Die approbierte Originalversion dieser Dissertation ist in der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt und zugänglich.
http://www.ub.tuwien.ac.at

The approved original version of this thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology.
http://www.ub.tuwien.ac.at/eng

Dissertation

Magnetostriktion von Modelltransformatorkernen

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades

eines Doktors der technischen Wissenschaften

unter der Leitung von

Univ. Prof. Dr. Helmut Pfützner

Institute of Electrodynamics, Microwave

and Circuit Engineering, E354

(EMCE)

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

von

Dipl.-Ing. Shilyashki Georgi

Wien, Stavangergasse 2/1/24

Matrikelnummer e0125183

Wien, im November 2013

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn **Prof. Helmut Pfützner** für die Betreuung dieser Arbeit, für sein sehr hohes Engagement und seine ständige Bereitschaft zu fachlichen Gesprächen, die oft bis spät in den Abend gingen.

Ich möchte mich auch bei Herrn **Prof. Josef Fidler** für die Zweitbegutachtung der Arbeit bedanken.

Ich bedanke mich bei meinen Kollegen **DI Franz Hofbauer** und **DI Viktor Galabov**, die mich mit sehr vielen Vorschlägen, Ideen, Simulationen und Messaufbauten kräftig unterstützt haben.

Herrn **Dr. Edin Mulasalihovic** danke ich für die vielen guten Ratschläge und für die Unterstützung.

Weiters bedanke ich mich bei den Forschungsstipendianten **Erich Gerstbauer, Ivo Matkovic**, **Martin Palkovits**, und **Gerald Trenner** die für die vorliegende Arbeit viele Messungen und Auswertungen durchgeführt haben.

Für finanzielle Unterstützungen bedanke ich mich bei dem Forschungsfonds **FWF** (P.Nr 21546 – N22, Transformatorkern Sättigung), dem Wirtschaftsfonds **FFG** (P.Nr. 834159, 3-D Core Loss) und bei **Siemens Transformers Linz** (P.Nr. 7371, Multiparametrische Magnetostriktion).

Weiters möchte ich mich auch bei **Dr. Jan Anger** und **Dr. Kurt Gramm** von **ABB Ludvika, Schweden** bedanken, die mir mit wichtigen Informationen über die praktische Relevanz der Arbeit geholfen haben.

Ich möchte mich bei **Dr. Hiroi Yamaguchi** von **JFE Steel Corporation**, Japan für das chemische Polieren der Proben bedanken.

Ein ganz großer Dank gebührt meinem Onkel Herrn **Dr. Janaki Bumbaloff** und meiner Tante Frau **Gertraude Bumbaloff**, die nicht nur mein Studium in Wien finanziell ermöglicht haben, sondern mich auch ständig moralisch unterstützt haben.

Letztendlich möchte ich mich bei meiner Frau **Mag. Blagovesta Nikolova** bedanken, dafür dass sie mir bei meinen Entscheidungen beigestanden ist, mir immer geholfen hat und Verständnis für meine Arbeit hatte.

Mit dem nächsten Satz möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken. Изключително много искам да благодаря на моите родители **д-р. Надя Петкова-Шиляшка** и **инж. Илия Шиляшки**, за това че ми предоставиха възможност да следвам във Виена и за тяхната всекидневна морална подкрепа.

Zusammenfassung

Transformatoren gelten als traditionelle Elemente der Stromversorgung. Trotzdem laufen weltweite Forschungsbemühungen zur Verbesserung ihrer weichmagnetischen Kerne. Dafür maßgeblich ist eine zweifache **Problematik**. Einerseits ist es der Energieverlust, der bei zeitlich-räumlicher Hochrechnung äußerst große Ausmaße erreicht. Zweitens ist es die Geräuschentwicklung, die in zunehmender Weise als Umweltproblem eingestuft wird. Vor allem japanische Stahlproduzenten versuchen Verbesserungen auf beiden Ebenen zu erreichen, indem erstens die kristallinen Eigenschaften des Kernmaterials optimiert werden und zweitens durch Anwendung von Laser- oder Plasmabehandlung die effektive Anisotropie des Materials in kontinuierlicher Weise verbessert wird. Bedingung dafür ist ein verbessertes grundlegendes Verständnis der Materialeigenschaften, wozu die vorliegende Arbeit Beiträge liefern will.

Spezifisches **Ziel der Arbeit** ist es, die für die Geräuschentwicklung sehr maßgebliche Magnetostriktion den energetisch wesentlichen Ummagnetisierungsverlusten gegenüber zu stellen. Bezüglich der **Verluste** hat sich gezeigt, dass sie für verschiedene Magnetisierungsmuster sehr unterschiedlich ausfallen können. So kann 2-dimensionale rotierende Magnetisierung (RM) zur Verlustverdopplung führen, wobei auch die Vektordynamik als wesentlich erkannt wurde. Durch die zunehmende Globalisierung des Energietransports gewinnen auch DC-Komponenten der Magnetisierung aktuelle Bedeutung, nicht nur für die Blechebene, sondern auch im Sinne 3-dimensionaler Magnetisierung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde erstmals in systematischer Weise untersucht, inwieweit die erwähnten Magnetisierungsmuster auch für die **Magnetostriktion** bedeutsam sind, und somit für die Geräuschentwicklung. Erstmals berücksichtigt wurden auch normal zur Blechebene z-Flüsse im Sinne 3-dimensionaler Magnetisierung. Als Nebenaspekt wurde versucht, für die verschiedenartigen Muster und Darstellungsvarianten der Magnetostriktion systematische Definitionen zu entwickeln.

Die weltweit steigende Kapitalisierung der Geräusche liefert Bedarf nach neuen Strategien, um beide Charakteristiken, sowohl die Verluste als auch die Magnetostriktion des Kerns gleichzeitig zu reduzieren. Das bedeutet, dass sie nicht getrennt voneinander, sondern in **vergleichender Korrelation** zueinander untersucht werden sollten. Wie schon erwähnt hängen die Kernverluste von einer Reihe von Parametern ab, die beim Betrieb des Transformators auf eine sehr komplizierte Weise variieren und miteinander verbunden sind. So stehen beispielsweise im T-Joint-Bereich des Kerns rotierende Magnetisierung in Wechselwirkung mit off-plane Fluss (z-Fluss) und mechanischen Verspannungen, die hier unvermeidlich sind. Einigermaßen bekannt sind die entsprechenden Auswirkungen auf die Verluste. Das primäre Ziel dieser Arbeit war es, zumindest ansatzweise zu ermitteln, ob entsprechende Abhängigkeiten auch für die Magnetostriktion zu finden sind. Dabei war a priori klar, dass die anfallende messtechnische Problematik ungleich komplizierter ausfallen wird. Im Speziellen waren große Probleme bei der – bisher in der Literatur nicht behandelten – Untersuchung lokaler

Magnetostriktion im fertigen Modellkern zu erwarten. Und es sollte sich bewahrheiten, dass hier nur grobe Tendenzen aufzeigbar sind.

Das einleitende **Kapitel 1** beschreibt den Stand der Technik. Vorwiegend behandelt die Literatur alternierende Magnetisierung in Vorzugsrichtung, aber auch in verschiedenen Winkeln zu ihr. Auch 2-dimensionale rotierende Magnetisierung wird behandelt, jedoch in wenig definierter und kaum systematischer Weise. Letztlich werden die bereits erwähnten Ziele der Arbeit näher formuliert.

Das **Kapitel 2** behandelt die verwendeten **experimentellen Verfahren**, die zur Untersuchung der Magnetostriktion, aber auch der Verluste und den zur Deutung wesentlichen Domänen benötigt wurden. Bereits vorhandene Messeinrichtungen wurden vor allem mit Hinblick auf 3D-Untersuchungen weiterentwickelt. Im Speziellen erweist sich die auf dem Poytingvektor basierende Verlustbestimmung als unbrauchbar. Sie wurde durch ein thermisches Verfahren ergänzt. Für Domänenanalysen am so genannten Rotational Single Sheet Tester (RSST) wurde ein quasi-dynamisches Verfahren entwickelt, das auf einer Simulation von Momentanvektoren der Magnetisierung beruht.

Kapitel 3 beschreibt **Resultate von RSST-Simulationen**, wobei den Verlusten die entsprechende Magnetostriktion gegenüber gestellt wird. Für alternierende Magnetisierung werden in systematischer Weise verschiedene Kurven und Kennwerte der Magnetostriktion diskutiert.

Der Schwerpunkt ist durch **rotierende Magnetisierung** gegeben, wofür in der vorliegenden Arbeit erstmals definierte, für die Praxis relevante Muster untersucht werden. Sowohl die Verluste als auch die peak-to-peak Magnetostriktionswerte steigen mit der Erhöhung der Induktion und des Achsenverhältnisses a an. Die **Form des Induktionsmusters** spielt eine wesentliche Rolle für die Verluste, welche bei (praxistypischer) rhombischer Magnetisierung sinken, während die Magnetostriktion weitgehend konstant ausfällt. Die **Magnetisierungsdynamik** des Induktionsvektors $\boldsymbol{B}$ ergibt einen deutlichen Anstieg der Wirbelstromverluste. Anderseits bleibt das Ausmaß der Magnetostriktion unverändert. Allerdings ergibt die für die Praxis typische erhöhte Dynamik starke Erhöhungen der Harmonischen, was für die Geräuschentwicklung wesentlich ist.

Ein in der Walzrichtung eingeprägtes Gleichfeld - **DC-Bias** - führt bei hier erstmals durchgeführter Untersuchung zu Erhöhungen der Verluste. In ähnlicher Weise steigen die Peak-to-peak-Werte der Magnetostriktion stark an, analog zu von der Industrie beobachteten Zunahmen der Geräusche. Besonders deutlichen Einflüsss zeitigen alternierende Magnetisierung und rotierende Magnetierung mit kleinerem Achsenverhältnis. Dies deckt sich mit der Beobachtung verstärkten Auftretens von obliquen Domänen, die aus der Blechebene heraus magnetisiert sind und somit zu Materialverkürzungen in Walzrichtung führen.

Kapitel 4 behandelt systematische Untersuchungen der Magnetostriktion an 1- und 3-phasigen **Modell-Transformatorkernen**, wie sie im Rahmen dieser Arbeit erstmals vorgenommen wurden. Für entsprechende Verlustmessungen wurde eine neuartige

thermische Methode entwickelt, wobei ein Thermistorsensor durch enge Kanäle in das Kerninnere eingeführt wird. Die Messung der Magnetostriktion erwies sich als äußerst schwierig. Die lokal auftretenden Dehnungen zeigten bei scheinbar geringen Veränderungen des mechanischen Clampings sprunghafte Veränderungen, was offensichtlich auch auf veränderte Eigenschwingungen zurück zu führen ist. Die letztlich errechneten Magnetostriktionswerte entsprechen "idealen" Verfestigungen der Kerne.

Maximale Verlustanstiege um 100% wurden in T-joint-Bereichen beobachtet. Die entsprechenden Anstiege der Magnetostriktion erreichen bis zu 1000%. Für Gleichflüsse kleiner Intensität (ca. 10 mT) zeigen sich in Schenkeln und Jochen Anstiege sowohl der Verluste als auch der Magnetostriktion. T-Joints mit rotierender Magnetisierung zeigen, wie zu erwarten, geringere Erhöhungen.

Durch das Einprägen eines Gleichfeldes weisen alle lokalen Bereiche der beiden Kerne Erhöhungen der Magnetostriktion bei sehr starken Streuung auf. Vor allem in äußeren Schenkeln des dreiphasigen Kerns zeichnen sich deutliche Anstiege. Die Bereiche, die von vornherein hohe Magnetostriktion aufweisen - wie die T-joints - sind in einem geringeren Ausmaß betroffen. Insgesamt kann daraus geschlossen werden, dass das Gleichfeld durch die unterschiedlichen lokalen Anstiege der Magnetostriktion einen gewissen Ausgleichseffekt auf erhöhtem Niveau bewirkt. Durch das Gleichfeld entstehen überdies Anstiege der höheren Harmonischen in Bezug auf die Grundschwingung. Diese Harmonischen spielen für die Geräuschentwicklung eine erhebliche Rolle, wenn die physiologischen Charakteristiken des menschlichen Gehörs in Betracht gezogen werden. Gleichflüsse in z-Richtung führen zu Erhöhungen sowohl der Verluste als auch der Magnetostriktion.

Kapitel 5 bringt einen systematischen **Vergleich zwischen Verlusten und Magnetostriktion**. Als grobe Tendenz zeigt sich, dass für Verluste nachteilige Faktoren auch für die Magnetostriktion nachteilig sind. Eine Ausnahme ist das Muster rotierender Magnetisierung, wobei erhöhte Dynamik aber zu verstärkten Harmonischen führt.

Vergleiche wurden auch für die **Kerne** vorgenommen. Dazu wird dem gebräuchlichen Verlust-Building-Faktor *LBF* (loss building factor) ein analog definierter Magnetostriktions-Building-Faktor *MBF* gegenüber gestellt. Auch hier zeigen sich korrelierende Effekte. Doch ist ihr Ausmaß bei der Magnetostriktion meist stärker. Verluste steigen um bis zu 100% an, die Magnetostriktion um bis zu 1000%. DC-Bias verstärkt beide Mechanismen, wobei a priori gutes Verhalten aufweisende Regionen besonders stark betroffen sind.

Das abschließende **Kapitel 6** berichtet über die **praktische Relevanz** der Arbeit für die Industrie. Die durchgeführten Messungen zeigten durch die starken regionalen Unterschiede – sowohl für Magnetostriktion als auch für Verluste – die große Bedeutung der **lokalen Untersuchungen**. Darüber hinaus kann die Gegenüberstellung von den lokalen MS-Werten zu Verlusten für die Planung von Übertragungsnetzen hilfreich sein.

Wichtige Erkenntnisse bringt die vorliegende Arbeit im Hinblick auf Einfluss von rotierender Magnetisierung und DC-Magnetisierung auf MS und Verluste. Je erfolgreicher die Methoden zur Reduzierung des Geräuschpegels und der Ummagnetisierungsverluste sind, umso größer wird die Relevanz der rotierenden Magnetisierung. Anderseits, wenn die Flussdichte zufolge einer unerwünschten DC-Magnetisierung angehoben wird, so sind die lokalen Magnetostriktionswerte und die Verluste von vorherein stark, und der relative Anstieg aufgrund RM wird deutlich kleiner.

Summary

Transformers are important part of the electrical power infrastructure. The improvement of their magnetic cores is a subject of worldwide research. The researchers concentrate their efforts on two basic **problems**. On the one hand, the energy losses which reach a great extent considering the high amount of transformers worldwide, and on the other hand the audible noise which gains importance in the recent years due to increased environmental concerns. Especially the Japanese steel producers are trying to improve these two aspects, as they firstly optimize the crystal properties of the core steel and by means of laser or plasma treatments secondly the effective anisotropy of the materials. A significant requirement for this purpose is a basic understanding of the material properties. The current thesis claims to provide notable contributions to this aspect.

The primary **aim** of the thesis is to present a comparison between magnetostriction as the most important factor for no-load audible noise, apart from magneto-static forces, and the energy relevant core losses. Power losses depend strongly on the magnetization pattern. Two-dimensional rotational magnetization may even double them, whereby the significance of the dynamics of the flux density vector was also recognized. The globalization of the energy transport and the rising implementation of electronics in the electric power delivery increase the importance of DC-components, not only for in-plane but also for the off-plane direction. In the context of the current thesis, the impact of the magnetization pattern on magnetostriction, hence on noise generation, was for the first time investigated in a systematic ways. The magnetic core was observed as a three-dimensional magnetization object considering fluxes perpendicular to the lamination plane (z-fluxes). For the different magnetostriction curves, clear, systematic and unambiguous definitions have been created as a further task.

The strong capitalization of the audible noise yields need of new strategies for *simultaneous* reduction of both magnetostriction and losses of the core. It means that these two characteristics should not be separately investigated, but rather both together put in a correlation to each other. As already mentioned, the losses depend on a series of parameters which vary in the final core in complex ways. For example in T-joints, rotational magnetization on the one hand and off-plane flux and mechanical stress on the other hand interact with each other in a very specific way. However, the corresponding impacts on the losses are more or less known. The primary aim of the current was to investigate the corresponding dependencies for the second key characteristic, i.e. the magnetostriction. It was a priori known that the measuring techniques for magnetostriction are distinctly more complicated. Major problems were expected especially for the local investigations of the fabricated model cores where only rough tendencies can be found out.

Chapter 1 reports on the state of the art. The literature concerns mainly magnetostriction under alternating magnetization in rolling direction (RD), but also under magnetization in different angels to RD. Two-dimensional magnetization has been investigated as well,

but not in well-defined systematic ways. Finally, the already mentioned aims of the work are closer discussed.

Chapter 2 describes the **experimental methods** used for the study of magnetostriction, but also for losses and the observation of magnetic domains. Already existing equipment was refined and adapted especially with regard to the 3D-investigations of the core steel. In particular, it is shown that a determination of losses under 3D-magnetization based on the electro-dynamical method is not possible. For that reason an additional thermal method in was developed for 3-D case. For the study of magnetic domains by means of the Rotational Single Sheet Tester (RSST), a new quasi-dynamic method was implemented based on the simulation of the instantaneous positions of the magnetic flux density vector.

Chapter 3 reports on the achieved results of RSST-measurements. Furthermore, results and tendencies of losses are compared with each other. For alternating magnetization, different types of magnetostriction curves and parameters are discussed.

An emphasis is given on rotational magnetization. For the first time, the current thesis puts the focus on industry-relevant, well-defined magnetization patterns. Magnetostriction and losses show similar increases with increases of both induction and axis ratio of the magnetization pattern. Its shape plays an important role for losses, which decreased for rhombic magnetization decrease, while it proves to be rather insignificant for magnetostriction. Increased dynamics of the flux density vector yields rising eddy current losses, while magnetostriction remains unaffected. However, the harmonics show high increases as being relevant for the audible noise.

The impact of additional **DC-Bias** on magnetostriction was investigated for the first time. The DC-bias impressed in RD leads to increases of losses. Analogous to this, an increase of the peak-to-peak magnetostriction was observed which correlates with reports of the industry on increased noise due to DC-magnetization. In particular, strong increases were observed under alternating magnetization and under rotational magnetization with low axis ratio. It was confirmed by the observation of magnetic domains. They show increased occurrence of oblique domains magnetized out of the in-plane direction, therefore, causing a shrinkage in RD.

Chapter 4 deals with a systematic study of magnetostriction on 1-phase and 3-phase **model transformer cores** performed for the first time in this work. For the corresponding loss measurement, a new thermal method was developed, using sensors inserted into narrow channels drilled through the core. The magnetostriction measurement proved to be rather difficult. Even small modifications of the mechanical clamping yields abrupt changes of local strain, which can be explained by changes of eigenvalues of the entire core. The magnetostriction values presented in the thesis consider the “ideal” state of clamping.

Maximal increases of losses in the order of 100% were measured in T-joints. The corresponding increases of magnetostriction may even reach up to 1000%. For relatively low DC-fluxes (ca. 10mT) in normal direction (ND, perpendicular to the plane of

lamination), increases of both magnetostriction and losses in the yokes and limbs were observed. T-joints show lower increases, as to be expected

An impressed DC-bias leads to increases of magnetostriction in almost all local positions of the two investigated model cores with strong regional differences. Strong increases especially for the outer limb of the three-phase core were observed. Regions that show a priori high values like T-joints are less affected by the DC-magnetization, corresponding to an over-all balancing effect. Due to the DC-bias, an increase of the higher harmonics related to the fundamental components were observed with a high relevance for noise generation considering the physiological characteristics of the human ear. DC-fluxes in ND lead to increases of both losses and magnetostriction.

Chapter 5 presents a direct comparison between losses and the magnetostriction. As a rough estimation, the negative impact factors for losses are also negative for magnetostriction. The magnetisation pattern is an exception from this general tendency, whereby the higher dynamics lead to increases of the higher harmonics. There are also exceptions concerning the mechanical stress, which causes increased magnetostriction in almost any constellation.

Comparisons were carried out for the **cores** as well. Magnetostriction building factor (*MBF*) was defined analogous with the common used loss building factor (*LBF*). Similar tendencies between *MBF* and *LBF* are observed for the cores as well. However, the extent for the magnetostriction is greater. The losses increases up to 100% while the magnetostriction may even reach 1000%. Additional DC-Magnetisation leads to increase of both characteristics.

The final **chapter 6** reported on the practical relevance of the thesis for the industry. The performed measurements shows the importance of the local measurements for both magnetostriction and losses, due to their strong regional differences. The results from the comparison between the local values of magnetostriction with losses may help the improvement of the design of transmission systems.

Significant finding yields the current thesis investigating the impact of rotational magnetisation and DC-magnetization simultaneously. If the magnetostriction due to alternating magnetization is reduced by improved grain orientation for example, the relative effect of magnetostriction due to rotational magnetization is enhanced. If on the other hand, the flux density is increased by DC-bias, the magnetostriction and noise are high a priori and their relative increase due to RM is insignificant.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung……..i
Summary……v
Inhaltsverzeichnis……...viii

Kapitel 1: Einleitung……...1

1.1.Vorbedingungen ……1
1.2. Stand der Forschung……...8
1.3. Ziele der Arbeit ……10

Kapitel 2: Mess- und Analysemethoden…….……11

2.1. Rotational Single Sheet Tester (RSST)……11
2.1.1. Erfassung der Magnetisierungsmuster……...12
2.1.2. Regelung des RSST……...16

2.2. Bestimmung der Ummagnetisierungsverluste……..20
2.2.1. Elektrodynamische Methode……20
2.2.2. Thermische Methode……23

2.3. Messung der Magnetostriktion……25
2.3.1. Messprinzip und Auswertung der peak-to-peak Magnetostriktion……25
2.3.2. Auswertung der multidirektionalen Magnetostriktion……...27

2.4. Domänenanalyse……...29
2.4.1. Voraussetzung……...29
2.4.2. Prinzip und Realisierung der Kerreffekt Methode……30
2.4.3. Probenvorbereitung und Kontrastverbesserung……32
2.4.4. Experimentelle Vorgangsweise quasidynamischer Analyse……35

Kapitel 3: Magnetostriktionsmessung am Rotational Single Sheet Tester……..37

3.1. Alternierende Magnetisierung (AM)……38
3.1.1. AC-Magnetisierung in Walzrichtung……38
3.1.2. Magnetisierung in verschiedenen Richtungen……...41

3.2. Rotierende Magnetisierung (RM)……44
3.2.1. Multidirektionale Magnetostriktion……...44
3.2.2. Multidirektionale peak-to-peak Magnetostriktion……48
3.2.3. Bidirektionale Magnetostriktion als Funktion des Achsenverhältnisses...49
3.2.4. Einfluss des Magnetisierungsmusters ……...54
3.2.5. Einfluss der Magnetisierungsdynamik……...55

3.3. Weitere Einflussfaktoren……..59
3.3.1. DC-Magnetisierung in der Materialebene……59
3.3.2. DC-Magnetisierung normal zur Ebene (z-Fluss)……...62

Kapitel 4: Untersuchung von Modeltransformatorkernen……...66

4.1. Experimentelles……66
4.1.1. Messung der Verluste im Inneren……67
4.1.2. Messung der Dehnung……...69

4.2. Einphasiger Transformatorkern……70

4.3. Dreiphasiger Transformatorkern……..72

4.4. Einfluss der DC-Magnetisierung in der Materialebene……75

Kapitel 5: Gegenüberstellung von Magnetostriktion zu Verlusten……..78

5.1. Rotierende Magnetisierung……...78

5.2. Off-plane Fluss……79

5.3. Modelltransformatorkerne……81

5.3.1. Einphasiger Modellkern…….81

5.3.2. Dreiphasiger Modellkern……...83

5.4. Zusammenfassende Betrachtung……..84

Kapitel 6: Diskussion und Schlussfolgerungen……...86

6.1. Praktische Relevanz für die Industrie……...86

6.2. Weiterer Ausblick…….87

6.3. Liste der wesentlichsten Schlussfolgerungen……...88

Literaturverzeichnis…….92

Publikationen im Konnex der vorliegenden Arbeit……97

Publikationsliste……...99

Häufig verwendete Größen und Abkürzungen

Liste verwendeter Abkürzungen

AC	Alternating current (Wechselstrom)
ADC	Analog-Digital Converter
AM	Alternierende Magnetisierung
BD	Bar-Domäne
DC	Direct current (Gleichfeld)
DMS	Dehnungsmessstreifen
EMCE	Institute of Elektrodynamics, Microwave and Circuit Engineering
GIC	Geomagnetically Induced Currents
GO	Grain Oriented (kornorientiert)
HD	Hard Direction (harte Richtung)
HGO	Higly Grain Oriented (hochkornorientiert)
ID	Intermediate Direction (intermediäre Richtung)
LBF	Loss building factor
MBF	Magnetostriction building factor
MS	Magnetostriktion
MOKE	Magnetooptischer Kerreffekt
NO	Non-Oriented (nicht orientiert)
NSC	Nippon Steel Corporation
OD	Oblique Domäne
ppm	Parts Per Million
RD	Rolling Direction (Walzrichtung, leichte Richtung)
RM	Rotierende Magnetisierung
RSST	Rotational single sheet tester
SiFe	Silizium-Eisen
SST	Single sheet tester
SHGO	Scribed highly grain oriented (laserbehandelt hochkornorientiert)
TD	Transverse direction (transversale Richtung)
ZnS	ZinkSulfid

Größenverzeichnis

A	Flächeninhalt, Querschnitt	m^2
A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6	Die Seitenflächen eines Parallelogramms	
$\boldsymbol{\mathcal{A}}$	Orientiertes Flächenstück	
a	Abstand zwischen den Löchern der Induktionsspule	
a	Achsenverhältnis	
b	Dicke der hexagonalen Probe	
BF	Building-Faktor	
$\boldsymbol{\Delta B}$	Gleichanteil der Induktion	
$\boldsymbol{B}(t)$	Vektor der magnetischen Flussdichte	T
B_{HD}	Spitzenwert der Flussdichte in der harten Richtung	T
B_p	Spitzenwert der magnetischen Flussdichte	T
B_{pp}	Spitze-spitze-Wert der magnetischen Flussdichte	T
B_{RD}	Spitzenwert der Flussdichte in der Walzrichtung	T
$\boldsymbol{B}_{RD}(t)$	Vektor der magnetischen Flussdichte in der Walzrichtung	T
$B_{RD}(t)$	Zeitverlauf der Flussdichte in der Walzrichtung	T
B_{TD}	Spitzenwert der Flussdichte in der transversalen Richtung	T
$\boldsymbol{B}_{TD}(t)$	Vektor der magnetischen Flussdichte in der transversalen Richtung	T
$B_{TD}(t)$	Zeitverlauf der Flussdichte in der transversalen Richtung	T
B_Z	Spitzenwert der Flussdichte in der normalen- (z-) Richtung	T
c	Spezifische Wärme	$m^2\ s^{-2}\ K^{-1}$
d_D	Breite der dunkel erscheinenden Domäne	m
d_H	Breite der hell erscheinenden Domäne	m
$\boldsymbol{e}_{RD}$	Richtungsvektor in RD	
e_n	Richtungsvektor normal	
$\boldsymbol{e}_{TD}$	Richtungsvektor in TD	
e_ρ	Richtungsvektor in der radialen Richtung	
$\boldsymbol{e}_{RD}$	Richtungsvektor in RD	
$\boldsymbol{e}_{TD}$	Richtungsvektor in TD	
$\boldsymbol{E}(t)$	Vektor der elektrischen Feldstärke	V/m
E_k	Kerr-komponente	V/m
Er	Spitzenwert der elektrischen Feldstärke in der Walzrichtung	V/m

E_{RD}	Vektor der elektrischen Feldstärke in der Walzrichtung	V/m
$\boldsymbol{E}_{RD}(t)$	Zeitverlauf der elektrischen Feldstärke in der Walzrichtung	V/m
$E_{RD}(t)$	Spitzenwert der elektrischen Feldstärke in der transversalen Richtung	V/m
E_{TD}	Zeitverlauf der elektrischen Feldstärke in der transversalen Richtung	V/m
$E_{TD}(t)$	Vektor der elektrischen Feldstärke in der transversalen Richtung	V/m
$\boldsymbol{E}_{TD}(t)$	Vektor der elektrischen Feldstärke in der transversalen Richtung	V/m
f	Frequenz	Hz
G_A	Übertragungsfunktion, A-Frequenzbewertung	dB
g	Gerade	
H_L	Komponente der magnetischen Feldstärke in Luft	A/m
H_p	Spitzenwert der magnetischen Feldstärke	A/m
H_{pp}	Spitze-spitze-Wert der magnetischen Feldstärke	A/m
$\boldsymbol{H}(t)$	Vektor der magnetischen Feldstärke	A/m
$\boldsymbol{H}_{RD}(t)$	Vektor der magnetischen Feldstärke in der Walzrichtung	A/m
$\boldsymbol{H}_{TD}(t)$	Vektor der magnetischen Feldstärke in der transversalen Richtung	A/m
H_{RD}	Spitzenwert der magnetischen Feldstärke in der Walzrichtung	A/m
H_{RD}	Spitzenwert der magnetischen Feldstärke in der transversalen Richtung	A/m
$\boldsymbol{H}_t$	Tangentialkomponente der magnetischen Feldstärke	A/m
I_{AC}	Wechselstrom (Effektivwert)	A
I_{DC}	Gleichstrom	A
I_R, I_S, I_T	Magnetisierungsgleichströme	A
$i_R(t)$, $i_S(t)$, $i_T(t)$	Magnetisierungswechselströme	A
M	Masse	kg
$\boldsymbol{M}$	Magnetisierungsvektor	A/m
N_{AC}	Windungszahl Gleichstromerregung	
N_{DC}	Windungszahl Wechselstromerregung	
P_{REF}	Verluste im Referenzpunkt	W
P_{LOC}	Lokale Verluste	W
P	Ummagnetisierungsverluste (Leistung)	W
p	Bezogene Ummagnetisierungsverluste	W/kg
R	Ohmscher Widerstand	Ω
r_{DC}	DC/AC - Durchflutungsverhältnis	
$\boldsymbol{S}_1$, $\boldsymbol{S}_2$, $\boldsymbol{S}_3$, $\boldsymbol{S}_4$, $\boldsymbol{S}_5$, $\boldsymbol{S}_6$	Komponente des Energieflussdichtevektors	W/m^2

$\boldsymbol{S}$	Energieflussdichte	W/m^2
$\tilde{\boldsymbol{S}}$	Verschiebungstensor	
s_{xx}, s_{xy}, s_{yx}, s_{yy}	Komponente des Verschiebungstensors	
T	Periodendauer	s
t	Zeit	s
U	Elektrische Spannung Effektivwert	V
$U_{RD}(t)$	Zeitverlauf der elektrischen Spannung gemessen in der Walzrichtung	V
$U_{TD}(t)$	Zeitverlauf der elektrischen Spannung gemessen in der transversalen Richtung	V
α	Winkel zu RD	°
γ_{xx}, γ_{yy}	Verzerrungen	
ϑ	Übertemperatur	K
ϑ_a	Anfangstemperatur	K
ϑ_e	Endübertemperatur	K
ε_k	Amplitude der k-ten Harmonische bezogen auf die Grundschwingung	
ε_{xx}, ε_{yy}	Dehnungen	
η_k	Der Anstieg der k-ten Harmonische bezogen auf die Grundschwingung	
Λ	Relativer Anstieg der Magnetostriktion	
Λ_{DC}	Relativer Anstieg der Magnetostriktion zufolge DC-bias	
$\lambda(t)$	Zeitverlauf der Magnetostriktion	10^{-6} m/m
λ_{ID}	Magnetostriktion in der intermediären Richtung	10^{-6} m/m
λ_{RD}	Magnetostriktion in der Walzrichtung	10^{-6} m/m
λ_{TD}	Magnetostriktion in der transversalen Richtung	10^{-6} m/m
$\lambda_{RD,PP}$	Peak-to-peak Magnetostriktion in der Walzrichtung	10^{-6} m/m
$\lambda_{TD,PP}$	Peak-to-peak Magnetostriktion in der transversalen Richtung	10^{-6} m/m
μ_0	magnetische Feldkonstante	Vs/Am
μ_r	Permeabilitätszahl	
σ	Zug-(Druck-)Spannung	N/m^2
Φ_A	Magnetischer Fluss	Wb
ψ	Der Winkel des magnetischen Flussdichtevektors zu RD	°
ω	Winkelgeschwindigkeit	rad/s
$\omega_{(t)}$	Zeitverlauf der Winkelgeschwindigkeit	
ω_{MAX}	Die maximale Winkelgeschwindigkeit in der transversalen Richtung	rad/s

Kapitel 1:
Einleitung

Zwischen 7% und 27% der gesamten weltweit produzierten Energie geht auf dem Weg zum Verbraucher verloren (*BENGTSSON, 2012*). Die Hälfte dieser Verluste findet im Übertragungsnetz statt, die andere im Verteilernetz. Der Beitrag der Leistungstransformatoren umfasst ca. 30%, wovon den größten Teil die **Ummagnetisierungsverluste** des Kerns ausmachen. Obwohl diese in den letzten Jahren erheblich reduziert wurden, bleibt die Hauptaufgabe - sowohl der Industrie als auch der Forschung - sie weiter zu verringern, da die Nachfrage nach Transformatoren weltweit stark ansteigt. Das bedeutet, dass sogar geringste Reduktionen der Ummagnetisierungsverluste - weltweit über alle Transformatoren summiert - extreme Einsparungen erbringen.

Ein weiteres Thema von besonderem Interesse - vor allem für die hochentwickelten Industriestaaten - ist die Verminderung von belästigenden **Geräuschen** des Transformatorkerns. Neben magnetostatischen[1] Kräften zwischen den Blechen in den Überlappungsbereichen (siehe *WEISER, 2000*) trägt dazu hauptsächlich die **Magnetostriktion (MS)** bei. Da der Bedarf nach Energie kontinuierlich steigt, rücken auch größte Leistungstransformatoren in der Nähe von Wohngebieten heran. In den betroffenen Gebieten müssen zusätzliche schallreduzierende Maßnahmen vorgesehen werden, da die Geräusche nicht nur störend und unangenehm sind, sondern nach medizinischer Einschätzung auch die Gesundheit der Menschen im Sinne von Stressfaktoren gefährden.

Aus den genannten Bedingungen resultiert aktueller Bedarf nach einer **Reduktion der Magnetostriktionswerte**. Zumindest für die hoch entwickelten Industriestaaten ist sie heute bereits ebenso relevant wie die Reduzierung der Verluste, und wird industriell auch ähnlich kapitalisiert. Das heißt, es besteht zunehmender Bedarf nach neuen Strategien um ***beide*** **Charakteristika** - sowohl die Verluste als auch die Magnetostriktion – in simultaner Weise **gleichzeitig zu reduzieren**. Das bedeutet, dass sie nicht getrennt voneinander, sondern in Korrelation zueinander untersucht werden sollten, was ein Anliegen dieser Arbeit ist.

1.1. Vorbedingungen

Allgemein ist bekannt, dass die **Verluste** des Transformatorkerns von einer Reihe von Parametern abhängen, die beim Betrieb des Transformatorkerns auf eine sehr komplizierte Weise variieren und miteinander verkoppelt sind. Das primäre Ziel dieser Arbeit war, zu ermitteln, ob entsprechende Abhängigkeiten auch für die wichtigste Quelle

[1] Oft werden die magnetostatischen Kräfte auch Maxwell Kräfte genannt.

belastender Geräusche, die **Magnetostriktion** (MS), zu finden sind. Dieser allererste Abschnitt soll die wichtigsten entsprechenden Vorbedingungen in kurzer Weise zusammenfassen.

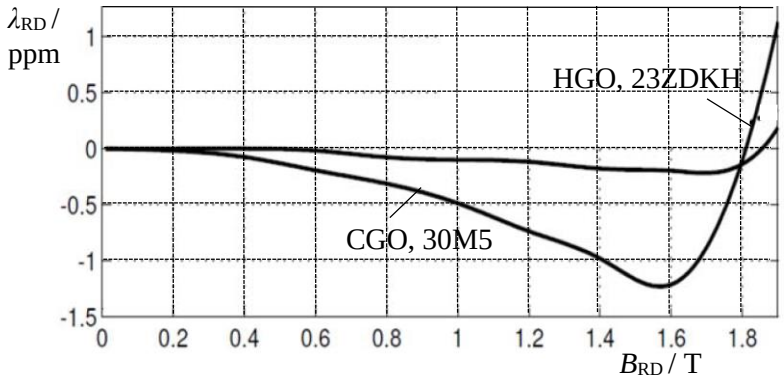


Abb. 1.1. Quasi-DC Magnetostriktion λ_{RD} in RD dargestellt als Funktion der magnetischen Flussdichte B_{RD} für CGO SiFe und HGO SiFe, gemessen mit SST (Single Sheet Tester). Die Kurven wurden anhand von Daten von Nippon Steel Corporation dargestellt.

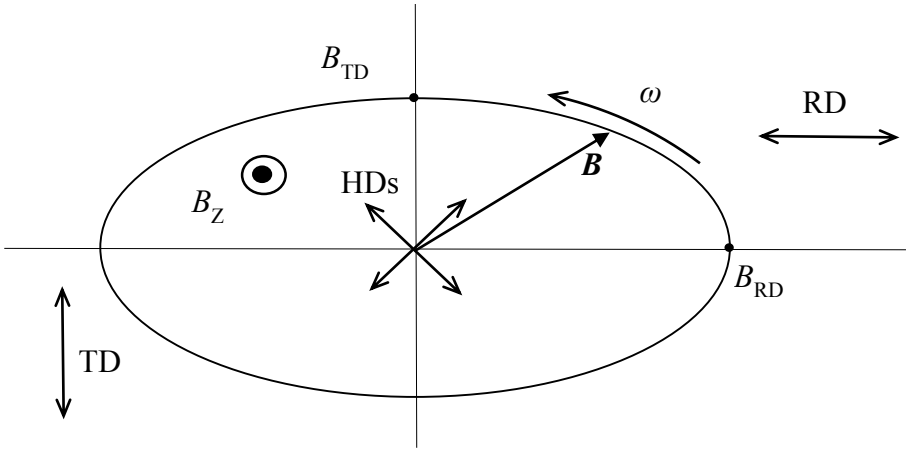


Abb. 1.2. Wichtige Definitionen anhand eines Beispiels für elliptische Magnetisierung mit $a = 0{,}5$. Der Vektor $\boldsymbol{B}$ der Flussdichte rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega(t)$. Die Spitzenwerte der Flussdichten in RD und in TD bestimmen das Achsenverhältnis $a = B_{TD}/B_{RD}$. Die harten Richtungen (HDs) finden sich in einem Winkel von ca. 55° zur RD.

In den letzten 30 Jahren hat die ständige Verbesserung der kornorientierten Materialien und deren Herstellungstechnologien dazu geführt, dass sehr geringe Verluste für Magnetisierung in Walzrichtung (rolling direction; RD) aufkommen. Gleichzeitig bewirkte die Goss-Textur stark reduzierte Magnetostriktion. Die Situation ist in Abb. 1.1 illustriert, wo typische MS-Werte λ_{RD} in RD für quasi-statische Magnetisierung dargestellt sind. Wie anhand der von Nippon Steel Corporation erstellten Daten ersichtlich ist, wurde λ_{RD} für Flussdichten in dem praxisrelevanten Bereich von 1,4 T bis 1,75 T für CGO-Materialien (conventional grain-oriented; kornorientierte) auf die Größenordnung 1 ppm reduziert. Für hochkornorientierte (highly grain-oriented), zugspannungsisolierte (und u.U auch laserbehandelte) HGO-Materialien unterbietet λ_{RD}

den Wert 0.5 ppm. Das negative Vorzeichen bedeutet, dass gegenüber dem abmagnetisierten Zustand eine Längenverkürzung auftritt, worauf noch eingegangen wird. Diese extrem niedrigen Werte können fast vollständig mittels magnetischer Domänen-Analysen gedeutet werden.

Die Transformatorkerne nützen die weiter oben erwähnten Verbesserungen in allen Bereichen aus, in denen **alternierende Magnetisierung (AM)** zu finden ist, wie zum Beispiel in den Schenkeln und Jochen. Im Gegensatz dazu weisen T-Joint-Bereiche **rotierende Magnetisierung (RM)** mit einer relativ hohen transversalen Komponente B_{TD} der Flussdichte (siehe Abb. 1.2). Auch in Teilen der Joche ist RM zu finden, allerdings mit einer viel niedriger Intensität B_{TD} als im T-joint Bereich. Die RM verursacht nicht nur kräftige regionale Anstiege der Verluste des gesamten Kerns, sondern auch Erhöhungen der Magnetostriktion, wie in mehreren Publikationen berichtet wurde (siehe Unterabschnitt 1.2.).

Wie bereits erwähnt, hängen die Ummagnetisierungsverluste des Transformatorkerns von einer Reihe von Parametern ab. Für die AM spielt der **Typ des Materials** eine große Rolle. Die Materialien können in absteigender Reihenfolge der Verluste von CGO über HGO bis laserbehandeltes HGO (scribed HGO; SHGO) eingestuft werden. Für rotierende Magnetisierung (RM) weisen die Verluste deutliche Anstiege mit der Erhöhung des Achsenverhältnisses

$$a = B_{TD}/B_{RD} \tag{1.1}$$

auf. B_{RD} und B_{TD} sind dabei die Spitzenwerte der Flussdichte in RD und in TD.

Neuere Untersuchungen der RM zeigten, dass die **Form des Magnetisierungsmusters** die Verluste in einer spezifischen Weise beeinflusst. Diese erhöhen sich mit der steigenden Flussdichte B_{HD} in der harten Richtung HD. Diese Erkenntnis ist insofern von Bedeutung, da die Regionen des Transformatorkerns mit RM eher rhombische Muster mit kleinem B_{HD} aufweisen. Im Vergleich zu den in der Fachliteratur zumeist untersuchten elliptischen Mustern sind die Verluste bei den rhombischen wesentlich geringer [A-7]. Nicht zuletzt steigen die Verluste auch aufgrund der in der Praxis erhöhten **Winkelgeschwindigkeit** ω_{MAX} des magnetischen Flussdichtevektors $\boldsymbol{B}(t)$ bei dynamischem Durchlauf durch die transversale Richtung TD.

Die **mechanische Beanspruchung** zufolge der Klemmbefestigung (clamping) und/oder des Gewichts des Kerns und der Spulen sind weitere Impaktfaktoren, welche die Verluste beeinflussen. Als Beispiel sei die Reduktion der Verluste durch Zugspannung in RD genannt. Alle anderen Konstellationen der mechanischen Beanspruchung führen zu ungünstigen Erhöhungen der Verluste, die von vielen Parametern abhängig sind.

Ein besonders wichtiger Faktor, der alle magnetischen Eigenschaften des Transformators beeinträchtigt, ist die **DC-Überlagerung** (DC-bias), die zusätzlich zu der AC-Magnetisierung aus verschiedenen Gründen entstehen kann. Kurzzeitig sehr starke DC-Magnetisierung kann zufolge von **geomagnetisch induzierten Strömen** (geomagnetically induced currents; GICs) aufkommen (siehe *PRICE 2002*). Die Quelle der GICs sind Flüsse geladener Teilchen, die von der Sonne in alle Richtungen

ausgestrahlt werden, der sogenannte Solarwind. Diese Flüsse verändern das geomagnetische Feld der Erde und induzieren niederfrequente Quasi DC-Ströme, die sich durch die Erde verbreiten und die Leistungstransformatoren und Generatoren am Ort ihres Auftretens beeinflussen.

