheren B-Werten und höheren Achsenverhältnissen während des Regelvorgangs deutliche Abweichungen von der Sollform auf, weil die vorliegenden Magnetisierungsmuster eine ausgeprägte B-Komponente in HD aufweisen. Diese kann anhand der eingesetzten Leistungsverstärker nur bedingt erbracht werden, weil dafür sehr hohe magnetische Feldstärkewerte notwendig sind.

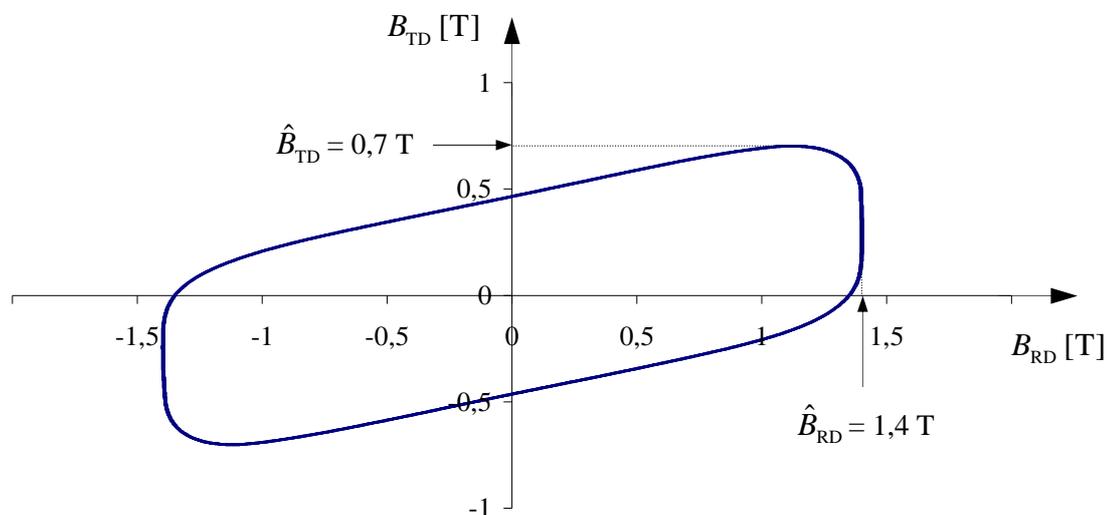


Abb. 5.7: Beispiel eines zentralsymmetrisch-rhombischen Musters. Das Achsenverhältnis wird als $a = \hat{B}_{TD} / \hat{B}_{RD}$ definiert und beträgt im skizzierten Fall $0,7$ T / $1,4$ T = $0,5$.

¹³ Magnetisierungsmuster mit zentraler Symmetrie werden alternativ auch *schief-rhombisch* bezeichnet.

¹⁴ Die dabei eingesetzte sogenannte *Superformel* ist eine Verallgemeinerung der Superellipse und steht nicht zur weiteren Diskussion. Ihre Parameter wurden in der Bestrebung, die real vorkommenden Muster dieser Art möglichst getreu nachzubilden, auf rein empirischem Wege bestimmt. Einen groben Einblick in die Thematik bietet beispielsweise [27].

5.2.1 Einfluss der Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ auf die Verluste

Im Gegensatz zur elliptischen Magnetisierung (Kapitel 4, Bezugsfall B) wird bei der Definition von zentralsymmetrisch-rhombischen B-Mustern von keinen sinusförmigen Signalverläufen ausgegangen. Da diese B-Formen, wie bereits angedeutet, anhand von empirisch erhaltenen Parametern definiert wurden, kann die zugrunde liegende Winkelgeschwindigkeit mathematisch nicht exakt berechnet werden.

Im Rahmen der durchgeführten Messungen wurden zwei Fälle unterschiedlicher Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ behandelt, die in Anlehnung an die Konvention aus Kapitel 4 im Folgenden als Fall B und Fall C bezeichnet werden. Abb. 5.8 zeigt die entsprechenden B-Muster sowie die zeitlichen Verläufe der zugehörigen Winkelgeschwindigkeiten. Der Fall B weist einen Maximalwert von etwa $\omega_{\max} = 55$ °/ms, der Fall C hingegen $\omega_{\max} = 104$ °/ms auf.

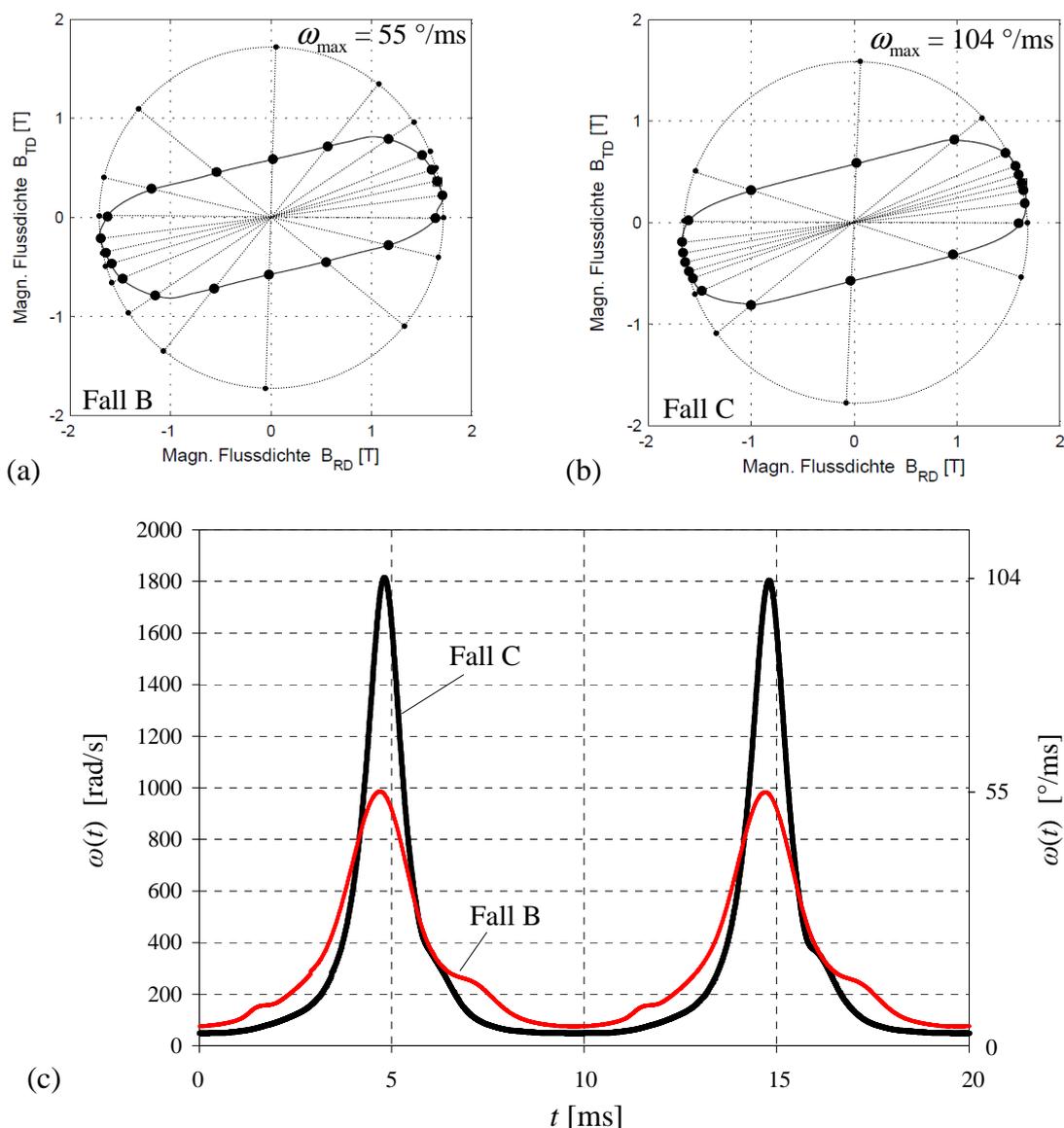


Abb. 5.8: Zentralsymmetrische B-Muster unterschiedlicher Maximalwerte der Winkelgeschwindigkeit ($\hat{B}_{RD} = 1,7$ T, $a = 0,5$). (a) Fall B: $\omega_{\max} = 55$ °/ms. (b) Fall C: 104 °/ms. (c) Zeitliche Verläufe beider Winkelgeschwindigkeiten.

Im Gegensatz zur elliptischen Magnetisierung, bei der die beiden Maximalwerte ω_{\max} in TD auftreten, liegen hier die Winkelgeschwindigkeitsmaxima nicht exakt in TD. Die beiden in Abb. 5.8c dargestellten Spitzenwerte treten knapp vor der 5. Millisekunde der Magnetisierungsperiode auf.

Das CGO-Material M-5

Abb. 5.9 zeigt zunächst die B/H-Verläufe des konventionell kornorientierten Materials M-5 für die Fälle B und C. Im Fall C ist eine Zunahme der Feldstärkewerte H_{RD} und H_{TD} zufolge erhöhter Winkelgeschwindigkeit erkennbar.

Die für drei unterschiedliche B-Werte elektrodynamisch erfassten Verluste sind der Abb. 5.10 zu entnehmen. Zuzunahme der Winkelgeschwindigkeit von $\mathbf{B}(t)$ tritt für alle Achsenverhältnisse eine deutliche Verlustzunahme auf. Bei kleinem a beträgt sie etwa 20 %, bei hohem deutlich weniger.

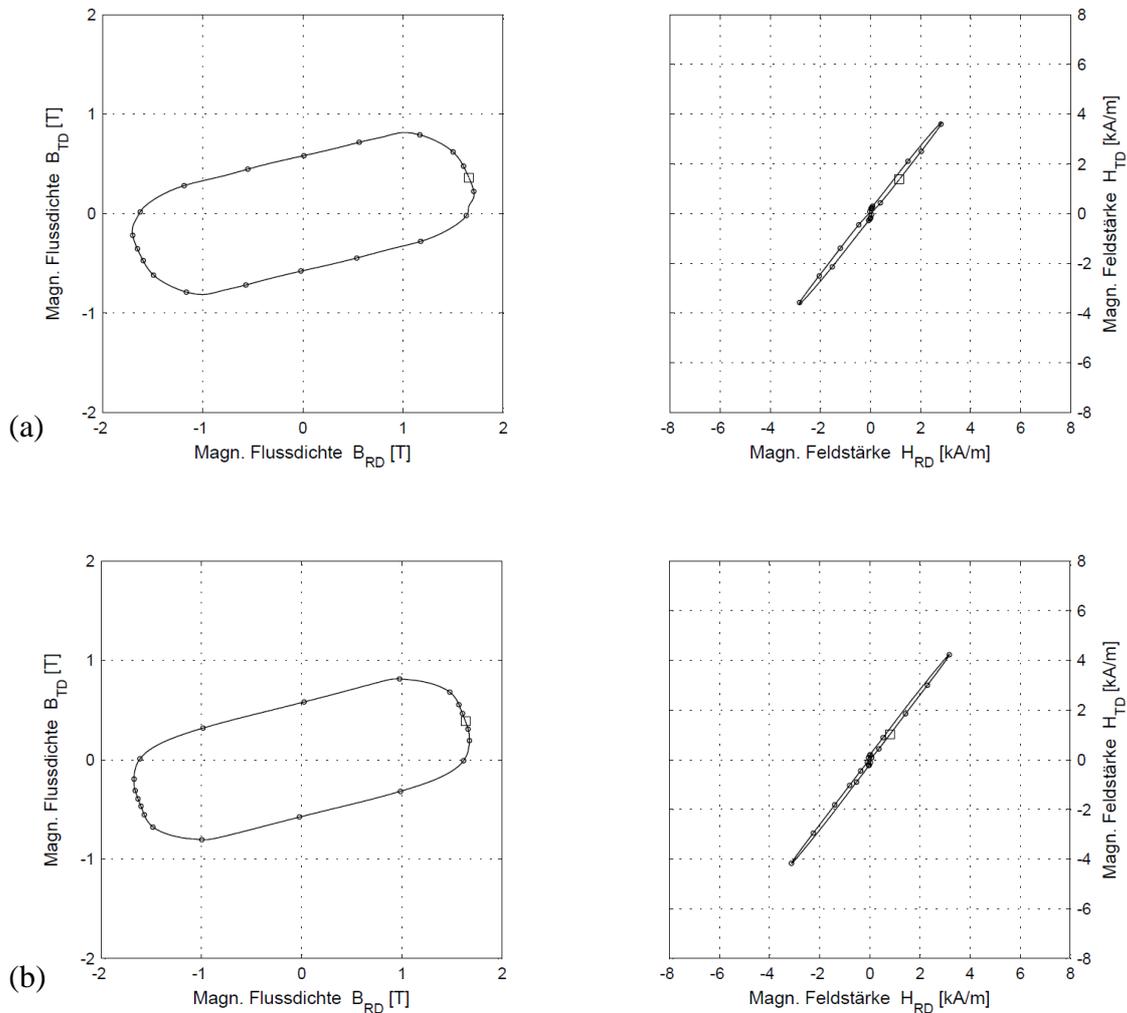


Abb. 5.9: B/H-Verläufe bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$ mit Variation der Momentanpositionen von $\mathbf{B}(t)$. (a) $\omega_{\max} = 55$ °/ms. (b) $\omega_{\max} = 104$ °/ms.

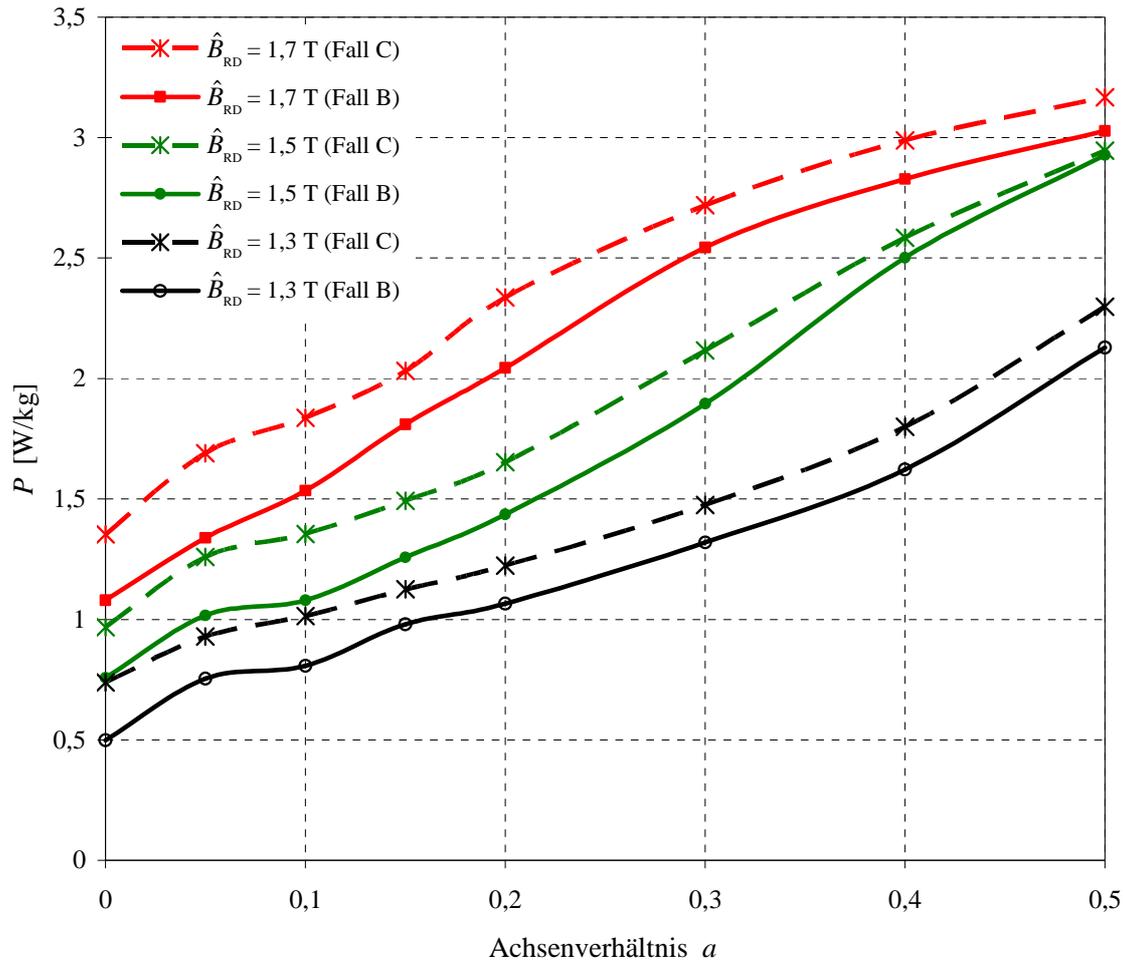


Abb. 5.10: Verluste P bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5, erfasst mittels Spulenmethode für zwei unterschiedliche maximale Winkelgeschwindigkeiten von $\mathbf{B}(t)$. Gemessen wurde bei $\hat{B}_{RD} = 1,3$ T, 1,5 T und 1,7 T für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$.