Eine weitere Quelle von DC-Magnetisierung sind die **Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsnetze** (HGÜ), die immer mehr an Bedeutung gewinnen, da sie für längere Distanzen deutlich kleinere Energieverluste aufweisen als die entsprechenden AC-Übertragungsnetze. Sehr oft werden bei HGÜsmonopolare HG-Leitungen verwendet, welche die Erde als Rückleiter benutzen und einen ähnlichen Einfluss auf die Transformatoren wie die GICs ausüben, allerdings langzeitlicher und mit geringerer Intensität.

Schwache bis moderate DC-Magnetisierung kann zufolge **defekter Thyristor-Schalter oder Transistoren** entstehen. In vielen Fällen bleiben die Defekte weitgehend unbemerkt von den Netzbetreibern, da sie zu schwach sind um die Transformatoren zu beschädigen. Jedoch können sie zu langfristigen Effekten führen, und im Besonderen zu energetisch relevanten Erhöhungen der Verluste. Verlusterhöhungen durch DC-Bias speziell für die Oberfläche des Kerns wurden in *MULASALIHOVIC (2012)* und in [A-3] berichtet.

Alle weiter oben erwähnten Auswirkungen auf die Verluste sind bereits seit Jahren Gegenstand verschiedener Untersuchungen, sowohl der industriellen als auch der universitären Forschung. Im Gegensatz dazu sind **entsprechende Effekte auf Magnetostriktion** kaum untersucht worden. Möglicherweise liegen die Gründe dafür darin, dass einerseits die Magnetostriktionsmessungen viel komplexer sind und anderseits, dass die Verluste in der Vergangenheit deutlich größere Bedeutung im Sinne von Energieeffizienz und Kostenreduzierung hatten. Allerdings hat sich die Situation dahingehend geändert, dass vor allem für hochentwickelte Industriestaaten die **Verminderung belastender Geräusche** zu einem ebenso wichtigen Anliegen moderner Entwicklungen geworden ist. Somit rückt die Magnetostriktion als wesentlicher Verursacher in den Mittelpunkt weltweiter Forschung.

Um eine Interpretation der magnetostriktiven Erscheinungen nicht nur auf makroskopischem Niveau, sondern auch mikroskopisch – physikalisch - zu ermöglichen, müssen die **magnetischen Domänen** betrachtet werden. Die aktuelle Entwicklung der neuen modernen HGO-Materialien beruht auf einer spezifischen Verfeinerung der Haupt-Domänen. Zum Beispiel wurde eine deutliche Verbesserung der Materialeigenschaften durch die Reduktion der Breite der Bar-Domänen mit spezifischen Methoden wie Laser- oder Plasma-Behandlung erzielt. Dadurch wird die Streufeldenergie angehoben. In der Folge werden die Haupt-Blochwände vermehrt. Ihre geringe Geschwindigkeit resultiert in verminderten Wirbelstromverlusten.

In der Fachliteratur, werden die unterschiedlichen Domänen nicht einheitlich bezeichnet. Da fast alle Publikationen in diesem Bereich aus der englischsprachigen Literatur stammen, haben sich die englischen Begriffe durchgesetzt. Eine systematische Beschreibung der wichtigsten magnetischen Strukturen, die auch in dieser Arbeit verwendet werden, findet man benannt nach ihrer Form, Lage, Bedeutung und

Magnetisierungsrichtung in [A-1]. Ein Versuch einer Gegenüberstellung findet sich in der Tabelle I (vergl. auch [A-1]). Problematisch ist, dass die Literatur die verschiedenen Bezeichnungen sehr uneinheitlich und auch gemischt verwendet.

Nach der Form	Nach der Lage	Nach der Bedeutung	Nach der Magnetisierungsrichtung
Bars	Surface	Main	[010]
Lancets	Inner	Supplementary	[001]
Spikes	Diagonal	Closure	[100]
Slopes			Oblique
Plates			

Tabelle I: Magnetische Domänenstrukturen unterteilt nach Form, Lage, Bedeutung und Magnetisierungsrichtung.

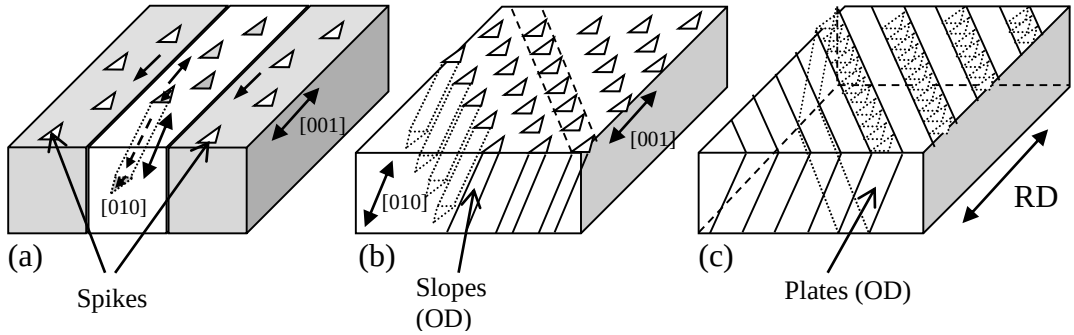


Abb. 1.3. Relevanteste Arten magnetischer Domänen und ihre Magnetisierung (siehe auch [A-1]).
(a) Bar-Domänen und Lancet-Spikes in [001]
(b) Oblique Lancet-Slopes in [010] oder [100]
(c) Oblique Plates in [010] oder [100]

Abb. 1.3 zeigt diverse magnetische **Domänentypen**, die bei alternierender und rotierender Magnetisierung beobachtet werden können. Es ist bekannt, dass bei einem kornorientierten Material im entmagnetisierten Zustand hauptsächlich **Bar-Domänen** zu sehen sind (Abb. 1.3a). Die Bar-Domänen besitzen gleiche Breite und sind durch Haupt-Blochwände voneinander getrennt. Die magnetischen Momente zweier benachbarter Bar-Domänen weisen je in die entgegengesetzte Richtung. Es ist ersichtlich, dass in jeder Bar-Domäne auch kleinere magnetische Strukturen vorhanden sind, sogenannte **Lancet-Komplexe**, kurz Lancets. Jedes Lancet besteht aus drei Domänen. Zwei **Lancet-Spikes** befinden sich an der unteren und der oberen Seite des Bleches. Die Spikes sind gegen die Magnetisierungsrichtung der Bardomänen magnetisiert. Zwischen den Lancet-Spikes im Inneren des Bleches befindet sich ein **Lancet-Slope** (ein „Schlauch“), dessen Magnetisierung mit der [100]- oder [010]-Kristallrichtung übereinstimmt. Zur

Minimierung der Streufeldenergie transportieren die Lancets den Fluss von der unteren Seite quer durch die Bar-Domäne nach oben (Abb. 1.3b).

Bei **rotierender Magnetisierung** steigt die Dichte der Lancets, sobald der Vektor ***B*** die RD verlässt. Mit erhöhter Dichte verbinden sich die Lancet-Slopes miteinander und bilden so genannte **Plates (**Abb. 1.3c). Plates – als plattenförmige Domänen) sind Diagonalstrukturen, die in einem Winkel von 45° zur RD und zur ND stehen. Mit der im Rahmen der vorliegenden Arbeit angewandten Kerreffekt-Methode sind nur die Domänen, die sich an der Oberfläche befinden (Bar-Domänen, Lancet-Spikes und Diagonal-Domänen) sichtbar. Die Lancets-Spikes sind aber ein Indiz dafür, dass oblique Domänen im Inneren des Materials vorhanden sind. Im Weiteren wird gezeigt, dass vor allem die Dichte obliquer Domänen der Hauptgrund für hohe Werte der Magnetostriktion darstellt. Eine ausführliche Untersuchung der magnetischen Domänen bei RM mit vielen Aufnahmen kornorientierter Proben wurde in der Diplomarbeit [A-1] präsentiert, die im Rahmen der vorliegenden Dissertation entstand.

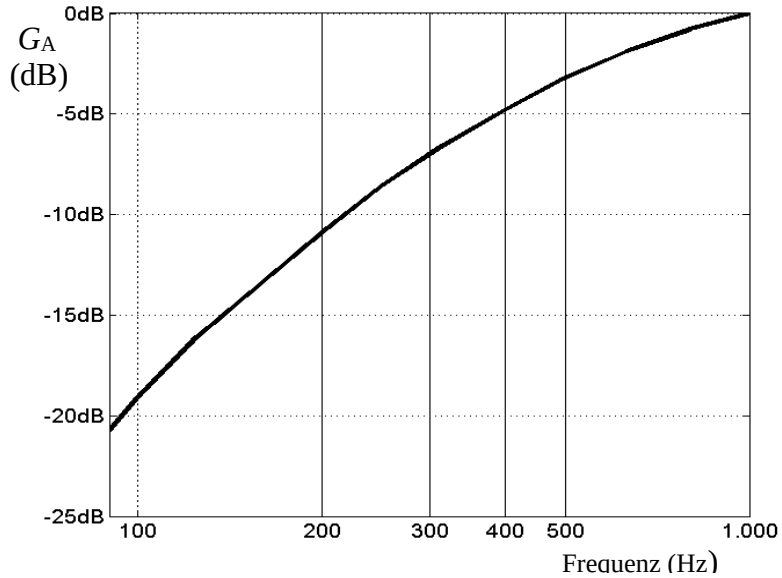


Abb. 1.4. Empfindlichkeit des menschlichen Gehörs. Bewertungsfilter A**.**

Zum **Spektrum der Magnetostriktion** ist allgemein bekannt, dass die Grundschwingung die doppelte Frequenz der Magnetisierung aufweist. Darüber hinaus entstehen aber in Abhängigkeit von vielen Parametern höhere Harmonische. Sie haben zwar eine kleinere Amplitude, sind jedoch maßgeblich für die **Wahrnehmung der Geräusche** durch das menschliche Ohr. Um die Empfindlichkeit des menschlichen Gehörs für die Harmonischen zu berücksichtigen wird üblicherweise eine so genannte A-Frequenzbewertung eingesetzt. Abb. 1.4 zeigt die Charakteristik des A-Bewertungsfilters für Frequenzen von 100 Hz bis 1000 Hz. Es ist deutlich sichtbar, dass die höheren Harmonischen bei 200 Hz, 300 Hz und 400 Hz einen bis zu 15 dB verstärkten Einfluss auf das menschliche Gehör haben. Wie schon erwähnt haben die Amplituden der höheren Harmonischen aber viel kleinere Werte als die der Grundschwingung. Die Intensität der höheren Harmonischen ist sehr stark von den untersuchten Impaktfaktoren abhängig, im Besonderen von DC-Bias.

Das **primäre Ziel dieser Arbeit** war herauszufinden, inwieweit die Impaktfaktoren der Verluste auch für die Magnetostriktion von Bedeutung sind. Diese beiden fundamentalen Eigenschaften des Kerns sollten miteinander in systematischer Weise verglichen werden. Die zentrale Frage zu Beginn der Arbeit war, ob die Erhöhung der Verluste auf Grund eines Impaktfaktors notwendigerweise auch einen Anstieg der MS bedeutet - wenn ja, können die präsentierten Untersuchungen der Industrie helfen, die Verluste und die Geräusche *gleichzeitig* zu reduzieren. Die zweite wichtige Aufgabe war, die Effekte auf Verluste und Magnetostriktion auch quantitativ abzuschätzen.

Wesentliches Ziel der Arbeit ist ein **Vergleich zwischen Magnetostriktion und Verlusten** als Funktion der wesentlichsten Impaktfaktoren. Die Fälle, in denen die MS und die Verluste entgegengesetzte Tendenzen aufweisen, werden ausführlich diskutiert. Um die Relevanz für die Industrie zu gewährleisten, wurden nur solche Magnetisierungsbedingungen simuliert, die auch in der Praxis auftreten. Zum Beispiel wurden die Amplituden der magnetischen Flussdichte auf Werte zwischen 1,3 T und 1,8 T eingestellt. Achsenverhältnisse grösser als $a = 0{,}5$ wurden nicht berücksichtigt, da sie keine Relevanz für die Industrie haben.

In Folgenden seien die **Inhalte der fünf Kapitel** der vorliegenden Arbeit kurz erläutert. **Kapitel 2** präsentiert die verwendeten Messmethoden sowohl für die Messung und Berechnung der Verluste nach dem elektrodynamischen und thermischen Prinzip, als auch für die Messung und Auswertung der Magnetostriktion. Das Kerreffektprinzip und Modifikationen der verwendeten Methode zur Beobachtung magnetischer Domänen mittels Kerreffektanlage inklusive der Probenvorbereitung werden beschrieben.

Kapitel 3 präsentiert umfangreiche Untersuchungen mittels RSST-Simulationen mit vielen Messergebnissen, die alle wichtigen Impaktfaktoren umfassen. In allen Fällen, in denen ein tieferes Verständnis des magnetostriktiven Verhaltens zufolge eines Impaktfaktors notwendig war, werden Bilder der magnetischen Domänen gezeigt, die zur Erklärung der Effekte dienen. Darüber hinaus wird eine Gegenüberstellung der Ergebnisse für Verluste und Magnetostriktion gezeigt, soweit sie industriell von Bedeutung ist.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit Messungen und Experimenten, die auf der Oberfläche oder im Inneren von Modelltransformatorkernen durchgeführt wurden. Für das Innere wird ein neuartiges Verfahren zur Messung der Verluste beschrieben. Eine Darstellung der regionalen Verteilung der magnetostriktiven Dehnung auf der einen Seite und der Verluste auf der anderen erfolgt für zwei industrierelevante Transformatorkerne:

- einen einphasigen Modellkern mit zwei Schenkeln gestapelt aus HGO-Material der Type 23ZH90, und
- einen dreiphasigen Modellkern mit drei Schenkeln gestapelt aus CGO-Material der Type 30 M5

  unter Berücksichtigung auch von DC-Magnetisierung.

Kapitel 5 präsentiert einen systematischen Vergleich zwischen der Magnetostriktion und den Verlusten. Besonderer Wert wird auf den Einfluss eines möglichen z-Flusses im Corner-Bereich und im T-Joint gelegt.

Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und eine ausführliche Diskussion über die praktische Relevanz der erzielten Erkenntnisse für die Industrie. Ein Ausblick erfolgt bezüglich dem Bedarf weiterer Untersuchungen. Die Arbeit endet mit einer umfangreichen Liste der wesentlichsten Schlussfolgerungen.

1.2. Stand der Forschung

In den letzten Jahren versuchten die Forscher weltweit, die Methoden zur Messung der Magnetostriktion zu verbessern, um die schwer zu erfassenden zunehmend niedrigen Werte neuartiger Materialien möglichst präzise zu messen und auszuwerten. Diverse Materialien wurden untersucht, sowohl unter einem AC-Feld als auch unter einem DC-Feld, mit dem Ziel einer effektiven Beurteilung der Impaktfaktoren der Magnetisierung. Der folgende Absatz gibt einen **Überblick zum Stand der Forschung etwa der letzten 15 Jahre**.

Die traditionelle Methode zur Bestimmung der Magnetostriktion verwendet **Dehnungsmesstreifen**. Die jüngsten Verbesserungen der Technik betreffen dabei vor allem die rotierende Magnetisierung (RM). **Multidirektionale Messungen** sind notwendig, um das vollständige magnetostriktive Verhalten eines Materials zu beschreiben. Um solche Messungen durchführen zu können, werden mindestens drei Dehnungsmesstreifen benötigt (siehe nächstes Kapitel). Von Techniken mit zwei einzelnen Sensoren (nicht für multidirektionale Magnetostriktion geeignet) wurde in *ENOKIZONO (1990)* und mit drei Sensoren in *HASENZAGL (1996)*, aber auch mit kombinierten Sensoren in *ENOKIZONO (1999)* und *SOMKUN (2012)* berichtet. In vielen Forschungsarbeiten (siehe *HASENZAGL 1996, KRELL 2000a*) wurden **großflächige Sensoren** verwendet, um über die großen Körner der modernen Materialien zu mitteln. Extrapolation der Magnetostriktion für die „off-plane"-Richtung (z-Richtung) wurde für RM in *PFÜTZNER (1996)*, und in *KAI (2012)* durchgeführt. Diverse Analysen der MS wurden bezüglich der RM im Zeitbereich in *HASENZAGL (1996), KAI (2012)* und in *PFÜTZNER (2005)* präsentiert.

Eine Zusammenfassung aller relevanten Messtechniken inklusive äußerst selten verwendeten Methoden zur MS-Messung – so wie der Dilatometrie - wurde in *EKREEM (2007)* gegeben. Eine sehr häufig verwendete Alternative zur Messstreifentechnik sind die **optischen Methoden**. Diese können je nach dem technischen Prinzip in drei verschiedene Gruppen unterteilt werden:

- **Laser-Doppler-Vibrometer** (siehe *MOGI 1996, YAMAMOTO 1997, NAKASE 1998, 1999,* und *HIRANO 2003*),
- **Lichtwellenleiter-Displacement-Detektor** (siehe *SAMATA 2000*), und

- **Laserinterferometrie** (siehe *HASENZAGL 1997*, *GHALAMESTANI 2010*, *2012*).

Vorteile optischer Methoden sind die sehr **hohe erzielbare Auflösung** einerseits und die **schonende Wirkung auf die Probe** anderseits, da keine mechanische Verbindung mit der Oberfläche benötigt wird. Der große Aufwand und die reduzierte Stabilität der Messung sind jedoch von Nachteil. Die optischen Methoden sind auch kaum für direkte Messungen auf der Kernoberfläche geeignet, da die Vibrationen beim Betrieb des Transformators stark die optischen Sensoren und daher die Messergebnisse beeinflussen. Eine andere Technik zur Magnetostriktionsmessung verwendet präzise **Beschleunigungssensoren** (siehe *ANDERSON 2000*, und *JAVORSKI 2012*). Bei der Untersuchung der Magnetostriktion hat sich auch die **Rasterelektronenmikroskopie** gut bewährt (siehe *PAPAGEORGOPOULOS 2004*).

Für sehr **spezifische Untersuchungen** sei hier zunächst nur ein kurzer Überblick gegeben: Magnetostriktions-Messungen, die auf der Oberfläche eines Kerns durchgeführt wurden, beschränken sich auf eine einzige eigene Arbeit [A-9]. Die Effekte Rotierender Magnetisierung inklusive Vibrationsmessungen mit Hilfe von Beschleunigungssensoren wurden in *MOSES (1974)* und *WEISER (2000)* beschrieben, unter Verwendung eines Laser-Dopler-Vibrometers in *HIRANO (2003)*, *LAHN* (*2012*). Untersuchungen von Geräuschentwicklungen mit Hilfe von diversen Mikrophon-Techniken finden sich in *YABUMOTO* (*1997*), *ANDERSON* (*2000*), *GIRGIS* (*2008a, 2008b*) und in *SNELL* (*2008*). Displacements anhand von Magnetostriktions-Daten wurden für AM in *HILGERT* (*2007a*) und *GIRGIS* (*2008c*) diskutiert, für RM in *KRELL* (*2000a*). Bei der Untersuchung der MS haben sich numerische und analytische Methoden als Hilfsmittel erwiesen (siehe *DUPRE 2003*, und *VANDEVELDE 2003*), unter anderem auch bei Einsatz von neuralen Netzen (siehe *HILGERT 2007b*).

Viele Forscher versuchten das magnetostriktive Verhalten der Materialien mit Hilfe **magnetischer Domänen** zu interpretieren, sowohl für AM (siehe *BAN, 2003*) als auch für RM (siehe *PFÜTZNER 1996*, *YAMAGUCHI 2008*). Die verwendeten Methoden zur Beobachtung der Domänen beruhen meistens auf der Kerreffekt-Technik (*YAMAMOTO 1997*, [A-1, A-2]). Eine andere Möglichkeit ist die weiter oben erwähnte Rasterelektronenmikroskopie, mit der auch die Domänen knapp unter der Probendeckfläche beobachtet werden können. Der wesentlichste Vorteil des Elektronenmikroskops gegenüber der Kerreffektanlage ist aber wohl, dass die Probenoberfläche vorher keine Präparation benötigt.

Bezüglich den **Impaktfaktoren** wurde die signifikante Rolle der mechanischen Beanspruchung in *SABLIK (1993)*, *KRELL (2000b)*, *ANDERSON (2000)*, *(2007)*, *BUIRON (2001)*, *DUPRE (2003)*, *SOMKUN (2010)*, *(2012)*, *KAI (2012)*, *KLIMCZYK (2012)*, und *TADA (2013)* für AM und in *KRELL (2000c)* für RM studiert. Weiters wurde über die Rolle der Harmonischen bei AM in *KIM (2000)*, und *JAVORSKI (2012*) und bei RM in [A-10] berichtet. Darüber hinaus wurde der Einfluss der DC-Magnetisierung für AM in *MAEDA (1996)* und *BAI (2011)* studiert. Untersuchungen zu RM erfolgten erstmals im Rahmen der vorliegenden Arbeit. Dies gilt auch generell für Magnetostriktionsmessungen am fertigen magnetischen Kern.

1.3 Ziele der Arbeit

Aus dem Obigen folgt, dass der bisherige Schwerpunkt von weltweiten Untersuchungen in sehr klarer Weise auf den **Verlusten** lag. Sehr viele Experimente behandelten die für den praktischen Fall industrieller Anwendungen typischen Einflussfaktoren. Für alternierende Magnetisierung in Walzrichtung wurden Abhängigkeiten von Spitzenwerten und Verzerrungen der Induktion untersucht, aber auch Einflüsse von DC-Bias. Für rotierende Magnetisierung wurde vor allem die Bedeutung des Achsenverhältnisses untersucht. Verlustmessungen wurden auch in den verschiedenen Bereichen von Modelltransformatoren vorgenommen.

Hauptziel der vorliegenden Arbeit war es, in vergleichender Weise zu untersuchen, inwieweit die genannten Faktoren auch für die **Magnetostriktion** wesentlich sind. Darüber hinaus sollten aber auch weitere Faktoren überprüft werden, die bisher nicht einmal bezüglich der Verluste analysiert wurden, andererseits aber industriell bedeutungsvoll sind.

Insgesamt wurde die Zielsetzung der Arbeit somit auf folgende **Mechanismen** ausgedehnt:

- Alternierende Magnetisierung in Walzrichtung und in andere Richtungen mit Hinblick auf Magnetostriktion in verschiedenen Richtungen der Materialebene.
- Rotierende Magnetisierung bei Betrachtung der multidirektionalen Magnetostriktion bei systematischer Unterscheidung von Momentanwerten und Spitzenwerten.
- Relevanz der Magnetisierungsmuster und der Dynamik der Magnetisierung.
- Relevanz von magnetischen Gleichflüssen in der Blechebene, aber auch normal zu ihr.
- Analysen der Magnetostriktion an fertigen magnetischen Kernen unter Berücksichtigung auch von Gleichflüssen in der Blechebene.

Erstmals sollten diese Faktoren in systematisch vergleichender Weise untersucht werden, als Basis für industrielle Maßnahmen, die *gleichzeitige* Verringerungen von Verlusten und Geräuschen zum Ziel haben.

Kapitel 2:
Mess- und Analysemethoden

2.1. Rotational Single Sheet Tester

Um den Einfluss der verschiedenen Impaktfaktoren (der Form des Musters, des Achsenverhältnisses, der Winkelgeschwindigkeit etc.) auf die Magnetostriktion zu studieren, sind sehr genaue Simulationen notwendig. Elliptische und rhombische Muster mit verschiedenem Achsenverhältnis und unterschiedlicher Dynamik wurden mit Hilfe einer speziell dafür gebauten (*HASSENZAGL 1997*) und im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten Apparatur, dem so genannten **Rotational Single Sheet Tester** (RSST; siehe Abb. 2.1) durchgeführt. Im Gegensatz zu an anderen Labors existierenden Geräten, die meistens quadratische Proben für die Simulation rotierender Magnetisierung verwenden und zweiphasig sind, hat der hier verwendete RSST eine hexagonale Form und verfügt über ein dreiphasiges Erregersystem. Der Vorteil dieses Aufbaus liegt darin, dass die harten Richtungen der hochkornorientierten Materialien sehr kräftig unterstützt werden.

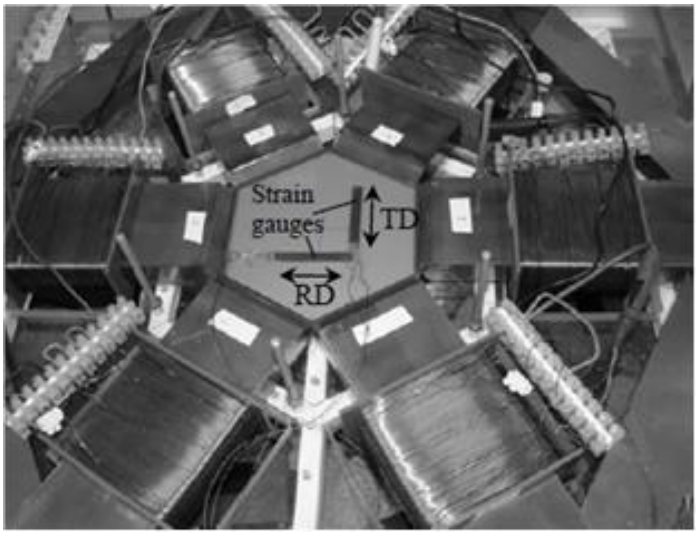


Abb. 2.1. Ansicht des dreiphasigen Rotational Single Sheet Testers (RSST) mit hexagonaler Probe im zentralen Bereich. Zwei lange Dehnungsmessstreifen (ein in RD und ein zweiter in TD) sind zur MS-Messung an der Oberfläche der Probe festgeklebt. Für multidirektionale Messungen wird ein zusätzlicher dritter Messstreifen in 30° zur RD eingesetzt.

Die **Messapparatur** besteht aus sechs Magnetisierungspolen, an denen die Erregerspulen angebracht sind (Abb. 2.1). Die Spulen werden von sechs Leistungsverstärkern (Typ PA612B, Firma HERO) eingespeist, um ausreichende Durchflutung für das jeweilige Magnetisierungsmuster zu erzielen. Um einen deutlich stärkeren magnetischen Fluss in

der jeweiligen Richtung zu erzeugen, wurden außerdem die Polen mit den Erregerspulen zugespitzt. Die untersuchten Materialien, bestückt mit den jeweiligen Sensoren (Messstreifen oder Thermistoren) befinden sich im zentralen Bereich des RSST (siehe Abb. 2.1).

Hexagonale Proben mit einem großen Durchmesser von ca. 16 cm der Materialtypen

- hochkornorientiertes Material (HGO) SiFe - ZDKH23 von NSC (Dicke 230 µm),
- kornorientiertes Material (GO) SiFe – 30M5 von NSC (Dicke 300 µm) und
- kornorientiertes Material (GO) SiFe – C130-30 von Thyssenkrupp (Dicke 300 µm).

wurden für die Messungen verwendet. Die relativ großen Proben ermöglichen eine ausreichende Mittelung über mehrere Körner, welche bei HGO-Materialien bis zu 1 cm groß sind.

2.1.1. Erfassung des Magnetisierungsmusters

Die Funktionsweise der RSST-Regelung verlangt eine ständige Überwachung der Flussdichtewerte in der RD und in der TD, um die Magnetisierungsmuster in der erwünschten Form zu regeln. Die Genauigkeit der Verlustmessung hängt unter anderem stark von der präzisen Erfassung des Zeitverlaufes der Flussdichten in den beiden Richtungen ab.

Die Erfassung der Flussdichten erfolgte durch das Einbringen zweier **Induktionsmessspulen**. Diese werden jeweils in der RD und in der TD durch je zwei Bohrungen pro Messrichtung im zentralen Bereich der hexagonalen Probe eingesetzt (siehe Abb. 2.2). Der Abstand zwischen den Bohrlöchern betrug ca. 40 mm. Die Lochdurchmesser wurden mit etwa 500 µm angesetzt, um die Homogenität des Feldes möglichst wenig zu beeinträchtigen. In *HASENZAGL (1998)* wurde das eingestellte Magnetisierungsmuster im zentralen Bereich auch an verschiedenen andere Positionen der Probe überprüft. Die Messergebnisse zeigten, dass das eingestellte Muster im zentralen Bereich als repräsentativ für den Großteil der Probe angenommen werden kann, abgesehen von gewissen Abweichungen.

Eine mögliche Fehlerquelle bei den Messungen ist der mit den Induktionsspulen erfasste **Luftfluss**. Bei der Probenvorbereitung wird es versucht, die Drähte der Induktionsspulen möglichst anzuspannen um einen sehr engen Kontakt zu der Probenoberfläche herzustellen. Trotzdem werden die Drähte bedingt durch die vielen Messungen immer lockerer, was dazu führt, dass kleine Luftspalte zwischen den Drähten und der Probenoberfläche entstehen. Bei höheren Werten von $\boldsymbol{H}$ kommt das Material in Sättigung, die Permeabilität wird kleiner, und als Resultat daraus entsteht ein Luftfluss, der mit den

Induktionsspulen erfasst wird. Die Miterfassung des Luftflusses kann zu Fehlern bei der Messung der Induktion und daher zur falschen Verlustberechnung führen.

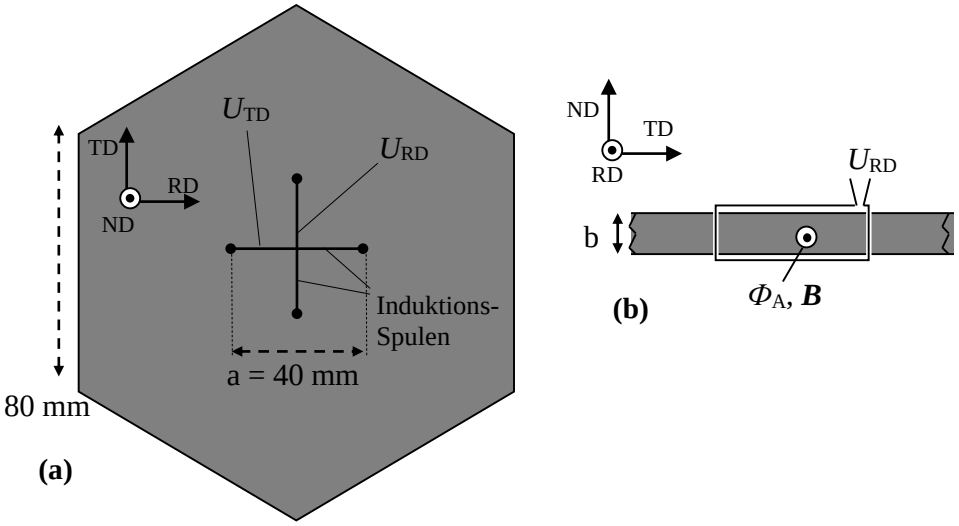


Abb. 2.2. Hexagonale Probe des untersuchten Materials.
(a) Oberfläche der weichmagnetischen Probe. Die Spulen zur Flussdichtemessung sind im zentralen Bereich eingesetzt.
(b) Querschnitt der Probe.

Die **präzise Positionierung der Probe** im RSST ist auch mitentscheidend für die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Messungen unabhängig von der Intensität des Feldes. Darüber hinaus müssen die eingesetzten Induktionsspulen exakt in der RD und in der TD liegen, was die Anforderungen an das Durchbohren der Probe deutlich erhöht. Es soll auch sichergestellt werden, dass die Induktionsspulen parallel zu der unterhalb der Probe liegenden zweidimensionalen Tangentialfeldspule liegen. Kleinste Abweichungen zwischen den Achsen der Tangentialfeldspule können nach *PFÜTZNER, 2007* zu wesentlichen Fehler führen.

Über das **Induktionsgesetz** wird der Zusammenhang zwischen dem magnetischen Fluss Φ und in der RD gemessenen Spannung bekanntlich nach folgender Beziehung hergestellt:

$$u_{\mathrm{B,RD}}(t) = \frac{\partial \Phi(\mathcal{A})}{\partial t} \quad . \tag{2.1}$$

Die elektrische Umlaufspannung $U_{\mathrm{B,RD}}(t)$ ist also gleich der zeitlichen Ableitung des Flusses Φ durch das Flächenstück. Angenommen, dass sich die Flussdichte homogen in der RD der Probe verteilt, wird die Flussdichte in der RD zu

$$B_{\mathrm{RD}}(t) = -\frac{1}{A}\int_0^t U_{\mathrm{B,RD}}(t')dt' \tag{2.2}$$

bestimmt. Da die Beschichtung der Probe viel leichter als das Material selbst ist, wurde zur Berechnung des Flächeninhalts die Masse *m* des Materials gemäß

$$A = \frac{m.\rho}{b} \tag{2.3}$$

verwendet. ρ ist dabei die Massendichte des untersuchten Materials und a der Abstand zwischen den Löchern (ca. 40 mm). Die Vorgehensweise zur Bestimmung von $B_{\mathrm{TD}}(t)$ erfolgte nach der gleichen Systematik. Schlussendlich ergibt sich der Vektor der magnetischen Flussdichte $\boldsymbol{B}(t)$ aus der Vektorsumme der beiden Komponenten gemäß

$$\boldsymbol{B}(t) = \boldsymbol{B}_{\mathrm{RD}}(t) + \boldsymbol{B}_{\mathrm{TD}}(t).^{2} \qquad (2.4)$$

Bekanntlich kann mit dieser Methode nur der Wechselanteil, nicht aber der **Gleichanteil $\Delta \boldsymbol{B}$ der Induktion** erfasst werden. Bei Experimenten mit DC-Bias war dessen Bestimmung ein kritisches Problem der vorliegenden Arbeit. Eine Abschätzung gelang nur näherungsweise über Messung des dem eingeprägten B-Feld resultierenden H-Muster mittels einer zweidimensionalen Tangentialfeldspule (siehe nächstes Unterkapitel). Wie in Abb. 2.3 skizziert, wurde die DC-Magnetisierungskurve als Basis verwendet. Aus einem vorgegebenen Induktions-Spitzen-Spitzenwert B_{PP} für einen Feldverlauf $H(t)$ wurde der Feld-Spitzen-Spitzenwert H_{PP} ermittelt und – quasi im Versuchsverfahren - in das B/H-Diagramm so eingepasst, dass B_{PP} resultiert. Entsprechend dem resultierenden vertikalen Versatz wurde letztlich ΔB abgeschätzt. Zunächst wurde die Methode nur für die RD verwendet.

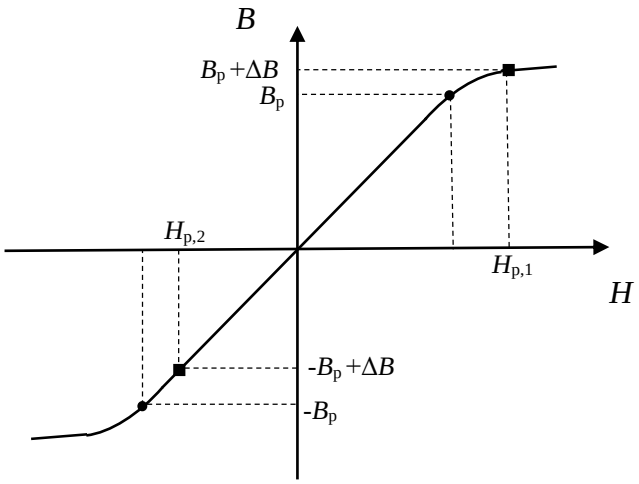


Abb. 2.3. Verwendete Methodik zur Abschätzung des Gleichanteiles der Induktion durch „Einpassen“ der Spitzen-Spitzen-Werte in den bekannten B/H-Zusammenhang (vergl. Text).

Eine weitere Möglichkeit zur groben Gleichfeld-Abschätzung liefern die mittels Kerreffekt aufgenommenen magnetischen **Bar-Domänen (**Abb. 2.4b). Zur Erzielung eines repräsentativen Resultates ist dabei über N-Domänenpaare zu mitteln, wobei N möglichst groß sein sollte. Die Abschätzung von ΔB erfolgte letztlich aus dem Mittelwert der Differenzen der Breiten von dunkel bzw. hell erscheinenden Domänen (Abb. 2.4a) gemäß

$$B = \frac{1}{N}\sum_{i}^{N} \frac{d_{D,i} - d_{H,i}}{d_{D,i} + d_{H,i}} \cdot B_s \qquad , \qquad (2.5)$$

[2] $\boldsymbol{B}_{\mathrm{RD}} = B_{\mathrm{RD}}\boldsymbol{e}_{\mathrm{RD}}$ und $\boldsymbol{B}_{\mathrm{TD}} = B_{\mathrm{TD}}\boldsymbol{e}_{\mathrm{TD}}$.

wobei d_D und d_H die Breiten der dunkel bzw. der hellen Domänen sind. B_s ist die Sättigungsflussdichte des jeweiligen Materials, und N ist die Anzahl der für die Berechnung verwendeten Bar-Domänen Paare. Je mehr Domänen erfasst werden, desto genauer wird die Abschätzung der Flussdichte sein. Eine grobe Schätzung der Flussdichte anhand von nur vier Bar-Domänen ergibt für das Beispiel von Abb. 2.4b einen Wert von ca. 1,2 T. Zum Schluss wird dann ΔB als Differenz der beiden Fälle mit bzw. ohne DC bestimmt entsprechend

$$\Delta B = B - B_{\text{ohne DC}} \quad . \tag{2.6}$$

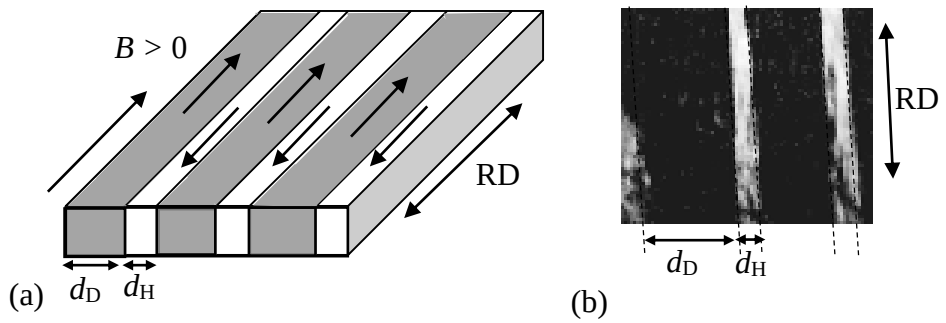


Abb. 2.4. Verwendete weitere Methodik zur groben Abschätzung des Gleichanteiles der Induktion aus den Breiten der Bar-Domänen (vergl. Text).
(a) Skizze der Bar-Domänen.
(b) Mit MOKE aufgenommenes Bild als Beispiel.

Zur schon erwähnten Erfassung der magnetischen Feldstärke wurde eine spezielle zweidimensionale **Tangentialfeldspule** (Abb. 2.5) verwendet, die gleichzeitig die Komponente in RD und in TD misst. Die Spule befindet sich unterhalb der Probe. Der Vorteil einer solchen Ausführung besteht darin, dass die Oberseite des untersuchten Materials frei bleibt. Für die vorliegende Arbeit war die **freie Oberfläche** von großer Bedeutung und wurde einerseits für die Positionierung der langen Messstreifen und anderseits für das Anbringen einer Luftspule zur Simulation eines in der normalen Richtung (senkrecht zur xy-Ebene) existierenden Flusses[3] verwendet.

Das Prinzip der Erfassung der magnetischen Feldstärke mit der Tangentialfeldspule sei im Folgenden kurz beschrieben. Ausgehend vom **Durchflutungssatz** kann die **Sprungbedingung der Tangentialfeldstärke** hergeleitet werden (siehe *PRECHTL*, 1994)

$$[\![\boldsymbol{H}_t]\!] = \boldsymbol{K} \times \boldsymbol{e}_n \quad , \tag{2.7}$$

wobei $\boldsymbol{K}$ der Vektor der Flächenstromdichte und $\boldsymbol{e}_n$ der normale Richtungsvektor zur Oberfläche sind. Aufgrund der kleinen Dicke der isolierenden Beschichtung der Probe und der niedrigen Frequenz der Magnetisierung (50 Hz, Skin-Effekt ist vernachlässigbar klein) kann angenommen werden, dass die Flächenstromdichte gleich null ist. Das bedeutet für die Tangentialfeldkomponente, dass sie an der Oberfläche stetig ist oder mit

[3] Der Fluss in der normalen Richtung wird in der Fachliteratur oft als z-Fluss oder off-plane Fluss bezeichnet.

anderen Worten, dass die gemessene Feldstärke außerhalb der Probe gleich der Feldstärke innerhalb des Materials ist, entsprechend

$$H_{\mathrm{L,RD}} = H_{\mathrm{RD}} \quad . \quad (2.8).$$

Dem Induktionsgesetzt entsprechend wurde der Zeitverlauf der Feldstärke im Material (in der RD) unter Verwendung von Gl. 2.8 zu

$$H_{RD}(t) = \frac{1}{\mu_0 NA}\int_0^t U_H(t')dt' \quad . \quad (2.9)$$

bestimmt. In Analogie zur Flussdichte $\boldsymbol{B}$(t) ergibt sich der Vektor der magnetischen Feldstärke aus der Vektorsumme der beiden orthogonalen Komponenten H_{RD} und H_{TD}[4] zu

$$\boldsymbol{H}(t) = \boldsymbol{H}_{\mathrm{RD}}(t) + \boldsymbol{H}_{\mathrm{TD}}(t)^{5} \quad . \quad (2.10)$$

Das Hauptproblem der Tangentialfeldspule ist mangelnde Präzision bei höheren Flussdichten in der Nähe der Sättigung. In diesem Fall entstehen Streuflüsse, die Messfehler bewirken können.

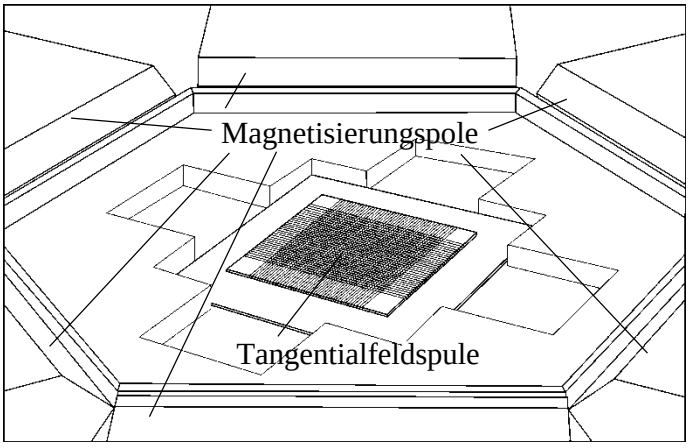


Abb. 2.5. Tangentialfeldspule zur gleichzeitigen Messung der Feldstärken in der RD und in der TD nach *SABIC* (*2011*).

2.1.2. Regelung des RSST

Der komplizierteste Teil des RSST ist die Regelung. Diese wurde nach dem Aufstiegsverfahren (hill climbing) entwickelt und kann einen beliebigen zeitlichen Verlauf (4000 Augenblickswerte) des Vektors der magnetischen Flussdichte mit einer mittleren quadratischen Abweichung von nur 0,2% - sprich mit einer sehr hohen Genauigkeit - simulieren. Diese kleine Abweichung ist von großer Bedeutung, hauptsächlich für die beiden harten Richtungen des Materials, in denen die effektive

[4] Die Erfassung von H_{TD} erfolgt nach dem gleichen Prinzip wie H_{RD}.
[5] $\boldsymbol{H}_{\mathrm{RD}} = H_{\mathrm{RD}}\boldsymbol{e}_{\mathrm{RD}}$ und $\boldsymbol{H}_{\mathrm{TD}} = H_{\mathrm{TD}}\boldsymbol{e}_{\mathrm{TD}}$.

Permeabilität extrem klein ist. Das bedeutet, dass sogar kleinste Abweichung von $\boldsymbol{B}$ einer viel höheren Abweichung von $\boldsymbol{H}$ entspricht.

Die Funktionsweise der Regelung lässt sich zusammengefasst wie folgt darstellen:

- Es wird ein bestimmtes Magnetisierungsmuster vorgegeben, das sich aus den Zeitverläufen der beiden orthogonalen Komponenten $\boldsymbol{B}_{\mathrm{RD}}$ und $\boldsymbol{B}_{\mathrm{TD}}$, die Sollwerte zusammensetzt.
- Der Regelungsalgorithmus misst ständig die Spannungen $u_{\mathrm{B,RD}}(\mathrm{t})$ und $u_{\mathrm{B,TD}}(\mathrm{t})$
- Aus den gemessenen Spannungen werden die Istwerte, die momentanen Flussdichten in RD und TD bestimmt (siehe Gl. 2.2).
- Die Regelung vergleicht die Istwerte mit den Sollwerten (vorgegebenes Magnetisierungsmuster) und berechnet die Abweichungen. Dann steuert sie die drei Erregerspannungen, die Stellgrößen so aus, dass ein Minimum der Abweichungen erzielt wird.
- Gleichzeitig werden die magnetischen Feldstärken mit der zweidimensionalen Tangentialfeldspule erfasst.
- Schließlich erfolgt aus den gemessenen und eingestellten Größen eine direkte Berechnung der Verluste nach dem elektrodynamischen Prinzip (siehe 2.2.1).

Eine ausführliche Beschreibung der Regelung und ihrer genauen Funktionsweise sind in *KRISMANIC* (*2002*) zu finden.

Die Entstehung dieser Arbeit war nur möglich aufgrund der bestehenden RSST-Apparatur, mit der die Simulation der beliebigen (elliptischen, rhombischen und etc.) Muster machbar ist. Darüber hinaus ermöglicht der RSST die Untersuchung der Verluste und Magnetostriktion unter RM mit einer unterschiedlichen Vektordynamik (unterschiedlicher Winkelgeschwindigkeit). Auch Untersuchung der Domänen bei RM wurde auch mit Hilfe der bestehenden RSST-Apparatur durchgeführt. Nicht zuletzt haben die hohe Präzision der eingestellten Muster und ihrer Reproduzierbarkeit - sogar bei hohen Induktionswerten - die systematischen Untersuchungen und die Gegenüberstellung der verschiedenen Materialien ermöglicht.

Für die vorliegende Arbeit war die Simulation der **Winkelgeschwindigkeit** von besonderem Interesse. In der Fachliteratur wurden bei rotierender Magnetisierung am häufigsten kreisförmige Muster und in wenigen Fällen auch elliptische Muster, die kaum praktische Bedeutung für die Transformatorkerne haben, untersucht. Die Muster ergeben sich einfach aus der kartesischen Darstellung von zwei um 90° phasenverschobenen Sinussignale gemäß

$$B_{\mathrm{RD}}(t) = \hat{B}_{\mathrm{RD}} \cdot sin(2\pi \cdot f_0 \cdot t) \tag{2.11}$$

und

$$B_{\mathrm{TD}}(t) = a\hat{B}_{\mathrm{RD}} \cdot cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t) \quad , \tag{2.12}$$

wobei a_1 ist das Achsenverhältnis und f_0 die Grundfrequenz sind.

Die Winkelgeschwindigkeit[6] ergibt sich aus der ersten Ableitung der Phasenverschiebung nach der Zeit zu

$$\omega(t) = \frac{\mathrm{d}(\arctan(\frac{B_{\mathrm{TD}}}{B_{\mathrm{RD}}})}{\mathrm{d}t} = \frac{a \cdot 2\pi \cdot f_0}{1 + a^2 \cdot tan^2(2\pi \cdot f_0 \cdot t) \cdot cos^2(2\pi \cdot f_0 \cdot t)} \quad . \tag{2.13}$$

Aus der Gleichung ist ersichtlich, dass $\omega(t)$ bei konstantem Achsenverhältnis *a* nur von der Zeit *t* abhängig ist und bei rein-sinusförmigen Verläufen nicht eingestellt werden kann. Die realen Muster haben einen anderen Zeitverlauf der Winkelgeschwindigkeit, der sich in Abhängigkeit von Material, Art der Stapelung und Magnetisierung ändern kann. In den meisten Fällen hält sich der Magnetisierungsvektor möglichst kurz in der TD auf und relativ lange in RD (siehe Kapitel 4, Abb. 4.6), was einer hohen maximalen Winkelgeschwindigkeit in TD entspricht. Dieses Verhalten kann mit reinen Sinusverläufen nicht simuliert werden.

Um bei konstantem Achsenverhältnis die Winkelgeschwindigkeit zu ändern wurde in Zusammenarbeit mit *SABIC 2011* ein neues Verfahren entwickelt. Mit Hilfe des Regelungsalgorithmus des RSST können diverse Magnetisierungsmuster (elliptisch, rhombisch, schief-rhombisch etc.) durch Vorgabe von mehreren Punkten in der xy-Ebene dargestellt werden. Damit kann nicht nur die Form, sondern auch $\omega(t)$ eingestellt werden. Die Problematik lag darin, die eingestellten Muster zu reproduzieren. Beliebige Magnetisierungsmuster ergeben sich aus nicht-sinusförmigen Spannungsverläufen. Diese wurden in MATLAB gespeichert. Dann werden die zugehörigen Entwicklungskoeffizienten der Amplituden der einzelnen Schwingungen mit Hilfe der Fourier-Reihenentwicklung in RD und TD gemäß

$$C_{\mathrm{k,RD,TD}} = \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} U_{\mathrm{RD,TD}}(t)\, e^{-jk2\pi f_1 t} \tag{2.14}$$

bestimmt. Die ersten zehn Koeffizienten wurden gespeichert. Die Spannungen wurden in LABVIEW wiedergegeben als

$$U_{\mathrm{RD,TD}}(t) = \sum_{k=1}^{10} C_k e^{j2\pi k f_1 t}. \tag{2.15}$$

Die restlichen Koeffizienten waren unnötig, da sich die Approximation für die verwendeten Muster ausreichend war. Durch dieses Verfahren können beliebige Muster generiert werden und der Zeitverlauf der Winkelgeschwindigkeit kann vorgegeben werden.

[6] Siehe *SABIC 2011*

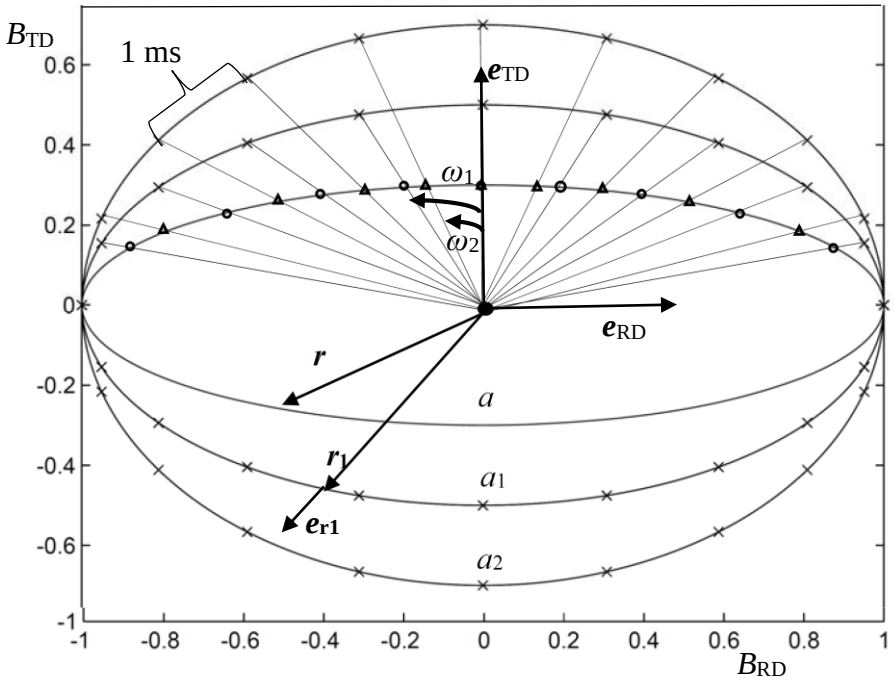


Abb. 2.6. Abbildungen von zwei Ellipsen mit Achsenverhältnissen a_1 und a_2 auf Ellipse mit Achsenverhältniss a. Der Zeitabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Punkten beträgt 1ms.

Eine andere bestehende Methode wurde für die **Einstellung der Winkelgeschwindigkeit** im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Bei dem Verfahren, das allerdings nur für elliptische Mustern einsetzbar ist, war keine Fourier-Reihenentwicklung notwendig. Dieses Verfahren bildet eine vordefinierte Ellipse mit einem Achsenverhältnis a_1 auf Ellipse mit anderem Achsenverhältnis a ab (siehe Abb.2.6). Bekanntlich kann eine Ellipse aus Summe von zwei orthogonalen Komponenten (Gl.2.11 und Gl.2.12) in Vektorform gemäß

$$\boldsymbol{r_1}(t) = \hat{B}_{\mathrm{RD}} \cdot sin(2\pi \cdot f_0 \cdot t)\boldsymbol{e_{RD}} + a_1 \hat{B}_{\mathrm{RD}} \cdot cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t)\boldsymbol{e_{RD}} \quad (2.16)$$

entwickelt werden. Der gemeinsame Richtungsvektor ergibt sich dann zu

$$\boldsymbol{e_{r_1}} = \frac{\boldsymbol{r_1}}{r_1} = \frac{sin(2\pi \cdot f_0 \cdot t)}{\sqrt{sin^2(2\pi \cdot f_0 \cdot t) + a_1 \cdot sin^2(2\pi \cdot f_0 \cdot t)}}\boldsymbol{e_{RD}} + \frac{cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t)}{\sqrt{sin^2(2\pi \cdot f_0 \cdot t) + a_1 \cdot sin^2(2\pi \cdot f_0 \cdot t)}}\boldsymbol{e_{TD}} =$$

$$= \frac{r_{\mathrm{RD}}}{r_1}\boldsymbol{e_{RD}} + \frac{r_{\mathrm{TD}}}{r_1}\boldsymbol{e_{TD}} \quad (2.17)$$

Schließlich wird die neue Ellipse durch Multiplikation ihrer Amplituden mit den Komponenten des Richtungsvektors gemäß

$$\boldsymbol{r}(t) = \hat{B}_{\mathrm{RD}} \cdot \frac{r_{\mathrm{RD}}}{r_1}\boldsymbol{e_{RD}} + a \cdot \hat{B}_{\mathrm{RD}} \cdot \frac{r_{\mathrm{TD}}}{r_1}\boldsymbol{e_{TD}} \quad (2.18)$$

konstruiert. Gl. 2.18 stellt die abgebildete Ellipse mit dem erwünschten Achsenverhältnis a dar (siehe Abb. 2.6).

Abb. 2.6 zeigt, dass durch die Wahl des Achsenverhälnisses der ursprünglichen Ellipse bleibt die Form der abgebildeten Ellipse gleich, aber die Winkelgeschwindigkeit ändert

sich (siehe Abb.2.6). So zum Beispiel für die Ellipsen mit a_1 und a_2 ergeben sich zwei unterschindliche Winkelgeschwindigkeiten ω_1 bzw ω_2. Die abgebildete Ellipse übernimmt die Winkelgeschwindigkeit der ursprünglichen Ellipse. Mit anderen Worten erfolgt die Einstellung der Winkelgeschwindigkeit über die Änderung des Achsenverhältnises der urspünglichen Ellipse.

2.2. Bestimmung der Ummagnetisierungsverluste

Die nominellen Ummagnetisierungsverluste der im Rahmen der Arbeit verwendeten Materialien wurden durch **standardisierte Messverfahren** bestimmt. Das sind messtechnische Verfahren, die auf dem elektrodynamischen Prinzip beruhen (siehe nächstes Unterkapitel). Einerseits erfolgten Messungen durch die Projektpartner **Siemens Transformers Linz** und **ABB Transformers Ludvika** durch Single Sheet Tester (SSTs). Problemspezifische Messungen erfolgten mittels des RSST (siehe Unterkapitel 5.2) und auch mit Hilfe eines modifizierten Epstein Rahmens [A-13] und [A-14].

Ein Schwerpunkt der Arbeit wurde auf multidirektionale Effekte bei Mitwirkung auch von z-Fluss gelegt. Wie im Weiteren (Abschnitt 2.2.1) diskutiert, versagt dabei das elektrodynamische Messprinzip. Stattdessen wurde der RSST durch eine thermische Messeinrichtung erweitert. Es wurden sehr empfindliche Thermistoren verwendet, welche die nur mK betragenden Temperaturunterschiede gut erfassen.

2.2.1. Elektrodynamische Methode

Bekanntlich beruht die Berechnung der Verluste nach der elektrodynamischen Methode auf dem **Poynting-Vektor**

$$\boldsymbol{S}(t) = \boldsymbol{E}(t) \times \boldsymbol{H}(t) \tag{2.19}$$

$\boldsymbol{E}$ und $\boldsymbol{H}$ sind die Vektoren der elektrischen und der magnetischen Feldstärke. Zur Erfassung von $\boldsymbol{H}$ wurde sowohl für die Modellkernmessungen als auch für die Einzelprobenmessung im RSST eine Tangentialfeldspule verwendet. Sie wurde an der Oberfläche des Materials angebracht (siehe 2.1.1). Zur Berechnung der elektrischen Feldstärke wurde zuerst die magnetische Flussdichte mittels einer Induktionsspule erfasst (siehe Abb. 2.7a). Die Berechnung der elektrischen Feldstärke erfolgt über aus dem Induktionsgesetz resultierende Maxwell Gleichung $\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\partial \boldsymbol{B}/\partial t$. Dann lässt sich der Zeitverlauf der elektrischen Feldstärke bei **Abwesenheit vom z-Fluss** gemäß

$$E(t) = \int_0^{D/2} \frac{\partial B_{RD}}{\partial t} dz \tag{2.20}$$

bestimmen. Angenommen, dass sich der Fluss im erfassten Bereich homogen ausbreitet lässt sich die Gl. 2.20 in

$$E(t) = \frac{D}{2} \cdot \left(-\frac{\partial B_{RD}}{\partial t}\right). \tag{2.21}$$

vereinfachen.

Allerdings berichten frühere Experimente von z-Flüssen im Speziellen im Corner-Bereich (*BOOTH 1994*, *ILO 1998*). Das führt zu einer viel komplexeren Bestimmung der elektrischen Feldstärke.

Nachdem die lokalen Größen $\boldsymbol{E}(t)$ und $\boldsymbol{H}(t)$ erfasst wurden, wurde die Momentanleistung bekanntlich über

$$P(t) = \int_{\mathcal{A}} \boldsymbol{S} d\boldsymbol{A} \tag{2.22}$$

bestimmt, wobei d$\boldsymbol{A}$ die differentielle Hüllenfläche darstellt.

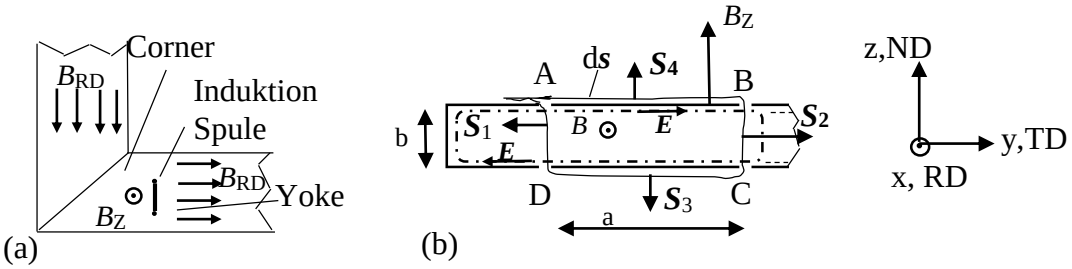


Abb. 2.7. Grobe Skizze zur Erklärung der Berechnung der Verluste nach der elektrodynamischen Methode.
(a) Corner-Bereich und Joch vom Modelltransformatorkern.
(b) Querschnitt vom Joch mit der Induktionsspule.

Im speziellen lässt sich die Gl. 2.22 für den Augenblickswert der längebezogenen Verlustleistung im Joch (Abb. 2.7b) wie folg anschreiben[7]:

$$P'(t) = \int_{\mathcal{A}} Sds = \int_A^B S(t, b/2)dx + \int_B^C S(t, a/2)dz + \int_C^D S(t, -b/2)dx + \int_D^A S(t, -a/2)dz$$

$$= \int_A^B S_1 dx + \int_B^C S_2 dz + \int_C^D S_3 dx + \int_D^A S_4 dz \tag{2.23}$$

Für den Fall 2-dimenisonaller Magnetisierung ($B_z = 0$) sind die die Terme

$$\int_B^C S_2 dz = 0,\ \int_D^A S_4 dz = 0 \tag{2.24}$$

und

$$\int_A^B S_1 dx = \int_C^D S_3 dx \tag{2.25}$$

Aus den obigen Gleichungen erhalten wir für die längenbezogene Verluste

$$P'(t) = 2 \cdot S_1 \cdot a \tag{2.26}$$

In der Fachliteratur ist es üblich, spezifische Verluste in einer massenbezogenen Form anzugeben gemäß

$$p = \frac{1}{T\rho V} 2 \cdot S_1 \cdot A \tag{2.27}$$

mit der Massendichte ρ und der Periodendauer der Magnetisierung T.

[7] Die Verluste von Einzelproben werden nach gleichem Prinzip errechnet.

Für den Fall 3-dimenisonaller Magnetisierung ($B_z \neq 0$) sind die Gl. (2.24) und (2.25) nicht erfüllt. Für die Bestimmung der Verluste bedeutet das, dass alle vier Intergrale errechnet werden sollen. Bei einer Einzelprobe ist aber die Bestimmung von $\int_B^C S_2 dz$ und $\int_D^A S_4 dz$ nicht möglich.

Abb. 2.8 zeigt eine 3-dimenionale Darstellung für den Fall von einer einzelnen Probe. In der Literatur wurde bisher nur der Sonderfall beschrieben, dass die Vektoren ***E*** und ***H*** in der Probenebene liegen, wie es bei **2-dimensionaler Magnetisierung** (etwa rotierende Magnetisierung) der Fall ist.

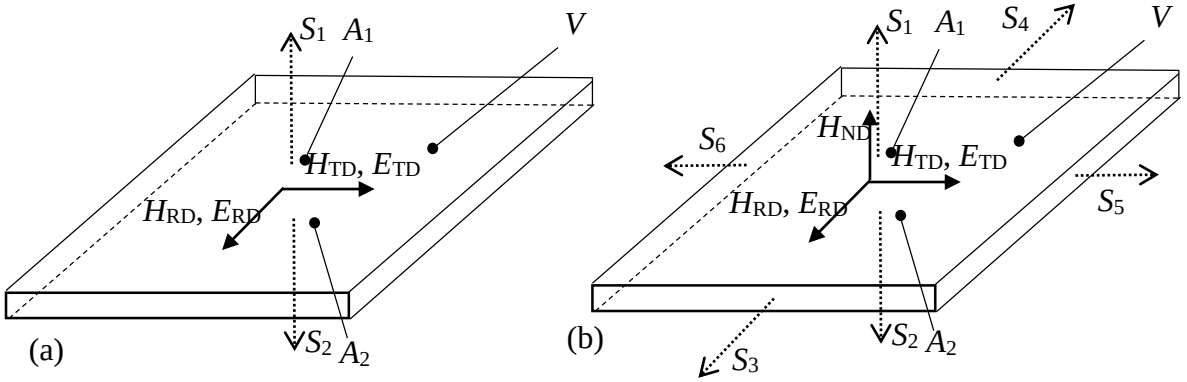


Abb. 2.8. Skizze zur Bestimmung der Ummagnetisierungsverluste mittels des Poyntingvektors.
(a) Für den Fall 2-dimensionaler Magnetisierung (nach *KRISMANIC, 2002*).
(b) Für den Fall 3-dimensionaler Magnetisierung ensprechende einer z-Komponente der Induktion.

Die Verluste werden im 2-dimensionalen Fall sehr effizient durch die relativ unaufwendige elektrodynamische Methode bestimmt werden können (Gl. 2.26). Liegt hingegen **3-dimensionale Magnetisierung** vor, versagt das Verfahren. Dies soll zunächst durch ein experimentelles Resultat veranschaulicht werden. Es betrifft den in Abb. 2.8 vorliegenden Fall rotierender Magnetisierung mit elliptischem Induktionsmuster in der xy-Ebene, wobei aber zusätzlich eine z-Komponente B_z der Induktion eingeprägt wurde.

Für $B_z = 0$ zeigt sich - der Erfahrung entsprechend ein mit steigendem Achsenverhältnis anwachsender Verlustwert, von sehr kleinen Anfangswerten ausgehend. Einprägung von B_z führt hingegen auch bei sehr geringer Intensität eine sehr starke Überhöhung des ausgewiesenen Verlustwertes, die physikalisch nicht zu erwarten ist. Für den Fall B_z = 15 mT liegt ein ganz offensichtlicher Messfehler vor (vergleiche thermische Resultate in Abb. 5.3). Es ist ersichtlich, dass bei höheren Achsenverhältnissen die Verluste mit dem z-Fluss sogar kleiner werden, was theoretisch betrachtet nicht möglich ist.

Die **Erklärung des Versagens** der elektrodynamischen Methode bei Anwesenheit eines z-Flusses findet sich in den in Abb. 2.8b skizzierten Komponenten des Energieflussdichtevektors $\boldsymbol{S}_3$, $\boldsymbol{S}_4$, $\boldsymbol{S}_5$ und $\boldsymbol{S}_6$ durch die Seitenflächen, die aufgrund der vorhandenen Komponente H_z nicht vernachlässigt werden können. Verlustenergie strömt also aus allen in der Ebene gelegenen Richtungen in die Probe ein. Theoretisch könnten

diese Komponenten bei einer in der Ebene begrenzten Probe durch Querschnittssensoren erfasst werden. In der Praxis ist dies de facto eine unmögliche Aufgabe.

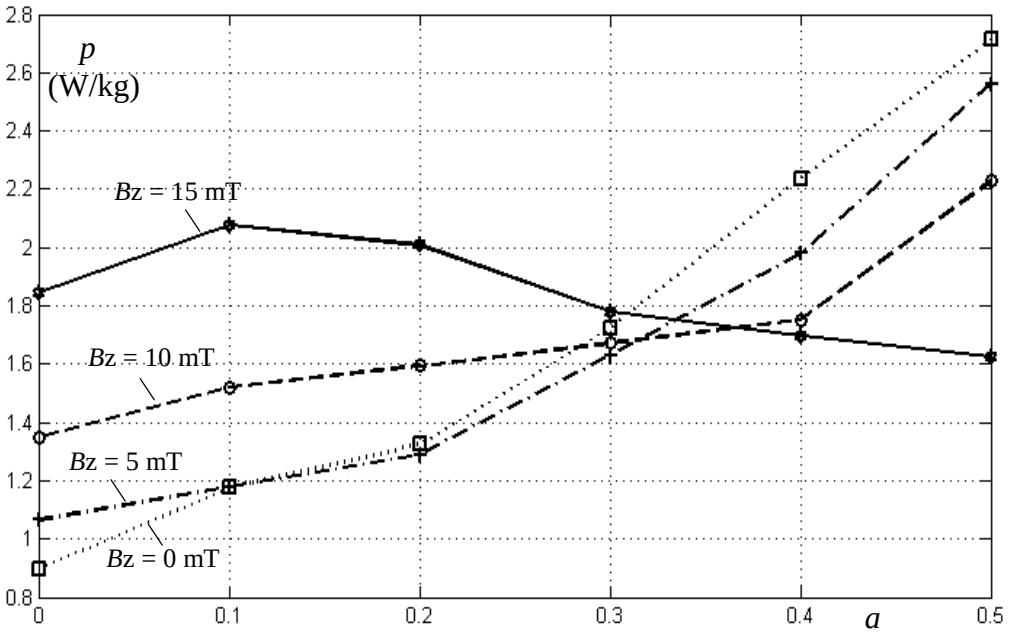


Abb. 2.9. Die Ummagnetisierungsverluste bei elliptischer RM mit B_{RD} = 1,7 T als Funktion des Achsenverhältnisses *a* mit einem in der ND eingeprägten z-Fluss verschiedener Intensität gemessen mit der elektrodynamischen Methode.

2.2.2. Thermische Methode

In Folge der im Obigen dargestellten Erkenntnisse wurde der RSST im Laufe dieser Arbeit durch eine thermische Methode ergänzt, wie im Folgenden beschrieben. Im Gegensatz zu der elektrodynamischen Methode, bei der bei starken Induktionen das Vektorprodukt $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}$ aufgrund einer falschen Phasenverschiebung generell (auch im 2-dimensionalen Fall) versagt und sogar negativ werden kann (siehe *SABIC, 2011*), kann die thermische Methode sogar im Sättigungsbereich erfolgreich angewendet werden. Das Prinzip der thermischen Methode ist gut bekannt und beruht auf der direkten Proportionalität zwischen den Ummagnetisierungsverlusten und dem Anstieg der Temperatur (siehe *HOFMANN 1970*, *KRISMANIC 2002*, *SABIC 2011*) bei sehr kurzzeitger Aufmagnetisierung. Voraussetzungen für die präzise Berechnung sind eine konstante Umgebungstemperatur und ein gut wärmeleitendes Material, was bei SiFe erfüllt ist.

Während des Magnetisierungsvorganges wird die Verlustleistung *P* in Form von Wärme abgeführt, was eine Übertemperatur der Probenoberfläche ergibt. Dieser Vorgang lässt sich mit der Energiebilanzgleichung

$$P = m.c.\frac{\partial\vartheta}{\partial t} + A.b.\vartheta \tag{2.28}$$

beschreiben, wobei *m* die Masse, *A* die Probenoberfläche, *c* die spezifische Wärme ist. ϑ stellt die Übertemperatur der Probenoberfläche dar. Die Lösung der Differentialgleichung (2.15) beschreibt den zeitlichen Verlauf der Übertemperatur (siehe *HOFMANN, 1970*)

$$\vartheta(t) = \vartheta e \cdot (1 - \frac{\vartheta e - \vartheta a}{\vartheta e} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}) \tag{2.29}$$

mit

$$\tau = \frac{m \cdot c}{A \cdot b} \tag{2.30}$$

was einen exponentiell ansteigenden Verlauf Abb. 2.10 der Anfangstemperatur ϑ_a und der Endübertemperatur ϑ_e darstellt.

Die Ummagnetisierungsverluste sind letztlich proportional zum linearen Anstieg (Gerade g) der Übertemperatur (siehe Abb. 2.10). Grundvoraussetzung für die Verwendung der Methode in der Form ist eine **konstante Anfangstemperatur** vor der Magnetisierung der Probe. Mit anderen Worten soll nach jedem Messvorgang ausreichend Zeit für die Abkühlung der Probe vorgesehen werden.

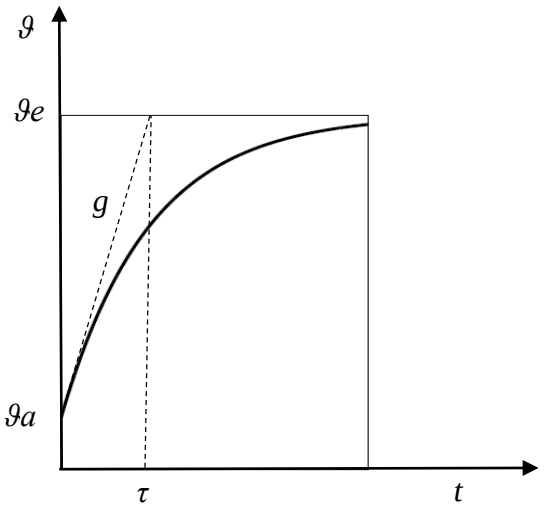


Abb. 2.10. Exponentieller Anstieg der Temperatur an der Probenoberfläche aufgrund der abgeführten während des Magnetisierungsvorganges Verlustleistung.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die thermische Methode auch für Messungen an Modelltransformatorkernen verwendet, wobei a priori mit dem Auftreten von Komponenten des z-Flusses zu rechnen ist. Somit war es gerechtfertigt, die entsprechende **Sensorentwicklung** mit hohem Aufwand zu betreiben. Gemäß Abb.4.2 (siehe Unterkapitel 4.1.2.) besteht der Sensor aus einem Thermistor, der am Ende eines 1.5 mm dicken Kunststoffröhrchens montiert ist. Zur thermischen Abschirmung gegenüber der Umgebung ist eine Isolation durch Styropor vorgesehen. Ferner ist der Thermistor gemeinsam mit einem Referenzthermistor in eine Brücke eingeschaltet.

Spezielles Augenmerk wurde auf die **Magnetisierungsdauer** gelegt. Sie wurde mit 10 s gewählt, was einerseits ausreichende Mittelung über mehrere Kristallite erbringt, andererseits nur sehr kleine Werte der Übertemperatur. Im Falle der Messung an

Modellkernen wurde eine Abkühldauer von 10 Minuten gewählt, womit sich die - langfristig unvermeidliche - pauschale Erwärmung in Grenzen hält. Die Auflösung der Messungen liegt bei ca. 0,2 mK.

2.3. Messung der Magnetostriktion

2.3.1. Messprinzip und Auswertung der peak-to-peak Magnetostriktion

Wie bereits erwähnt, existieren mehrere Methoden zur Magnetostriktionsmessung. Als spezielle Anforderung an die verwendeten Sensoren sollen sie über die großen Kristallite der modernen Materialien mitteln. Sie sollen nicht auf punktuelle Bereiche der Oberfläche der Probenoberfläche beschränken, sondern großflächig über mehrere Zentimeter messen. Deshalb wurden in der vorliegenden Arbeit 50 mm lange Dehnungsmessstreifen vom TYP LY41-50/120 der Firma HBM verwendet.

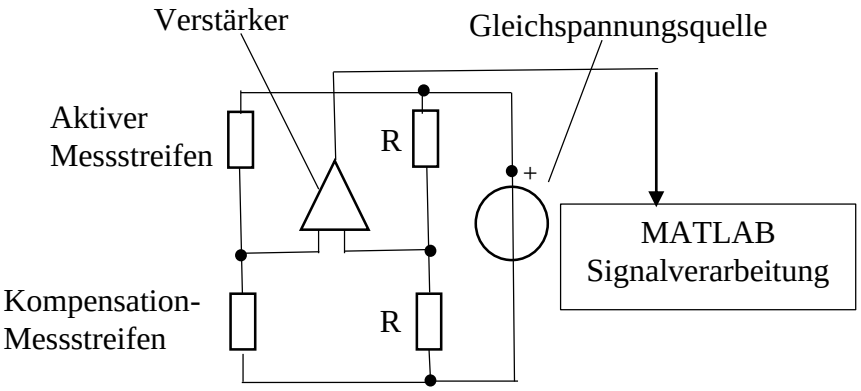


Abb. 2.11. Schematische Darstellung des Prinzips der Dehnungsmessstreifenmessung (siehe auch *KRELL 2003*).

Abb. 2.11 illustriert grob die **Funktionsweise** der hier angewandten Magnetostriktionsmessung. In jeder Richtung wurden zwei Messstreifen zur Messung benötigt: ein aktiver Messstreifen, der direkt auf der Oberfläche der Probe sehr sorgfältig mit Zweikomponentenkleber festgeklebt wurde und ein Kompensationsmessstreifen, der oberhalb der messenden Messstreifen zum Temperaturausgleich angebracht, aber nicht geklebt wurde. Zur Erfassung der bei modernen Kernmaterialien äußerst kleinen Signale der Messtreifen wurde ein Messverstärker (Spider 8, HBM) mit einer Abtastrate von bis zu 4,6 kS/s verwendet. Die gewählte Abtastrate erscheint zunächst klein, erwies sich hingegen als ausreichend, da in der vorliegenden Arbeit nur die Harmonischen bis 400 Hz berücksichtigt wurden. Die Messtreifen wurden zusammen mit Präzisionswiderständen des Messverstärkers in eine Viertelbrücken-Schaltung gelegt.

Die relative Längenänderung λ (Magnetostriktion in ppm) lässt sich aus der Widerstandsänderung des aktiven Messstreifens ableiten. Auf mathematische

Zusammenhänge sei hier verzichtet, da sie bereits in früheren Arbeiten unserer Arbeitsgruppe (siehe *KRELL 2003, SHILYASHKI 2009*) diskutiert wurden.

Aufgrund der extrem kleinen MS-Werte bei alternierender Magnetisierung der modernen hochkornorientierten Materialien, war die **digitale Signalverarbeitung** der aufgenommenen Zeitverläufe von großer Bedeutung. Die Bestimmung der Harmonischen erfolgte mittels Fourier-Reihen implementiert in MATLAB. Die Fourier-Spektralsynthese ist eine der besten Möglichkeiten, ein gegebenes Signal vom Rauschen abzugrenzen. Die Grundschwingung (100 Hz), die Harmonischen für 200 Hz, 300 Hz und in manchen Fällen auch für 400 Hz wurden herausgefiltert in den Zeitbereich zurücktransformiert und zur Berechnung der peak-to-peak MS verwendet. Ein Beispiel des Spektrums und des Zeitverlaufs des Signals vor und nach der Filterung ist in Abb. 2.12 gegeben. Sie zeigt, dass das Rauschen ziemlich gleichverteilt ist und ein breites Spektrum aufweist, was seine Unterdrückung erleichterte und eine präzise Auswertung der für MS wichtigen Frequenzkomponenten sogar bei kleineren Induktionen ermöglichte.

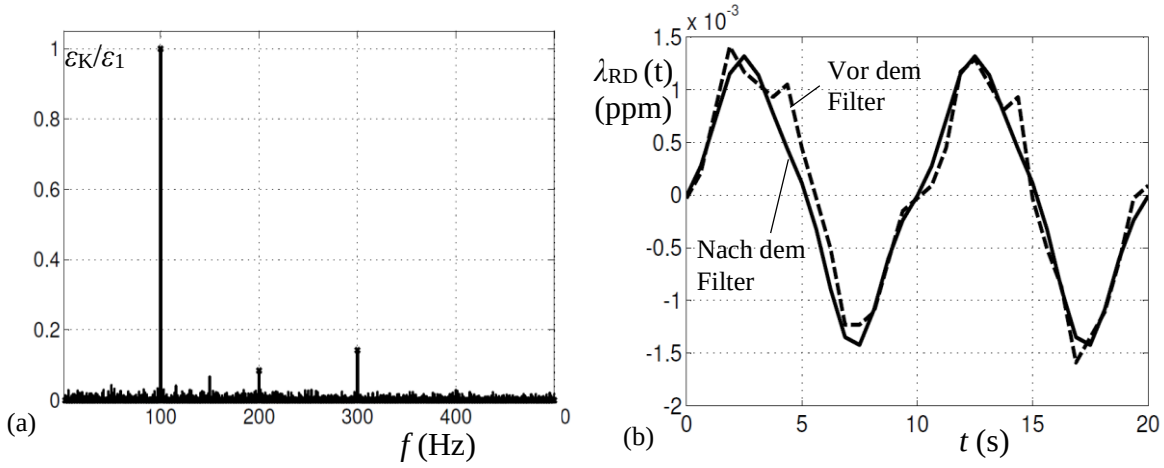


Abb. 2.12. Beispiel der Signalverarbeitung für B_{RD} = 1,9 T und AM (a = 0) für CGO, 30M5 Material.

(a) Amplitudenspektrum. Die höheren Harmonischen $\boldsymbol{\varepsilon_K}$ sind bezogen auf die Grundschwingung $\boldsymbol{\varepsilon_1}$ angegeben.

(b) Die entsprechenden Zeitverläufe vor und nach der Filterung.

Die Auflösung des verwendeten Verfahrens zur MS-Messung lag bei ca. 0,01 ppm. Sie ist nicht durch die Empfindlichkeit der Messstreifen begrenzt, sondern einerseits durch die 12 Bit-Auflösung des digitalen Messverstärkers und anderseits - und viel wichtiger - durch die Präzision der Probenvorbereitung (Kleben der Messstreifen, Verdrillen der Signalleiter, etc.)

Wie in Kapitel 3 ausgeführt, wurden für die durchgeführten Experimente ein bis drei Sensoren benötigt. Aufgrund der Erkenntnisse im Laufe der Arbeit, können die folgenden **Anforderungen an die Anzahl der Sensoren** in Abhängigkeit von dem Zweck der Messung formuliert werden:

(a) Für relevante Daten für die Industrie bei alternierender Magnetisierung (AM) wird nur ein Sensor in der RD benötigt.

(b) Für relevante Daten für die Industrie bei rotierender Magnetisierung (RM) werden zwei Sensoren, einer in der RD und ein zweiter in der TD benötigt (Abb. 2.2).

(c) Für grundlegende physikalische Untersuchungen werden drei Sensoren - ein dritter in 30° zur RD - benötigt. Der dritte Sensor darf nicht in einer der beiden harten Richtungen (bei etwa 55° zur RD) geklebt werden, da diese fast dehnungsfrei sind und somit keine - bzw. nur unzuverlässige - Informationen bringen. Durch die drei Sensoren wird die Auswertung der Magnetostriktion in jeder beliebigen Richtung der xy-Ebene ermöglicht.

Grundsätzlich bestünde - zumindest beim RSST - die Möglichkeit, die drei Messstreifen mit drei **Interferometern** zu ersetzen wie in *HASENZAGL* (*1997*) berichtet. Das dort präsentierte Messsystem besteht aus drei Laserdioden und drei Spiegeln, die an der Oberfläche der Probe in einem Abstand von 50 mm voneinander angebracht sind. Das System ermöglicht die gleichzeitige Erfassung der Dehnungen in den drei Richtungen. Beide Methode - sowohl die optische, als auch die mechanische (Messstreifen) - zeigten ähnliche Ergebnisse. Jedoch erwies sich die Interferometer-Methode im Allgemeinen als sehr empfindlich gegenüber thermischen und mechanischen Einflüssen, und im Speziellen gegenüber Vibrationen außerhalb der xy-Ebene („out-of-plane“ Vibrationen). Wegen der erforderlichen Robustheit und Flexibilität wurde hier die Messstreifenmethode verwendet.

2.3.2. Auswertung der multidirektionalen Magnetostriktion

Wie bereits erwähnt sind für physikalische Untersuchungen der Magnetostriktion mindestens drei Sensoren notwendig. Basierend auf den Grundlagen der Elastizitätstheorie und anhand von den Messsignalen der Sensoren ist es möglich, die Magnetostriktion in jeder beliebigen Richtung der xy-Ebene zu bestimmen. Unter der Annahme, dass die Volumenmagnetostriktion null ist, kann auch die Dehnung in der normalen Richtung (ND) abgeschätzt werden. Jedoch beschränken sich die folgenden Untersuchungen auf die xy-Ebene.

Die unter dem Einfluss eines Magnetfeldes auftretenden magnetostriktiven **Verzerrungen** ferromagnetischen Materials wurden in der Literatur vielfach diskutiert. Als Grundlage die der in den Kapiteln 3 und 4 dargestellten Messergebnisse sei hier eine Zusammenfassdung der Vorgehensweise angegeben.

Bei magnetostriktiven Verzerrungen sind die Deformationsverschiebungen des Körpers (des Materials) viel kleiner gegenüber seinen Abmessungen. Das heißt, dass die Voraussetzungen für die linearisierte Elastizitätstheorie der festen Körper (*PARKUS*

1966) erfüllt sind. Die entsprechenden magnetostriktiven Dehnungen und Verzerrungen können in einen **symmetrischen Verzerrungstensor** $\tilde{S}$ eingebaut werden, gemäß[8]

$$\tilde{S}=\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \frac{1}{2}\gamma_{xy} \\ \frac{1}{2}\gamma_{xy} & \varepsilon_{yy} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} s_{xx} & s_{xy} \\ s_{xy} & s_{yy} \end{bmatrix},^{9} \tag{2.31}$$

wobei $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}$sind die Dehnungen in x bzw y-Richtung und γ_{xy} ist die Verzerrung des Materials. Aus den Elementen des Verzerrungstensors kann die Magnetostriktion in einer beliebigen Richtung gemäß

$$\lambda(\alpha) = cos^2(\alpha) \cdot s_{xx} + 2\cos\alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot s_{xy} + sin^2(\alpha) \cdot s_{yy}. \tag{2.32}$$

bestimmt werden.

Bei der Herleitung der Gl. 2.32 wurde angenommen, dass der Verschiebungstensor $\tilde{\boldsymbol{S}}$ bekannt ist. Falls das nicht der Fall ist, können die Komponenten des **symmetrischen Tensors** $\tilde{\boldsymbol{S}}$ durch ein lineares Gleichungssystem aus drei bekannten Dehnungen in drei verschiedenen aber beliebigen Richtungen α_1, α_2 und α_3 bestimmt werden. In der vorliegenden Arbeit liegen die Sensoren in der Walzrichtung Richtungen (RD, α_1= 0°), in der intermediären Richtung (ID, α_2= 30°) und in der transversalen Richtung (TD, α_3= 90°) (siehe Abb. 2.13). Die Komponenten des Verzerrungstensors können dann gemäß

$$\begin{bmatrix} s_{xx} \\ s_{xy} \\ s_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(0)^2 & 2\cos(0°) \cdot sin(0°) & \sin(0°)^2 \\ \cos(30°)^2 & 2\cos(30°) \cdot sin(30°) & \sin(30°)^2 \\ \cos(90°)^2 & 2\cos(90°) \cdot sin(90°) & \sin(90°)^2 \end{bmatrix}^{-1} = \begin{bmatrix} \lambda_{\mathrm{RD}} \\ \lambda_{\mathrm{ID}} \\ \lambda_{\mathrm{TD}} \end{bmatrix} \tag{2.33}$$

bestimmt werden. In Abhängigkeit davon, welche Darstellung benötigt wird, können für λ_{RD}, λ_{ID} und λ_{TD} peak-to-peak Magnetostriktionswerte oder auch die MS-Zeitverläufe der drei Sensoren eingesetzt werden. Das bedeutet, dass die magnetostriktive Dehnung zu jedem Zeitpunkt und in jeder Richtung der xy-Ebene gemäß

$$\lambda(\alpha, t) = cos^2(\alpha) \cdot s_{xx}(t) + 2\cos\alpha \cdot \sin(\alpha) \cdot s_{xy}(t) + sin^2(\alpha) \cdot s_{yy}(t) \tag{2.34}$$

eindeutig bestimmt wird und auch mit dem Augenblickswert des Betrages und der Richtung des Vektors $\boldsymbol{B}$ in Korrelation gebracht werden kann. Darüber hinaus wird eine vollständige und gleichzeitige Darstellung der Vektoren $\boldsymbol{B}(t)$, $\boldsymbol{H}(t)$ und die MS $\lambda(t,\alpha)$ in der xy-Ebene ermöglicht.

Obwohl die linearisierte Elastizitätstheorie besagt, dass die Wahl der Basisvektoren (die Positionierung der drei Messstreifen) belanglos ist, spielt diese bei der Magnetostriktion doch eine wesentliche Rolle, wie unsere Experimente gezeigt haben.

[8] *HASENZAGL (1998)*
[9] Die Methode wurde erstmals in *HASENZAGL (1998)* präsentiert.