Das SHGO-Material 23ZDKH90

Das laserbehandelte weichmagnetische Material 23ZDKH90 wurde ebenfalls auf Verluste bei unterschiedlichen Maximalwerten der Winkelgeschwindigkeit vermessen. Abb. 5.11 zeigt die B/H-Verläufe, die der Messung bei $\hat{B}_{RD} = 1,6$ T und $a = 0,5$ zugrunde liegen. Aufgrund des hohen Grades an Kornorientierung traten bei diesem Material prinzipiell viel höhere Feldstärkewerte auf als im Falle des Materials M-5. Da die Regelbarkeit der B-Muster deswegen schlechter wird, wurde die Messung für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T bei diesem Material nicht durchgeführt.

Die mittels elektrodynamischer Messmethode erfassten Verluste sind in Abb. 5.12 veranschaulicht. Gemessen wurde für $\hat{B}_{RD} = 1,6$ T und 1,7 T. Bei dem Achsenverhältnis $a = 0,2$ setzt im Falle höherer Induktion zunächst eine Verlustabflachung und ab $a = 0,3$ eine Verlustabnahme ein. Dieser Effekt wurde prinzipiell bei allen

durchgeführten Messungen unter zentralsymmetrisch-rhombischer Magnetisierung beobachtet und ist offenbar auf die magnetische Sättigung des Materials zurückzuführen. Quantitativ gesehen ist die Erhöhung für kleines \hat{B}_{RD} und $a \leq 0,3$ auch hier in der Größenordnung von 20 %. Das bei hohem \hat{B}_{RD} bzw. hohem a auftretende Verhalten mag zumindest teilweise auf Fehler der Spulenmethode zurückzuführen sein.

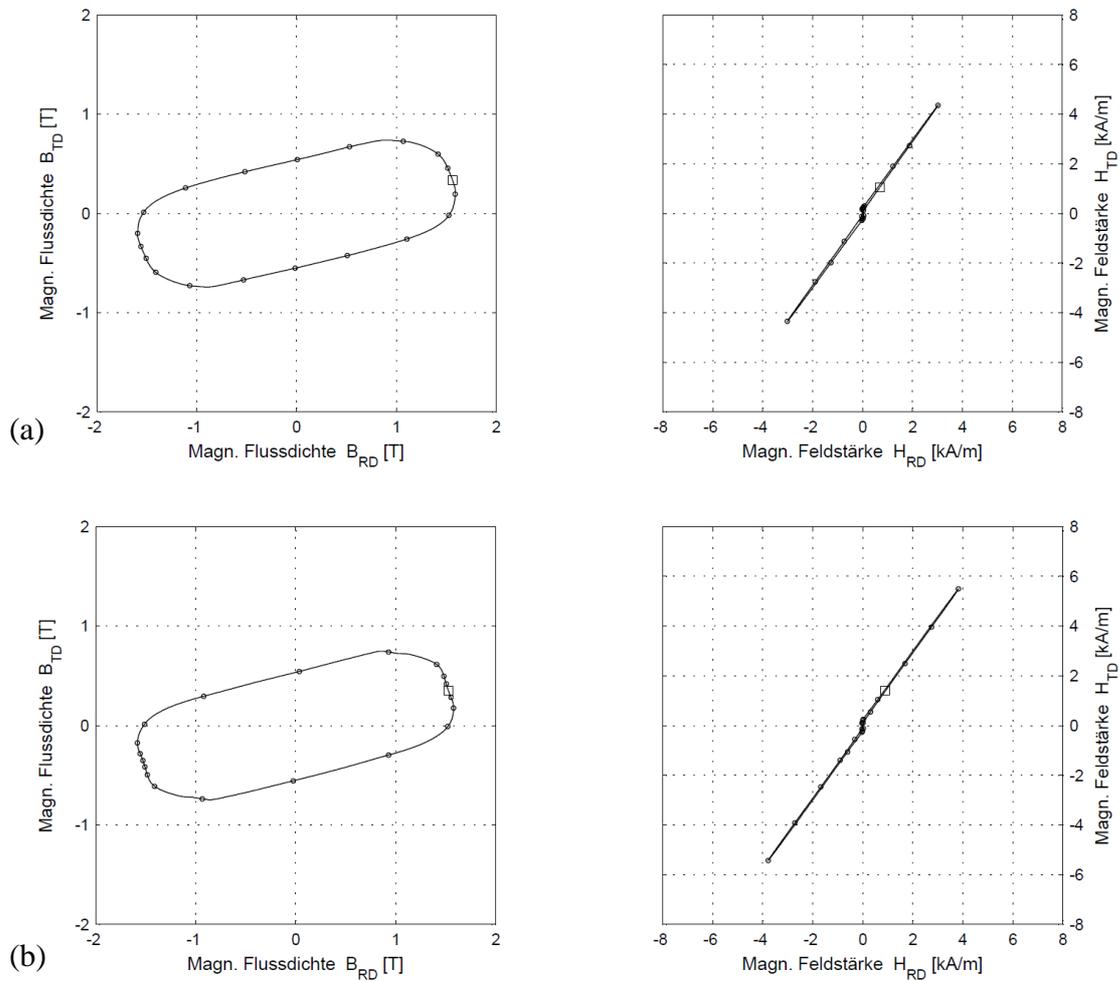


Abb. 5.11: B/H-Verläufe bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,6$ T und $a = 0,5$ annähernd gleichmäßiger und deutlich ungleichmäßiger Verteilung der Momentanpositionen von $\mathbf{B}(t)$.

(a) Bei $\omega_{max} = 55$ °/ms. (b) Bei $\omega_{max} = 104$ °/ms.

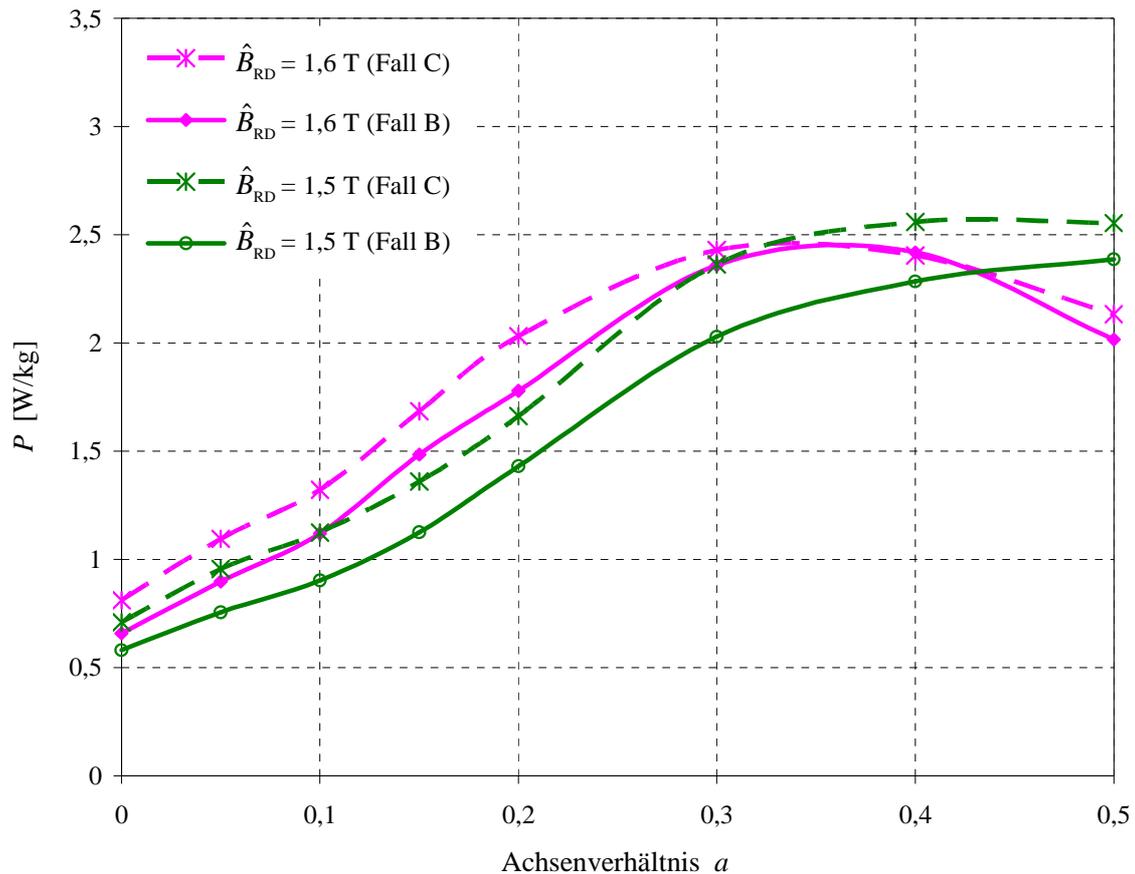


Abb. 5.12: Verluste P bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90, erfasst für zwei unterschiedliche Werte der maximalen Winkelgeschwindigkeit von $\mathbf{B}(t)$. Gemessen wurde bei $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T und 1,6 T sowie bei Achsenverhältnissen $0 \leq a \leq 0,5$.