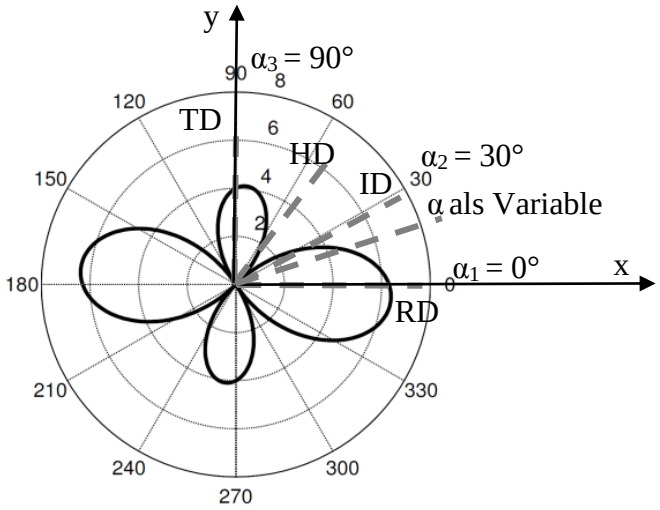


Abb. 2.13. Definition und Verteilung der Augenblicksmagnetostriktion für einen nicht nähe bezeichneten Zeitpunkt (vgl. Abb. 3.7) in der xy-Ebene (Kleekurve).

Das Problem bei der Wahl der Winkel α_1, α_2 und α_3 liegt darin, dass die Verformung sowohl eine positive Dehnung (Ausdehnung) als eine negative Dehnung (Schrumpfung) verursacht. Das bedeutet dass mindestens ein Sensor, der die Ausdehnung und ein zweiter, der die Schrumpfung registriert benötigt werden. Die vielen durchgeführten Experimenten haben gezeigt, dass die Positionierung der Sensoren in der leichten Richtung und in der transversalen Richtung sich am besten für die Messungen eignen, da in RD das Maximum und in TD das Nebenmaximum der Dehnung zu finden sind. Im Prinzip kann der dritte Sensor damit in beliebiger Richtung positioniert werden. Allerdings haben die Messungen gezeigt, dass die Dehnungen in der Nähe der harten Richtungen (HDs) und in den HD selbst sehr klein sind (siehe Abb. 2.13) und der entsprechend geringe Signal-Rauschabstand zur Verfälschung der Auswertung führt. Eine andere Möglichkeit wäre der dritte Sensor sehr nahe an den Sensor in RD bzw. in TD angebracht wird, da die Amplitude dort hoch sind (siehe Abb. 2.13). Das Problem liegt aber darin, dass zwei von den Signalen sehr ähnlich aussehen werden und wird kaum neue Information gewonnen. Dieser Fall stellt sehr hohe Anforderungen an die Präzession und der Auflösung der Messung. Die vielen Experimente haben letztendlich gezeigt, dass die intermediäre Richtung (ID, siehe Abb. 2.13) sich am besten für die Messung der multidirektionalen Magnetostriktion sich eignet, da einerseits das Signal relativ stark ist und anderseits es unterscheidet sich deutlich vom jenen in RD.

2.4. Domänenanalysen

2.4.1. Voraussetzungen

Die nähere Interpretation der magnetostriktiven Erscheinungen ist unter dem Einfluss der verschiedenen Parameter nur dann möglich, wenn die magnetischen Domänen und ihre Rekonstruktionen aufgrund dieser Einflüsse sichtbar gemacht werden. Bekanntlich

existieren diverse Methoden mit unterschiedlicher Auflösung zur Beobachtung magnetischer Domänen.

Speziell für die hier untersuchten Materialtypen wurde in *PFÜTZNER* (1981) eine **Variante der Kolloidtechnik** präsentiert. Erstmals erlaubte sie die Beobachtung an nicht vorbehandelten Proben, d.h. ohne Schleifen und Polieren. Die domänenverschmälernde Wirkung des Stress-Coatings bleibt somit erhalten, was ein entscheidender Vorteil ist. Als Nachteil können dynamische Vorgänge nicht untersucht werden, abgesehen von „Augenblicksaufnahmen", wie auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgenommen.

Als Alternative könne die **Rasterelektronenmikroskopie** im Rückstrahlverfahren eingesetzt werden. Die Auflösung kleiner Domänen (Lancet-Spikes) ist wesentlich besser. Doch ist es sehr schwierig, Impactfaktoren innerhalb des Mikroskops zu simulieren. Dynamische Vorgänge können in Verknüpfung mit Stroboskoptechniken vorgenommen werden. Bei RM wurde jedoch in *HASENZAGL* (1998) festgestellt, dass keine volle Periodizität der Domänen- Rekonstruktionen vorhanden ist, was die Verwendung der Stroboskopie wohl erschwert.

Ein klassisches Verfahren ist die **Kerreffektmethode**. Sie liefert sehr gute Auflösung, allerdings nur an hochwertig polierten und beschichteten Oberflächen, die nur bedingt repräsentativ sind. Als wesentlicher Vorteil sind dynamische Untersuchungen möglich, weshalb die Methode hier zum Einsatz kam. Allerdings zeigten die Experimente, dass die Erfassung dynamischer Bilder mit großen apparatetechnischen Anforderungen verbunden ist. Benötigt wird eine Hochgeschwindigkeitskamera größter Empfindlichkeit. Eine Anschaffung war im Rahmen dieser Arbeit geplant. Aus Kostengründen kam sie aber zunächst nicht zustande. Somit musste als Alternative ein **„quasi-dynamisches Verfahren"** ausgearbeitet werden.

2.4.2. Prinzip und Realisierung der Kerreffektmethode

Das Prinzip des magneto-optischen Kerreffekts (MOKE) ist sehr gut bekannt und wird zur Analyse magnetischer Domänen seit vielen Jahrzehnten routinemäßig eingesetzt. Generell wird dabei ein linear polarisierter Lichtstrahl in die Richtung der Probe geführt. Der reflektierte Strahl besteht aus zwei Komponenten, die gewöhnliche und eine zusätzliche Komponente, die so genannte Kerrkomponente. Sie trägt die Information über die Verteilung der magnetischen Domänen. In Abhängigkeit von der Richtung der Magnetisierung in Bezug zur Einfallsebene des Strahls unterscheidet man drei verschiedene Formen des Effektes - longitudinalen, transversalen und polaren MOKE. Nach der Literatur ergibt sich für den polaren Kerreffekt die höchste Kerrdrehung entsprechend der besten Auflösung. Nachteiliger weise ist die polare Form für Domänen von Transformatorblechproben nicht geeignet, da eine Magnetisierung in z-Richtung an der Oberfläche der Probe nicht vorhanden ist.

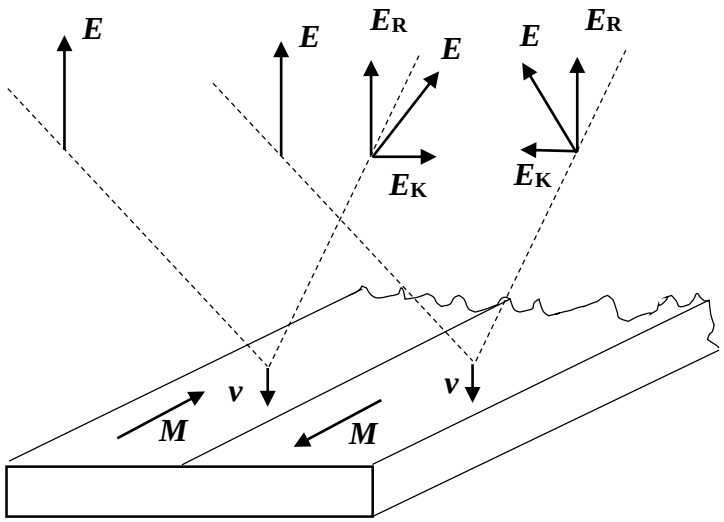


Abb. 2.14. Grundprinzip der longitudinalen Variante der Kerreffektmethode anhand von zwei in RD magnetisierten Bar-Domänen (unter Verwendung von *PFÜTZNER, 1998*), stark schematisiert (u.a. $\boldsymbol{E}$ als die z-Komponente der Feldstärke des eingestrahlten polarisierten Lichtes)

In dieser Arbeit wurde für die Analyse der Proben mit Gosstextur der ***longitudinale* Kerreffekt** verwendet. In der stark schematischen Darstellung von Abb. 2.14 wird das eingestrahlte Licht in einer Ebene normal zur Deckfläche der Probe polarisiert. Während der entsprechende elektrische Feldvektor zur Strahlachse normal steht ist hier mit $\boldsymbol{E}$ seine Komponente in z-Richtung (normal zur Probenebene) gemeint. Unter dem Krafteinfluss der Feldstärke $\boldsymbol{E}$ bewegen sich negative geladene Elektronen von Atomen der Oberfläche mit der Geschwindigkeit $\boldsymbol{v}$ in Richtung senkrecht zur Oberfläche (antiparallel zu $\boldsymbol{E}$). Die Geschwindigkeit der Elektronen $\boldsymbol{v}$ zusammen mit der Magnetisierung $\boldsymbol{M}$ bewirkt letztlich als Lorentzkraft die Entstehung einer neuen Komponente $\boldsymbol{E}_\mathrm{K}$ der elektrischen Feldstärke, die so genannte Kerrkomponente

$$\boldsymbol{E}_\mathrm{K} = \boldsymbol{v} \times \mu_0 \cdot \boldsymbol{M} \quad . \tag{2.35}$$

Dem Feldstärkevektor $\boldsymbol{E}_\mathrm{R}$ des reflektierten Lichtes ist diese Kerrkomponente überlagert. Mit Hilfe eines gegenüber dem ersten verdrehten Analysators kann nun die Kerrkomponente, und damit die Information über die Verteilung der magnetischen Domänen, herausfiltert werden. Zumindest theoretisch sind sie Domänen nun als Kontrast unterschiedlicher Oberflächenstrukturen erkennbar. Das heißt, im skizzierten Fall erscheint – je nach Verdrehung der Polarisation des Analysators eine Domäne hell und die zweite dunkel, oder umgekehrt.

Abb. 2.15 zeigt die entsprechende am RSST realisierte **Kerreffektanlage**. Links im Bild ist eine 100W starke Quecksilber-Hochdrucklampe[10] zu sehen, mit der ein Lichtstrahl hoher Intensität erzeugt werden kann. Als nächstes passiert der Strahl ein optisches Bandpassfilter, um ein quasi monochromatisches (nahezu einfarbiges) Licht zu erzeugen. Als Polarisator und Analysator wurden zwei Glan-Thompson Kalkspatpolarisatoren[11] verwendet. Die Aufnahmen der magnetischen Domänen erfolgten mit einer CCD Kamera[12], die mit einem sehr hochwertigen Objektiv ausgestattet ist. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise der Anlage ist in [A-1] zu finden.

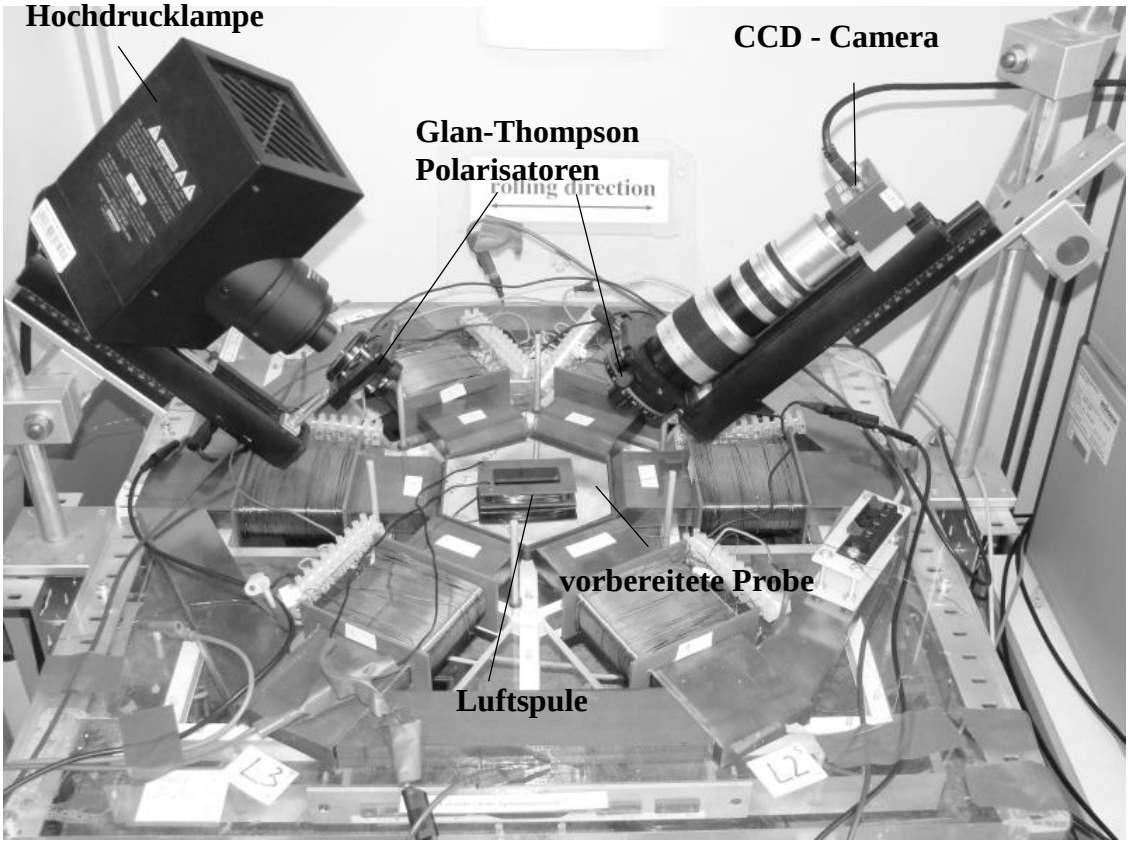


Abb. 2.15. RSST mit Kerreffektanlage zur Beobachtung magnetischer Domänen . Eine Rahmenspule ist auf der Oberfläche der Probe platziert, zur Simulation des z-Flusses [A-1].

2.4.3. Probenvorbereitung und Kontrastverbesserung

Um die magnetischen Domänen tatsächlich sichtbar zu machen, muss die Probe zunächst eine aufwendige Vorbereitungsprozedur durchlaufen. Zunächst muss sie von der Isolationsschicht befreit werden und hochwertig poliert werden. Sodann muss die Reflexion $\boldsymbol{E}_R$ der einfallenden Feldstärke $\boldsymbol{E}$ an der Oberfläche durch spezielle Beschichtung möglichst minimiert werden. Diese Probenpräparationen erwiesen sich als

[10] Quecksilber-Hochdrucklampe USH 100FG der Firma Uschio, Japan.
[11] Kalkspatpolarisatoren der Firma Newport Corporation, USA.
[12] CCD-Kamera Axio ICc1 der Firma Carl Zeiss, Deutschland.

sehr schwierige – andererseits aber unerlässliche – Aufgaben. Sie bestanden aus drei wichtigen Schritten, die im Folgenden kurz beschrieben sind.

(i) Beschichtungsentfernung

Im Prinzip kann die Probe, um die Beschichtung zu entfernen, einfach mechanisch abgeschliffen werden. Dies erwies sich jedoch als ungünstig, da die Domänenstrukturen gerade an der untersuchten Oberfläche etwa durch mechanische Verspannungen verändert werden können. Somit musste chemische Entfernung vorgenommen werden. Aufgrund des notwendigen Einsatzes sehr gefährlicher Substanzen, war ein chemisches Polieren am Institut EMCE nicht möglich. Deshalb wurde im Zuge dieser Arbeit eine Kooperation mit dem Stahlhersteller JFE Steel (Kawasaki, Japan) gestartet. JFE übernahm sodann die Beschichtungsentfernung und das chemische Polieren. Die Proben wurden in einer Mischung von Flusssäure und Salzsäure aufgeheizt und dann geätzt[13]. Durch diese Methode bleibt die Oberfläche frei von Verspannungen und Rissen.

(ii) Chemisches Polieren

Zum chemischen Polieren wurde die Probe zuerst in eine Mischung aus Wasserstoffperoxid und Flusssäure eingetaucht. Im nächsten Schritt wurde sie mit Natriumkarbonat gereinigt.

(iii) Bedampfen der Probe

Im Prinzip wird bei der Bedampfung versucht, die Oberfläche der Probe mit einem Dielektrikum in einer solchen Weise zu bedampfen, dass die Reflexion $\boldsymbol{E}_{\mathrm{R}}$ der einfallenden $\boldsymbol{E}$-Komponente des Lichtes möglichst klein gehalten wird und die Reflexion der Kerrkomponente nicht beeinflusst wird. Mit anderen Wörter wird ein Maximum des Verhältnisses $\boldsymbol{E_K/E_R}$ angestrebt.

Im hier vorliegenden Fall wurde eine Aufdampfanlage des Institutes EMCE eingesetzt, die in Abb. 2.15 samt hexagonaler Probe dargestellt ist. Die **Bedampfung** erfolgte in fünf Schritten:

(1) Die Probe wurde in der Vakuumkammer platziert.

(2) Die Probe wurde mit Ionen beschossen, damit eventuell noch bestehende dünne Fettschichten (die z.B. durch die Lagerung entstehen können) entfernt werden.

(3) Unter der Probe wurde ein schmales Schiffchen aus Wolfram platziert, dessen Schmelzpunkt über 3000°C liegt. Auf das Schiffchen wurde Zinksulfid in einer dünnen Schicht verteilt. Die Verdampfungstemperatur von ZnS bei $p = 10^{-5}$ Torr liegt bei ca. 800°C.

(4) Mittels einer Diffusionspumpe wurde im nächsten Schritt ein Hochvakuum ($p = 10^{-5}$ Torr) erzeugt.

[13] Eine ausführliche Beschreibung der Methode der Beschichtungsentfernung und das chemische Polieren findet man in [A-1].

(5) Zum Aufheizen wurde ein starker Gleichstrom ($I_{DC} \approx 70$ A) durch das schmale und dünne Wolfram-Schiffchen für einige Minuten eingeprägt.

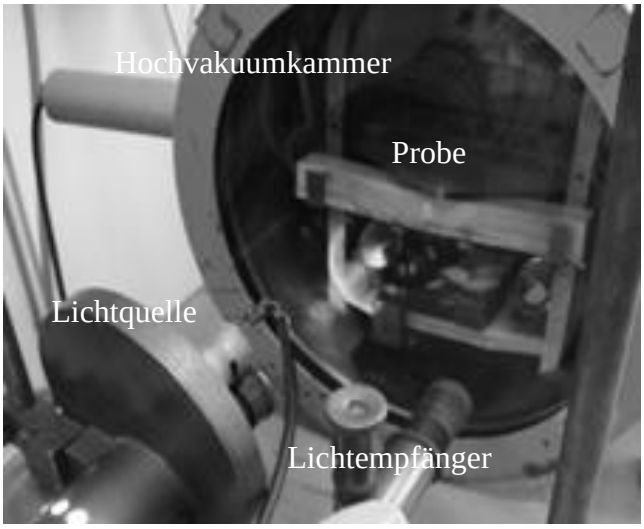
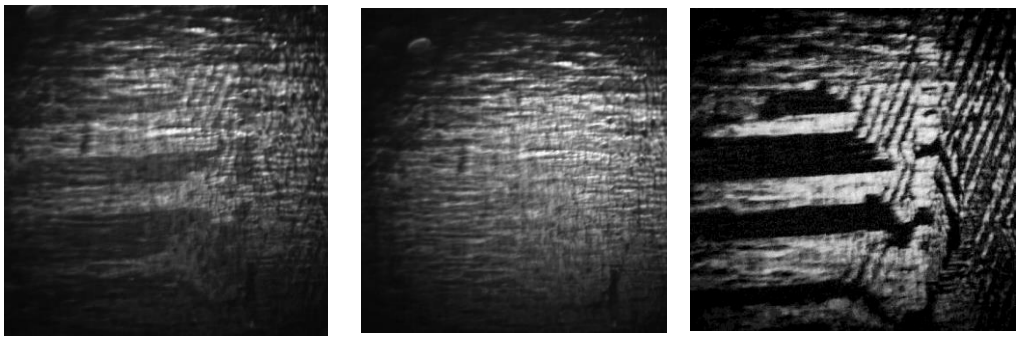


Abb. 2.16. Aufdampfanlage bestehend aus Hochvakuumkammer, Lichtquelle und Empfänger zur Messung der Schichtdicke

Zur Bestimmung des Zustandes optimaler Reflexion ist die **Messung der Schichtdicke** von großer Bedeutung. Diese kann während des Aufdampfvorgangs nur optisch von außen bestimmt werden. Eine Lichtquelle wird zur Projektion eines monochromatischen Lichtstrahles verwendet, der über einen Spiegel an die Probe geleitet wird. Der reflektierte Strahl wird über einen zweiten Spiegel in den Lichtempfänger zurückgeführt. Dieser besteht aus einem Fototransistor, der die Lichtintensität in eine Spannung umwandelt. Nach Verstärkung erhält man ein Signal, aus dem die Schichtdicke direkt bestimmt werden kann. Der Aufdampfvorgang wird abgebrochen, wenn die optimale Schichtdicke erreicht ist.

(iv) Digitale Kontrastverbesserung

Die Qualität des mittels der obigen Vorgangsweise erzielten Rohbildes war im Allgemeinen noch nicht zufriedenstellend (Abb. 2.17a). Um den Kontrast zu verbessern, wurde in dieser Arbeit zusätzlich ein Differenzverfahren eingesetzt, um auch kleine Domänenstrukturen (Abschlussdomänen von Lancets und Plates) unterscheidbar zu machen. Vor jeder Messung wurde ein Topographiebild der Probe im Sättigungszustand aufgenommen (Abb. 2.17b). In MATLAB wurde ein Softwareprogramm zum Abzug des Sättigungsbildes vom Rohbild erstellt. Zur Erzeugung des Endbildes (Abb.2.17c) wurden noch der Kontrast und die Intensitätsstärke mit Hilfe der Bildbearbeitungssoftware GIMP individuell nachjustiert.



(a) (b) (c)

Abb. 2.17. Digitale Kontrastverbesserung.
(a) Das mittels Kerreffekts aufgenommene Rohbild.
(b) Im Sättigungszustand aufgenommenes Bild (Sättigungsbild).
(c) Endbild nach digitaler Kontrastverbesserung.

2.4.4. Experimentelle Vorgangsweise quasi-dynamischer Analyse

Ziel der experimentellen Vorrichtung war es, die Domänen der Probe als Funktion der verschiedenen Impactfaktoren zu erfassen, im Speziellen auch bei rotierender Magnetisierung. Als wesentliches Problem handelt es sich um einen dynamischen Vorgang, der im eingeschwungenen Zustand von Hysterese-Mechanismen bestimmt ist. Für eine dynamische Erfassung wäre eine Hochgeschwindigkeitskamera sehr hoher Lichtempfindlichkeit Voraussetzung. Aus Kostengründen musste eine Alternative entwickelt werden, die mittels CCD-Kamera realisierbar ist.

Bei der neu entwickelten Alternative handelt es sich um ein **quasi-dynamisches Verfahren**. Der Grundgedanke ist, die zu einem definierten RM-Musters führenden drei Magnetisierungsströme $i_R(t)$, $i_S(t)$ und $i_T(t)$ in PC-Files abzulegen und für eine „Augenblicksaufnahme“ des Zeitpunkts t_x die entsprechende Stellung des Induktionsvektors $\boldsymbol{B}$ durch Einprägen des Stromtripletts $I_R(t_x)$, $I_S(t_x)$ und $I_T(t_x)$ durch drei DC-Quellen zu simulieren. Zur Berücksichtigung der Hysterese werden dabei aufeinander folgende Tripletts in möglichst kontinuierlicher Weise eingeregelt, und zwar für 24 Werte pro Periode.

Die **Funktionsweise** der Methode lässt sich zusammengefasst wie folgt darstellen:

- Die untersuchte Probe wird in Sättigung gebracht, und eine Kerreffektaufnahme von der Oberfläche wird aufgenommen. Die Aufnahme wird für die Kontrastverbesserung benötigt (siehe 2.3.4).
- Mit Hilfe des RSST wird das zu untersuchende Muster, unter Berücksichtigung der interessierenden Impaktfaktoren simuliert.

- Mit Hilfe eines multifunktionalen Messgerätes[14] werden die Zeitverläufe der Magnetisierungsströme erfasst.
- Mit einer in MATLAB entwickelten Software werden aus den dreiphasigen AC-Strömen 24 Augenblickswerte der 20ms-Periode des Magnetisierungsmusters ermittelt.
- Die Probe wird im RSST entmagnetisiert. Zunächst wird sie stark magnetisiert, entsprechend einem elliptischen Magnetisierungsmuster mit B_{RD} = 1.9 T und a = 0.5. Anschließend wird das eingestellte Muster in sehr kleinen Schritten reduziert bis der Quasi-Null-Zustand erreicht ist.
- Mit drei Gleichstromquellen[15] werden in der Reihenfolge rotierender Magnetisierung die in MATLAB abgelegten Momentan-Werte der AC-Strömen in die sechs Erregerspulen (je zwei Erregerspulen in Serie, gemäß Unterkapitel 2.1) eingeprägt, und für jeden der Augenblickswert wird eine MOKE-Aufnahme gemacht.

[14] Messgerät DEWE-3020 der Firma DEWETRON.
[15] Gleichstromquellen 6921A, Hewelett Packard, USA.

Kapitel 3:

Magnetostriktionsmessung am Rotational Single Sheet Tester

A priori waren beträchtliche Schwierigkeiten und Ungenauigkeiten für Messungen der Magnetostriktion direkt am Transformatorkern zu erwarten. Darauf weist auch der Umstand hin, dass derartige Messungen in der Literatur bisher nicht berichtet wurden. Die in Kapitel 4 beschriebenen entsprechenden Untersuchungen verdeutlichen die schwierige Problematik. Als Alternative war es eine **Strategie dieser Arbeit**, direkt am Kern die für einzelne Regionen typischen Magnetisierungsmuster $\boldsymbol{B}(t)$ zu messen und als nächster Schritt die Muster am Rotational Single Sheet Tester (RSST) an Materialproben zu simulieren. Die entsprechende Magnetostriktion wurde gemessen, um sie schließlich den einzelnen Kernregionen zuzuweisen.

Im Weiteren werden sehr umfangreiche Untersuchungen dargestellt, welche die wichtigsten **Impaktfaktoren** berücksichtigen. Gemäß Kapitel 1 wurde für die Magnetostriktion (MS) bisher nur die Richtung alternierender Magnetisierung (AM) berücksichtigt, sowie das Achsenverhältnis rotierender Magnetisierung (RM). Im Rahmen dieser Arbeit wurden – erstmals in systematischer Weise - für AM verschiedene MS-Kennwerte präzisiert. Darüber hinaus wurden für RM erstmals die Form des B-Musters und die für die Praxis typische Augenblicksdynamik des B-Vektors berücksichtigt. Desgleichen wurde erstmalig der für DC-Bias relevante Einfluss von Gleichfeldern in der Blechebene und senkrecht zu ihr (in z-Richtung) simuliert.

Gemäß Kapitel 1 war es ein Ziel der Arbeit, eine **Korrelation mit den entsprechenden Verlusten** herzustellen. Das heißt, dass für alle Muster $\boldsymbol{B}(t)$ auch Verlustmessungen vorzunehmen waren. Es kann angenommen werden, dass das erarbeitete Datenmaterial sowohl von theoretischer als auch praktischer Bedeutung ist. Die präsentierten Daten können als Richtwerte für CGO- und HGO-Materialien bei AM und bei RM verwendet werden. Darüber hinaus erleichtern sie die Deutung von teils sehr komplexen Effekten direkter Messungen an Transformatorkernen (siehe Kapitel 4).

Letztlich wurden am RSST auch Versuche gemacht, die Resultate der Messungen durch **Domänenanalysen** theoretisch zu deuten. Entsprechend Kapitel 2 wurden magneto-optische Kerreffekt-Aufnahmen gefertigt, um ein tieferes Verständnis zu magnetostriktiven Eigenschaften des Transformatorbleches zu gewinnen.

Die weiteren Abschnitte behandeln den oben erwähnten Themenkreis in der folgenden **Reihenfolge**:

- MS bei alternierender Magnetisierung speziell in der Walzrichtung, und auch allgemein in beliebigen Richtungen
- Multidirektionale MS bei RM

- MS als Funktion des Achsenverhältnis der RM
- Einfluss der Form des Magnetisierungsmusters auf MS
- Einfluss der Magnetisierungsdynamik
- Einfluss eines Gleichfeldes in der xy-Ebene
- Einfluss eines off-plane Flusses in z-Richtung

3.1. Alternierende Magnetisierung (AM)

3.1.1 Magnetisierung in Walzrichtung

Die verfügbaren Katalogwerte der modernen Materialien sind meistens nur für die Verluste und die Permeabilität, kaum aber für Magnetostriktion zu finden. Die vorhandenen Daten für Magnetostriktion beschränken sich ausschließlich auf Untersuchungen bei alternierender Magnetisierung (AM) in der RD (rolling direction). Die am weitesten verbreitete Darstellung der MS-Werte ist die **quasi-DC Kurve** ("virgin curve") $\lambda_{RD}(B_{RD})$. λ_{RD} ist die Dehnung bei einer aus dem entmagnetisierenden Zustand beginnenden Magnetisierung B_{RD} in der RD. Wie aus Abb. 3.1 ersichtlich ist, entsteht eine negative Dehnung (Schrumpfung) in RD, bei Erhöhung von B_{RD}. Diese erreicht ihr Maximum bei ca. 1,6 T für CGO und bei ca. 1,7 T für HGO. Bei einer weiteren Erhöhung der Flussdichte wird die Dehnung bei Annäherung an den Sättigungszustand des Materials sogar positiv.

Diese genannten Effekte lassen sich gut an Hand der magnetischen **Domänen**

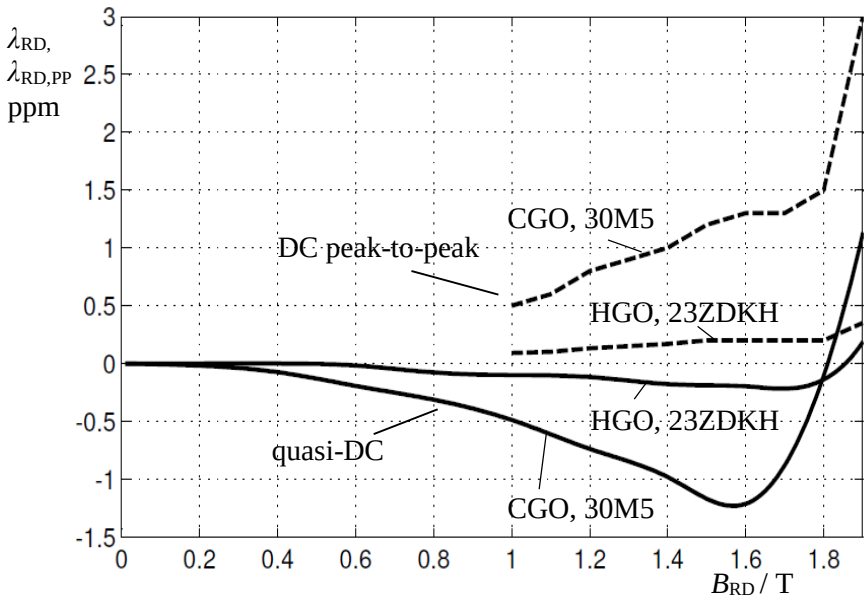


Abb. 3.1. Quasi-DC Magnetostriktion λ_{RD} in RD, dargestellt als Funktion der magnetischen Flussdichte B_{RD} für CGO SiFe und HGO SiFe, gemessen mittels eines Einstreifen-Joches. Zusätzlich sind die entsprechenden peak-to-peak Werte $\lambda_{RD,PP}$ strichliert dargestellt. Die Kurven wurden anhand von Daten aus Nippon Steel Corporation rekonstruiert.

interpretieren. Es ist bekannt, dass die Bewegung der Bloch-Wände der Bar-Domänen nicht zur MS beiträgt. Im Gegensatz dazu haben die obliquen Domänen, wie Lancet-

Slopes und vor allem Plates, den alles bestimmenden, großen Einfluss auf die Magnetostriktion. Wie bereits im Kapitel 2 erwähnt, haben die Bar-Domänen im Entmagnetisierungszustand die gleiche Breite. Sobald ein magnetisches Feld in der RD aufgebaut wird, wird jede zweite Bar-Domäne breiter. Darüber hinaus erhöht sich die Konzentration der Lancets innerhalb der Bar-Domänen, um die magnetische Streufeldenergie zu reduzieren.

Als **Modell der Deutung** nehmen wir – entsprechend der positiven Sättigungsmagnetostriktion von SiFe – an, dass die Fe-Atome des Kristallgitters leicht (um etwa 25 ppm) in der Richtung ihrer magnetischen Momente ***m*** gedehnt sind, womit Ellipsoide vorliegen. Das bedeutet, dass sich aufgrund des Anstiegs der Lancet-Slopes eine Schrumpfung (negative Dehnung) in der RD ergibt. Unter der Annahme einer konstanten Volumenmagnetostriktion, entsteht bei einer Schrumpfung in RD als Kompensation eine Ausdehnung (positive Dehnung) in TD und in ND.

Für B_{RD} > 1,8 T werden die Haupt-Blochwände vernichtet. In kontinuierlicher Weise werden zunehmend viele Momente ***m*** in die RD als Magnetisierungsrichtung gedreht. Die Konzentration der Lancet-Spikes sinkt und geht schließlich im Sättigungszustand gegen null. Letztlich liegen weniger oblique Domänen als im abmagnetisierten Zustand vor und die – auf diesen bezogenen - Dehnung λ_{RD} wird positiv.

Abb. 3.1 zeigt neben den quasi DC „virgin“ Kurven auch die daraus berechneten **peak-to-peak MS-Kurven** $\lambda_{RD,PP}(B_{RD})$ für CGO und HGO. $\lambda_{RD,PP}(B_{RD})$ steigt mit wachsender magnetischer Flussdichte, jedoch wie aus Abb. 3.1 ersichtlich ist, bleibt aber die Steigung für das Intervall zwischen dem negativen Maximum und dem Nulldurchgang von λ_{RD} annähernd null.

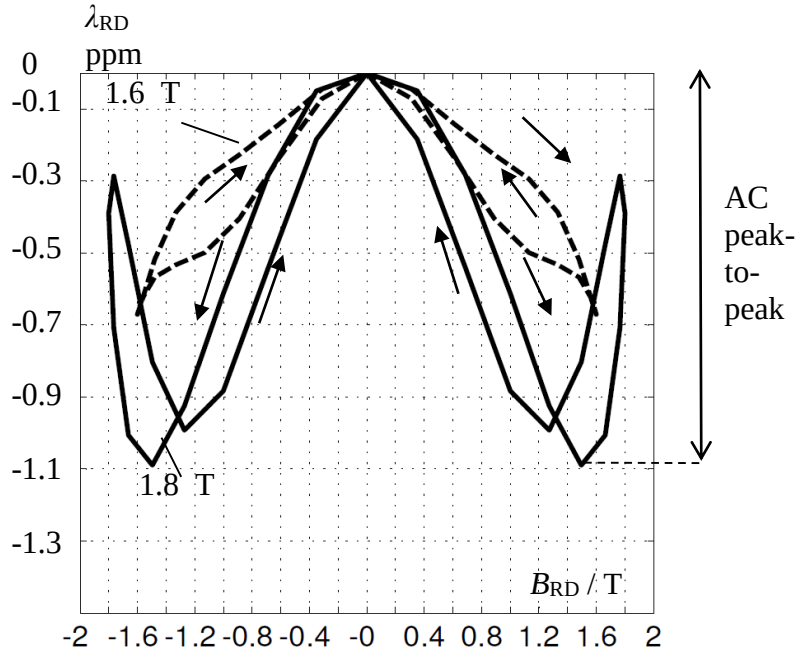


Abb. 3.2. AC-Magnetostriktion in Form von Schmetterlings-Kurven ermittelt durch RSST-Messungen mit 50 Hz für zwei Flussdichten B_{RD} = 1,6 T und 1,8 T für CGO-Material.

Für die industrielle Praxis haben die oben diskutieren DC-Kurven beschränkte Bedeutung, da das Material durchwegs mit AC betrieben wird. Das heißt, dass für ein näheres Verständnis **Kurven für AC-Magnetisierung** benötigt werden. Dabei ergaben sich mit Hilfe des RSST[1] Resultate, wie sie in Abb. 3.2 gezeigt sind (für 50 Hz). Es handelt sich um so genannte **Schmetterling-Kurven** $\lambda_{RD}(B_{RD})$. Ähnlich wie bei der „virgin"-Kurve liegt das negative Maximum bei ca. 1,6 T. Starke Hysterese-Effekte sind aufgrund sehr komplexer Domänen-Rekonstruktionen im Laufe der dynamischen AM ersichtlich. Bei höheren Induktionen (B_{RD} > 1,6 T) wird die Steigung der Kurve positiv (siehe Abb. 3.2) und zufolge der Hysterese entsteht eine **Schmetterling-Kurve mit „gebrochenen Flügeln"**. Bedingt durch die komplexe Hysterese ist die peak-to-peak MS $\lambda_{RD,PP}$ schwer erklärbar.

Letztlich zeigt Abb. 3.3 durch RSST-Messungen ermittelte Werte der **peak-to-peak MS** $\lambda_{RD,PP}$ für CGO und HGO-Materialien. Ähnliche Tendenzen sind in dem Kurvenverlauf wie bei den „virgin"-Kurven in Abb. 3.1 ersichtlich, jedoch ist bei dem CGO-Material die Null-Steigung bei 1,6 T nicht vorhanden, was mit Hysterese-Effekten zu erklären ist. Darüber hinaus weist das CGO-Material peak-to-peak MS-Werte bis ca. 1 ppm auf. Im Vergleich dazu bleiben die HGO-Werte unter 0,5 ppm, was die besseren MS-Eigenschaften des HGO Materials bei AM eindeutig beweist.

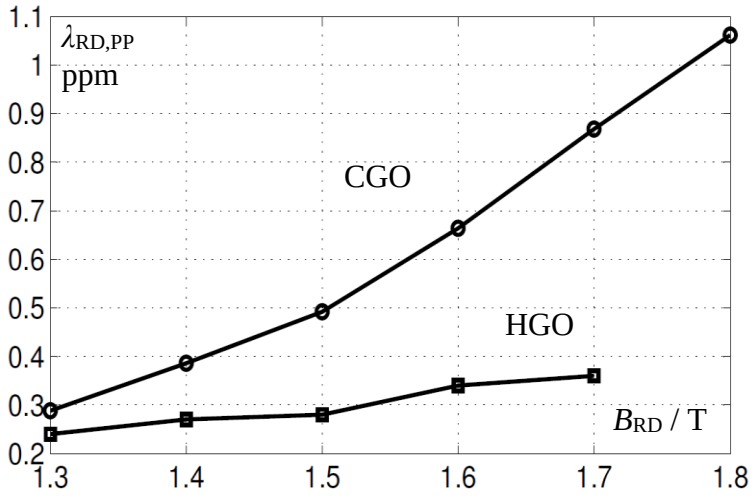


Abb. 3.3. AC peak-to-peak MS-Werte für CGO- und HGO-Materialien bei AM mit 50 Hz.

Alle bereits präsentierten MS-Messungen betreffen nur die RD. Andererseits entstehen – wie schon erwähnt - mit unterschiedlichen Intensitäten **Verzerrungen in allen Richtungen** der xy-Ebene und auch normal dazu in z-Richtung. Als generelle Regel aber schrumpfen die stark Goss-orientierten Materialien in der RD unter AM mit Flussdichten bis ca. 1,6 T, während sie sich in der TD und in ND leicht ausdehnen.

3.1.2. AC-Magnetisierung in verschiedenen Richtungen

In fast allen Regionen der Transformatorkerne existiert aufgrund der Anisotropie der verwendeten kornorientierten Materialien reine alternierende Magnetisierung in der Walzrichtung (RD). Allerdings wurde in mehreren Publikationen zur Interpretation physikalischer Effekte die Magnetostriktion unter **AM in verschieden Winkeln zu der RD** untersucht. In *YAMAMOTO* (*1997*) wurden für die Messungen dieser Art lange Streifen aus CGO Material in verschieden Winkel ψ zur RD ausgeschnitten und magnetisiert. Für die anschließenden MS-Messungen wurden Dehnungsmessstreifen verwendet. Hohe Werte bis zu 10 ppm wurden für steigende ψ und Flussdichten über 1 T festgestellt.

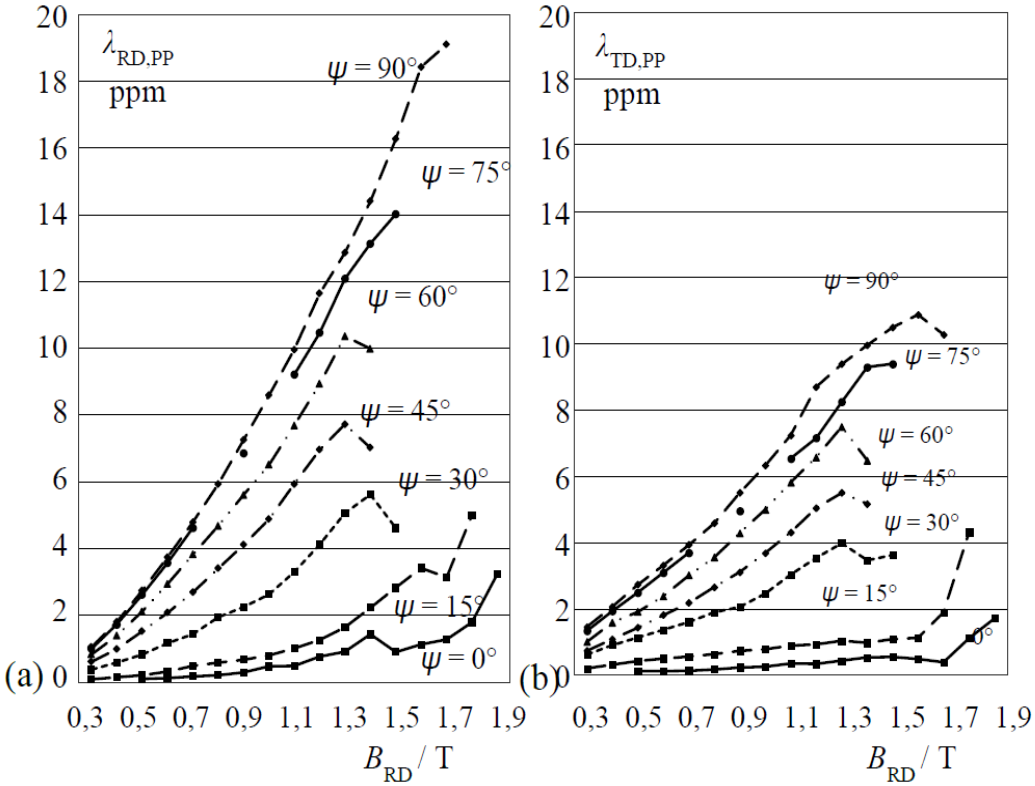


Abb. 3.4. Peak-to-peak MS Werte für CGO bei alternierender Magnetisierung in verschiedenen Winkeln ψ zur RD.
(a) Messungen in RD.
(b) Messungen in TD

Im Gegensatz zu den nicht orientierten Materialien (NO), bei welchen sich die Hauptachsen der Dehnung drehen, zeigen die Ergebnisse der GO-Materialien bei RM „eingefrorene“ (unabhängig von dem Winkel ψ) Hauptachsen sowohl in RD als auch in TD. In Analogie zur rotierenden Magnetisierung haben im Rahmen dieser Arbeit

durchgeführte Untersuchungen der alternierenden Magnetisierung ein ähnliches Verhalten gezeigt[16].

Eine weitere ausführliche Untersuchung der MS bei Magnetisierung in diversen Richtungen zur RD wurde auch in Japan von *WAKABAYASHI* (*2010*) unter Verwendung von quadratischen Proben durchgeführt. Im Gegensatz zu *YAMAMOTO* (*1997*), wo viele in bestimmten Winkeln zur RD ausgeschnittene Proben benötigt waren, wurde bei dieser Messung nur eine einzige Probe verwendet. Das war möglich dank eines speziell entwickelten Algorithmus zur Regelung des Flussdichtevektors. Beide Arbeiten berichten von starken MS-Erhöhungen mit wachsendem ψ. Allerdings wurden für $\psi = 90°$ und $B_{RD} = 1{,}1$ T MS-Werte bis 30 ppm (zum Teil höher als die Sätigungsmagnetostriktion) gezeigt, die aus physikalischer Sicht nicht erklärbar sind.

Abb. 3.4 zeigt im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielte RSST-Resultate für **peak-to-peak MS** $\lambda_{RD,PP}$. Für $\psi = 90°$ und $B = 1{,}1$ T zeigten sich Werte von ca. 10 ppm **für CGO** und von ca. 14 ppm für HGO, welche plausibel erscheinen. Gemäß unseren Ergebnissen wird $\lambda_{RD} \approx 20$ ppm erst bei einer Induktion von 1,7 T für CGO und 1,3 T für HGO erreicht. Stärkere Magnetisierung in der TD konnte wegen beschränkter Kapazität der Leistungsverstärker nicht realisiert werden.

Trotz den unterschiedlichen Ergebnissen bestätigen beide Untersuchungen eindeutig, dass sowohl für CGO- als auch für HGO-Materialien

- die Hauptachsen der Dehnung fixiert (eingefroren) sind,
- das maximale Ausmaß der (negativen) Dehnung in der RD entsteht und
- $\lambda_{TD,PP}$ bei fast allen Messungen kleiner als $\lambda_{RD,PP}$ ist.

Abb. 3.5 zeigt entsprechende Resultate für das **HGO Material** 23ZDKH90. Zusätzlich ist hier auch die zwischen RD und TD gelegene intermediäre Richtung (intermediate direction), 30° zur RD berücksichtigt. Die höchste MS ergibt sich wie immer für die RD. In der ID sind die Werte im Allgemeinen etwas höher als in der TD. Ähnliche Tendenz ergibt sich auch bei RM (siehe nächstes Unterkapitel). Die Anstiege der MS in der RD für HGO-Material sind aber viel stärker als bei CGO-Material, sobald der Vektor $\boldsymbol{B}$ die leichte Richtung verlässt. Obwohl die Werte der peak-to-peak MS für alternierende Magnetisierung in der RD bei HGO nur die Hälfte als bei CGO (vgl. Abb. 3.4) sind, erreicht $\lambda_{RD,PP}$ des HGO-Materials ca. 20 ppm für $B(\psi = 90°) = 1{,}3$T (Abb. 3.5). Das CGO-Material weist für die gleiche Magnetisierung nur etwa 14 ppm (Abb. 3.4) auf. Hier muss erwähnt werden, dass aufgrund der sehr starken Anisotropie des HGO-Materials Magnetisierungen in der TD für Flussdichten über 1,3 T mit den verwendeten Leistungsverstärkern nicht möglich waren.

AM außerhalb der Walzrichtung existiert zum Beispiel in den Stoßverbindungsbereichen („butt joints“) der Begrenzerdrosseln. Die Relevanz einer

[16] Multidirektionale MS-Messungen werden im Unterkapitel 3.2.1 diskutiert.

solchen Magnetisierung ist für die gewöhnlichen Transformatorkerne sehr gering, da solche Muster praktisch nicht vorkommen. Bei den Kernen beschränkt sich starke Magnetisierung fast ausschließlich auf $\psi = 0$, aufgrund ihrer Gehrungseckenkonstruktion („mitred corners“). Zu unterscheiden ist schwache Magnetisierung im Sinne rotierender Magnetisierung im T-Joint-Bereich. Dabei liegt aber keine alternierende Magnetisierung vor, und die Induktionswerte in TD überschreiten kaum den Wert 0.7 T (enstsprechend 1.8 T in RD bei $a = 0.4$). Im Nahbereich von Überlappungen an Kernecken und T-joint kommt zudem z-Fluss auf, wie er im Weiteren ebenfalls behandelt wird.

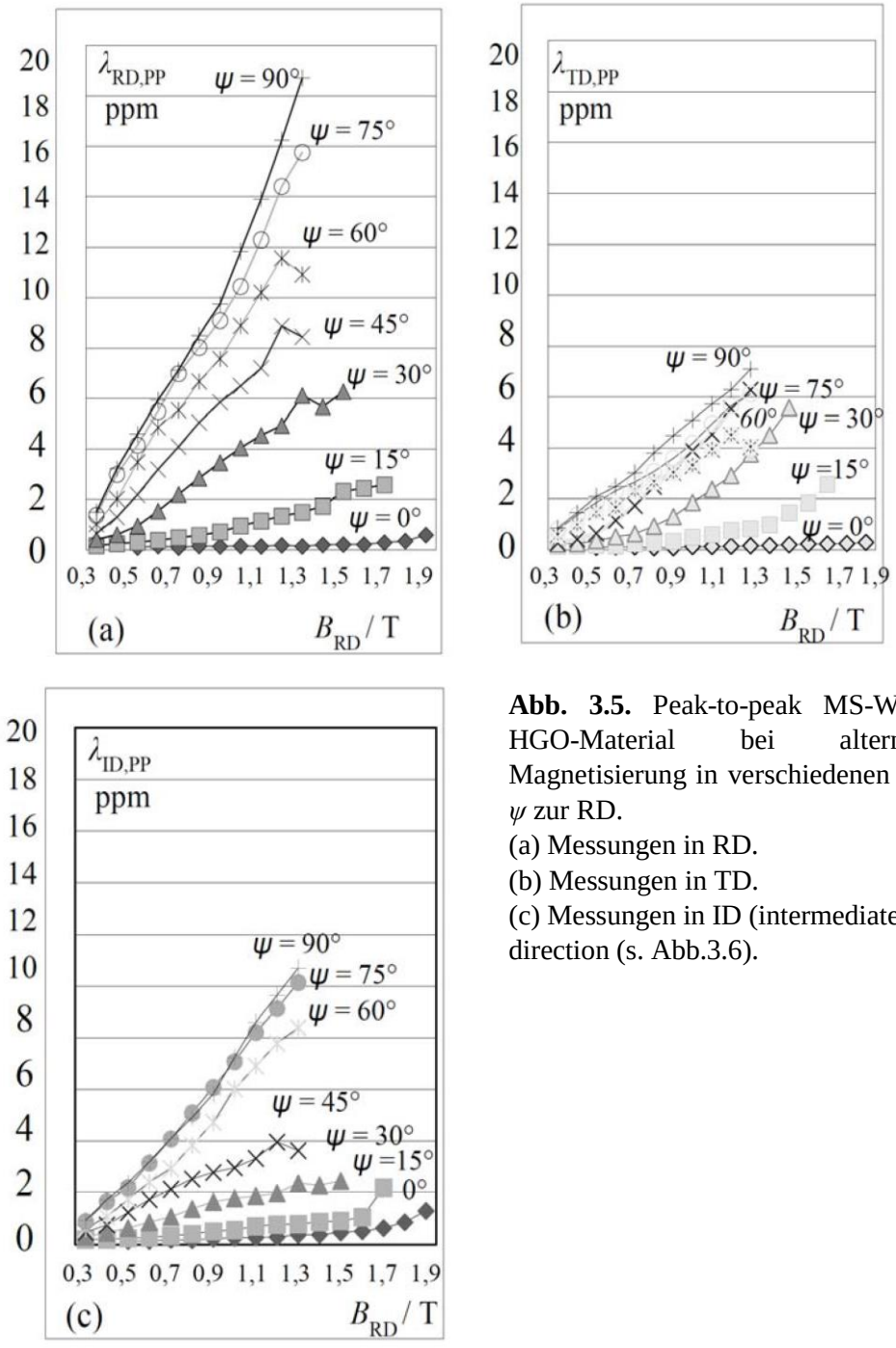


Abb. 3.5. Peak-to-peak MS-Werte für HGO-Material bei alternierender Magnetisierung in verschiedenen Winkeln ψ zur RD.
(a) Messungen in RD.
(b) Messungen in TD.
(c) Messungen in ID (intermediate direction (s. Abb.3.6).

Sowohl in der Industrie als auch in manchen Bereichen der Forschung wird eine **AM/RM-Umsetzung** versucht. Für AM gemessene Magnetostriktions-Werte werden dabei in MS-Werte für RM umgesetzt. Jedoch wurde im Laufe der vorliegenden Arbeit festgestellt, dass diese Methodik aus mehreren Gründen nicht korrekt ist:

- die während einer Magnetisierungsperiode auftretenden Umordnungen der Domänen fallen für AM und RM völlig unterschiedlich aus, sind aber für die Magnetostriktion bestimmend
- die Harmonischen, die für die (vom Ohr empfundene) Geräuschentwicklung entscheidend sind, können nicht bestimmt werden

Daraus können wir schließen, dass AM-Untersuchungen in diversen Richtungen zur RD die Messungen bei RM nicht ersetzen können. Die Messergebnisse des nächsten Unterkapitels bei RM beweisen diese Aussage in eindeutiger Weise.

3.2. Rotierende Magnetisierung

3.2.1. Multidirektionale Magnetostriktion

In der Einleitung wurde bereits erwähnt, dass für die vollständige Beurteilung des MS-Verhaltens eines ferromagnetischen Materials mindestens drei Sensoren, positioniert in drei beliebigen Richtungen, benötigt werden. In *KRELL (2003)* und *YAMAGUCHI (2008)* wurden für eine entsprechende Messung drei Dehnungsmessstreifen angebracht, und zwar in der RD, in der TD und in 45° zu der RD. Wie schon erwähnt, sind die harte Richtungen (55°) fast dehnungsfrei, und dem entsprechend sind die Dehnungen in 45° zur RD relativ schwach. Deswegen wurde im Laufe dieser Arbeit entsprechend Abb. 3.6a ein Messstreifen anstatt in 45° zur RD in 30° eingesetzt (siehe Unterkapitel 2.3.2). Diese Richtung wurde als „intermediate direction“ (ID) bezeichnet.

Abb. 3.6b zeigt anhand von einem konkreten Beispiel die drei gemessenen **Zeitverläufe** λ_{RD}, λ_{TD} und λ_{ID} der drei voneinander unabhängigen Sensoren für elliptische Magnetisierung mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,3. Als spezifisches Problem ist die Lage der Kurven in der Vertikalen unsicher. Dies entspricht dem praktisch unvermeidlichen, unbekannten **Dehnungsoffset**[17] . Die Gründe dafür liegen einerseits in der de facto uneindeutigen Entmagnetisierung der Probe. Ferner ergeben sich mechanische Beanspruchungen der Probe aus ihrer Lagerung aber auch aus magnetostatischen Kräften im Sinne der Magnetisierung. Abb. 3.6b basiert auf theoretischen Überlegungen zur Magnetisierungsgeschichte – ausgehend vom abmagnetisierten Zustand, hin zum Spitzenwert in RD, und letztlich übergehend in RM. Tatsächlich ist damit zu rechnen, das RM im Sinne von transienten Vorgängen aufgebaut wird, die einen eingeschwungenen Zustand ergeben.

[17] Bei der Auswertung der Messung (Abb.3.6) wurden gemäß theoretischen Überlegungen kleine Korrekturen vorgenommen.

Schon in *ENOKIZONO* (*1995*) und *HASENZAGL* (*1996, 1997*) wurde gezeigt, dass die magnetostriktive **Augenblicks-Dehnung** (oder Schrumpfung) einer Probe zu einem beliebigen Zeitpunkt bzw. gut mittels dreier Sensoren bestimmt werden kann. Aus den gemessenen Signalen (vgl. Abb.3.6a) wird der symmetrische[18] Verzerrungstensor zweiter Stufe gemäß Gl. (2.33) aufgestellt. Aus diesem Tensor kann dann anhand der Gl. 2.34 die räumliche Verteilung der MS in der x/y-Ebene berechnet und dargestellt werden.

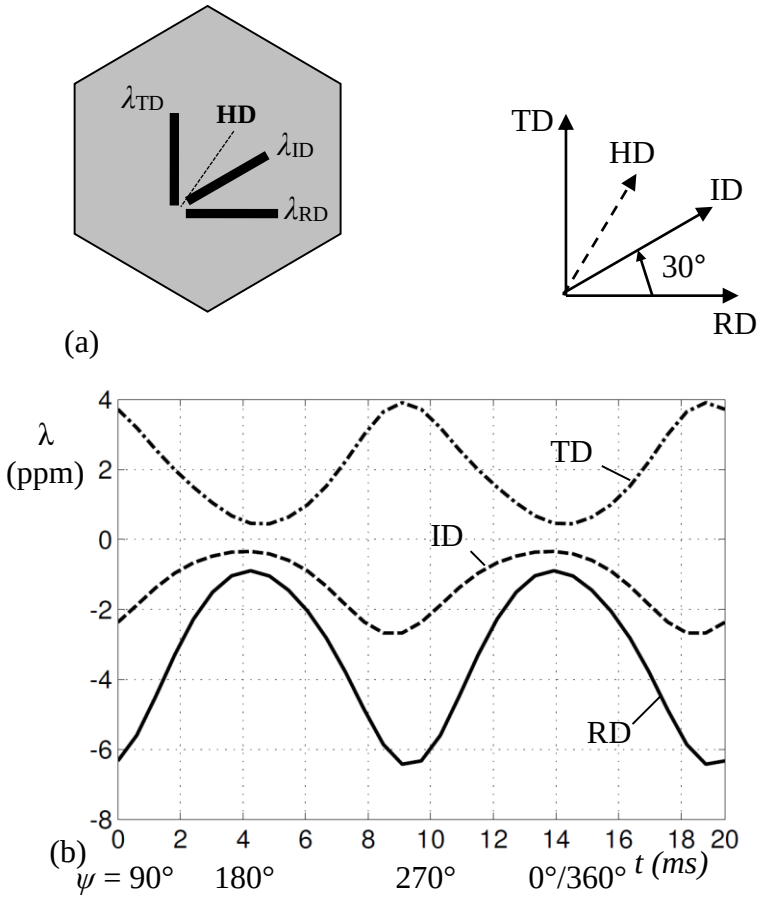


Abb. 3.6. Drei Dehnungsmessstreifen eingesetzt in der RD (0°), in der ID (30° zur RD) und in der TD (90° zur RD). Sie gestatten eine vollständige Bestimmung des magnetostriktiven Verhaltens eines ferromagnetischen Materials, indem sie Dehnungen für alle Richtungen liefern.
(a) Anordnung an der hexagonalen Probe.
(b) Beispiel für die Zeitverläufe der Sensorsignale unter elliptischer Magnetisierung mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,3 für CGO-Material.

Abb. 3.7 zeigt anhand von einem Beispiel die Kleeblatt-Kurve $\lambda(\alpha,\psi,t)$ für elliptische Magnetisierung (a = 0,3; B_{RD} = 1,7 T) für eine CGO-Probe für vier verschiedene Zeitpunkte. Bei allen Messungen zeigt das Material eine Schrumpfung in der RD und eine Ausdehnung in der TD. Die Kleeblatt-Kurve zeigt die Verhältnisse eines bestimmten Zeitpunkts sehr anschaulich auf. Wenn sich der Vektor $\boldsymbol{B}$ in der RD befindet, hat λ in allen Richtungen sein Minimum (Abb. 3.7a). Die leichte Richtung zeigt in diesem Fall eine Schrumpfung von etwa 1 ppm, die transversale dagegen eine Dehnung von etwa +0.5

[18] Symmetrie des Tensors ist Voraussetzung für die Berechnung.

ppm. Eine kontinuierliche Anhebung der magnetostriktiven Verzerrung wird mit steigender Abweichung des Vektors ***B*** von der RD bis hin zu ψ = 90° betrachtet. Die maximalen MS-Werte sowohl in RD auch in TD werden dann erreicht, wenn ***B*** zur Gänze in TD weist. In diesem Fall ist eine kräftige Schrumpfung von etwa -6 ppm in der RD und eine Dehnung von etwa +4 ppm in der TD ersichtlich (Abb. 3.7d).

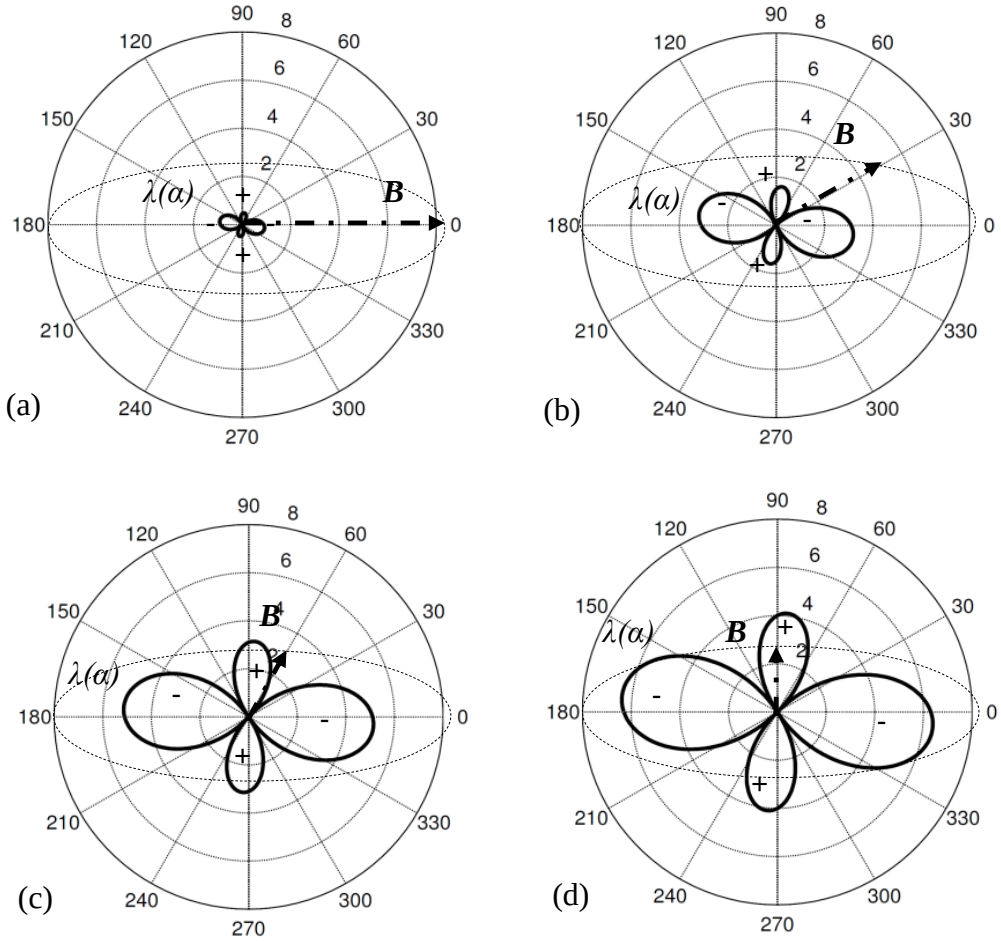
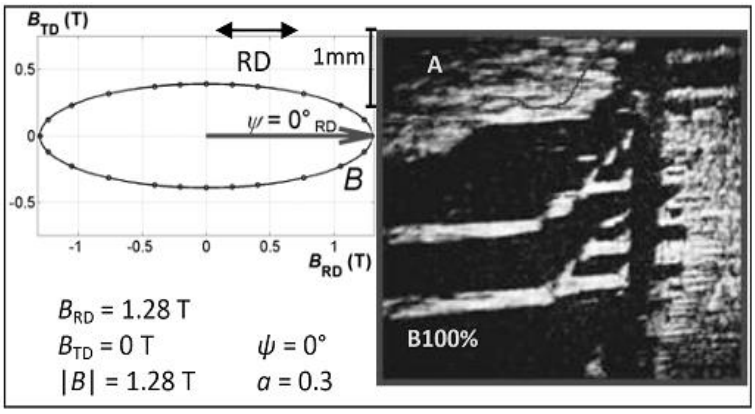


Abb. 3.7. Kleeblatt-Kurven für CGO-Material ermittelt durch Dreimessstreifen-Methode und dargestellt für vier momentane Positionen des Vektors ***B*** für verschiedene Winkel zur RD.

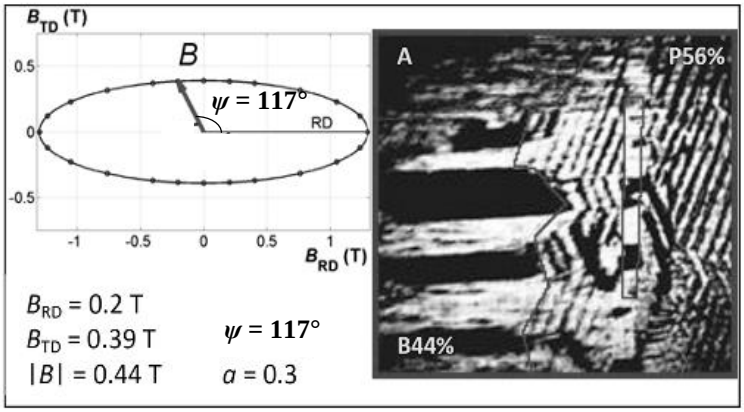
(a) Ψ = 0° (RD) , $|B|$ = 1,7 T ($\lambda_{RD} \approx$ -1 ppm als Resultat)
(b) Ψ = 30° (RD) , $|B| \approx$ 1 T ($\lambda_{RD} \approx$ -3 ppm)
(c) Ψ = 60° (RD) , $|B| \approx$ 0,6 T ($\lambda_{RD} \approx$ -5 ppm)
(d) Ψ = 90° (RD) , $|B|$ = 0,51 T ($\lambda_{RD} \approx$ -6 ppm)

Im **Vergleich von RM zu AM** zeigen sich ähnliche Tendenzen. Zum Beispiel sind sowohl für AM als auch für RM die MS-Werte am höchsten, wenn sich der Vektor ***B*** in der TD-Richtung befindet. Allerdings sind die gemessenen Werte unterschiedlich. Als Beispiel sei der Fall der AM mit B = 0,5 T in einem Winkel 90° zur RD bei CGO angeführt, in dem sich eine peak-to-peak-MS von ca. 3 ppm ergibt (Abb. 3.4). Für den entsprechenden Fall der RM ist die peak-to-peak-MS ca. 6,5 ppm. Daraus kann geschlossen werden, dass AM-Messungen in den diversen Richtungen nur grobe Tendenzen des RM-Verhaltens aufzeigen. Für genauere Untersuchungen können RM-Messungen nicht ersetzt werden.

Für physikalische Interpretationen erfolgten auch hier Domänenanalysen nach der Kerr-Effekt –Technik. Die Bar-Domänen haben für $\psi = 0°$ (Abb. 3.8a) unterschiedliche Breite, da die Magnetisierung in RD ausgerichtet ist und so jede zweite Domäne breiter ist. Um die Streufeldenergie zu reduzieren werden deutlich mehr (hier nicht sichtbare) Lancets im Vergleich zum entmagnetisierten Zustand generiert. Die hohe Konzentration an Lancet-Schläuchen (Abb. 1.3) bewirkt eine Schrumpfung in der RD und gleichzeitig eine Ausdehnung in der TD. Anderseits führt zunehmender Winkel ψ von der RD in die Nähe der TD (in Abb. 3.8b $\psi = 117°$) dazu, dass sich in sehr vielen Körner - wie im rechten Teil der Abb. 3.8b - Diagonalstrukturen an der Oberfläche formieren, als Hinweis für die Anwesenheit von obliqen Domänen im Inneren des Materials. Die magnetischen Momente der Hauptdomäne werden nun zum Aufbau von Schläuchen oder Platten eingesetzt, was die Schrumpfung in RD erklärt – indem die elongierten Achsen aus der Richtung [001] in die Richtungen [100] und [010] verdreht werden. Im Gegensatz zur RD ist die Probe in TD und ND gedehnt, jedoch mit kleineren Intensität, da die Momente gekippt und die Dehnung damit auf zwei Koordinaten verteilt ist (bei als konstant angenommenem Volumen).



(a)



(b)

Abb. 3.8. Kerreffekt-Bilder von magnetischen Domänen für HGO Material für zwei verschieden Zeitpunkten des Vektors ***B*** für quasi-dynamische elliptische Magnetisierung (f => 0) mit $B_{RD} = 1.3$ T und $a = 0.3$.
(a) $\psi = 0°$.
(b) $\psi = 117°$. [A-2].

3.2.2. Multidirektionale peak-to-peak Magnetostriktion

Die Auswertung der im vorigen Unterkapitel untersuchten momentanen MS-Verteilung bietet eine vollständige Bewertung der magnetostriktiven Eigenschaften des Materials. Darüber hinaus wird die Auswertung der Harmonischen für alle Richtungen α ermöglicht. Allerdings hat eine solche Darstellung den Nachteil, dass die Übersicht verloren geht, wenn die vollständige Kleeblatt-Kurve für sehr viele Zeitpunkt gezeichnet werden soll. Außerdem hängen die resultierenden Kurven vom Anfangszustand der Probe ab. Ob vor der Messung die Probe entmagnetisiert ist, oder eine bestimmte Remanenz aufweist, spielt eine wichtige Rolle für die Resultate.

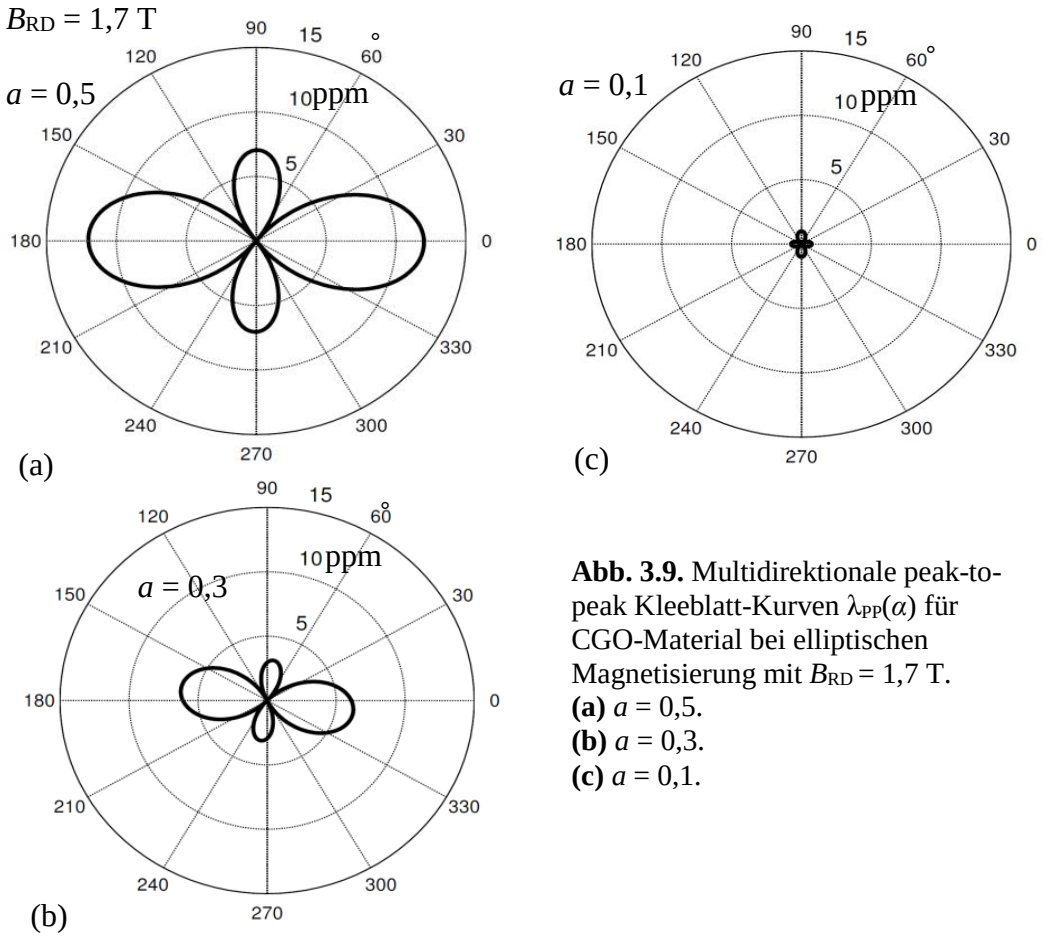


Abb. 3.9. Multidirektionale peak-to-peak Kleeblatt-Kurven $\lambda_{PP}(\alpha)$ für CGO-Material bei elliptischen Magnetisierung mit B_{RD} = 1,7 T.
(a) a = 0,5.
(b) a = 0,3.
(c) a = 0,1.

Es muss auch erwähnt werden, dass die Industrie vor allem an **peak-to-peak-Werten** im stationären Zustand interessiert ist, da diese eine schnelle Bewertung des Materials ermöglichen. Diese Gründe bedeuten, dass eine kompakte Darstellung der MS notwendig ist, die nicht vom Anfangszustand der Probe abhängig ist und eine schnelle Bewertung der magnetostriktiven Eigenschaften eines Materials ermöglicht. Abb. 3.9 zeigt eine solche Darstellung für das CGO-Material bei elliptischer Magnetisierung für B_{RD} = 1,7 T und diversen Achsenverhältnissen a. Für jede beliebige Richtung α wurde hier nur die peak-to-peak MS ($\lambda_{\alpha,PP}$) als Differenz der maximalen Verzerrung (bei ψ = 90° für alle kornorientierten Materialien) und der minimalen (bei ψ = 0°) berechnet. Es ergibt sich dann eine einzige Kleeblatt-Kurve, die nun keine negativen Werte enthält. Durch die

kompakte Darstellung ist es sofort ersichtlich, dass die RM einen sehr starken Einfluss auf MS hat. Mit Erhöhung des Achsenverhältnisses steigt die MS kräftig in allen Richtungen (mit Ausnahme der harten Richtungen, die ja verzerrungsfrei sind). Die maximalen Werte der λ_{PP} (ca. 2 ppm für RD und ca. 7 ppm für TD) findet man beim höchsten gemessenen Achsenverhältnis a = 0,5. Die hier angegebene Methode ist zwar einfach und kompakt. Sie bietet aber keine Information über die Zeitverläufe der Magnetostriktion, welche eine Grundlage für die Beurteilung für vom menschlichen Ohr empfundene Geräusche darstellen.

3.2.3. Bidirektionale Magnetostriktion als Funktion des Achsenverhältnisses

Wie bereits erwähnt, zeigen kornorientierte Materialien **„eingefrorene" Hauptachsen der Dehnung** - sie rotieren mit der rotierenden Magnetisierung nicht mit. Das liegt an der extremen Anisotropie und an den sehr hohen resultierenden Feldstärken H, wenn der Vektor $\boldsymbol{B}$ in eine der harten Richtungen weist (siehe Abb. 3.10). Unabhängig vom Achsenverhältnis findet in allen untersuchten Fällen[19] die maximale Schrumpfung (negative Dehnung) in der RD und die maximale Dehnung in der TD statt. Im Allgemeinen zeigten die Messungen der peak-to-peak MS λ_{PP} ein Maximum in der RD und ein Nebenmaximum in der TD. Aufgrund der konstanten Volumenmagnetostriktion ist auch ein Nebenmaximum in z-Richtung (ND) zu erwarten.

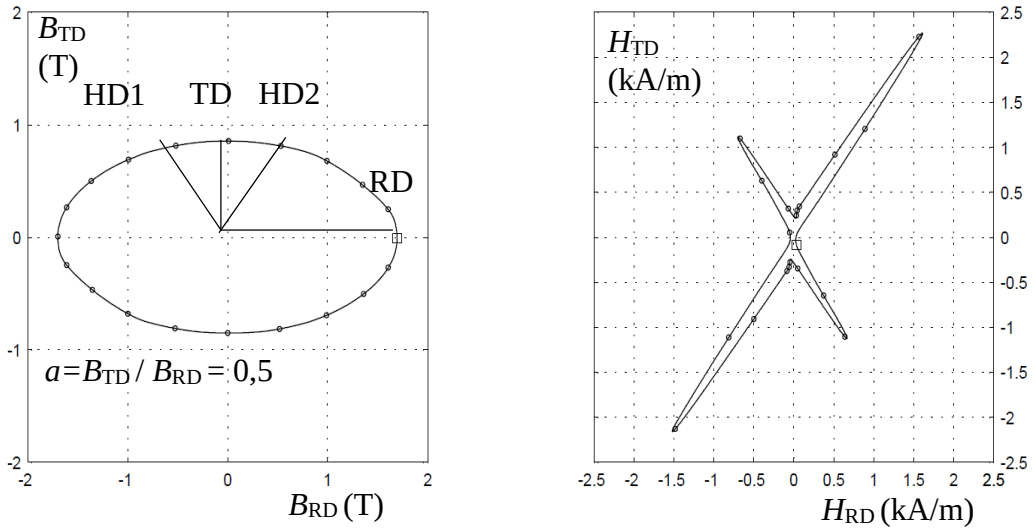


Abb. 3.10. Elliptisches Flussdichtemuster $\boldsymbol{B}(t)$ und das entsprechende Feldstärkemuster $\boldsymbol{H}(t)$ für HGO-Material für elliptische RM mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,5.

Diese Erkenntnisse bedeuten für die Industrie, dass das magnetostriktive Verhalten der kornorientierten Materialien im Sinne einer **Kompaktdarstellung** Weise mit Hilfe von

[19] Alle Untersuchungen bei RM wurden für $B_{RD} < 1{,}8$ T durchgeführt.

nur zwei einzelnen Sensoren in RD und TD alleine für diese beiden Richtungen abgeschätzt werden kann – allerdings ohne Informationen für die bezüglich der Geräusche so wichtigen spektralen Anteile. In den folgenden Abschnitten werden derartige bidirektionale Messungen mit Hinblick auf wichtige Impaktfaktoren präsentiert.

Der vorliegende Abschnitt bezieht sich zunächst auf Magnetostriktion unter **elliptischer Magnetisierung**. Mit Ausnahme von wenigen Messungen, die unter rhombischen Magnetisierungsmustern durchgeführt wurden, entstanden alle bis jetzt publizierten Ergebnisse (siehe *ENOKIZONO 1990*, *KRELL 2003*, *SOMKUN 2010*, *KAI 2012*) anhand von Messungen unter elliptischen oder kreisförmigen Mustern. Die Fachliteratur beschäftigt sich viel mit Untersuchungen der kreisförmigen Muster der nichtkornorientierenden Materialien, da diese typisch für die rotierenden Maschinen sind. Das ist auch der Grund, warum mehrere Publikationen (siehe *ENOKIZONO 1990*, *KRELL 2003*) die kreisförmigen Muster mit relativ kleinen Flussdichten bei kornorientierten Materialien betrachten, obwohl diese von geringer bzw. keiner industrieller Bedeutung für Transformatoren sind, da bei den Kernen Achsenverhältnisse über 0,5 überhaupt nicht existieren.

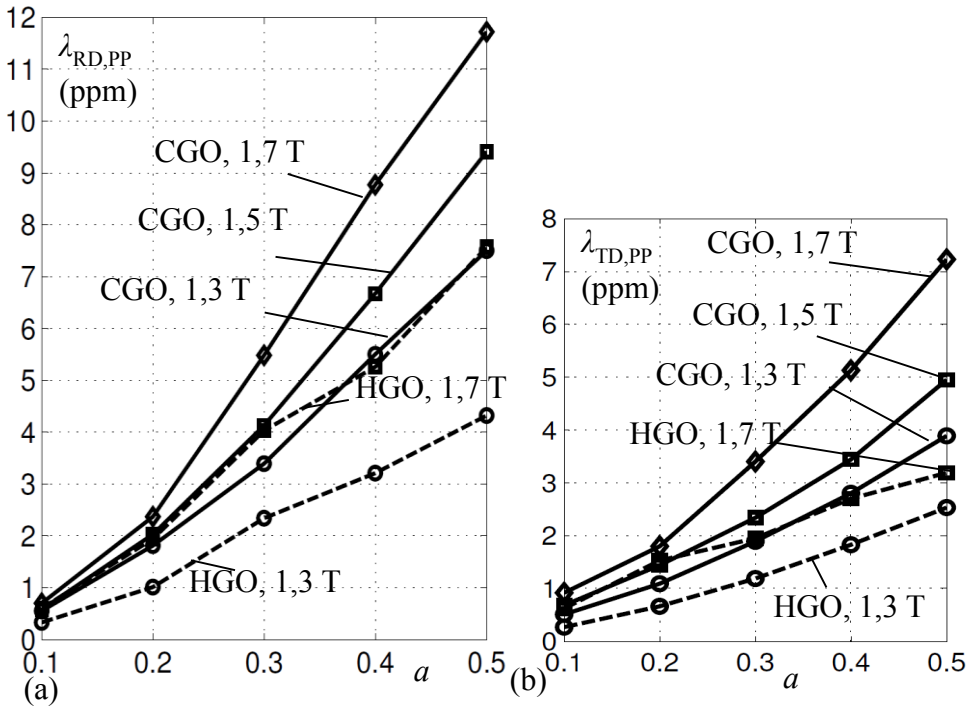


Abb. 3.11. Messergebnisse der peak-to-peak-MS für elliptische Magnetisierung als Funktion des Achsenverhältnisses a von 0,1 bis 0,5 für diverse Induktionen. für CGO und HGO Transformatorblech. **(a)** In der RD. **(b)** In der TD.

In dieser Arbeit wurden generell **praxisrelevante Untersuchungen** angestrebt. Deshalb wurden die Messungen für B_{RD} von 1,3 T bis 1,7 T und für Achsenverhältnisse von $a = 0$ bis $a = 0{,}5$ – als typisch für den T-joint-Bereich des Transformatorkerns durchgeführt.

Abb. 3.11 zeigt im direkten Vergleich die peak-to-peak Werte der Magnetostriktion des CGO- bzw. HGO-Materials in der RD und in der TD für B_{RD} = 1,3 T, 1,5 T und 1,7 T für

Achsenverhältnisse a = 0 bis 0,5. Das CGO-Material weist sowohl für RD als auch für TD deutlich höhere MS-Werte auf als das HGO-Material. Mit wachsendem Achsenverhältnis sind kräftige und nicht lineare Anstiege von $\lambda_{RD,PP}$ und $\lambda_{TD,PP}$ zu erkennen. Diese Anstiege können mit Hilfe der magnetischen Domänen erklärt werden. Aufgrund von Körnern mit Fehlorientierung können kleine Flussdichten B_{TD} in der TD entsprechend einem kleinen Achsenverhältnis a entstehen. Anderseits sind für die Entstehung höherer B_{TD}-Werte die obliquen Domänen verantwortlich, deren magnetische Momente in [100] und [010] ausgerichtet sind. Als Resultat dehnt sich das Material in der transversalen Richtung aus und schrumpft dagegen in der leichten Richtung.

Steigende Induktion B_{RD} bewirkt eine starke nichtlineare Erhöhung der peak-to-peak MS. Als eine grobe Tendenz wurde sowohl für HGO als auch für CGO festgestellt, dass eine Steigung der B_{RD} von etwa 30% (von 1,3 T auf 1,7 T) eine Erhöhung von $\lambda_{RD,PP}$ von ca. 60% für diverse Achsenverhältnisse bewirkt. Diese Tendenz erklärt sich mit dem deutlichen Anstieg des Anteils der Querdomänenstrukturen. Darüber hinaus ist anhand von Abb. 3.11 ersichtlich, dass für a > 0,1 im Allgemeinem die $\lambda_{TD,PP}$–Werte deutlich kleiner (um etwa 30%) als die $\lambda_{RD,PP}$-Werte sind.

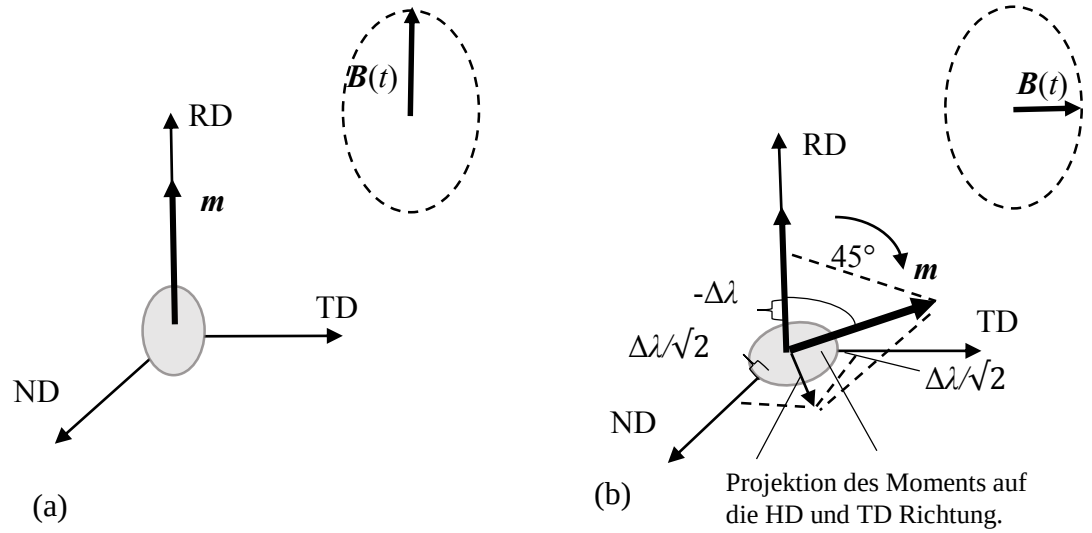


Abb. 3.12. Grobe Skizze der Beeinflussung des magnetischen Moments eines Atoms durch die rotierende Magnetisierung. (a) Die momentane Position des Vektors ***B*** befindet sich in der RD. (b) Die momentane Position des Vektors ***B*** befindet sich in der TD.

Die Abb. 3.12 gibt eine Veranschaulichung dieses Effektes. Wenn der Vektor ***B*** sich momentan in der RD befindet, zeigen auch die magnetischen Momente der meisten Atome in die RD (Abb. 3.12a). Wenn ***B*** aber in die TD weist, entstehen viele oblique Domänen, deren magnetische Momente in einem Winkel von 45° zur RD stehen. Das bedeutet, eine Schrumpfung des Materials in RD entsprechend negative $\Delta\lambda < 0$.