5.2.2 Auswirkung von überlagerter DC-Erregung

Die nachfolgenden Messergebnisse sollen einen Überblick über die Verluste beider behandelten Materialien sowohl bei reiner AC-Erregung, als auch unter Überlagerung von DC geben.

Das CGO-Material M-5

In Abb. 5.13 sind die während der thermischen Messung erfassten B/H-Verläufe für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$ veranschaulicht. Unter Einwirkung des in RD überlagerten Gleichstromes nehmen die Werte H_{RD} und H_{TD} um jeweils 70 % bzw. 60 % zu, das H-Muster wird asymmetrisch.

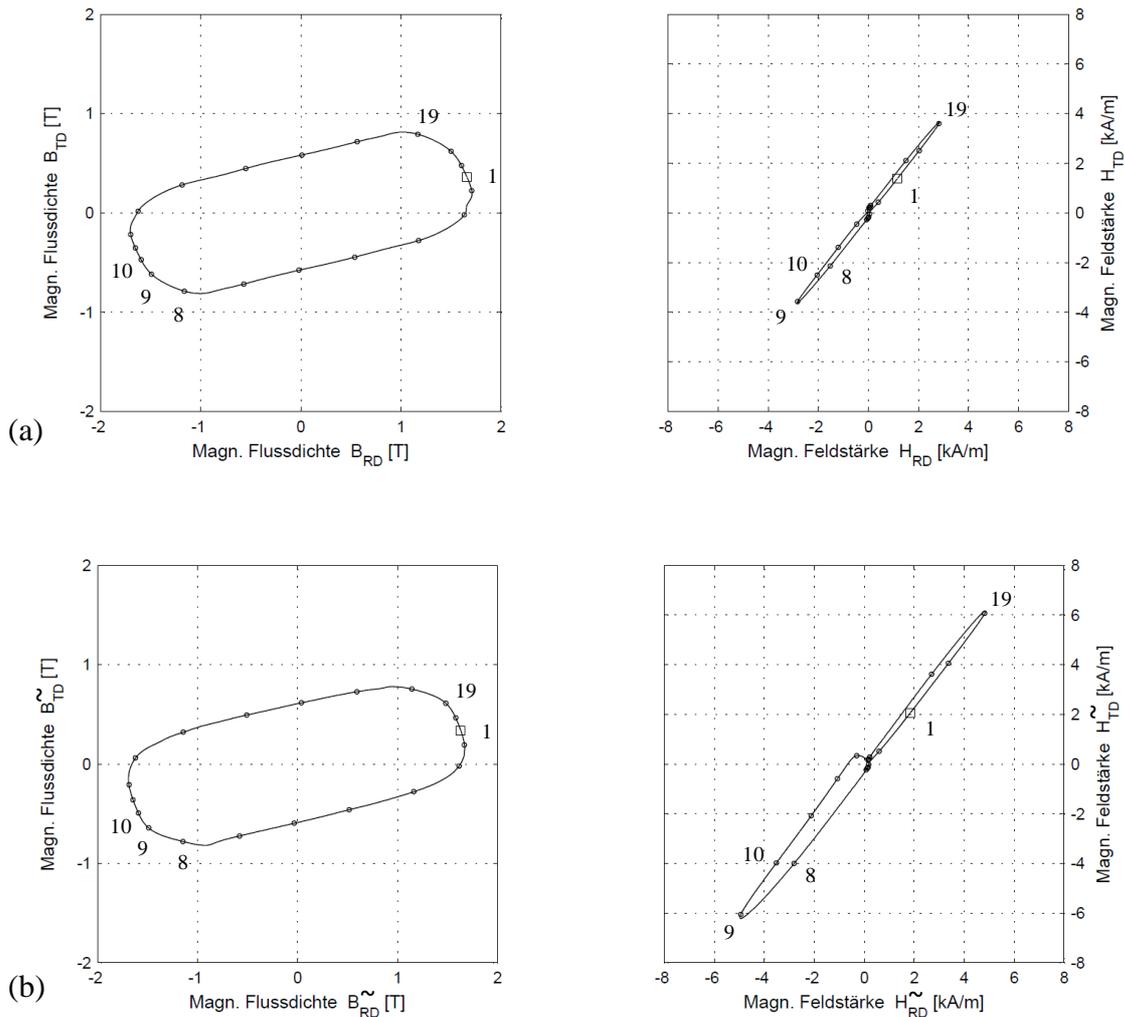


Abb. 5.13: B/H-Verläufe bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. **(a)** Ohne DC-Überlagerung. **(b)** Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. (Dynamische Anteile \tilde{B} und \tilde{H} ; gleichfeldbefreit.)

In Abb. 5.14 sind die Messergebnisse des CGO-Materials M-5 **ohne DC-Superposition** dargestellt. Bei mittlerem $a = 0,3$ ergibt sich ein gegenüber $a = 0$ über alle B-Werte gemittelter Verlustzuwachs von ca. 130 %. Die Regelung von vorgegebenen zentralsymmetrisch-rhombischen B-Mustern gestaltete sich bis $\hat{B}_{RD} = 1,6$ T und $a = 0,4$ mit der vorgegebenen Regelabweichung von 2 ‰ als problemlos. Gegenüber $a = 0$ zeigte sich dabei eine Verlusterhöhung von etwa 200 %. Für höhere Induktionswerte war die vorgegebene Abbruchbedingung, unabhängig von dem vorgegebenen Achsenverhältnis, für die Regelung jedoch nicht erreichbar. Beispielsweise wurden die Messungen für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$ bei einem mittleren, prozentuellen Abweichungsquadrat von etwa 4 % – 5 % abgebrochen. Neben Sättigungseffekten mag dies ein Grund für schwächere Anstiege von Verlustkurven sein.

Die Messergebnisse **bei in RD superponiertem Gleichstrom** veranschaulicht die Abb. 5.15. Angewandt wurde die thermische Methode, weil diese bei höheren Feldstärkewerten zuverlässiger ist und genauere Messergebnisse liefert. Um einen zuverlässigen Vergleich zwischen den Messergebnissen ohne und mit Gleichstromüberlagerung zu ermöglichen, wurde nun auch bei reiner AC-Erregung thermisch gemessen. Die entsprechenden Verlustkurven weisen einen annähernd linearen Anstieg auf, während die thermisch erfassten Verluste bei beaufschlagtem DC auf die magnetische Sättigung des Materials hindeuten, erkennbar an der Abflachung von Verlustkurven und sogar einer leichten Verlustabnahme bei den höchsten Achsenverhältnissen.