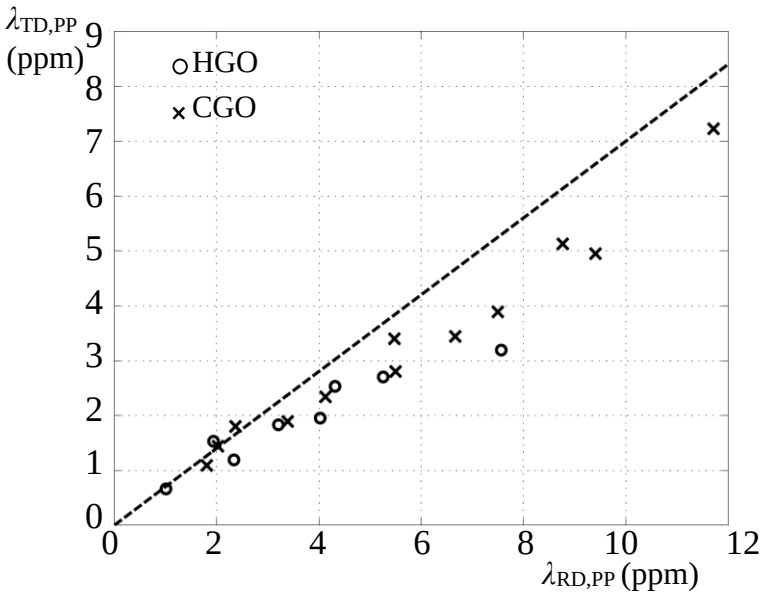


Abb. 3.13. Peak-to-peak MS $\lambda_{TD,PP}$ als Funktion der entsprechenden Werte $\lambda_{RD,PP}$ anhand von Daten von Abb. 3**.** für B_{RD} = 1,3 T , 1,5 T und 1,7 T und Achsenverhältnis a > 0,1. Die strichlierte Linie zeigt die Erwartungswerte entsprechend Gl. 3.1.

Aufgrund der konstanten Volumenmagnetostriktion muss aber diese Schrumpfung mit einer Ausdehnung in der TD und der ND kompensiert werden. Wenn wir annehmen, dass die beiden Richtungen TD und ND gleichmäßig betroffen sind, bzw. der Winkel der Projektion zu jeder der beiden Richtungen 45° ist, muss die Verlängerung sowohl in der TD als in der RD $\Delta\lambda/\sqrt{2}$ betragen. Diese Überlegungen können in einer resultierenden Annährungsfunktion zusammengefasst werden, entsprechend

$$\lambda_{TD,PP} = 0{,}7\ \lambda_{RD,PP} \tag{3.1}$$

Ein Vergleich mit den tatsächlich gemessenen Werten (Abb. 3.13) zeigt eine gute Übereinstimmung, allerdings nicht auf den Faktor 0,7, sondern mit 0,6. Dieser Faktor benötigt eine genauere Untersuchung. Der Unterschied liegt offensichtlich daran, dass die magnetischen Momente in einem Winkel von weniger als 45° zur ND liegen.

Die in Abb.3.14 dargestellten Messergebnisse zeigen, dass im Vergleich zum HGO-Material, das CGO nicht nur höhere Magnetostriktion bei AM, sondern auch bei RM zeigt. Allerdings sind die Anstiege der MS bei RM bezogen auf die MS bei AM deutlich steiler im HGO Fall, aufgrund der besseren Goss-Textur. Dieses Verhalten lässt sich veranschaulichen, wenn anstatt der absoluten Werte in ppm, die relativen, bezogen auf a = 0, betrachtet werden. Zu diesem Zweck wird entsprechend dem lokalen „building factor“ (BF) der Verluste die relative MS in der RD als

$$\Lambda_{RD}=\lambda_{RD,PP}(a > 0) / \lambda_{RD,PP}(a = 0) \tag{3.2}$$

definiert. Im Gegensatz zu den Verlusten, bei denen die Katalogwerte bei alternierender Magnetisierung leicht zu finden sind, existieren für die MS allerdings keine Referenzwerte. Darüber hinaus können präzise und genaue Verlustmessungen relativ

einfach gemacht werden, während die MS-Messungen in Speziellem bei AM aufgrund der extrem kleinen Werte mit sehr hohem Aufwand verbunden sind.

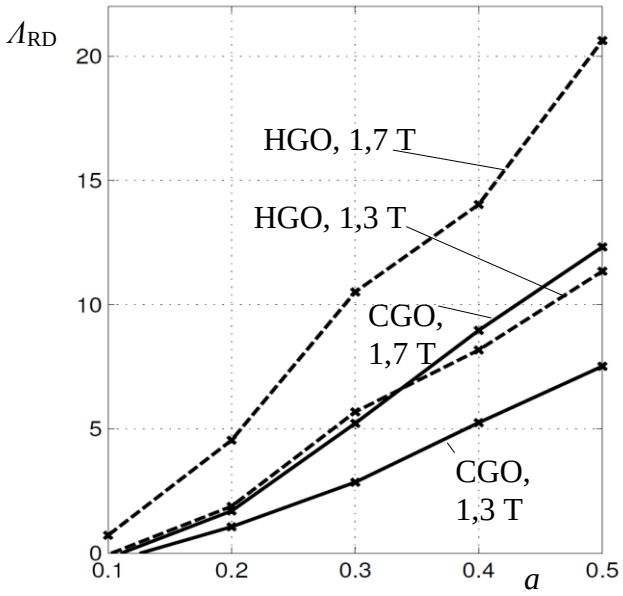


Abb. 3.14. Relativer Anstieg der peak-to-peak-MS für CGO und HGO als Funktion des Achsenverhältnisses a für B_{RD} = 1,3 T und 1,7 T.

Abb. 3.14 zeigt deutlich, dass die hochkornorientieren Materialien stärker betroffen sind, sobald der Flussdichtevektor die leichte Richtung verlässt. Mit steigender Flussdichte wird der Effekt der erhöhten MS bei RM noch stärker.

Die weiter oben ermittelten MS-Ergebnisse entsprechen gut den bei den Verlusten beobachteten Tendenzen. Im Folgenden seien die wichtigsten Erkenntnisse zusammengefasst.

- Für alternierende Magnetisierung (a = 0) sind sowohl die Verluste als auch die Magnetostriktion viel kleiner für HGO als für CGO.
- Mit wachsendem Achsenverhältnis steigen beide Charakteristiken sehr stark an.
- Die Anstiege sind deutlich stärker für das HGO-Material.

In Bezug auf den letzten Punkt muss berücksichtigt werden, dass ein HGO-Kern aufgrund der stärkeren Goss-Textur deutlich kleinere Achsenverhältnisse a aufweist, im Speziellen im T-joint Bereich wie im Kapitel 4 gezeigt wird.

3.2.4. Einfluss des Magnetisierungsmusters

In der Literatur wurde von zwei Formen der rotierenden Magnetisierung berichtet:

- elliptische bis kreisförmige Magnetisierung (Abb. 3.15a), die charakteristisch für den Kern des Stators drehender Maschinen und damit für nichtkornorientierte Materialien ist und
- rhombische Magnetisierung (Abb. 3.15b), die im T-joint-Bereich des Transformatorkerns und zum Teil auch in den Jochen lokalisiert ist.

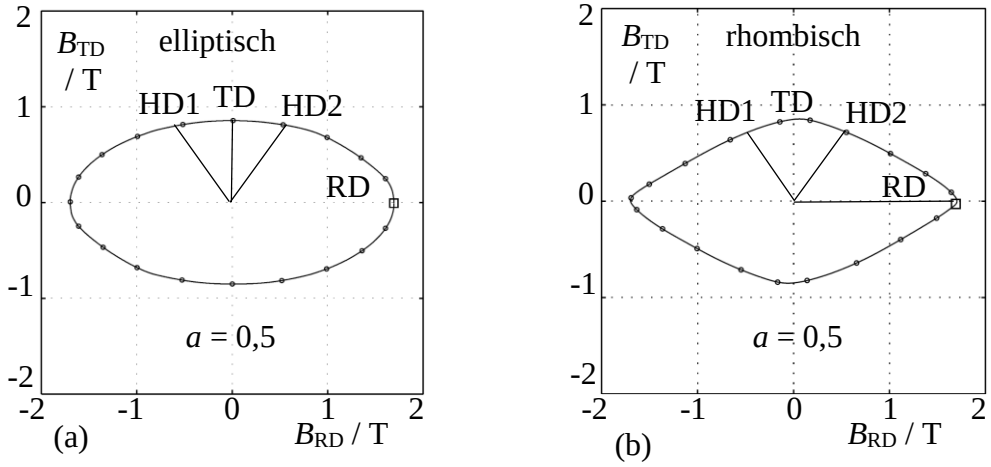


Abb.3.15. Die in der Fachliteratur untersuchten Formen der rotierenden Magnetisierung mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,5.
(a) Elliptisches Muster.
(b) Rhombisches Muster, typisch für den T-Joint Bereich des Kerns. Es charakterisiert sich mit kleinen Werten in den harten Richtungen (HD).

Die Form des Magnetisierungsmusters spielt eine wichtige Rolle für die Ummagnetisierungsverluste. In [A-7] und in *SABIC* (*2011*) wurden verschiedene Formen (elliptisch, rhombisch, quer-rhombisch etc.) und ihre Einflüsse auf die Verluste sehr eingehend studiert. Die elliptischen Muster und die quer-rhombischen Muster zeigen viel höhere Verluste im Vergleich zu den normal-rhombischen. Die Erklärung dieses Effekts liegt in der sehr starken Magnetisierung in den harten Richtungen (HDs), die eine elliptische Form verlangt (Abb. 3.15). Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Einflüsse auf die Magnetostriktion eingehend studiert Diese wurden mit Hilfe des RSST mit einer sehr hohen Präzision simuliert. Anschließend wurden die Einflüsse auf MS genau studiert und verglichen.

Abb. 3.16 zeigt eine Gegenüberstellung dieser beiden meist untersuchten Magnetisierungsmuster als Funktion des Achsenverhältnisses a für HGO-Material, für B_{RD} = 1,3 T und 1,7 T. Im Allgemeinen sind die peak-to-peak MS-Werte der rhombischen Form etwas niedriger. Die Unterschiede zum elliptischen Fall werden etwas deutlicher mit steigendem a und werden kleiner mit höherer Induktion B_{RD}. Ähnlich zu den Verlusten kann der Effekt mit der unterschiedlichen Magnetisierung in den harten Richtungen begründet werden, jedoch wäre für eine nähere Interpretation die

Untersuchung der entsprechenden Domänenrekonstruktionen unter beiden Formen notwendig.

Als **Fazit** kann festgestellt werden, die elliptische Magnetisierung etwas höhere Magnetostriktion als die rhombische erbringt, jedoch spielt die Form insgesamt eine untergeordnete Rolle in Bezug auf MS. Im Gegensatz dazu sind die Verluste sehr stark von der Form abhängig. Diese Abhängigkeit kann für den elliptischen Fall mit höhen Hysterese-Verlusten aufgrund sehr komplexer Magnetisierung in den harten Richtungen erklärt werden.

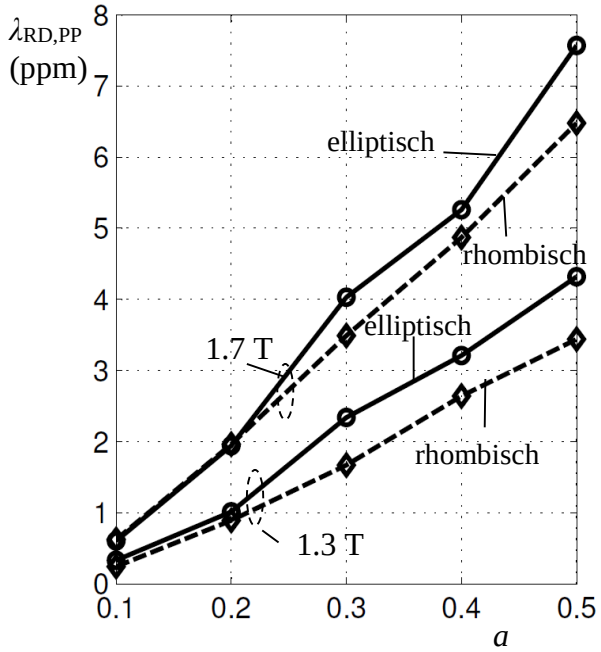


Abb. 3.16. Gegenüberstellung der peak-to-peak-MS in der RD für elliptisches und rhombisches Musters als Funktion des Achsenverhältnisses für HGO-Material magnetisiert mit B_{RD} = 1,3 T und 1,7 T.

3.2.5. Einfluss der Magnetisierungsdynamik

Die **Verluste** der kornorientierten Materialien steigen stark zufolge erhöhter Dynamik der Magnetisierung an. Sowohl Verzerrungen der Sinusform bei alternierender Magnetisierung als auch die hohe Winkelgeschwindigkeit des Magnetisierungsvektors bei rotierender Magnetisierung führen zu heftigen Erhöhungen der Wirbelstromverluste [A-7].

Für die **Magnetostriktion** wurde festgestellt, dass die Form des Musters nicht von großer Bedeutung ist. Darüber hinaus kann das elliptische Muster mit unterschiedlicher Dynamik im Gegensatz zum rhombischen exakt und einfach mathematisch definiert werden und daher auch präzise simuliert werden. Aus diesen zwei Gründen wurden die Messungen dieses Unterkapitels auf das elliptische Muster beschränkt. Die Flüsse, die im Transformatorkern gemessen wurden, zeigten im T-Joint-Bereich eine höhere Dynamik,

die anhand der hohen momentanen Winkelgeschwindigkeit um die TD erkennbar ist. Sie äußert sich durch die maximale Winkelgeschwindigkeit in der transversalen Richtung.

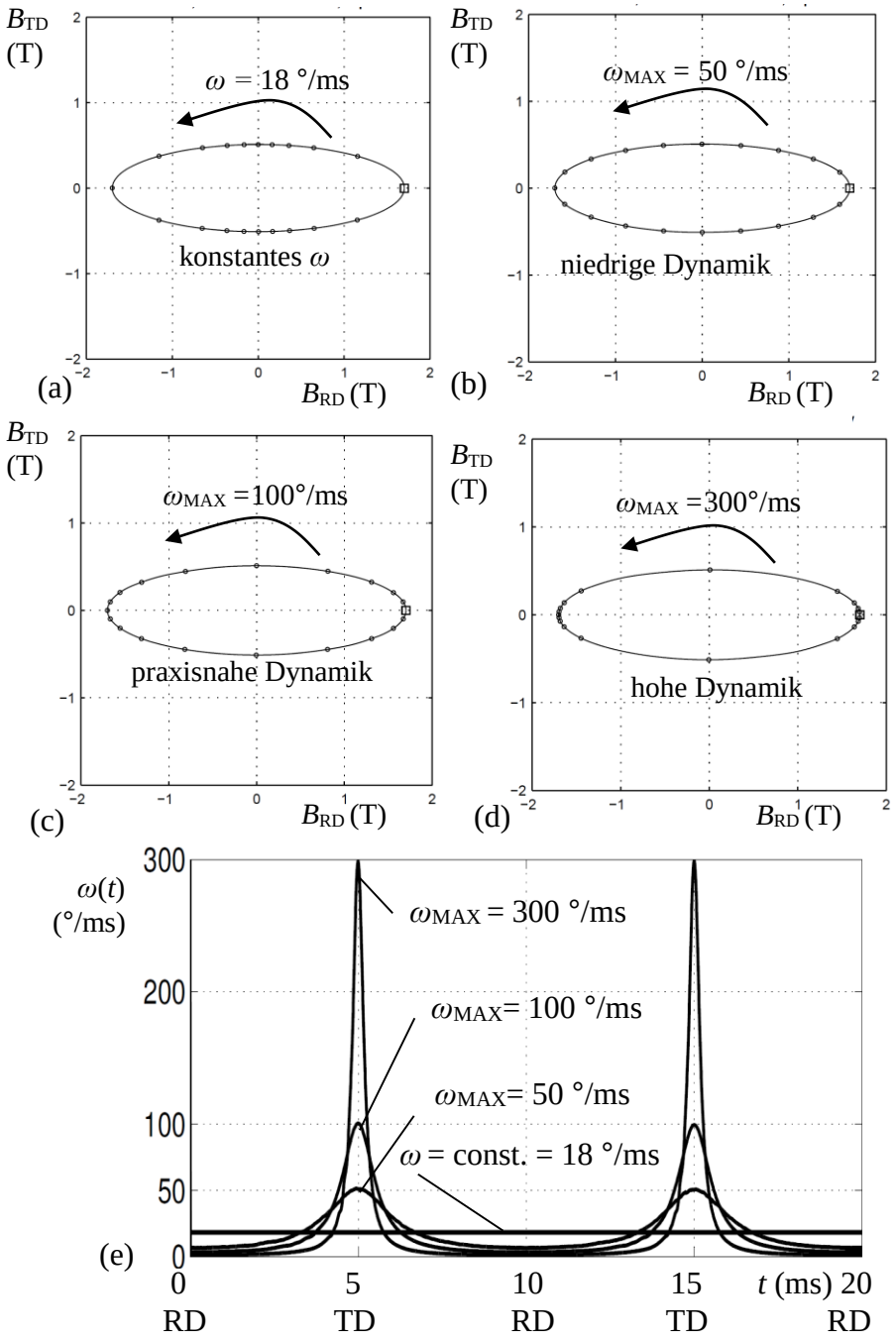


Abb.3.17. Beispiel für ein elliptisches Magnetisierungsmuster mit B_{RD} = 1,7 T, a = 0,3 und mit verschiedenen Dynamiken des Flussdichtevektors ***B***(t):
(a) konstante Winkelgeschwindigkeit (ω_{MAX} = 18°/ms).
(b) niedrige Dynamik (ω_{MAX} = 50°/ms)
(c) praxisnahe Dynamik (ω_{MAX} = 100°/ms)
(d) hohe Dynamk (ω_{MAX} = 300°/ms)
(e) Die entsprechenden Zeitverläufe. Die Spitzenwerte befinden sich in der transversalen Richtung.

Abb. 3.17 zeigt **das Phänomen der Dynamik** anhand eines Beispiels mit vier verschiedenen maximalen Winkelgeschwindigkeiten in der TD. Für eine übersichtliche Darstellung werden 20 Zeitpunkten des Vektors $\boldsymbol{B}$ (f = 50 Hz) verwendet. Je zwei aufeinanderfolgende Punkte sind in einem festen zeitlichen Abstand von Δt = 1 ms. Anhand der Verteilung der Zeitpunkte ist die jeweilige Dynamik des Musters erkennbar. Die **Verluste** der kornorientierten Materialien steigen stark zufolge erhöhter Dynamik der Magnetisierung an. Sowohl Verzerrungen der Sinusform bei alternierender Magnetisierung als auch die hohe Winkelgeschwindigkeit des Magnetisierungsvektors bei rotierender Magnetisierung führen zu heftigen Erhöhungen der Wirbelstromverluste [A-7].Abb. 3.17a illustriert den Fall der konstanten Winkelgeschwindigkeit $\omega_{MAX} = \omega$ = 18°/ms. Abb. 3.17b zeigt dagegen den Fall der gleichmäßigen Punkteverteilung ω_{MAX} = 50°/ms, die aus der Vektorsumme zweier exakt sinusförmiger Verläufe in RD und in TD resultiert. Dieser Fall wurde in der Fachliteratur am meistens untersucht, da er relativ einfach simuliert werden kann. Allerdings haben diese Fälle nur theoretische Relevanz und sind in der Praxis nicht vorhanden. Wie bereits erwähnt zeigen die praxisnahen Muster eine hohe Dynamik, die mindestens ω_{MAX} = 100°/ms beträgt (Abb. 3.17c). Die Zeitverläufe der einzelnen Komponenten (in RD und in TD), aus denen sich das Muster ergibt, haben somit keine Sinusform, sondern sind stark verzerrt.

Abb. 3.18 stellt Resultate der Magnetostriktionsverläufe $\lambda_{RD,PP}$ und $\lambda_{TD,PP}$ als Funktion der maximalen Winkelgeschwindigkeit ω_{MAX} in der TD des Vektors $\boldsymbol{B}$ dar. Für ω_{MAX} < 100°/ms zeigen beide Materialien (HGO und CGO) komplexe und unregelmäßige Schwankungen. Mit steigender Winkelgeschwindigkeit sinken die MS-Werte im Speziellen für höhere Flussdichten. Diese relativ schwachen Effekte sind sowohl bei den CGO- als auch bei den HGO-Materialien ersichtlich.

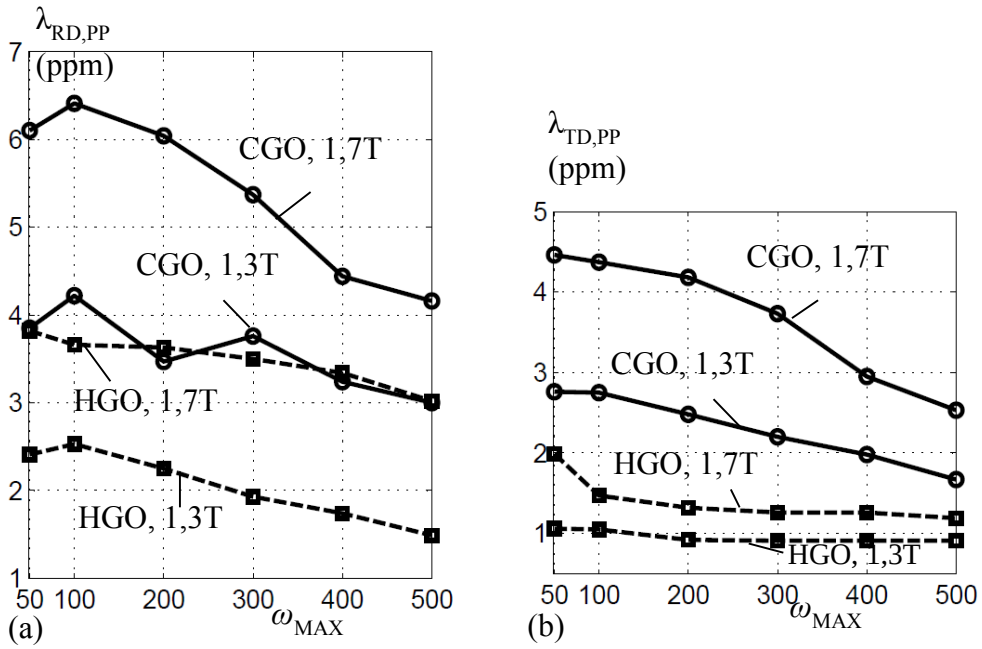


Abb. 3.18. Peak-to-peak Magnetostriktion als Funktion der Winkelgeschwindigkeit $\boldsymbol{\omega_{MAX}}$ für elliptische Magnetisierung mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,3 für CGO- und HGO-Material.
(a) $\lambda_{RD,PP}$ in der RD.
(b) $\lambda_{TD,PP}$ in der TD.

Um eine tiefere Interpretation der Effekte zu erzielen, wurden die Amplitudenspektren von $\lambda(t)$ als Funktion der Dynamik des Vektors $\boldsymbol{B}$ analysiert. Abb. 3.19 zeigt die drei Amplitudenspektren für drei verschiedene Winkelgeschwindigkeiten. Die höheren Harmonischen ε_K (k = 2, 3 und 4 entsprechend 200, 300 und 400 Hz) sind bezogen auf die Grundschwingung (k = 1 oder 100 Hz). Obwohl die peak-to-peak MS von ungefähr 4 ppm für ω_{MAX} = 50°/ms auf ca. 3,6 ppm für ω_{MAX} = 300°/ms abnimmt steigen die Amplituden der höheren Harmonischen mit wachsender Winkelgeschwindigkeit deutlich an.

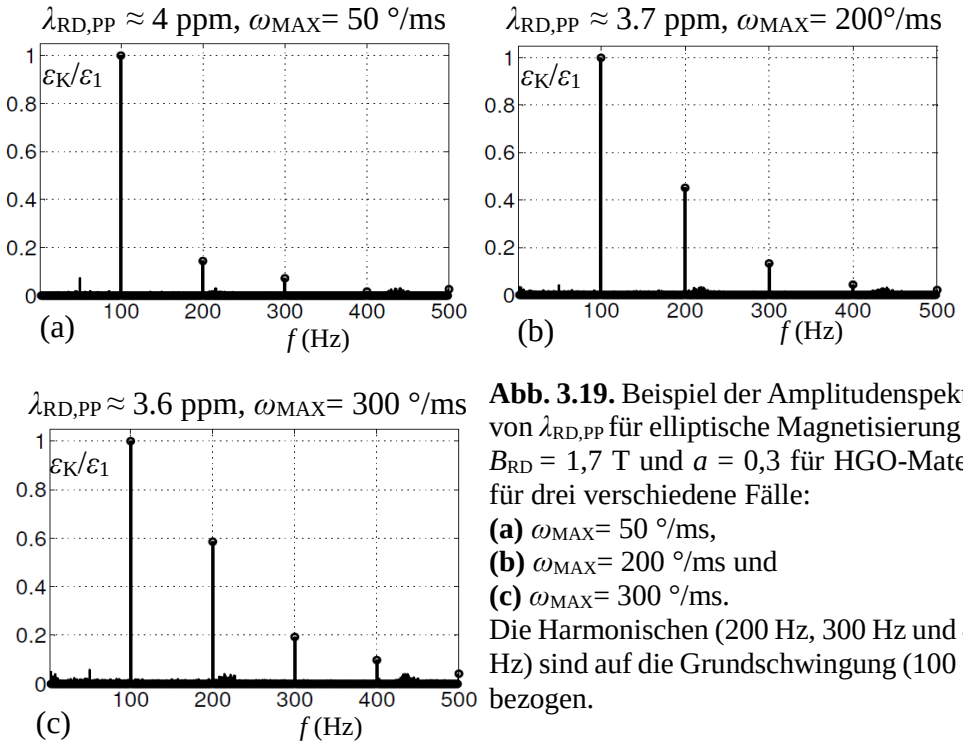


Abb. 3.19. Beispiel der Amplitudenspektren von $\lambda_{RD,PP}$ für elliptische Magnetisierung mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,3 für HGO-Material für drei verschiedene Fälle:
(a) ω_{MAX}= 50 °/ms,
(b) ω_{MAX}= 200 °/ms und
(c) ω_{MAX}= 300 °/ms.
Die Harmonischen (200 Hz, 300 Hz und 400 Hz) sind auf die Grundschwingung (100 Hz) bezogen.

Abb. 3.20 zeigt den prozentuellen Anstieg

$$q_k = 100*[\eta_k(\omega_{MAX})/\eta_k(\omega_{MAX}=50°/ms)-1] \qquad (3.3)$$

für k = 1, 2, 3 und 4 der Harmonischen bezogen auf den Fall niedriger Dynamik (ω_{MAX} = 50°/ms). Für die Grundschwingung (100 Hz) zeigt sich ein kontinuierlicher Abfall, der bis ca. 50% für ω_{MAX} = 500°/ms reicht. Dieser Abfall erklärt auch die insgesamt kleineren peak-to-peak MS-Werte, da die Grundschwingung eine viel größere Amplitude als die Harmonischen hat und daher auch einen höheren Einfluss bei der Berechnung der peak-to-peak Magnetostriktion.

Die höheren Harmonischen weisen dagegen sehr kräftige Anstiege auf, die sogar 300% erreichen. Obwohl die höheren Spektralkomponenten viel kleiner als die fundamentale Komponente der MS sind, sind sie von sehr großer Bedeutung, wenn die Empfindlichkeit des menschlichen Gehörs in Betracht gezogen wird (vgl. Abb. 1.4). Die höheren Harmonischen haben bekanntlich einen viel stärkeren Einfluss auf die Geräuschentwicklung. Es muss auch erwähnt werden, dass die Geräusche proportional zur Schwingungsgeschwindigkeit sind, und nicht zum Displacement sind.

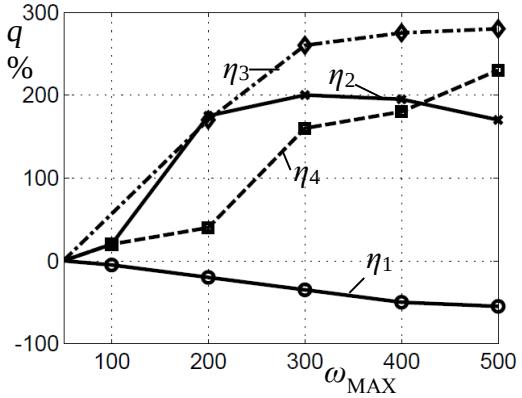


Abb. 3.20. Relativer Anstieg q der Grundschwingung η_1 und der höheren Harmonischen η_2, η_3 und η_4 der peak-to-peak MS als Funktion der maximalen Winkelgeschwindigkeit in TD bezogen auf die Harmonischen bei der niedrigen Dynamik (ω_{MAX} = 50°/ms) für HGO – Material mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,3.

Als **Fazit** bewirkt die für die Praxis typische hohe Dynamik hohe Werte der Verluste, hingegen ein Sinken der Magnetostriktion. Ihre Harmonischen aber steigen deutlich, was für die Geräuschentwicklung nachteilig ist.

3.3. Weitere Einflussfaktoren

3.3.1. DC-Magnetisierung in der Materialebene

Neuere Untersuchungen zeigen, dass eine überlagerte DC-Magnetisierung (DC-bias) zu existierenden AC-Magnetisierung des Transformators zu einer deutlichen Verschlechterung der magnetischen Eigenschaften des Kerns führt. DC-Bias bewirkt eine Verschiebung des Arbeitspunktes und daher halbzyklische Sättigung des Transformatorkerns. Infolgedessen steigen die Grundschwingungen der Magnetisierungsströme und auch ihre Harmonischen deutlich an. Im Extremfall können sogar die Transformatoren zerstört werden und die Stabilität des gesamten Netzes wird gefährdet.

Die **Quellen** der DC-Magnetisierung sind verschieden, aber der Einfluss auf den Transformatorkern ist gleich und hängt nur von der Intensität des Bias ab. Wie in der Einführung bereits erwähnt wurde, können die GICs aufgrund von Solarstürmen einen sehr hohen Gleichstrom in die Erde und dadurch auch in die Transformatoren selbst induzieren. Eine weitere Quelle ist die Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragungsnetze (HGÜ), die in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung gewinnen, da sie deutlich kleinere Energieverluste für längere Strecken als die leistungsgleichen AC-Übertragungsnetze aufweisen. In vielen Fällen verwenden die HGÜ-Netze im sogenannten monopolaren Betrieb die Erde als Rückleiter und haben einen ähnlichen Einfluss für die Leistungstransformatoren auf dem Weg liegender kleinerer AC-Netze wie die GICs. Auch die Implementierung diverser elektronischer Komponenten und Schaltungen in den Übertragungsnetzte ist eine mögliche DC-Bias-Quelle. Als Beispiel seien nicht kompensierte Thyristoren, defekte Transistor-Sätze und auch fehlerhafte Montage erwähnt. Dadurch kann eine kleinere bis mittlere DC-Magnetisierung entstehen, die aufgrund der kleineren Intensität oft nicht vom Netzbetreiber erkannt werden und für

eine langfristige Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften des Transformatorkerns sorgt.

Die Intensität des eingeprägten Gleichfeldes wird durch das Erregungsverhältnis

$$r_{DC} = (N_{DC} * I_{DC}) / (N_{AC} * I_{AC}) \tag{3.4}$$

definiert. N_{DC} ist die Anzahl der DC-Windungen, I_{DC} ist der in der leichten Richtung eingeprägte Strom. N_{AC} ist die Anzahl der AC-Windungen und I_{AC} die Summe der Effektivwerte der AC-Ströme der sechs Spulen des RSST für I_{DC} = 0. Das Erregungsverhältnis kann für den Fall der GICs sogar den Wert 10 überschreiten. Anderseits sind für die weiter oben diskutierten Langzeiteffekte Werte kleiner als 1 zu erwarten.

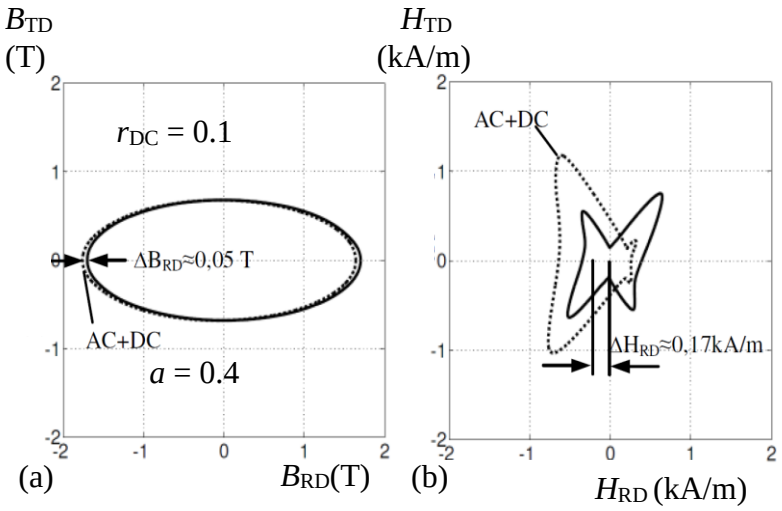


Abb. 3.21. (a) Simulierte elliptische Magnetisierungsmuster mit B_{RD} = 1,7 T und a = 0,4 für CGO-Material. Reine AC-Magnetisierung (durchgezogene Linien) ist mit AC eingeprägte DC-Magnetisierung mit sehr niedrigem r_{DC} = 0,1 (gestrichelte Linien) verglichen. **(b)** Die entsprechende Feldstärke-Muster.

Abb. 3.21 veranschaulicht den Effekt eines kleinen DC-Bias mit r_{DC} = 0,1 auf das Magnetisierungsmuster und auf das entsprechende Feldstärkemuster eines CGO-Materials. Es ist ersichtlich, dass eine sehr kleine Verschiebung des B-Musters um ΔB_{RD} einer starken Veränderung des H-Musters gegenübersteht. Durch das Gleichfeld wird das H-Muster aufgrund der halbzyklischen Sättigung stark unsymmetrisch.

Abb. 3.22 stellt die **Messergebnisse** für zwei verschiedene Materialien (CGO bzw. HGO) für elliptische RM mit a bis 0,5 dar. Der relative MS-Anstieg mit DC-Bias (gegeben in %) bezogen auf den Fall ohne Gleichfeld [λ(AC+DC) / λ(AC) - 1] ist auf der Ordinate angegeben. Beide Materialien zeigen die Tendenz, dass sich die MS bei kleinerem a sehr stark erhöht. Als Beispiel sei der Fall a = 0,1 angeführt, bei dem etwa eine Verdoppelung zu sehen ist. Anderseits werden die Effekte mit steigendem Achsenverhältnis deutlich schwächer und nicht linear. Für a > 0,5 haben sie keine praktische Bedeutung mehr. Alle diese Untersuchungen bedeuten für den Transformatorkern, dass die stärkste Erhöhung

der MS aufgrund der DC-Magnetisierung in den Schenkel zu erwarten ist, da der Einfluss im T-Joint viel kleiner ist zufolge der dortigen RM. Tatsächlich wurde diese Tendenz

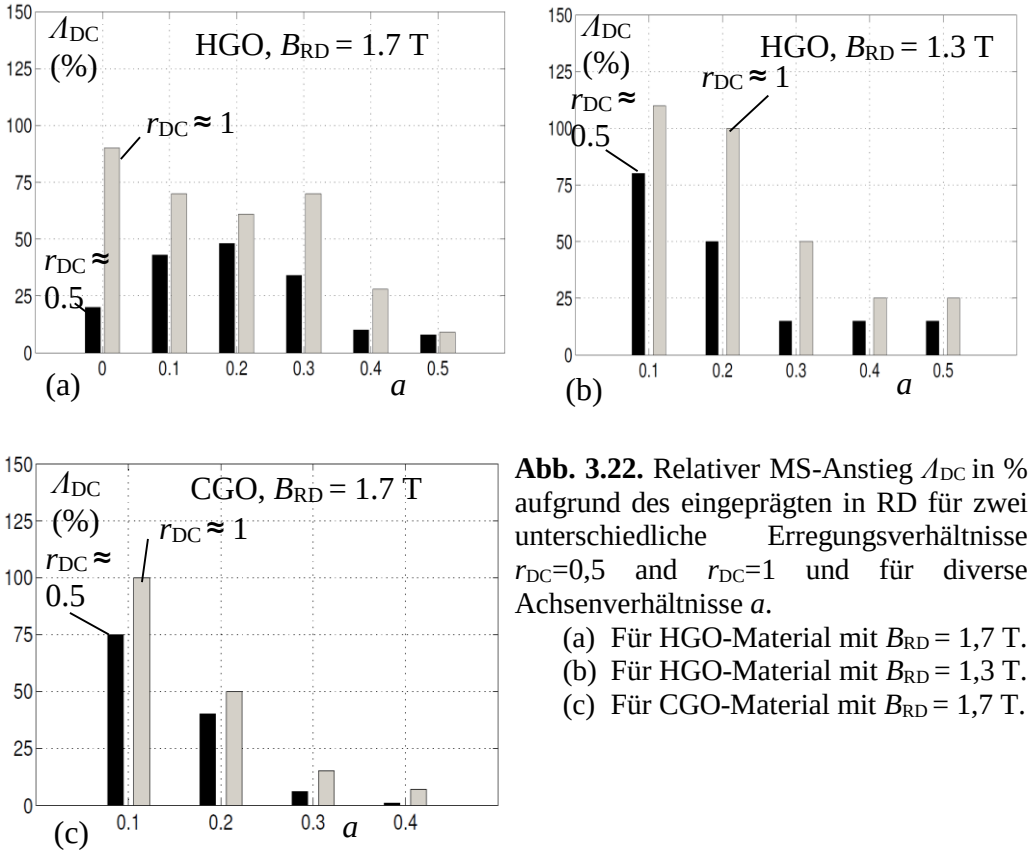


Abb. 3.22. Relativer MS-Anstieg Λ_{DC} in % aufgrund des eingeprägten in RD für zwei unterschiedliche Erregungsverhältnisse r_{DC}=0,5 and r_{DC}=1 und für diverse Achsenverhältnisse *a*.
(a) Für HGO-Material mit B_{RD} = 1,7 T.
(b) Für HGO-Material mit B_{RD} = 1,3 T.
(c) Für CGO-Material mit B_{RD} = 1,7 T.

durch im Kapitel 4 präsentierte Experimente bestätigt.

Abb. 3.23. zeigt eine komparative Gegenüberstellung der Verteilung der magnetischen **Domänen** bei rotierender Magnetisierung für die Fälle ohne bzw. mit zusätzlicher DC-Magnetisierung. Es wurden drei momentane Positionen des Vektors ***B*** ausgewählt, bei denen die Unterschiede deutlich zu sehen sind. Links (Abb. 3.23a, c, e) sind die magnetischen Domänen ohne DC-Bias illustriert. Die Bilder zeigen hauptsächlich Bar-Domänen, und der Anteil der obliquen Domänen ist gering. Dagegen zeigen die rechten Abbildungen (Abb. 3.23b, d, f) den Fall mit einem zusätzlichen DC-Bias mit einem relativ niedrigen r_{DC} = 0,25. Der direkte Vergleich zeigt, dass bei allen drei ausgewählten momentanen Positionen die Dichte der obliquen Domänen mit DC-Magnetisierung viel höher ist, was auch die höheren gemessenen MS-Werte erklärt. Für eine quantative Korrelation über das Verhalten der MS und den Domänen wäre eine Statistik notwendig, die die Bilder mehrerer Körnern berücksichtigt, da sie sich ja in ihrem Verhalten deutlich unterscheiden können.

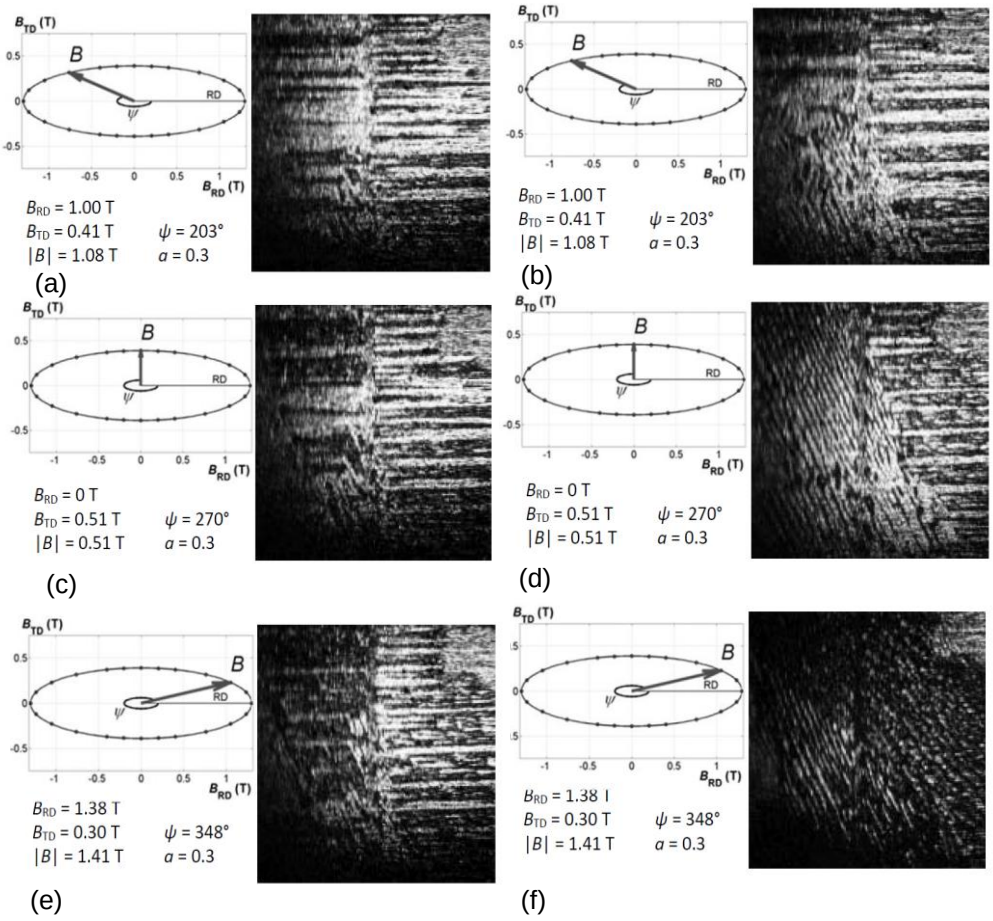


Abb. 3.23. Mit MOKE Aufgenommene magnetische Domänen bei rotierender Magnetisierung für B_{RD} = 1,7 T, a = 0,3 für verschiedene Winkel ψ [A-1]. Links die Bilder ohne DC-bias, rechts jene mit Bias gemäß r_{DC} = 0,25.

(a) ψ = 203° ohne DC-Bias.
(b) ψ = 203° mit DC-Bias.
(c) ψ = 270° ohne DC-Bias.
(d) ψ = 270° mit DC-Bias.
(e) ψ = 348° ohne DC-Bias.
(f) ψ = 348° mit DC-Bias.

3.3.2. DC-Magnetisierung normal zur Ebene (z-Fluss)

Im Allgemeinen liegt über den Effekt eines z-Flusses bei den Transformatorkernen sehr wenig Information in der Fachliteratur vor. Besonders für MS sind überhaupt keine Daten vorhanden. Meistens wird der Modeltransformatorkern aufgrund der relativ niedrigen Höhe als 2-dimensionales Objekt in der Fachliteratur betrachtet. Ein möglicher z-Fluss wird meistens vernachlässigt. Allerdings zeigten frühere Experimente (siehe *BOOTH 1994*, *ILO 1998*), dass die Annahme eines nicht existierenden Off-Plane Flusses, besonders für die lokalen Bereiche kleiner Permeabilität nicht haltbar ist. In [A-6] wurden drei möglichen **Entstehungsmechanismen** eines z-Flusses zusammengefasst.