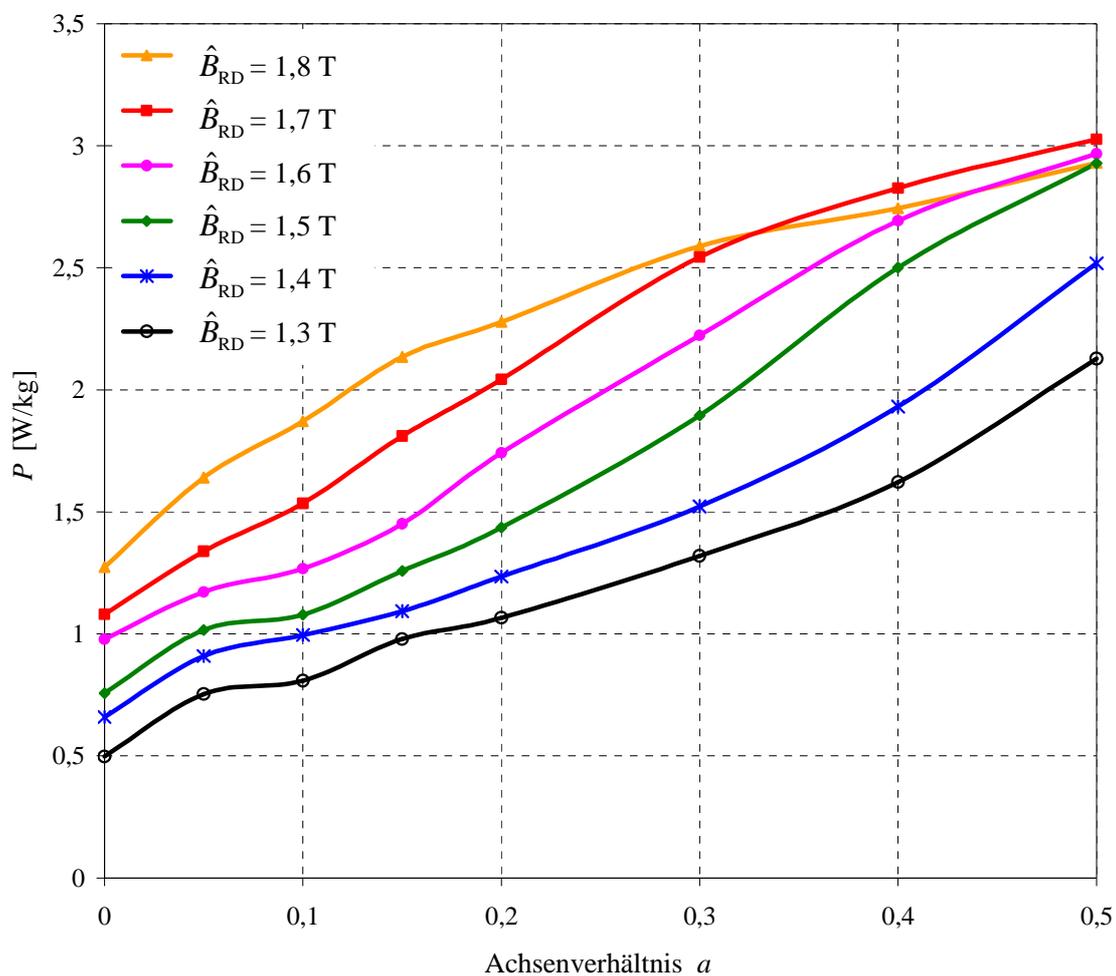


Abb. 5.14: Mittels Spulenmethode erfasste Verluste P bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $1,3\text{T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,8\text{T}$ und Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$.

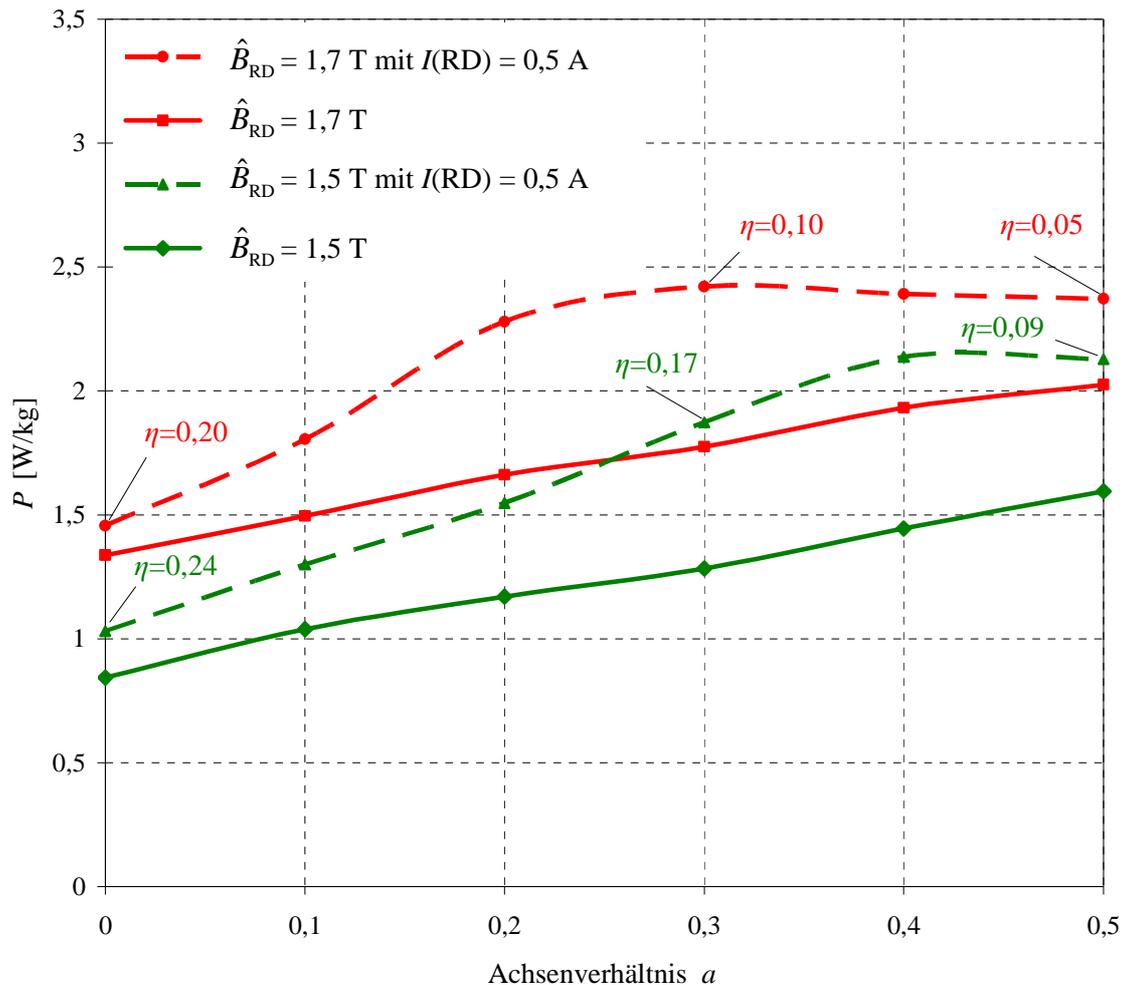


Abb. 5.15: Mittels thermischer Methode gemessene Verluste P bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des CGO-Materials M-5 für $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T und $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T sowie für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$, ohne und mit DC-Überlagerung.

Das SHGO-Material 23ZDKH90

Die während der thermischen Messung aufgenommenen B/H-Verläufe für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$ sind der Abb. 5.16 zu entnehmen. Wie im CGO-Fall, ist auch für das laserbehandelte Material 23ZDKH90 eine Feldstärkezunahme unter Einfluss der überlagerten DC-Erregung zu verzeichnen. Die dabei auftretenden Feldstärkewerte betragen $H_{RD}^{\sim} = 4400$ A/m und $H_{TD}^{\sim} = 6200$ A/m.

Die Verluste für **reine AC-Erregung** wurden auch bei diesem Material zunächst elektrodynamisch erfasst und sind in Abb. 5.17 veranschaulicht. Mit steigendem B-Wert tritt bei Achsenverhältnissen $a \geq 0,3$ eine Verlustabnahme auf, die einerseits auf die eintretende magnetische Sättigung zurückzuführen ist und andererseits durch die Regelung verursacht wird, die die vorgegebene Sollform des B-Musters nicht aufbringen kann. In diesem Ausmaß kommt diese Erscheinung ausschließlich bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung vor und rührt von den relativ großen Werten der magnetischen Feldstärke in HD her.