(i) Interlaminarer Fluss mit einer sehr hohen lokalen Intensität entsteht in den Überlappungsbereichen im Speziellen für die einzelnen „Step-lap“ (N = 1) Verbindungen.

(ii) Streuflüsse über die Luft (in Form von z-Flüssen) entstehen in den Bereichen eines hohen magnetischen Widerstands. Wegen Überladung einzelner Bleche und aufgrund lokalen Bereichen mit niedriger Permeabilität such sich der Fluss einen anderen Weg und verbreitet sich oft über die Luft. Dadurch nehmen die Hysterese-Verluste ab (die lokale Flussdichte in der RD wird kleiner), jedoch steigen die Wirbelstromverluste aufgrund der vorhandenen B_Z Komponente des Flusses.

(iii) Globale Inter-Schenkel Streuflüsse bewirken bei hohen Flussdichten eine Entladung der Joche (Überbrückung). Der gleiche Effekt wie in (ii) ist in Bezug auf die Verluste zu beobachten.

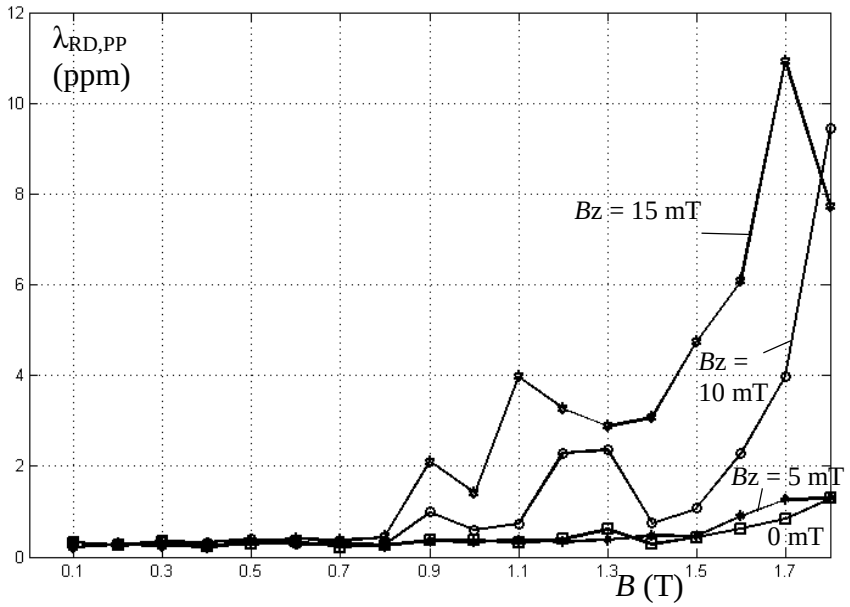


Abb. 3.24. Peak-to-peak Magnetostriktion bei AM als Funktion der Flussdichte in der RD mit einem in der ND eingeprägten z-Fluss verschiedener Intensität.

Der z-Fluss kann ein **Gleichfluss** oder **Wechselfluss** oder eine Mischung der beiden sein. Wie bereits erwähnt, entstehen z-Flüsse vor allem in den Überlappungsbereichen des Kerns wie die Corner-Bereiche und der T-Joint (*ILO 1998*). Zur Simulation des z-Flusses am RSST wurde eine Luftspule verwendet, die in der Mitte der hexagonalen Probe platziert wird (vgl. Kapitel 2). Durch die Spule wird ein Gleichstrom oder Wechselstrom (50 Hz) eingeprägt, der die Effekte eines Gleich- bzw. Wechselflusses normal zur Ebene simuliert. Die Flussdichte B_Z wurde mittels eines Gaussmeters mit einer axialen Hallsonde bestimmt.

Die Messergebnisse für **alternierende Magnetisierung** (Abb. 3.24) zeigen, dass für Flussdichten bis 0,8 T kein Effekt auf Magnetostriktion aufkommt. Ab 0,9 T steigen die peak-to-peak MS-Werte stark an. Gleichflüsse kleiner Intensität (5 mT) scheinen einen

sehr geringen Effekt zu haben. Dagegen bewirkt einen Fluss mit B_z = 15mT für die praxisrelevanten Flussdichten von ca. 1,7 T bis 1,8 T eine bis zu zehnfach höhere Magnetostriktion.

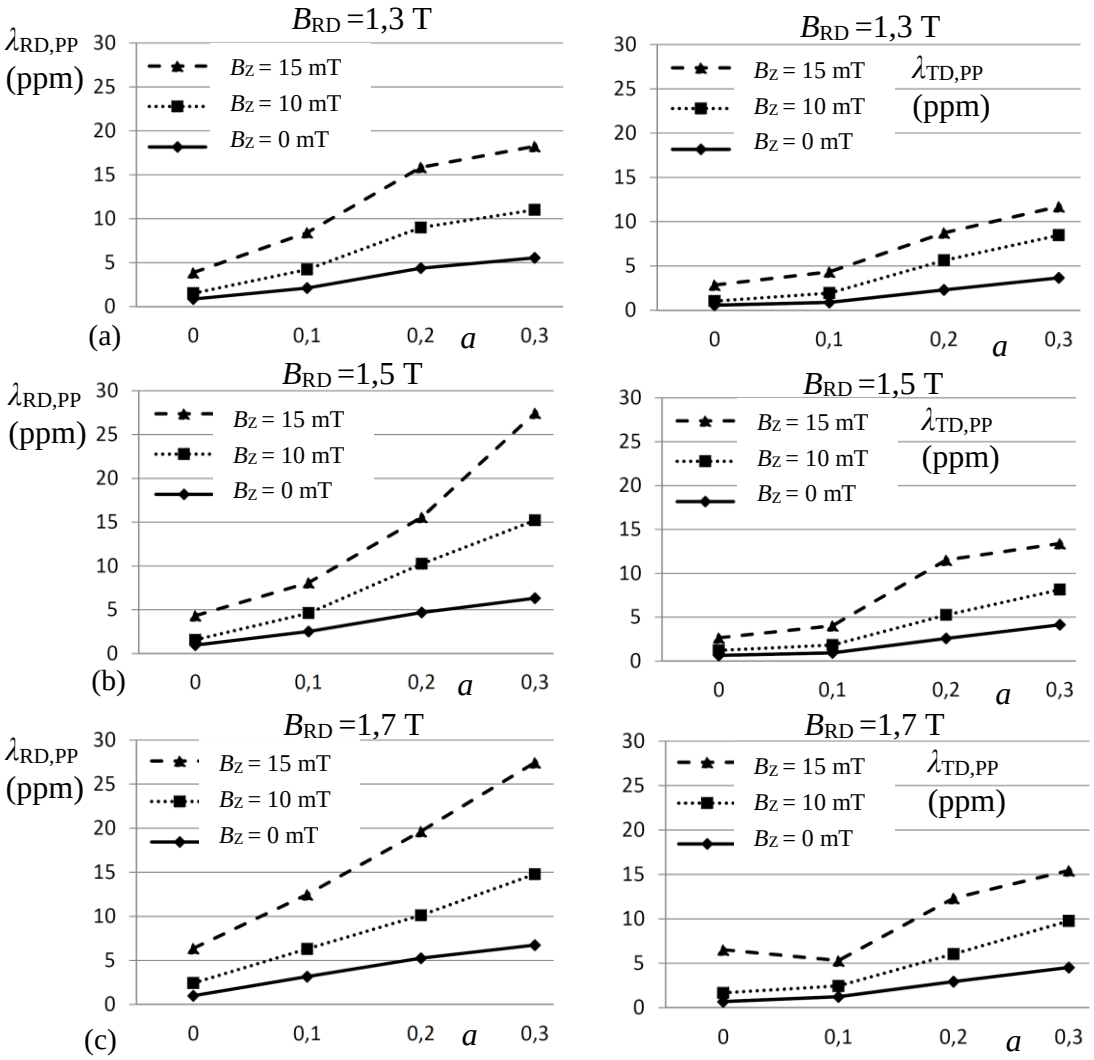
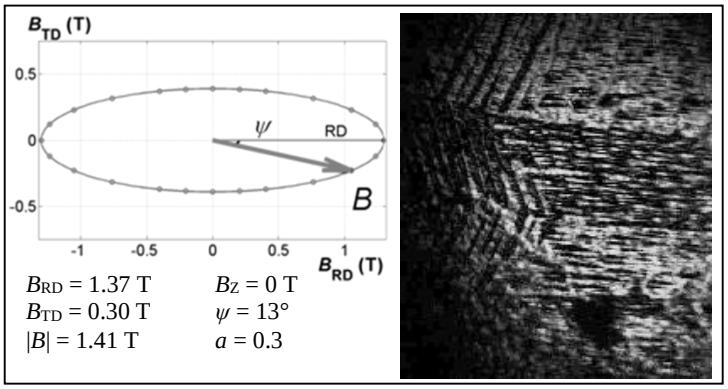


Abb. 3.25. Peak-to-peak Magnetostriktion in RD $\lambda_{RD,PP}$ und in TD $\lambda_{TD,PP}$ als Funktion des Achsenverhältnisses bei elliptischer RM mit einem normal zu Materialebene eingeprägten Wechselfluss (50 Hz) mit Bz = 0 mT , 10 mt, 15 mT und für
(a) B_{RD}=1,3 T.
(b) B_{RD}=1,5 T.
(c) B_{RD}=1,7 T.

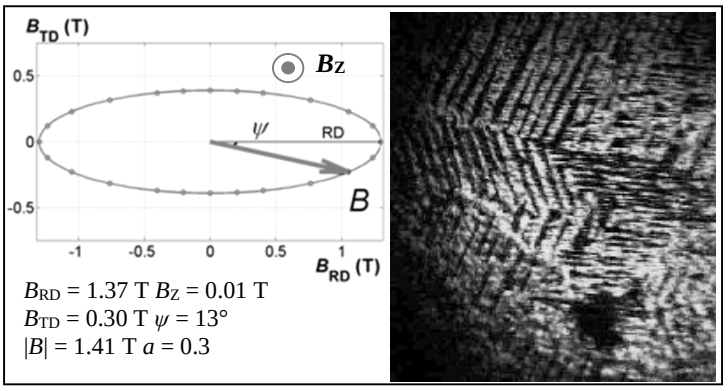
Die mit einem **z-Wechselfluss** durgeführte Messung der MS hat sich bei **rotierender Magnetisierung** als sehr aufwendig erwiesen. Der Wechselfluss beeinflusst sowohl die Amplitude als auch die Phase der Flussverteilungen in der Ebene. Das führt dazu, dass das im RSST angegebene Muster nicht genau konvergieren kann. Deshalb wurden bei den Messungen Abweichungen von der erwünschten Form von bis zu 3% zugelassen.

Die Messergebnisse (Abb. 3.25) zeigen deutliche Erhöhungen der peak-to-peak-Magnetostriktion sowohl in RD als auch in TD. Im Gegensatz zum Fall von einem in der

Materialebene eingeprägter DC-Bias (vgl. Unterkapitel 3.3.2), bei dem die Magnetostriktion bei AM stark und mit steigendem Achsenverhältnis immer schwacher betroffen wird, scheint der Z-Fluss in gleicher Weise sowohl die AM als auch die RM zu beeinflussen. Obwohl die Messungen mit z-Fluss in der ND und mit DC-Magnetisierung in der Materialebene schwer vergleichbar sind, sieht man deutlich (Abb. 3.25), dass die Steigungen zufolge des z-Flusses viel stärker sind und Werte bis zu ca. 400% erreichen können. Im Vergleich liegt die maximale Steigung zufolge des DC-Bias bei ca. 100%. Ähnliche Tendenzen sind auch für die TD ersichtlich.



(a)



(b)

Abb. 3.26. Aufgenommene Domänen mit MOKE bei RM für den Fall, dass ein Gleichfeld in der z-Richtung eingeprägt wird.

(a) Ohne z-Fluss.

(b) Mit einem z-Fluss mit der Intensität *B*z = 10mT [A-1].

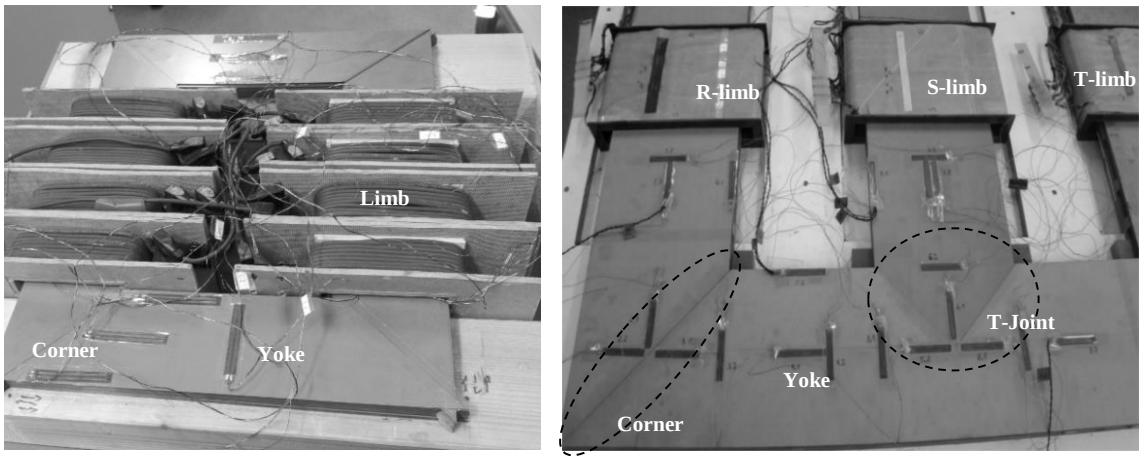
Die hohen Magnetostriktionswerte lassen sie sich physikalisch nur mit magnetischen Domänen erklären. Die mit MOKE aufgenommenen Bilder (Abb. 3.26) veranschaulichen den Effekt des Z-Flusses bei RM mit B_{RD} = 1,37 T und a = 0,3. Die dargestellten Bilder zeigen den Moment, wenn der Induktionsvektor in einem Winkel von ca. 13° zur RD aufweist für die Fälle ohne (Abb. 3.26a) bzw. mit (Abb. 3.26b) z-Fluss. Zufolge dem z-Fluss steigt der Flächenanteil der Lancet-Slopes bzw. der darunterliegenden obliquen Domänen deutlich an. Das erklärt zum Teil die hohe MS-Werte, jedoch nicht das Ausmaß der Erhöhungen von ca. 120% (relativer Anstieg) für B_{RD} = 1,3 T und a = 0,3 (siehe Abb. 3.25a). Es besteht weiterer Forschungsbedarf um die hohen MS bei einem vorhandenen z-Fluss zu erklären. Als nächsten Schritt soll die Breite der obliquen Domänen näher untersucht werden.

Kapitel 4:
Untersuchungen von Modelltransformatorkernen

Mit Ausnahme von eigenen Arbeiten [A-9, A-11, A-12] existieren in der Fachliteratur keine Daten bezüglich der **lokalen Verteilung der Magnetostriktion (MS)** in den Transformatorkernen. Ein Grund dafür ist die Schwierigkeit der Messung besonders in den Bereichen mit alternierender Magnetisierung (AM), wie Schenkel und Joche, die stark verrauschte MS-Signale kleiner Amplitude aufweisen. Ein weiteres Problem ist die starke Abhängigkeit der Magnetostriktion von der Klemmbefestigung des Kerns. Die lokal auftretenden Dehnungen zeigen bei scheinbar geringen Veränderungen des mechanischen Clampings sprunghafte Veränderungen. Die im Folgenden angegebenen, errechneten Magnetostriktionswerte entsprechen „idealen" Verfestigungen der Kerne (vgl. Kapitel 2). Messungen wurden an einem dreiphasigen Kern aus CGO-Material 30M5 und an einem einphasigen Kern aus HGO-Material 23ZH90 durchgeführt.

4.1. Experimentelles

Die untersuchten Modelltransformatorkerne (siehe Abb. 4.1) unterscheiden sich in zwei wichtigen Aspekten: (a) das Produktionsmaterial und (b) die Anzahl der Phasen. Sie wurden so gewählt, dass sie dem magnetischen Verhalten der Kerne der großen Leistungstransformatoren in Näherung entsprechen.



(a) (b)

Abb. 4.1. Die untersuchten Modellkerne.
(a) 1-phasiger HGO-Modellkern.
(b) 3-phasiger CGO-Modellkern.

Abb. 4.1a. zeigt den **1-phasigen Kern** mit den Abmessungen von 400 mm x 320 mm und der Blechbreite 80 mm. Der Kern wurde aus 70 Schichten des hochkornorientierten Materials 23ZH90 gebaut. Die Anzahl der Windungen für die AC-Magnetisierung bzw.

DC-Magnetisierung ist 108 bzw. 60. Der eingeprägte in den DC-Windungen Strom sollte die bereits in der Einleitung erwähnten Effekten von GICs und Globalisierung des Energietransports simulieren. Durch die Trennung der AC- von den DC-Windungen werden unnötige thermische Effekte durch die Überhitzung der Stromleiter vermieden und die Resultate der Untersuchungen entsprechen den magnetischen Eigenschaften des Bleches. Ein weiterer Vorteil sind die aufgrund der Trennung der Windungen erzieltbaren höheren Erregungsverhältnisse r_{DC}.

Abb. 4.1b veranschaulicht **den 3-phasigen Modellkern** mit den Kerngrößen von 1000 mm x 1000 mm und der Blechbreite 200 mm. Der Modellkern wurde aus 44 Schichten von CGO-Material 30M5 gebaut. Die Anzahl der verwendeten Windungen pro Strang ist 50 bzw. 74 für AC- bzw. DC-Magnetisierung. Beim dreiphasigen Transformator wurden zwei wichtige Fälle (Konfigurationen) unterschieden:

(a) der sogenannte ausgeglichene Fall, bei dem der Gleichstrom in allen drei Schenkeln gleichmäßig eingeprägt ist, und

(b) der unausgeglichene Fall, bei dem der Gleichstrom nur im Mittelschenkel eingeprägt ist.

Frühere Experimente (siehe *MULASALIHOVIC 2011*) zeigten, dass der unausgeglichene Fall einen stärkeren Einfluss auf die Magnetisierungsströme und auf die Verluste hat, sodass sogar mit kleinerer DC-Intensität eine gute Simulation von Bias-Effekten erzielt werden kann, ohne dass nicht relevante Wärmeentwicklungen als Nebeneffekte zu entstehen.

4.1.1. Messung der Verluste im Inneren

Die Untersuchung der Ummagnetisierungsverluste bleibt nach wie vor von sehr großer Bedeutung für die Industrie. Ähnlich wie bei der Magnetostriktion versuchen die Forscher, die Bereiche mit stark erhöhten lokalen Verlusten, die so genannten „Hot Spots“ zu finden, und wenn möglich mit verschiedenen Behandlungsmethoden zu reduzieren. Als Beispiel seien die durch Laserstrahlung erzeugten strichartige Einbrennungen (siehe *OOAKA 2013*) im T-Joint Bereich genannt, die die lokalen Verluste um ca. 20% reduzieren.

Diverse Methoden wurden für Verlustmessungen entwickelt. Die am meisten verwendete Methode beruht auf dem **elektrodynamischen Prinzi**p (vgl. Unterkapitel 2.4). Wie bereits erwähnt wird bei diesem Verfahren die Flussdichte mittels einer Induktionsspule oder der *B*-Spitzenmethode (siehe *KRISMANIC 2002*) ermittelt, und die entsprechende Feldstärke wird mittels einer Tangentialfeldspule gemessen. Im Inneren des Transformatorkerns eignet sich die Methode allerdings nicht, da einerseits die Drähte, die für die Induktionsspule benötigt werden, Luftspalte verursachen und anderseits die Tangentialfeldspule nur auf der Oberfläche des Kerns platziert werden kann. Die B-Spitzenmethode ist nicht einsetzbar, da elektrische Kontakte im Inneren des Kerns nur mit großem Aufwand angeschlossen werden (siehe *MULASALIHOVIC 2011*).

Als Alternative zur elektrodynamischen Messung bietet sich die **thermische Methode** an (siehe Kapitel 2). Es wurde in *KRISMANIC* (*2002*) gezeigt, dass thermische Messungen auf der Oberfläche sehr schnell und vollautomatisch erfolgen können. Zum Beispiel wurden in der erwähnten Arbeit innerhalb von einem Tag die lokalen Verluste an 100 Modellkernpositionen gemessen. Allerdings sind die gemessenen Verluste aufgrund der nicht homogenen Verteilung des magnetischen Flusses und der planaren Wirbelströme nicht für den gesamten Kern repräsentativ. Die neueren Untersuchungen zeigen, dass der Transformatorkern als ein dreidimensionales Objekt betrachten werden muss und die lokalen Verluste sich auch in der Richtung normal zur Magnetisierungsebene ändern. Das bedeutet, dass sich die lokalen Verluste im Inneren des Kerns von jenen der Oberfläche unterscheiden. Ein Verfahren zur Messung im Inneren wurde in *MOSES* (*1972*) präsentiert. Ein Array aus vielen kleinen Thermoelementen wurde zwischen den Blechen angebracht und die unterschiedlichen lokalen Temperaturanstiege erfasst. Der Vorteil einer solchen Vorgehensweise ist natürlich die sehr kurze Zeitdauer, die für eine vollständige Messung notwendig ist. Allerdings ist die Präparation der Messvorrichtung sehr aufwendig und muss speziell für jeden untersuchten Kern angepasst werden. Ein weiteres Problem dieses Messverfahrens ist die Präzision der Messung, die stark von der unterschiedlichen Empfindlichkeit der Thermoelemente beeinflusst ist. Darüber hinaus verursacht die Messvorrichtung unerwünschte Luftspalte.

In der vorliegenden Arbeit wird eine **neue Methode** zur Messung der Verluste im Inneren eingesetzt (siehe [A-3] und [A-4]). Bei diesem Verfahren werden 3 mm schmale Kanäle mit auf wenige μm begrenzten Graten auf der Oberfläche durch zehn Bleche des Kerns mechanisch gebohrt. In jedem einzelnen Messkanal wird ein aktiver Thermistor (Typ EPCOS G 540) angebracht (siehe Abb. 4.2). Dieser ist an der Spitze eines 2,4 mm schmalen Glasröhrchens montiert. Ein thermisch gut isolierter Kompensationsthermistor wurde mit dem aktiven Thermistor in eine Wheatstone-Brücke-Schaltung zum Temperaturausgleich geschaltet.

Für die lokalen Messungen werden oft anstatt der Verluste die **Building-Faktoren** (BF) errechnet. Der Building-Faktor ist als Verhältnis des Temperaturanstiegs in der lokalen Stelle zu dem Anstieg im Referenzpunkt definiert. Für die Messungen werden zwei Thermistor-Paare verwendet. Jedes Paar besteht aus einem aktiven und einem Kompensationsthermistor. Das eine Paar ist statisch und bleibt während den Messungen im Referenzpunkt fest. Als Referenzpunkt wurde der zentrale Bereich des äußeren R-Schenkels des Kerns gewählt, da dort nominale Werte der Verluste aufgrund der fehlenden RM und der homogenen Flussverteilung zu erwarten sind. Das andere Paar wird bei jeder Messung in einer anderen lokalen Messposition platziert. Ein Softwareprogramm wurde entwickelt, das für jeden BF-Messvorgang über Schützsteuerung eine Magnetisierung von 10 s Dauer einleitet, während der die lokale Kernerwärmung registriert wird. Anschließend folgt eine Abkühlperiode, die 10 Minuten dauert, bevor die nächste Messung beginnt.

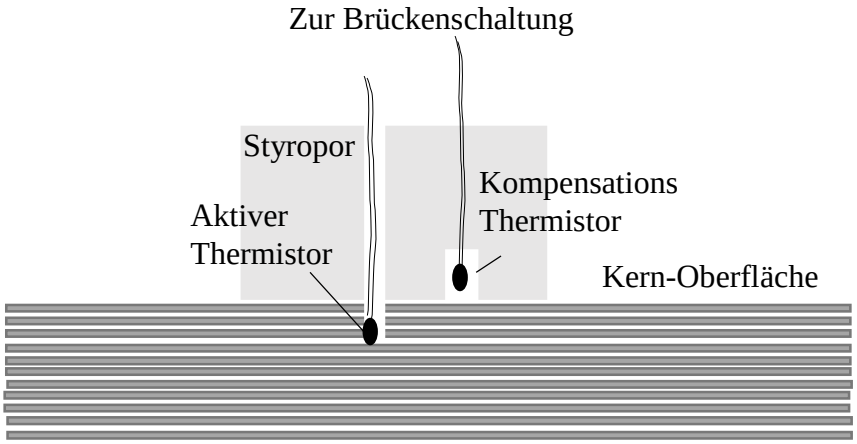


Abb. 4.2. Sensor zur Messung der thermischen Verluste im Inneren des Kerns.

4.1.2. Messung der Dehnung

Die lokale Magnetostriktion-Verteilung wurde durch **Dehnungsmessstreifen**[20] gleicher Art wie die bei den RSST-Messungen verwendeten bestimmt (siehe Unterkapitel 2.1.). Die Messstreifen wurden sorgfältig auf der Oberfläche des Transformatorkerns aufgeklebt. Zum Temperaturausgleich wurden Kompensationsmessstreifen vom gleichen Typ verwendet, die auf der oberen Seite der messenden Messstreifen in einer Viertelbrücken-Schaltung platziert wurden. Ähnlich wie bei den RSST-Messungen wurden die Signale mit Hilfe eines Messverstärkers (HBM) verstärkt. Nach der Quantisierung wurden die Signale weiter verarbeitet. Die Grundschwingung (100 Hz) und die Harmonischen für 200, 300 und 400 Hz wurden herausgefiltert und für die Berechnung der peak-to-peak Magnetostriktion benutzt. Die Signalverarbeitung hat sehr große Bedeutung, besonders für die am Kern durchgeführten MS-Messungen, aufgrund der kleinen und stark verrauschten Signale. Die gesamte Prozedur der Signalverarbeitung und der Auswertungen wurde durch spezifischer dafür entwickelte Software in MATLAB durchgeführt.

Die **Kernverfestigung** erfolgte durch mehrere lange massive Holzbalken, die durch Schraubzwingen zusammengepresst wurden. Der Spannungsdruck wurde so eingestellt, dass ein möglichst gleichförmiges Clamping des gesamten Kerns erzielt wird, sodass die gemessene lokale Magnetostriktion dem „idealen“ Verfestigungszustand entspricht. Aufgrund der zahlreichen bereits durchgeführten Messungen ließen sich die folgenden Tendenzen feststellen:

- **Schwache Klemmkraft** bewirkt eine nicht-systematische und heterogene Verteilung der Dehnung. Teils wurden sehr hohe Werte über 30 ppm registriert. Das bedeutet, dass in dem Fall nicht nur eine magnetostriktive Dehnungen sondern auch Dehnungen zufolge großer magnetischer Kräfte zwischen den Blechen des Kerns erfasst wurden. Darüber hinaus werden bei schwacher

[20] Messstreifen vom TYP LY41-50/120 der Firma HBM

Klemmkraft durch das magnetische Feld starke Vibrationen mit breitem Frequenzspektrum erzeugt, die die genaue Auswertung der Magnetostriktion unmöglich machen.

- **Sehr starke Klemmkraft** bewirkt in manchen lokalen Bereichen des Kerns sehr hohe Werte der Magnetostiktion. Der Grund ist die starke mechanische Beanspruchung, die in regionale Zug- und Druckspannung resultiert. In *KRELL* (*2003b*) wurde gezeigt, dass solche Beanspruchungen zu einem starken Anstieg der Magnetostriktion besonders bei AM führen.

- Schließlich wurde festgestellt, dass **der „ideale" Verfestigungszustand** bei einer sehr sorgfältig durchgeführten und möglichst gleichmäßigen Klemmbefestigung erzielt werden kann. Dieser Zustand wird durch eine im Großen und Ganzen homogene Verteilung der lokalen Magnetostriktionswerte charakterisiert. Offensichtlich stellt dieser Zustand einen Kompromiss zwischen den Vibrationen aufgrund der magnetischen Kräfte auf der einen Seite und der mechanischen Beanspruchung auf der anderen dar.

4.2. Einphasiger Transformatorkern

Für die Bestimmung der **Magnetostriktionsverteilung** wurden zwölf Messstreifenpaare (neun in der RD, und drei in der TD) verwendet, die in diversen Bereichen des Kerns positioniert wurden (siehe Abb. 4.1a). Die entsprechende Verlustverteilung des einphasigen Kerns wird im Unterkapitel (5.3.1) präsentiert.

Abb. 4.3a veranschaulicht die Resultate der gemessenen peak-to-peak-MS-Werte für B = 1,7 T und reiner AC-Magnetisierung. In den Jochen und den Schenkeln wurden Magnetostriktionswerte $\lambda_{RD,PP}$ und $\lambda_{TD,PP}$ kleiner als 0,5 ppm gemessen. Diese Werte korrelieren gut zu den am RSST-durchgeführten Simulationen für AM (vgl. Kapitel 2). Die TD-Werte sind tendenziell etwas kleiner als die RD-Werte in den entsprechenden Bereichen. In den Corner-Bereichen des Kerns ergeben sich höhere Dehnungen bis 0,8 ppm sowohl in RD als auch in TD. Diese Ergebnisse sind nicht nur mit Magnetostriktion zu erklären. Naben den relativ schwachen Tendenzen der RM in den Ecken existieren auch magneto-statische Kräfte zwischen den Blechen der Schenkel und Joche, die die Dehnung beeinflussen. In früheren Arbeiten (siehe *WEISER 2000*) wurde gezeigt, dass neben den anziehenden Kräfte in der xy-Ebene auch eine Biegespannung aufgrund des im Corner-Bereich auftretenden z-Flusses existiert, die eine nachteilige Auswirkung im Sinne von höheren MS-Werten hat. Abb. 4.3b präsentiert die Messergebnisse mit einer zusätzlichen DC-Magnetisierung. Die prozentuellen lokalen Erhöhungen von $\lambda_{RD,PP}$ und $\lambda_{TD,PP}$ sind angegeben. Die entsprechenden Effekten werden im Unterkapitel 4.3 diskutiert.

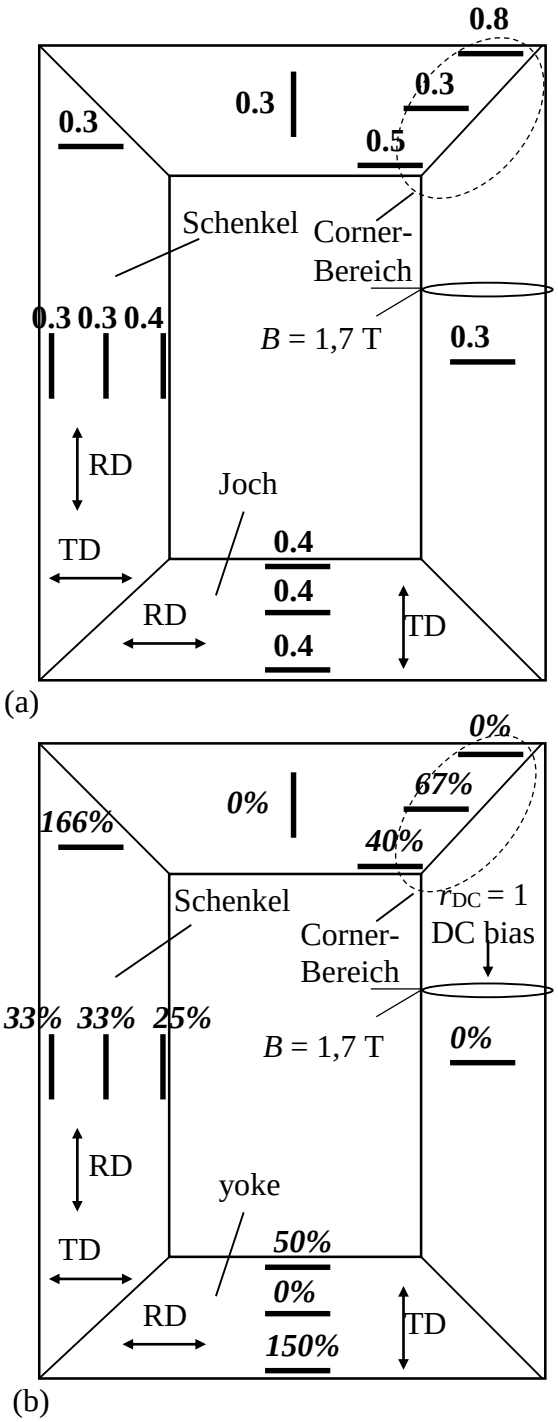


Abb. 4.3. Gemessene peak-to-peak-MS auf der Oberfläche des einphasigen Transformatorkerns für B_{RD} = 1,7 T.

(a) Reine AC-Magnetisierung. Alle Werte in ppm.

(b) Mit moderater DC-Magnetisierung entsprechend r_{DC} = 1. Die prozentuellen Anstiege der MS sind *kursiv* angegeben.

4.3. Dreiphasiger Transformatorkern

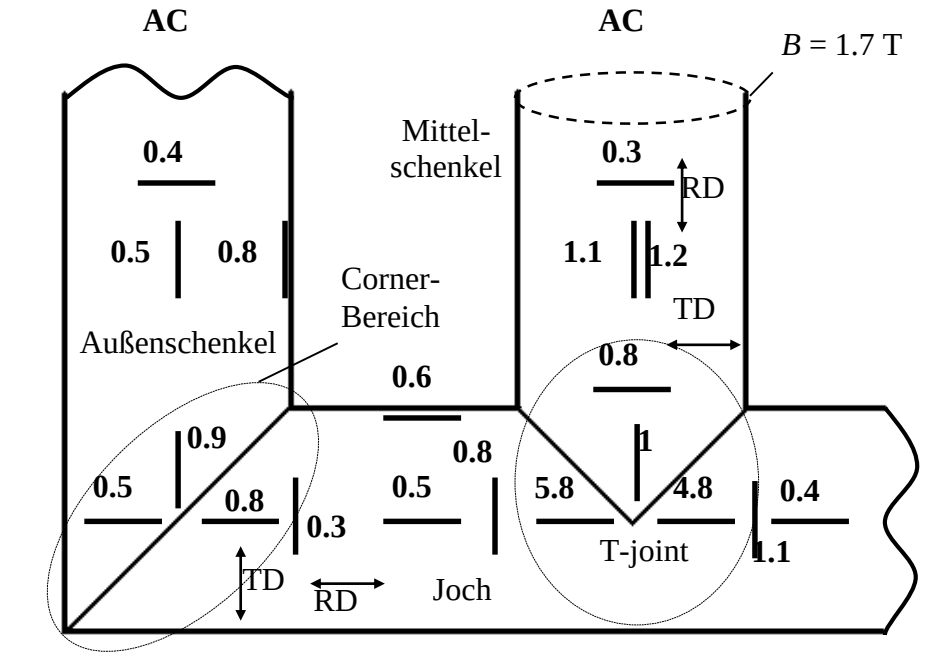
Abb. 4.4. veranschaulicht die in verschiedenen Bereichen gemessenen peak-to-peak-Magnetostriktionswerte des **dreiphasigen Modellkerns**. Die entsprechenden lokalen Verlustwerte sind im Unterkapitel (5.3.2) dargestellt. Bei der Gegenüberstellung mit dem 1-phasigen Transformator (Abb. 4.3) ist ersichtlich, dass alle Werte des dreiphasigen Kerns deutlich höher sind. Diese Tendenz lässt sich durch das schlechtere Magnetostriktionsverhalten des CGO-Materials aus dem der dreiphasige Transformator gebaut wurde, erklären. Die Nachteile des CGO-Materials sind vor allem in den Bereichen mit AM, wie **Schenkel und Joche**, zu sehen. In den Schenkeln wurden peak-to-peak-Werte unterhalb 1 ppm gemessen. Diese korrelieren sehr gut mit jenen der RSST-Simulationen.

Teils sind kleine Unterschiede zwischen Messstreifen im gleichen Gebiet zu sehen (Abb. 4.4). Dies lässt sich einerseits durch kornbedingte Inhomogenität des magnetischen Flusses und anderseits durch unpräzise Befestigung der Messstreifen auf der Oberfläche erklären.

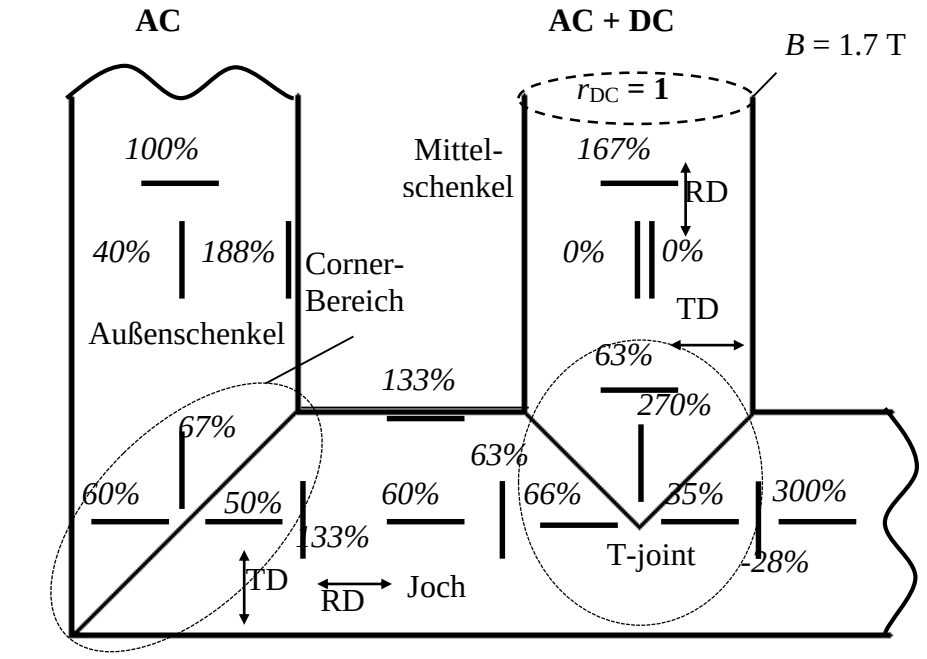
Im Vergleich zu den Schenkeln weisen die **Corner-Bereiche**, vor allem aufgrund der vorliegenden magneto-statischen Kräfte höhere MS-Werte auf. Ähnliches Verhalten des Corners wurde auch beim einphasigen Modellkern festgestellt. Maximalwerte $\lambda_{RD,PP}$ bis 6 ppm entstehen im T-Joint Bereich aufgrund der dortigen RM. Hier wurden Achsenverhältnisse a von ungefähr 0,3 erfasst (vgl. Abb. 4.5). Trotz der im Joch registrierten RM ist die MS im mittleren Teil der Joche sogar niedriger als in den Schenkeln. Im Einklang mit der Theorie der MS sind die in TD gemessenen MS-Werte $\lambda_{TD,PP}$ in allen Bereichen kleiner als $\lambda_{RD,PP}$.

Abb. 4.5a zeigt die mit Hilfe von 34 gleichen Kreuzspulpaaren erfassten **lokalen Magnetisierungsmuster**. Die Kreuzspulen erfassen den Zeitverlauf der Flussdichte gleichzeitig in TD und in RD. Die Drähte für die Spulen wurden durch die obersten 10 Bleche mechanisch gebohrt. Die gemessenen Magnetisierungsmuster sind von großer Bedeutung für die Erklärung der gemessenen MS- und Verlustwerte. Die höchste transversale Komponente der Flussdichte wurde im T-Joint Bereich registriert, in dem das Achsenverhältnis a ≈ 0,3 beträgt. Abb. 4.5b zeigt, dass nicht nur ein größeres Achsenverhältnis, sondern auch eine relativ hohe Dynamik des Musters mit ω_{MAX} > 100°/ms registriert wurde, welche die Verluste und die Harmonischen der MS stark beeinflusst (vgl. Kapitel 3).

Anhand der großen Anzahl der durchgeführten Kern-Messungen und der gesammelten Erfahrung mit den RSST-Simulationen kann geschlossen werden, dass die rotierende Magnetisierung der größte **Impaktfaktor** der Magnetostriktion ist. Aufgrund der hohen gemessenen Werte im T-joint-Bereich kann dieser als die stärkste Geräuschquelle bezeichnet werden. Als grobe Schätzung gibt es im Joch eine Verdopplung der gesamten Magnetostriktion alleine wegen dem T-Joint-Bereich. Der Anteil des T-joints macht ca. 20% des Joches auf, aber dieser zeigt ca. fünf Mal höhere MS-Werte als der Rest des Joches auf. Das bedeutet eine 3 dB Erhöhung für die Geräuschentwicklung. Diese Aussage hat hohe praktische Relevanz für die Industrie.



(a)



(b)

Abb. 4.4. Lokale peak-to-peak MS-Werte (in ppm) auf der Oberfläche des dreiphasigen Modellkerns aus CGO-Material 30M5 für B = 1,7 T.
(a) ohne DC-Magnetisierung [A-11].
(b) Regionale MS-Anstiege (*kursiv* angegeben) zufolge DC-Bias mit im mittleren Schenkel eingeprägtem Gleichfeld (r_{DC} = 1, unausgeglichener Fall).

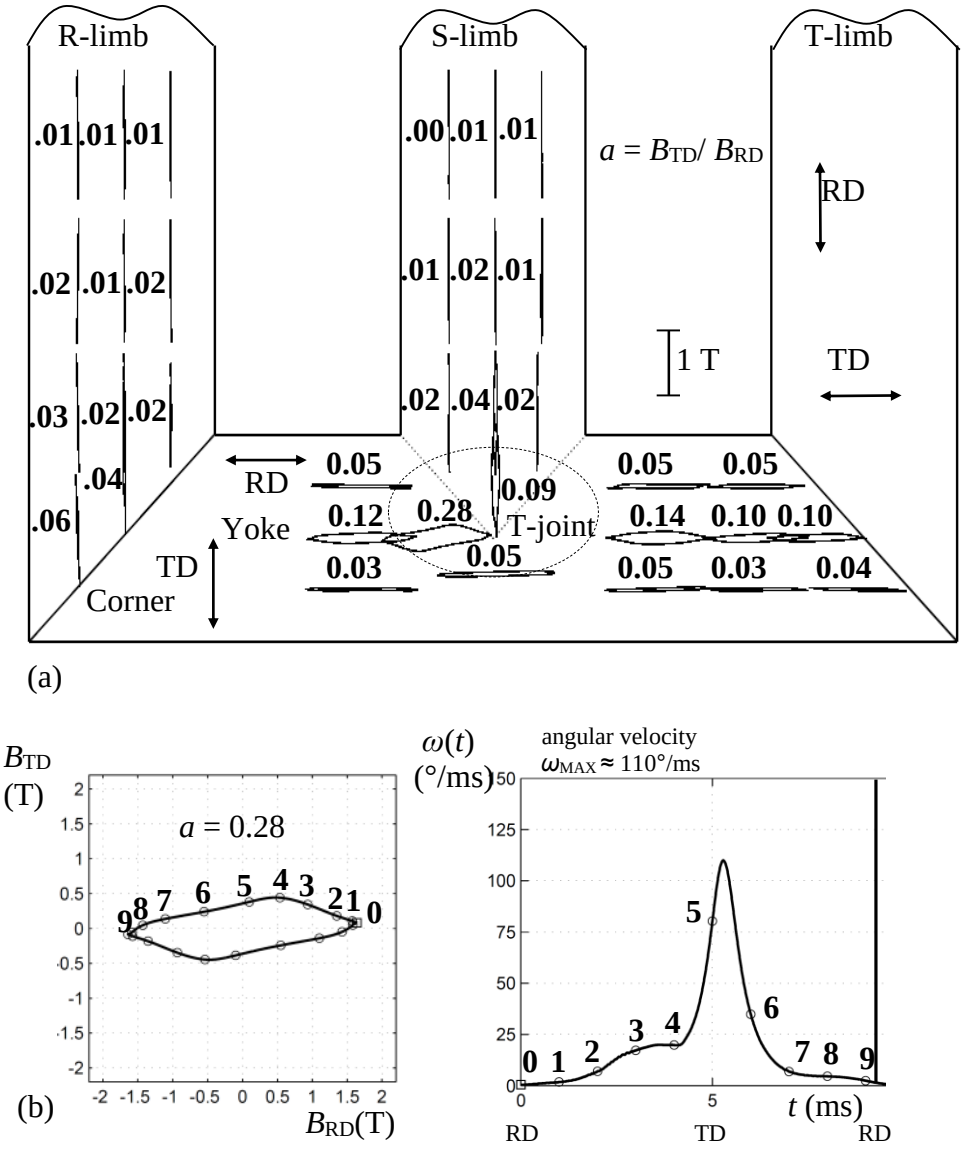


Abb. 4.5. Messergebnisse zur magnetischen Flussdichte in RD und in TD gemessen mit 34 Kreuzspulen für B = 1,7 T**.**

(a) Resultierende lokale Magnetisierungsmuster.