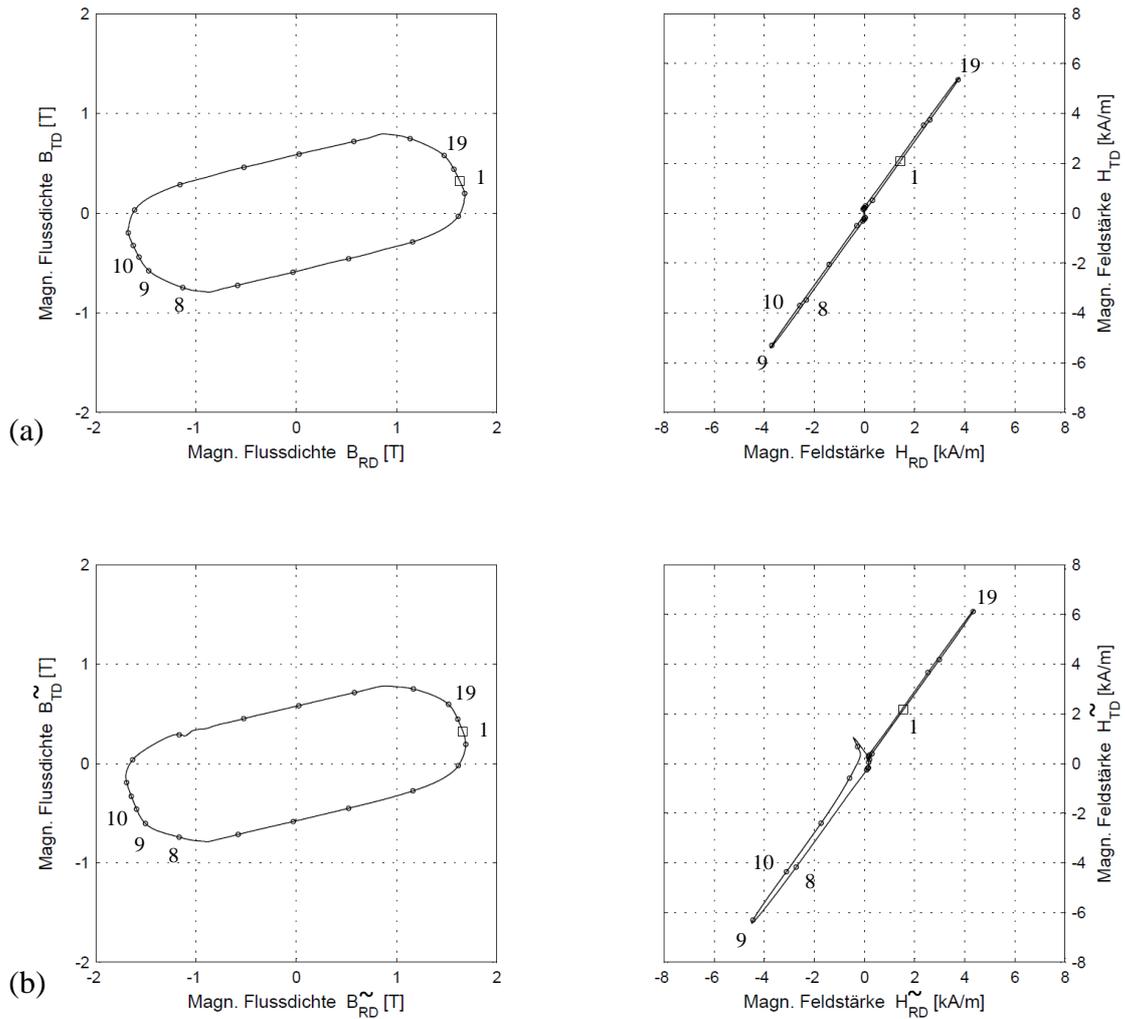


Abb. 5.16: B/H-Verläufe bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,7$ T und $a = 0,5$. (a) Ohne DC-Überlagerung. (b) Mit DC-Überlagerung bei 0,5 A in RD. (Dynamische Anteile $B\tilde{}$ und $H\tilde{}$; gleichfeldbefreit.)

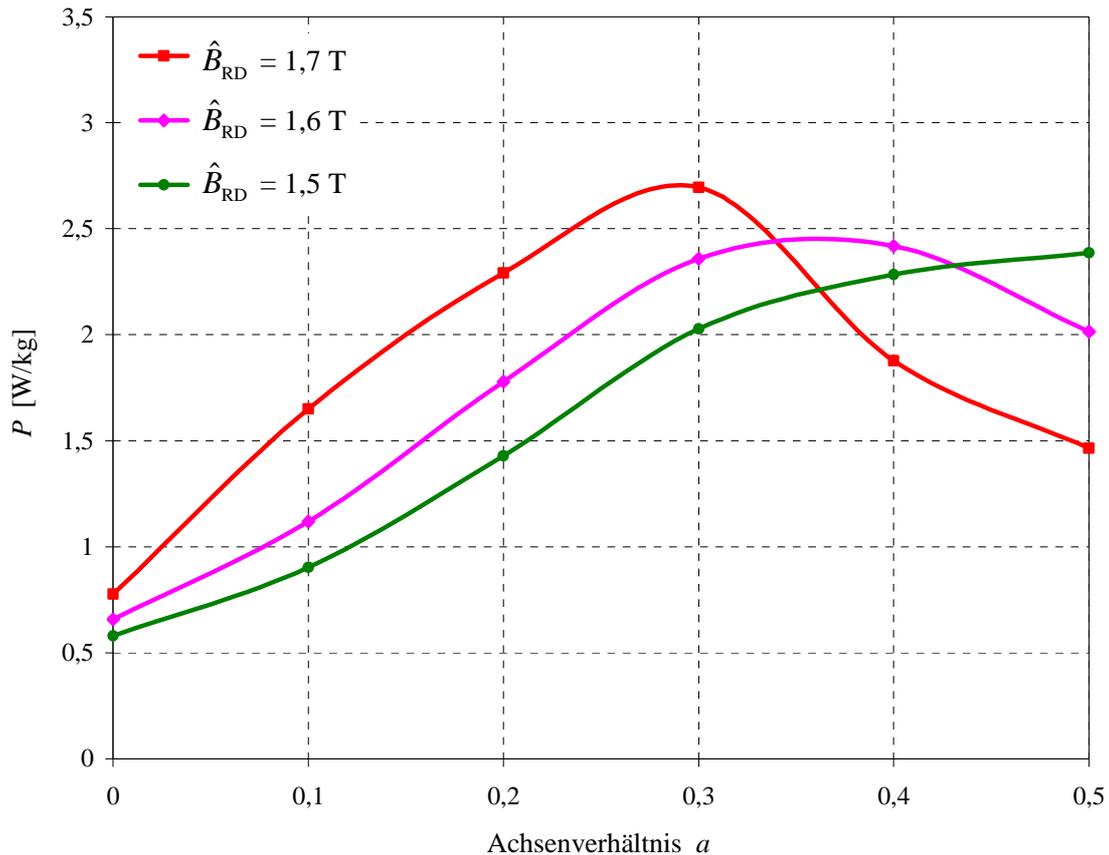


Abb. 5.17: Mittels Spulenmethode erfasste Verluste P bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $1,5 \text{ T} \leq \hat{B}_{RD} \leq 1,7 \text{ T}$ sowie für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$. Abfälle von P für großes \hat{B}_{RD} bzw. großes a resultieren aus einem Versagen der Spulenmethode.

Die Verlustmessung unter Einwirkung der in RD **überlagerten DC-Erregung** erfolgte, wie im Falle des konventionell kornorientierten Materials M-5, für zwei B-Werte mittels thermischer Methode. Um einen Vergleich der so erfassten Verlustwerte mit jenen zu ermöglichen, die bei reiner AC-Erregung zustande kommen, wurde für betreffende B-Werte auch ohne DC-Überlagerung thermisch gemessen. Die entsprechenden Verlustkurven sind in Abb. 5.18 veranschaulicht. Werden für reine AC-Erregung bei $\hat{B}_{RD} = 1,5 \text{ T}$ die thermisch und elektrodynamisch (Abb. 5.17) erfassten Messwerte direkt miteinander verglichen, so sind – relativ gesehen – qualitativ ähnliche Verläufe von Verlustkurven feststellbar. Die Verlustwerte beider Methoden stimmen in großem Ausmaß ebenfalls überein. Für $\hat{B}_{RD} = 1,7 \text{ T}$ weist die elektrodynamische Methode bei größeren Achsenverhältnissen einen deutlichen Verlustabfall auf, der bei der thermischen Methode nicht so sehr ausgeprägt ist. Für $a = 0,5$ beläuft sich bei diesem Flussdichtewert ohne DC der Unterschied der Messwerte beider Methoden auf etwa 65%.

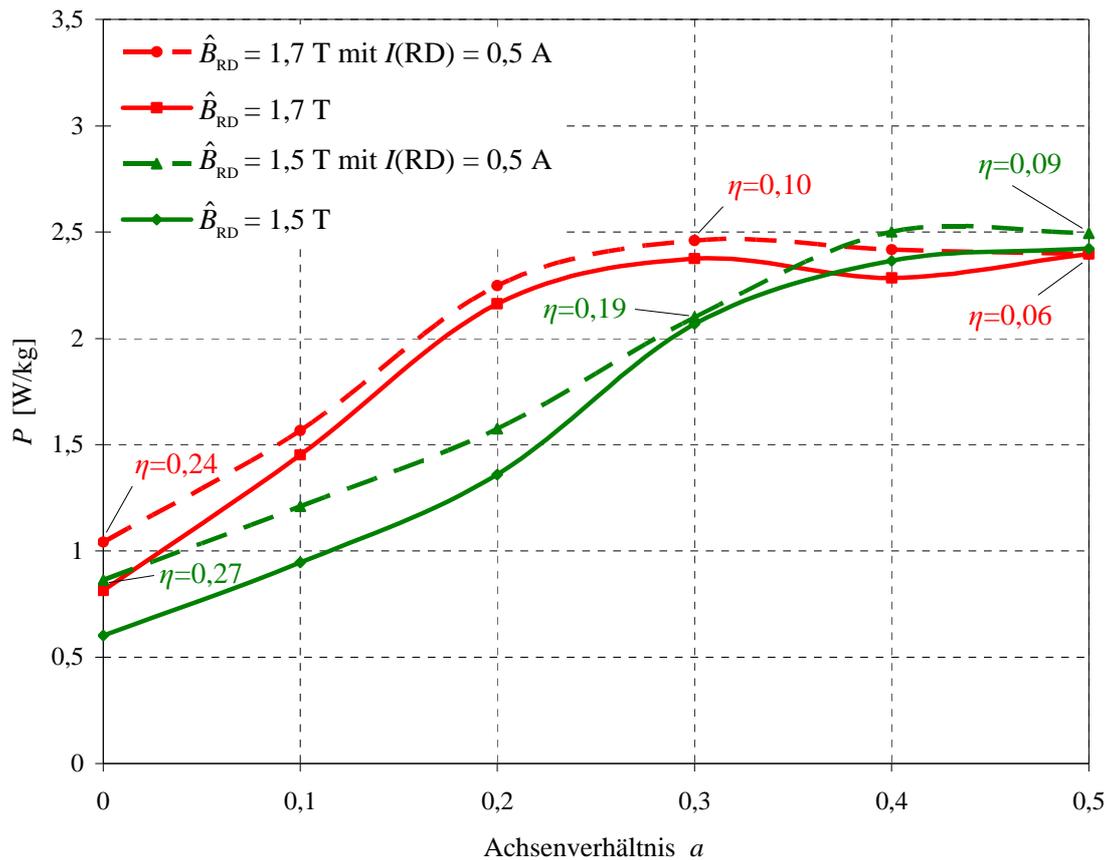


Abb. 5.18: Mittels thermischer Methode gemessene Verluste P bei zentralsymmetrisch-rhombisch rotierender Magnetisierung des SHGO-Materials 23ZDKH90 für $\hat{B}_{RD} = 1,5$ T und 1,7 T sowie für Achsenverhältnisse $0 \leq a \leq 0,5$, ohne und mit DC-Überlagerung.

5.3 Schlussfolgerungen

Die Untersuchungen des Kapitels 5 beziehen sich auf rhombische Magnetisierungsmuster. Das sind jene, die für den praktischen Fall eines Transformatorenkernes die größte Bedeutung haben. Im T-Joint-Bereich finden sich achsensymmetrische Muster, wobei das Achsenverhältnis die Größenordnung $a = 0,3$ kaum überschreitet. An den Grenzen der Blechüberlappungen treten auch zentralsymmetrische – schiefssymmetrische – Muster auf, wenngleich in regional begrenzten Gebieten.

Die wesentlichsten Schlussfolgerungen der Untersuchungen sind die folgenden:

- (1) *Praktisch relevante Muster* zeigen Abweichungen von der Rhombenform und lassen sich nicht exakt definieren. Annähernde Simulationen gelingen aber durch Beschreibung mittels Fourierreihen.
- (2) Gegenüber elliptischen Mustern treten in der harten Richtung (HD) geringere Induktionen auf und damit wesentlich kleinere Werte der Feldstärke H .

- (3) Steigendes a führt zu Anstiegen der Verluste P mit annähernd linearem Verlauf. Für $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,7 \text{ T}$ ergibt $a = 0,5$ gegenüber $a = 0$ bei etwa 100 % Verlustanstieg für SHGO (35 % für CGO). Für geringeres B_{RD} ist die relative Zunahme geringer. Generell sind die Verlustanstiege geringer als bei elliptischer Magnetisierung.
- (4) DC-Überlagerung bewirkt starke Asymmetrie des H-Musters bei sehr starker Erhöhung der maximalen Werte von H .
- (5) DC-Überlagerung bewirkt Anstiege von P , welche sowohl mit steigendem a als auch mit steigendem B_{RD} abnehmen. Für $a = 0,2$ ergibt ein Durchflutungsverhältnis η um 0,2 etwa 15 % Anstieg für 1,5 T gegenüber nur 40 % für 1,7 T (bei wesentlich kleineren Anstiegen für CGO).
- (6) *Schiefsymmetrische B-Muster* mit $\hat{B}_{\text{RD}} = 1,7 \text{ T}$ ergeben sehr hohe H-Werte, welche bei $a = 0,5$ die Größenordnung 5000 A/m überschreiten können.
- (7) $a = 0,5$ gegenüber $a = 0$ (SHGO) führt dabei auf Anstiege von P um ca. 250 % (180 % für CGO) bei Abflachung für hohes B_{RD} bzw. hohes a .
- (8) Steigerung der maximalen Winkelgeschwindigkeit ω_{max} führt auf weitere Anstiege von P , die mit steigendem a leicht abnehmen. Vordoppelung von ω_{max} ergibt etwa 10 % Verlustzunahme für SHGO und CGO.
- (9) DC-Überlagerung führt auf Anstiege von P , die mit steigendem a und steigendem B abnehmen. Gegenüber dem symmetrischen Fall sind die Anstiege für SHGO geringer, für CGO wesentlich stärker.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Ein Kernpunkt der vorliegenden Arbeit bestand im softwaretechnischen Ausbau einer a priori vorhandenen Rotational Single Sheet Tester (RSST)-Messanlage, sowie in Generierung und Simulationen verschiedener Magnetisierungsmuster $\mathbf{B}(t)$. Dabei wurden die Verluste von zwei weichmagnetischen Materialien unterschiedlicher Kornstruktur, sowohl unter reiner AC-Erregung, als auch bei zusätzlicher DC-Überlagerung, erfasst. Es handelte sich um das konventionell kornorientierte Material M-5 (CGO) und das Material mit laserverfeinerter Domänenstruktur 23ZDKH90 (SHGO) – beide vom japanischen Hersteller NSC.

Die durchgeführten Änderungen und Verbesserungen des RSST-Messaufbaus lassen sich grundsätzlich in zwei Kategorien unterteilen. Zum einen wurde die Induktionsmusterdatenbank in LabVIEWTM insofern erweitert, als die Generierung rhombischer Formen mit Zentral- bzw. Achsensymmetrie ermöglicht wurde. Zum anderen erfolgte die Entwicklung einer neuen Variante der *thermischen Messmethode*, die zusätzlich zu den zwei schon bestehenden, *elektrodynamischen Messverfahren*, nämlich der Spulen- und Spitzenmethode, erstmalig für Verlustmessungen am RSST eingesetzt wurde. Die thermische Methode zeigte erhöhte Genauigkeit in Fällen von $\mathbf{B}(t)$, die mit sehr hohen Werten der Feldstärke $\mathbf{H}(t)$ einhergehen und fand ihren Einsatz bei Verlustmessungen sowohl unter reiner AC-Erregung, als auch bei zusätzlich überlagerter DC-Erregung. Die Auswertung der messtechnisch erfassten Daten erfolgte mit MATLAB[®].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten mal an einer RSST-Messanlage der Einfluss einer zur AC-Erregung in Walzrichtung (RD) überlagerten DC-Erregung auf die Verluste P detailliert untersucht. Die Messungen erfolgten systematisch, sowohl bei alternierender Magnetisierung (AM) in RD und TD (transversaler Richtung), als auch unter rotierender Magnetisierung (RM).

Das SHGO-Material wies bei AM in RD *unter reiner AC-Erregung* kleineres P auf als das CGO-Material. Für AM in TD hingegen zeigte sich, dass P des laserbehandelten Materials höher lag. Trotzdem überwiegen die Vorteile von SHGO, da in einem Leistungstransformator der magnetische Fluss großteils entlang der Vorzugsrichtung der eingesetzten weichmagnetischen Bleche geführt wird.

Bei RM scheint die Induktionskomponente in harter Richtung (HD) – unabhängig vom behandelten Material – eine wichtige Rolle für die Verluste zu spielen. Das erklärt den Umstand, dass bei achsensymmetrisch-rhombischen Mustern kleinstes P zu verzeichnen war, gefolgt von elliptischen, kreisförmigen und zentralsymmetrisch-rhombischen Magnetisierungsmustern. Beim letzteren Muster traten zufolge sehr ausgeprägter Induktionskomponenten in HD sogar bei reiner AC-Magnetisierung Sättigungseffekte mit Verlustabnahmen auf.

Die Messungen *unter DC-Überlagerung* brachten die wichtige Erkenntnis, dass mit zunehmendem DC – solange die magnetische Sättigung nicht auftritt – die Verluste P höher werden. Dieser Sachverhalt korreliert sehr gut mit den im Rahmen anderer Arbeiten durchgeführten Messungen an Modeltransformatoren unter Simulation von geomagnetisch induzierten Strömen.

Ein weiterer Schwerpunkt der Untersuchungen war die Auswirkung unterschiedlicher maximaler Winkelgeschwindigkeit ω_{\max} von $\mathbf{B}(t)$ auf die Verluste. Dazu wurden elliptisch und zentralsymmetrisch-rhombisch rotierende B-Muster herangezogen. Es zeigten sich für beide Materialien Erhöhungen von P zufolge gesteigerter Werte von ω_{\max} .

Die wichtigsten Erkenntnisse der Arbeit seien nachfolgend im Überblick angeführt:

1. Die thermische Methode ist bei hohen Feldstärkewerten vorteilhaft, weil dabei die Bestimmung des Exprodukts $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ versagt.
2. Als Folge überlagerter DC-Erregung können starke Asymmetrien im H-Muster auftreten.
3. Die Verluste für achsensymmetrisch-rhombische Magnetisierung liegen unter jenen der elliptischen Magnetisierung.
4. Die Verluste erfahren bei zentralsymmetrisch-rhombischer Magnetisierung und niedrigen Achsenverhältnissen a Erhöhung, bei hohen a hingegen Verringerung.
5. Bei zusätzlich überlagerter DC-Erregung sind generell Verlustanstiege gegeben, mit Ausnahme des Falls annähernder Sättigung.
6. Gesteigerte maximale Werte der Winkelgeschwindigkeit ω_{\max} ergeben Verlustanstiege.

Die Untersuchungen zeigen, dass DC-Überlagerung nicht nur zu drastischen Anstiegen der AC-Erregung führt, sondern auch zu deutlichen Anstiegen der Verluste. In der Praxis besteht die Tendenz, dass der Induktionsvektor stark ausgeprägte Maxima der Winkelgeschwindigkeit um die transversale Richtung zeigt. Die vorliegenden Untersuchungen lassen erkennen, dass sich daraus Erhöhungen der Verluste ergeben, die sich mit gesteigerten Wirbelströmen erklären lassen.

Literaturliste

- [1] M. J. McDermott: Transformers can contribute to global warming goals, in: *Copper applications in health & environment*, S. http://www.copper.org/publications/newsletters/innovations/1999/09/transformer_goals.html, (17.12.2009).
- [2] N. Baumgartinger, H. Pfützner, G. Krismanic: Practical relevance of the „hard directions“ of h.g.o. Si-Fe. *J.Magn.Magn.Mater.* 215 – 216, 147 – 149, 2000.
- [3] G. E. Fish: Soft Magnetic Materials. *Proc. IEEE*, Vol. 78, 947 – 972, 1990.
- [4] A. Prechtl: *Vorlesungen über die Grundlagen der Elektrotechnik*, Band 2. Wien: Springer-Verlag, 1994.
- [5] G. Fasching: *Werkstoffe für die Elektrotechnik*. 3. Auflage. Wien: Springer-Verlag 1994.
- [6] G. Krismanic: *Methoden zur Bestimmung von Feldverteilungen und Verlusten bei rotierender Magnetisierung*. Dissertation TU-Wien, 2002.
- [7] E. Kitz: *Praktische Bedeutung rotierender Magnetisierung für das Entstehen von Energieverlusten laminiertes Maschinenkerne*. Dissertation TU-Wien, 2006.
- [8] P. Weiss, V. Planer: Hysteresis in rotating fields (in French). *J. de Phys. (Theor. & Appl.)* 4/7, 5 – 27, 1908.
- [9] H. Pfützner, E. Mulasalihovic, H. Yamaguchi, D. Sabic, G. Shilyashki, F. Hofbauer: Rotational magnetization in transformer cores. *SMM 19*, A2-01, 2009. Full paper to be submitted 2010.
- [10] Technical data on domain refined ORIENTCORE HI-B, ZDKH Nippon Steel Corporation, Cat. No. EXE 367, Mar. 1984.
- [11] D. Makaveev, M. De Wulf, J. Gyselinck, J. Maes, L. Dupré, J. Malkebeek: Measurement system for 2D magnetic properties of electrical steel sheets: Design and performance. *Proc. 1&2-D Magn.Meas.&Test.*, 48 – 55, 2000.
- [12] S. Siebert: Industrial test apparatuses for magnetic loss measurements – standardized and customerized systems. *Proc. 1&2-D Magn.Meas.&Test.*, 9 – 13, 2000.
- [13] J. Sievert, H. Ahlers, M. Birkfeld, B. Cornut, F. Fiorillo, K. A. Hempel, T. Kochmann, A. Kedous-Lebouc, T. Meydan, A. Moses, A. M. Rietto: European intercomparison of measurements of rotational power loss in electrical sheet steel. *J.Magn.Magn.Mater.* 160, 115 – 118, 1996.
- [14] P. Beckley, K. Passadis, T. Meydan: Single sided non-enwrapping power loss testers. *Proc. 1&2-D Magn.Meas.&Test.*, 19 – 25, 2000.

-
- [15] N. Nencib, A. Kedous-Lebouc, B. Cornut: 2D analysis of rotational loss tester. *IEEE Trans.Magn.*, Vol. 31, 3388 – 3390, 1995.
- [16] K. Futschik: *Messung lokaler Ummagnetisierungsverluste an Transformatorblechen*. Diplomarbeit TU-Wien, 1982.
- [17] H. Hofmann, G. Vaclavek: Kalorisches Messverfahren zur Bestimmung des Ummagnetisierungsverlustes von Elektrolechen bei höchsten Induktionswerten. *E.u.M.* 9, 393 – 398, 1978.
- [18] A. J. Moses: Advanced soft magnetic materials for power applications. *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*, Vol. 4, 2007.
- [19] P.R. Price: Geomagnetically induced current effects on transformers. *IEEE Trans.Pow.Del.*, Vol. 17, 1002 – 1008, 2002.
- [20] J.D. Aspnes, R.P. Merritt, B.D. Spell: Geomagnetic disturbances and their effect on electric power systems. *IEEE Pow.Eng.Rev.*, 10 – 13, 1989.
- [21] A. Hasenzagl, B. Weiser, H. Pfützner: Novel 3-phase excited single sheet tester for rotational magnetization. *J.Magn.Magn.Mater.* 160, 180 – 182, 1996.
- [22] W. Salz: A two-dimensional measuring equipment for electrical steel. *IEEE Trans.Magn.*, Vol. 30, 1253 – 1257, 1994.
- [23] W. Brix, K. A. Hempel, F. J. Schulte: Improved method for the investigation of the rotational magnetization process in electrical steel sheets. *IEEE Trans. Magn.* Vol. Mag-20, 1708 – 1710, 1984.
- [24] H. Pfützner, G. Krismanic: The needle method for induction tests: sources of error. *IEEE Trans.Magn.* Vol. 40, 1610 – 1616, 2004.
- [25] H. Pfützner: *Angewandte Biophysik*. Wien: Springer-Verlag, 2003.
- [26] G. Krismanic, C. Krell, H. Pfützner: Relevance of 2D magnetization for transformer cores. *Proc. 1&2-D Magn.Meas.&Test.*, 310 – 316, 2000.
- [27] K. Arslan, B. Bulca, B. Bayram, G. Öztürk, H. Ugail: On spherical product surfaces in E^3 . *2009 Int.Conf.Cyb.Worlds*, 132 – 137, 2009.