(b) Magnetisierungsmuster für die Mitte des T-Joints. 20 momentane Positionen des Vektors B mit Intervall Δt = 1 ms sind angegeben. Rechts ist eine halbe Periode des entsprechenden Zeitverlaufs dargestellt.

4.4. Einfluss von DC-Magnetisierung in der Materialebene

Die weiter oben diskutierten Experimente für reine AC-Magnetisierung wurden auch bei den gleichen äußeren Bedingungen und mit den gleichen Sensoren jedoch mit einem eingeprägten Gleichstrom widerholt. Dadurch werden, wie bereits erwähnt, die Effekte der geomagnetischen induzierten Ströme aber auch von Netzproblemen, wie defekten Transistoren oder nicht kompensierte Thyristoren, die zu einem langfristigen **DC-Bias** führen können, simuliert.

Abb. 4.3b und Abb. 4.4b zeigen den relativen Anstieg der peak-to-peak MS in % aufgrund des DC-Bias mittlerer Stärke (r_{DC} = 1) für jeden lokal platzierten Dehnungsmessstreifen des einphasigen und des dreiphasigen Modellkerns. Fast überall zeigt sich ein Anwachsen der MS sowohl für RD als auch für TD, jedoch mit sehr starken Streuungen. Ihretwegen und um einen besseren gesamten Überblick für den Einfluss des Bias zu verschaffen, sind die regional berechneten Mittelwerte für leichte Richtung in der Tabelle II präsentiert. Beim einphasigen Kern ist eine Anhebung der MS in den Ecken und in den Schenkeln von ca. 30% und in den Jochen sogar von ca. 70% ersichtlich.

Tabelle II:
Regionale Anstiege der peak-to-peak MS aufgrund einer DC-Magnetisierung mittlerer Intensität (mit r_{DC} = 1) und für B = 1,7 T

Modellkern	Joche	Ecken	Äußere Schenkel	Mittel Schenkel	T-joint
Einphasig	+70 %	+25 %	+30 %		
Dreiphasig „unausgeglichener“ Fall	+150 %	+ 60 %	+ 130 %	0 %	+ 70 %
Dreiphasig „ausgeglichener“ Fall	+ 15%	-5 %	+70 %	+ 10%	+35 %

Für den **„unausgeglichenen“ Fall** wurde die DC-Magnetisierung beim dreiphasigen Kern im mittleren Schenkeln eingeprägt. Aus der Tabelle II ist in Analogie zum einphasigen Transformator zu sehen, dass kräftige MS-Anstiege mit starken regionalen Unterschieden in fast allen Bereichen mit Ausnahme des mittleren Schenkels vorliegen. Eine Erhöhung von bis zu 150% resultiert in den Jochen und äußeren Schenkeln. In diesen Bereichen ist überall der Wert des Achsenverhältnisses a ≈ 0 (vgl. Abb. 4.4a). Eine Anhebung von ca. 70% wurde im T-Joint-Bereich gemessen, in dem der Mittelwert des Achsenverhältnisses ca. 0,15 beträgt. Die Messergebnisse stehen in einer groben

Korrelation mit den durchgeführten am RSST-Simulationen und beweisen, dass Bereiche mit RM schwächer von der DC-Magnetisierung betroffen sind, als solche mit reiner AM. Ähnliche Tendenzen wurden auch für die TD beobachtet.

Tabelle II präsentiert auch die Ergebnisse für den **„ausgeglichenen" Fall**, bei dem der Gleichstrom gleichmäßig in allen drei Schenkeln eingeprägt wurde. Aus einem Vergleich von unausgeglichenen und ausgeglichenen Fall ist ersichtlich, dass sie sich voneinander deutlich unterscheiden. In beiden Fällen ist die Streuung groß, und die Anstiege (mit Ausnahme von den Ecken) aufgrund des DC-Bias sind deutlich zu sehen, jedoch sind sie viel schwächer im ausgeglichenen Fall. Als Beispiel sei der Joch-Bereich erwähnt, in dem eine Erhöhung von nur ca. 15 % im Vergleich zu 150% für den unausgeglichenen Fall gemessen wurde.

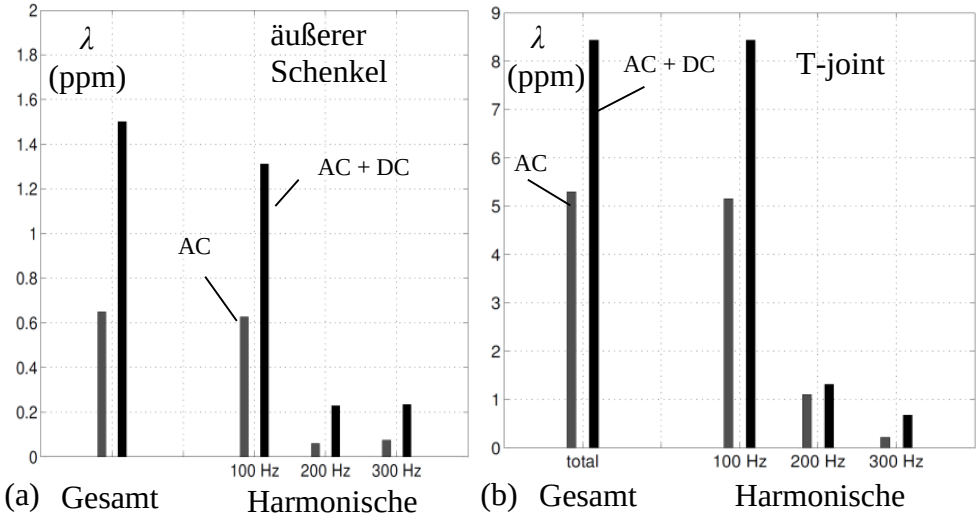


Abb. 4.6. Mittleres Amplitudenspektrum des dreiphasigen CGO-Modellkerns für den unausgeglichenen DC-Fall (r_{DC} = 1). Alle Harmonische sind bezogen auf die Grundschwingung (100 Hz).
(a) Außenschenkel. (b) T-joint.

Abb. 4.6 zeigt das **Amplitudenspektrum** gemittelt über die Dehnungsmessstreifen in der RD für den Außenschenkel (Abb. 4.6a) und für den T-Joint-Bereich (Abb. 4.6b). Der DC-freie Fall ist mit dem unausgeglichenen Fall verglichen. Die Ergebnisse bestätigen die Resultate der RSST-Simulationen und zeigen, dass der Einfluss des Gleichfeldes im T-joint-Bereich viel schwächer ist, wenn die prozentuellen Anstiege betrachtet werden. Diese Erkenntnis bedeutet, dass das Gleichfeld - sehr grob gesehen einen Anstieg, in Verbindung mit einem Ausgleichseffekt der magnetostriktiven Dehnung im gesamten Kern bewirkt (over-all balancing effect). Ein ähnlicher Effekt wird auch für die jeweiligen Harmonischen beobachtet.

Die Anstiege der **Harmonischen** sind im Schenkeln aufgrund der DC-Überlagerung viel höher als im T-Joint-Bereich. Es sei hier noch einmal daran erinnert, dass die höheren Harmonischen einen viel stärkeren Einfluss auf die Geräuschentwicklung haben, wenn die physiologischen Charakteristiken des Gehörs in Betracht gezogen werden.

Es muss auch erwähnt werden, dass gemäß der Theorie die DC-Magnetisierung nicht nur gerade sondern auch ungerade Harmonischen erzeugt. Allerdings wurde aufgrund der im Laufe dieser Arbeit gesammelten Erfahrung festgestellt, dass die ungeraden Harmonischen nicht so stark ausgeprägt sind und vernachlässigt werden können.

Kapitel 5:

Gegenüberstellung von Magnetostriktion zu Verlusten

Wie in der Einführung bereits erwähnt, ist die Verminderung der **Geräusche** bzw. der Magnetostriktion des Transformatorkerns heutzutage für die Industriestaaten genauso wichtig wie die Reduzierung der **Energiekosten** bzw. der Ummagnetisierungsverluste. Es besteht Bedarf nach neuen Strategien, um Charakteristika - sowohl die Magnetostriktion als auch die Verluste - gleichzeitig zu reduzieren. Das bedeutet, dass sie nicht voneinander getrennt sondern in Korrelation zueinander untersucht werden sollten. Aus diesem Grund werden im Folgenden die gewonnenen Erkenntnisse und Daten der Magnetostriktion den gemessenen Verlusten bzw. Building-Faktoren gegenübergestellt. Der systematische Vergleich umfasst Messergebnisse sowohl von den RSST-Simulationen als auch von Modelltransformatorkernen.

5.1. Rotierende Magnetisierung

Im Kapitel 3 und Kapitel 4 wurde gezeigt, dass die rotierende Magnetisierung mit Abstand den größten negativen Einfluss auf Verluste und Magnetostirktion hat. Deshalb ist die Untersuchung der magnetischen und elastischen Eigenschaften der Kernmaterialien in Bezug auf RM sowohl für die Forschung als auch für die Industrie von großer Bedeutung.

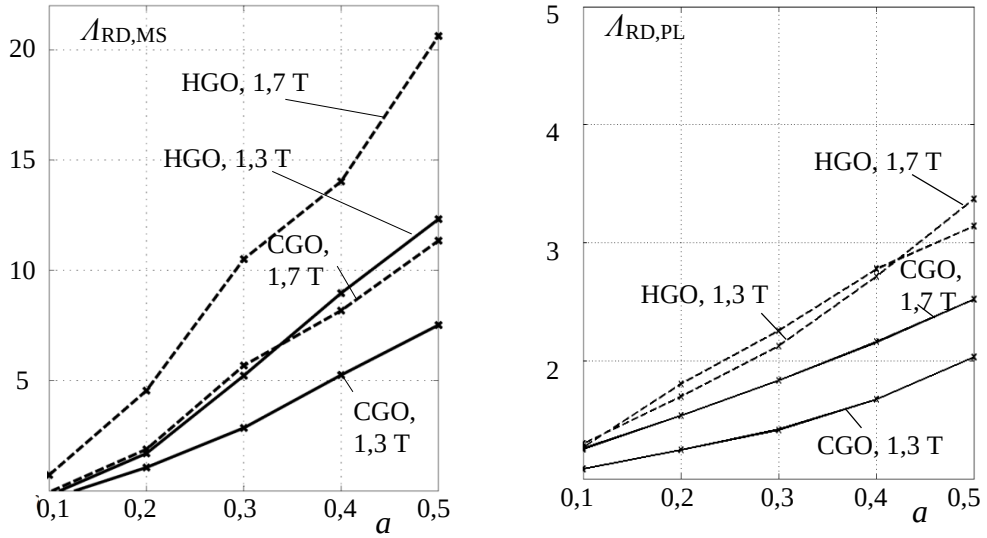


Abb. 5.1. Relative Anstiege als Funktion des Achsenverhältnisses bezogen auf die Werte bei alternierender Magnetisierun.
(a) Magnetostriktion.
(b) Verluste. Daten aus *SABIC* (*2011*).

Abb. 5.1. zeigt eine Gegenüberstellung der Anstiege der Magnetostriktion und der Verluste[21] als Funktion des Achsenverhältnisses *a* bei elliptisch-rotierender Magnetisierung bezogen auf die MS-Werte für alternierende Magnetisierung. Sowohl die Magnetostriktion (aufgrund der steigenden Konzentration der obliquen Domänen) als auch die Verluste erhöhen sich deutlich mit wachsendem *a*. Die maximalen Verlustanstiege liegen im Bereich von 2 bis 3,5 in Abhängigkeit vom Material, während jenen der Magnetostriktion für HGO sogar Werte über 20 erreichen können. Das HGO-Material ist von der RM in Bezug auf beide Charakteristika stärker als das CGO-Material betroffen. Das deutet, dass die neueren Materialien zufolge ihrer höheren Orientierung in der Walzrichtung vorteilte Eigenschaften bei AM aber nachteilige bei RM haben.

Die RSST-Simulationen nach Kapitel 3 zeigten auch, dass sowohl die Form als auch die Dynamik des Magnetisierungsmusters eine nicht-signifikante Rolle für die Magnetostriktion spielt, während ihre Bedeutung für die Verluste wesentlich ist (vgl. [A-7]). Die Verluste erhöhen sich kräftig, wenn der Magnetisierungsvektor in die harte Richtung weist. Allerdings führte die erhöhte Dynamik in Korrelation zu den Verlusten zu Erhöhung der Harmonischen der Magnetostriktion.

5.2. Off-plane Fluss

Ein weiterer Impact-Faktor, der einen Einfluss auf Magnetostriktion hat, ist der in z-Richtung auftretende Fluss. Von Wechselflüssen der Größenordnung (10 mT – 15 mT) normal zur Magnetisierungsebene wurde schon in *ILO* (1998) berichtet. Solche Flüsse treten in den Überlappungsbereichen der Kerne (Corner-Bereiche und T-joint Bereich) auf. Sie entstehen zwischen den einzelnen Blechpaketen, besonders wenn sie gegeneinander verschoben sind. Einerseits entlasten die z-Flüsse die Magnetisierung in der Ebene, was zu kleinerem BF führt, anderseits erzeugen sie planare Wirbelströme, die die Ummagnetisierungsverluste erhöhen können.

Neben den Wechselflüssen existieren bei in der Materialebene auftretendem DC-Bias Gleichflüsse in ND. Wie bereits erwähnt, führt eine zusätzliche DC-Magnetisierung zur halbzyklischen Sättigung des Transformatorkerns. Das bedeutet, dass aufgrund sinkender Permeabilität des Materials nicht nur, aber vor allem, in den Überlappungsbereichen starke z-Gleichflüsse im Sinne 3-dimenspinaller Magnetisierung entstehen. Die Intensität eines solchen z-Flusses hängt natürlich vom Kernmaterial, von der nominellen Flussdichte und von der Stärke des eingeprägten DC-bias ab. Sein Einfluss auf Magnetostriktion und Verluste wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals untersucht.

[21] Die Verluste wurden mittels der elektrodynamischen Methode am RSST gemessen.

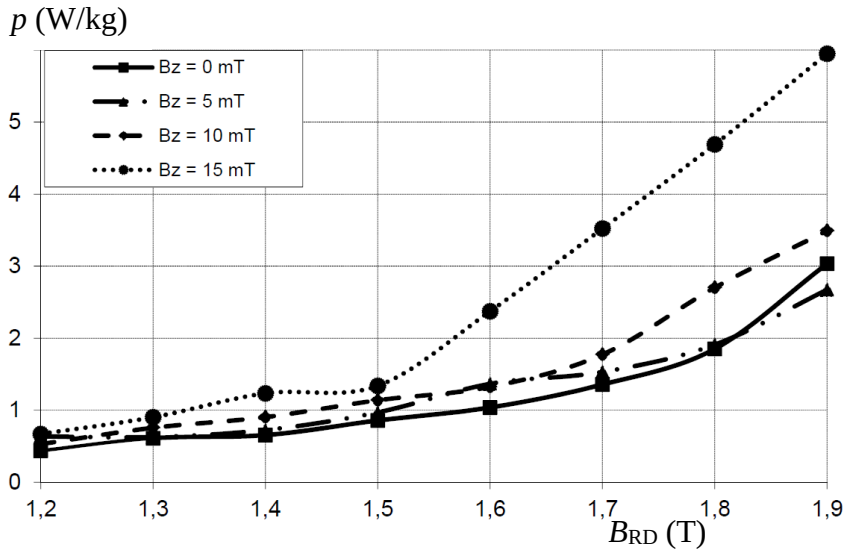


Abb. 5.2. Ummagnetisierungsverluste bei AM als Funktion der Flussdichten in RD bei off-plane Fluss in ND.

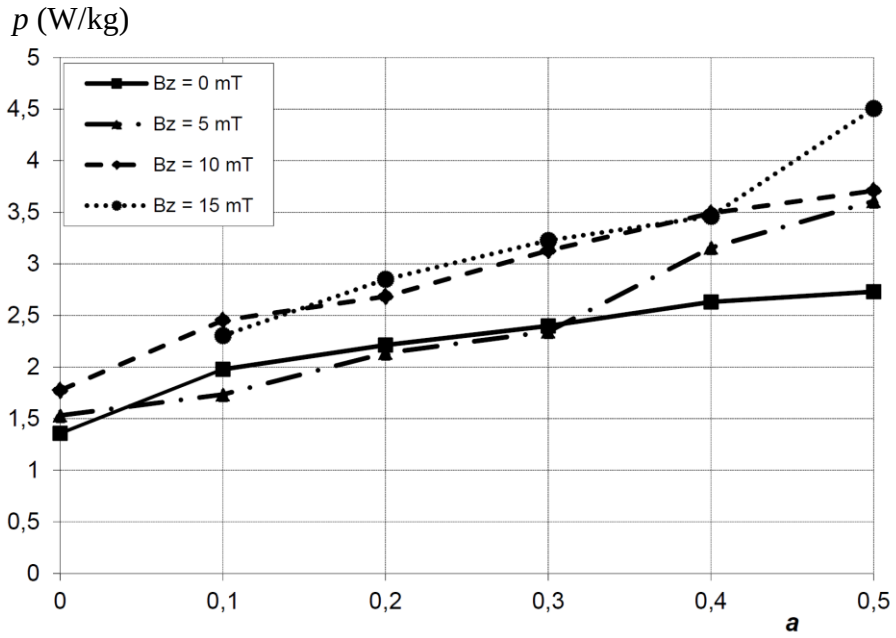


Abb. 5.3. Ummagnetisierungsverluste *P* bei elliptischer RM mit B_{RD} = 1,7 T als Funktion des Achsenverhältnisses *a* bei off-plane Fluss der Dichte *B*z.

Abb. 5.2 zeigt die Verluste als Funktion der Flussdichte bei **alternierender Magnetisierung (AM)** mit eingeprägtem z-Fluss mit drei Intensitäten (B_Z = 5 mT, 10 mT und 15 mT). Die Verluste *P* wurden mittels der thermischen Methode gemessen, da die elektrodynamische bei Anwesenheit eines z-Flusses versagt (siehe Kapitel 2). Bei kleinem z-Fluss (5 mT) bleibt *P* fast unverändert. Mit Erhöhung der Intensität des Flusses steigt *P* aber deutlich an. Das bedeutet, dass die Verluste nicht-linear von der Intensität des Flusses abhängig sind. Ähnliche Tendenz wurde bei der Magnetostriktion unter alternierender Magnetisierung beobachtet (Abb. 3.25). Bei höheren Flussdichten ist der

Einfluss des z-Flusses auf Magnetostriktion viel stärker als jener auf Verluste. Für den praxisrelevanten Fall B_{RD} = 1,7 T wurde ein Anstieg der Verluste für B_Z = 15 mT in der Größenordnung von ca. 250% beobachtet, während der Anstieg der Magnetostriktion das knapp 10-fache erreicht.

Abb. 5.3. zeigt die Verluste als Funktion des Achsenverhältnisses bei **rotierender Magnetisierung**. Ähnlich wie bei der AM steigt *P* nicht-linear mit wachsendem z-Fluss. Während für B_Z = 5 mT und Achsenverhältnisse a < 0,4 die Verluste unverändert bleiben, steigen sie deutlich für B_Z = 10 mT bzw. 15 mT. Für Achsenverhältnisse a > 0,4 ist eine konstante Erhöhung *P* über *a* ersichtlich. Daraus lässt sich schließen, dass die Corner-Bereiche und der T-Joint in gleichen Maßen vom z-Fluss betroffen sind.

5.3. Modelltransformatorkerne

5.3.1. Einphasiger Modellkern

Abb. 5.4. veranschaulicht die Gegenüberstellung des Building-Faktors (MBF) der Magnetostriktion *MS* zum Building-Faktor (*LBF*) der Verluste *P*. *LBF* wurde im Rahmen der eigenen Arbeit [A-3] mit zwei Thermistorpaaren gemessen. Das eine Paar wurde am Referenzpunkt (REF) und das andere an der jeweiligen lokalen Stelle positioniert (siehe Unterkapitel 4.1). Die *LBF* werden aus dem Verhältnis der Temperaturanstiege errechnet. *MBF* wurde anhand der Daten aus. Abb. 4.3a nach dem gleichen Prinzip wie die Verluste errechnet. Als Referenz wurde ein Messstreifen im zentralen Bereich des Schenkels ausgewählt.

Tabelle III zeigt eine Gegenüberstellung der Mittelwerte der Building-Faktoren. Durch die Einführung von *MBF* und *LBF* werden die lokalen Anstiege der Magnetostriktion und der Verluste deutlich übersichtlicher dargestellt, und die Tendenzen können sofort erkannt werden. Aus den Ergebnissen ist ersichtlich, dass in den Schenkeln die Verteilung sowohl der Magnetostriktion als auch der Verluste annähernd homogen bleibt. Die höchsten lokalen BF-Werte mit *MBF* ≈ 1,8 und *LBF* ≈ 1,2 wurden im Corner-Bereich festgestellt. Im Joch steigen die lokalen Magnetostriktionswerte an, während die Verluste sogar ein wenig kleiner als in den Schenkeln sind.

Tabelle III:
Vergleich der Mittelwerte von *MBF* und *LBF* für die Hauptbereiche des einphasigen Kerns

BF	Schenkel	Corner-Bereiche	Joche
MBF	1,1	1,8	1,3
LBF	1	1,2	0,9

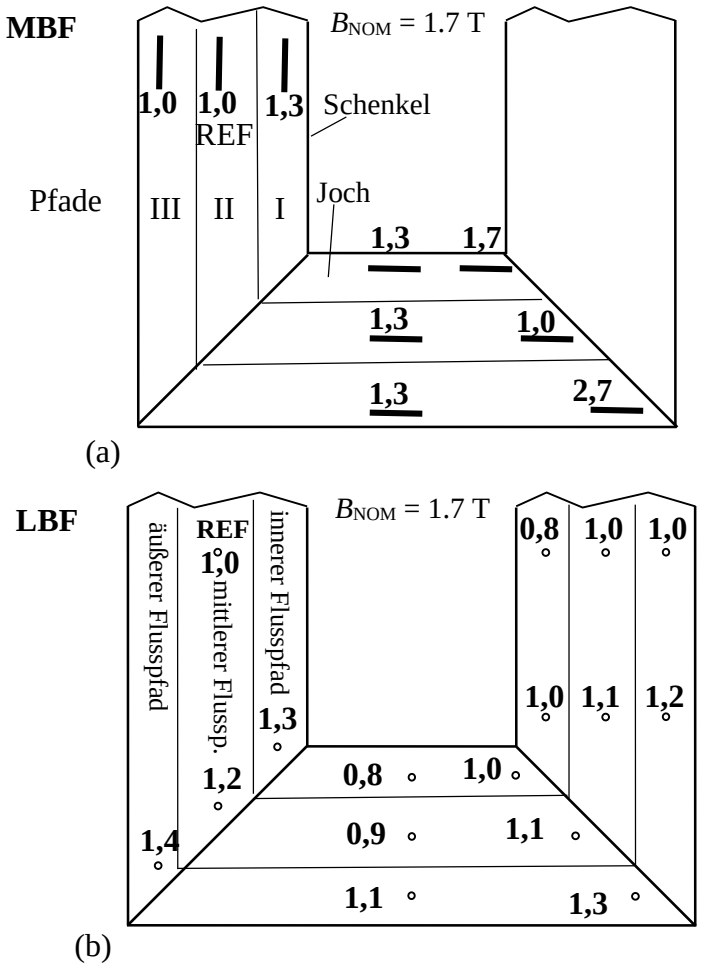


Abb. 5.4. Darstellung der Building-Faktoren des einphasigen Transformatorkerns für B = 1,7 T.
- **(a)** Magnetostriktion Building-Faktor, anhand von Daten aus Abb. 4.3a berechnet. Um einen übersichtlichen Vergleich mit *LBF* zu ermöglichen wurden die Werte im Corner-Bereich im Gegensatz zu Abb. 4.3a rechts unten dargestellt (bei Annahme von Symmetrie).
- **(b)** Verlust Building-Faktor *LBF* (siehe [A-3]).

Bei den lokalen Verlusten ist eine interessante Tendenz zu sehen, die bei der Magnetostriktionsverteilung nicht auftritt. Die gemessenen BF-Werte an der äußeren Peripherie des Kerns sind etwas höher als die anderen, die im mittleren und im inneren Bereich erfassten. Nach dieser Tendenz kann der gesamte Modellkern bezüglich dem Flussverlauf in drei Bereiche unterteilt werden (siehe Abb. 5.4):

- I: innerer Flusspfad,
- II: mittlerer Flusspfad, und
- III: äußerer Flusspfad.

Gemäß den Ergebnissen zeigt *LBF* einen Mittelwert von ca. 1 für den Pfad I, von ca. 1,1 für II und den höchsten Wert von ca. 1,2 für den Flusspfad III. Diese Tendenz ist interessant und gleichzeitig überraschend, da sie im Wiederspruch zu den Erwartungen aus den Flusspfadlängen steht. Wenn die Geometrie des Kerns im Betracht gezogen wird,

wird erwartet, dass der höchste Fluss den inneren Pfad nehmen würde, da dieser am kürzesten ist. Die Interpretation und die Erklärung dieser Tendenz wurden in der eigenen Arbeit [A-3] anhand der Messungen der lokalen Flüsse präsentiert. Die Amplitude des Flusses durch den Flusspfad I ist deutlich kleiner als die der anderen zwei Pfade. Der Grund liegt in den dreieckigen Luftbereiche der Corner. Die höchste mittlere Amplitude des Flusses findet man im mittleren Pfad. In diesem entspricht die Grundschwingung (50 Hz) fast dem Nominalwert der gesamten Flussamplitude, und die höheren Harmonischen sind sehr klein. Im Unterschied dazu ist im äußeren Flusspfad der Anteil der höheren Harmonischen viel größer. Sie führen zu Verzerrungen, welche die höheren LBF-Werte ausmachen. Nach Unterkapitel 3.2.4 lässt sich erwarten, dass die höheren Harmonischen der Magnetostriktion ebenfalls betroffen sind. Das bedeutet, dass die Geräuschgeneration im äußeren Flusspfad höher als im inneren und mittleren Pfad ausfällt. Weitere Untersuchungen, die unter anderem akustische Messungen über der Kernoberfläche mit speziellem Mikrophon (z.B. Intensity Probe Type 50GL) einbeziehen, sind notwendig um diese Erwartungen zu überprüfen.

5.3.2. Dreiphasiger Modellkern

Abb. 5.5 zeigt die Werte der **Building-Faktoren der Verluste** (*LBF*) gemessen an mehreren Stellen (vgl. Skizze 5a) im Inneren des dreiphasigen Modelltransformatorkerns im direkten Vergleich zu den berechneten Building-Faktoren der Magnetostriktion (*MBF*). Am Rand des äußeren Schenkels (Messpunkt O2) wurde für *LBF* ein Wert von 1,3 und für *MBF* von ca. 1,6 gemessen. Im Joch liegen die Werte von *BF* bei ca. 1. Im zentralen Bereich des Corners (Messpunkte C1 und C2) wurden relativ niedrige LBF-Werte erfasst (≈ 1), während *MBF* bei ca. 1,7 liegt. Abb. 5.5b zeigt *MBF* über *LBF*. Die Messpunkte T1 und T2 befinden sich rechts oben in der Grafik. Das bedeutet, dass im T-joint Bereich sowohl die höchste lokale Magnetostriktion und als auch die höchsten Verluste zu verzeichnen sind. Das Ausmaß ist bei der Magnetostriktion aber viel stärker. Die Verluste steigen um bis zu 100% an, die Magnetostriktion um bis zu 1000% (siehe T1).

Durch das **Einprägen eines Gleichfeldes** im mittleren Schenkel mit $r_{DC} \approx 1$ (entsprechend dem unausgeglichener Fall) steigen sowohl die Verlusten als auch die Magnetostriktion in allen Regionen des Kerns erheblich an (die Werte mit DC-Überlagerung sind mit Kreisen bezeichnet). Der Durchschnittwert der Verluststeigung liegt bei ca. 30% [A-4]. Bei der Magnetostriktion wäre es aufgrund der starken Streuung der Anstiege nicht korrekt, einen Mittelwert über den gesamten Kern zu bilden. Sowohl bei den Verlusten als auch bei der MS wird durch das eingeprägte Gleichfeld eine Art **Ausgleichseffekt** beobachtet. Das bedeutet, dass relativ gesehen die Bereiche, die a priori niedrige Werte der Magnetostriktion und der Verluste aufzeigen stärker von der DC-Überlagerung betroffen sind, als die Bereiche, die von vorherein höhere Werte aufweisen. Dieser Effekt wurde den RSST-Simulationen (siehe Unterkapitel 3.3.1) voll bestätigt.

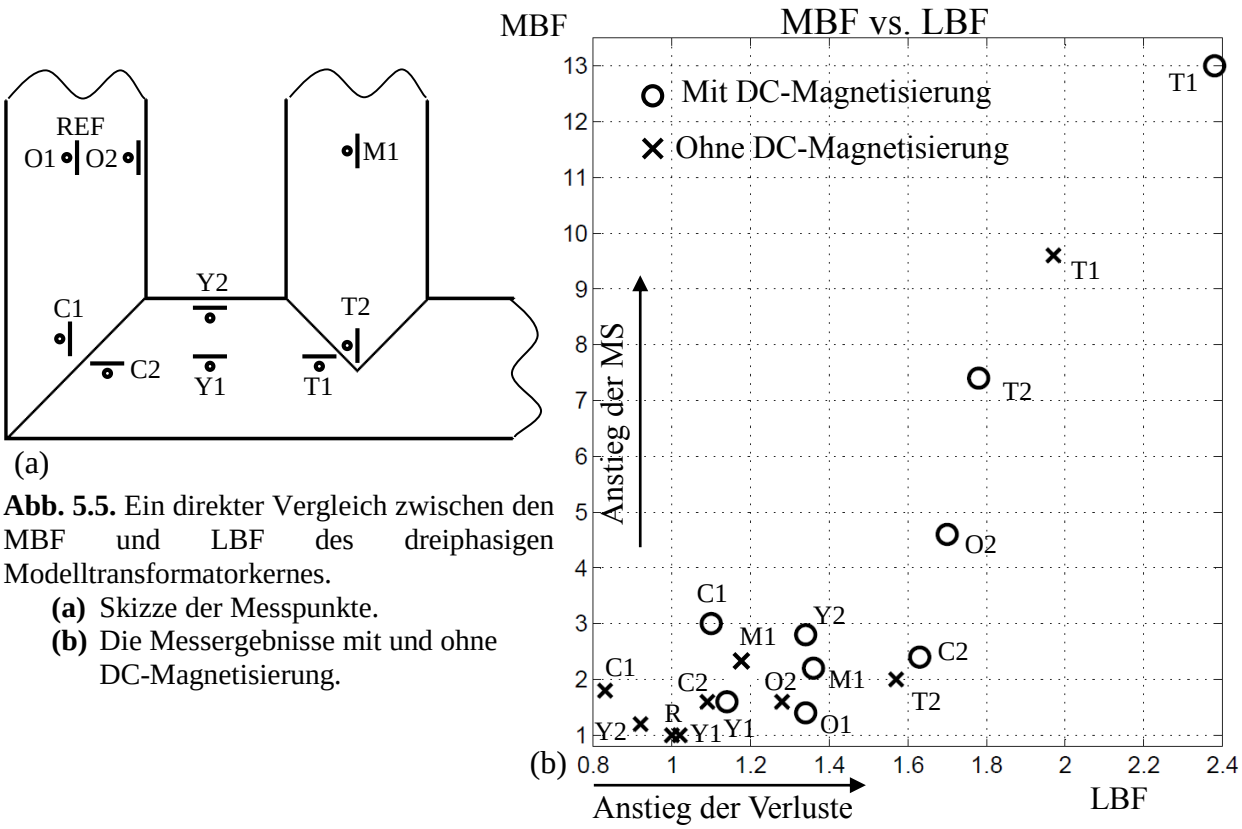


Abb. 5.5. Ein direkter Vergleich zwischen den MBF und LBF des dreiphasigen Modelltransformatorkernes.
(a) Skizze der Messpunkte.
(b) Die Messergebnisse mit und ohne DC-Magnetisierung.

5.4. Zusammenfassende Betrachtung

Eines der Ziele der vorliegenden Arbeit war es, die für die Geräuschentwicklung sehr maßgebliche Magnetostriktion den energetisch wesentlichen Ummagnetisierungsverlusten gegenüber zu stellen. Die wichtigsten Erkenntnisse sind in der Tabelle IV zusammengefast.

Tabelle IV
Der Einfluss diverser Impact-Faktoren auf Verluste und Magnetostriktion

Impact-Faktor	**Einfluss auf Verluste**	**Einfluss auf Magnetostriktion**
Anhebung des Achsenverhältnisses *a*	steigen stark an	steigt stark an
Anhebung der Flussdichte B_{RD} in RD	steigen stark an	steigt stark an
Anhebung der Flussdichte B_{HD} in HD (harte Richtung)	steigen stark an	steigt stark an

(rhombisch => elliptisch)		
Anhebung der Magnetisierungsdynamik	steigen schwach an	steigt schwach an, gefolgt von Sinken die Harmonischen steigen an
Zugspannung in RD Nach *KRELL* (*2003b*)	für AM: sinken schwach für RM: steigen an	Für AM: sinkt schwach für RM: steigt an
Druckspannung in RD Nach *KRELL* (*2003b*)	steigen an	sinkt gefolgt von starkem Anstieg
DC-Magnetisierung	steigen an	steigt an; Harmonischen steigen stark an
z-Fluss	steigen stark an	steigt stark an

Im Prinzip bewirken die meisten **Impactfaktoren** eine Anhebung sowohl der Verluste als auch der Magnetostriktion. Es bestehen allerdings viele Unterschiede, vor allem in der Intensität der beobachteten Effekte. Als Beispiel sei erwähnt, dass die Magnetostriktion sehr stark von mechanischer Beanspruchung und DC-Magnetisierung beeinträchtigt wird, während die Verluste schwächer betroffen sind. Allerdings ist nicht bei allen äußeren Impact-Faktoren die gleiche Tendenz für Magnetostriktion und Verluste zu sehen. So zum Beispiel haben die Wirbelströme für die Verluste eine starke Wirkung; Sie führen zu Erhöhung von ca. 60%, während sie für die Magnetostriktion fast keine Rolle spielen.

Als Beispiel sei noch die Form des **Magnetisierungsmusters** angeführt, die von einer wichtigen Bedeutung für die Verluste ist. Beim elliptischen Muster ist die Intensität des magnetischen Vektors in der HD höher als beim rhombischen Muster. Diese höhere Flussdichte in der HD führt zu einer starken Erhöhung der Hysterese-Verluste. Dagegen spielt die Form des Musters bei der Magnetostriktion eine untergeordnete Rolle, wie die Messungen gezeigt haben.

Kapitel 6:

Diskussion und Schlussfolgerungen

6.1. Praktische Relevanz für die Industrie

Die vorliegende Arbeit zeigt die große Bedeutung der rotierenden Magnetisierung und der DC-Überlagerung für die Magnetostriktion auf und daher auch für die Geräuschentwicklung des Transformatorkerns. Die Untersuchung der verschiedensten Impact-Faktoren ist von besonderer Relevanz, da die erzielten Erkenntnisse den Transformatorherstellern bei der Entwicklung von „leisen“, geräuscharmen Transformatoren helfen können.

Je erfolgreicher die Methoden zur Reduzierung des Geräuschpegels sind, umso größer wird die Relevanz der rotierenden Magnetisierung. Wenn zum Beispiel die klassische AM-Magnetostriktion aufgrund einer besseren Technologie verringert wird (wie im Fall der laserbehandelten HGO-Materialien), verschlechtern sich die Eigenschaften des Materials in Bezug auf RM. Somit steigt natürlich die Bedeutung der RM-Magnetostriktion an.

Ein ähnlicher Effekt wird betrachtet, wenn aufgrund der Reduzierung der Geräusche, der Arbeitspunkt des Transformators bei einer niedrigen Flussdichte eingestellt wird. Dann ist es anhand der Messergebnisse dieser Arbeit ersichtlich, dass die Bedeutung der Regionen mit ausgeprägter RM ansteigt. Andererseits, wenn die Flussdichte aufgrund der Transformator-Dimensionierung oder zufolge einer unerwünschten DC-Magnetisierung zunimmt, sind die Magnetostriktion und die Geräusche von vorherein stark, und der relative Anstieg der Magnetostriktion wird aufgrund RM deutlich kleiner oder sogar belanglos.

Es ist auch von großer Bedeutung, dass vom Transformatorkern generierte Schallleistungspegel proportional zur Vibrationsgeschwindigkeit der Kernoberfläche ist. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Frequenzabhängigkeit des menschlichen Gehörs. Da das Gehör empfindlicher für die höheren geraden Harmonischen ist, dürfen diese, obwohl sie eine viel niedrigere Intensität als die fundamentale Komponente (100 Hz) haben, nicht vernachlässigt werden (siehe *ANGER 2009*). Eine Änderung der Zusammensetzung der Harmonischen kann einen Anstieg der A-gewichteten Geräusche bei gleichbleibendem- oder sogar bei kleinerem- Wert der gesamten peak-to-peak-Magnetostriktion bewirken. Dieser Effekt zeigt sich besonders bei höheren Flussdichten. Andererseits ist zu erwähnen, dass die fundamentale Komponente der Magnetostriktion den höchsten Beitrag zur gesamten peak-to-peak-MS leistet und in den meisten Fällen der gesamten peak-to-peak-MS entspricht. Das liegt daran, dass bei idealen Bedingungen (alternierende Magnetisierung, keine DC-Überlagerung, keine Sättigungserscheinungen) die fundamentale Komponente viel höher als die Harmonischen ist.

Darüber hinaus soll die vorliegende Arbeit, wie in der Zielsetzung schon erwähnt wurde, bei der Aufklärung helfen, ob die wichtigsten Impactfaktoren der Verluste in gleicher Weise auch für Magnetostriktion gültig sind. Tabelle IV des vorigen Unterkapitels zeigt,

dass ähnliche allgemeine Tendenzen vorliegen, jedoch wird der Entwurf von großen Leistungstransformatoren speziell für die besonderen Bedürfnisse der Kunde entwickelt. Das bedeutet, dass einerseits das Übertragungsnetz und anderseits die Umgebung, in der die Leistungstransformatoren aufgestellt und in Betrieb genommen werden, in Betracht gezogen wird. Als Beispiel sei angeführt, dass die Leistungstransformatoren heute immer näher an die Bevölkerung heran gebracht werden. Das bedeutet, dass sie nicht nur energieeffizient, sondern auch besonders geräuscharm sein müssen. Die Tabelle IV kann somit für die Planung von Übertragungsnetzen hilfreich sein.

6.2. Weiterer Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die **Magnetostriktion** auf der Oberfläche des Transformatorkerns gemessen. Es ist bekannt, dass die Flussverteilung nicht homogen im Querschnitt, sondern von der z-Komponente des Kerns abhängig ist. Das bedeutet, dass die auf der Oberfläche gemessenen Magnetostriktionswerte nicht für den gesamten inneren Bereich repräsentativ sind. Frühere Experimente zeigten, dass die Intensität des Flusses bei kleineren nominellen Flussdichten im Inneren des Kerns im Vergleich zur Oberfläche geringer ist. Bei höheren Flussdichten (B_{NOM} > 1,7 T) gleicht sich die Flussverteilung im Querschnitt aus. MS-Messungen auf verschiedenen Schichten im Inneren des Kerns werden benötigt um aufzuzeigen, wie stark sich die Werte im Inneren von jenen auf der Oberfläche unterscheiden.

Ähnliche Effekte können bei den **Ummagnetisierungsverlusten** betrachtet werden. Die Ergebnisse der neuen entwickelten im Rahmen der vorliegenden Arbeit Verlustmessungsmethode für den Kerninneren zeigen deutliche Unterschiede zu den auf der Oberfläche gemessenen Verlusten. Für genaue Kernuntersuchungen werden dreidimensionale Analysen benötigt. Z-Profile der Verluste und der Magnetostriktion sollen erstellt und gegenübergestellt werden.

Die größte Herausforderung bei Erstellung eines **z-Profils** besteht in der Entwicklung der Sensoren. Neben den gewöhnlichen Anforderungen an die Sensoren wie Genauigkeit, Empfindlichkeit, schnelle Reaktionszeit, etc. sollen diese auch extrem dünn sein (< <100 µm), damit sie die Flussverteilung im Inneren des Kerns möglichst wenig beeinflussen. Es wäre auch für die Industrie sehr hilfreich, wenn mehrere Sensoren (für die Messung von Verlusten, MS und Flüssen) in einem kompakten Gehäuse integriert werden. Dadurch könnte eine vollständige lokale Charakterisierung des Kerns rasch durchgeführt werden, um eventuelle Störstellen zu entdeckten.

Die vorliegende Arbeit zeigte, dass die Bedeutung eines z-Flusses in den Überlappungsbereichen, besonders in den Corner-Bereichen, nicht unterschätzt werden darf. Die durchgeführten Simulationen waren der erster Schritt in der Untersuchung der Bedeutung des z-Flusses auf Magnetostriktion. Weitere Untersuchungen sollen die Intensität des z-Flusses in den lokalen Bereichen des Kerns bestimmen. Schon hier wurde versucht Magnetostriktion und Verluste durch Simulationen am RSST mit einem AC-Fluss und DC-Fluss in der z-Richtung zu kombinieren um repräsentative Ergebnisse zu

erzielen. Als Problem zeigte sich der Softwarealgorithmus des RSST, der aufgrund der Beeinflussung des z-Wechselflusses nicht konvergieren kann und weiterentwickelt werden soll. Interessant wären auch Simulationen von Corner- und T-Joint-Bereichen durch Ausschnitte aus kornorientierten Materialien.

Die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit zeigten, dass deutliche Korrelationen zwischen den gemessenen Magnetostriktionswerten und den Flächenanteilen der unterschiedlichen magnetischen Domänen vorhanden sind. Eine Methode, die die Magnetostriktion aus Bilder der magnetischen Domänen errechnen, wäre in Verbindung mit sehr großer Aufwand möglich und von besonderem Interesse für die Forschung. Viele Bilder von verschiedenen Stellen mehrerer Proben des gleichen Materials wären allerdings notwendig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass eine DC-Überlagerung zu starken und nicht gleichmäßigen Anstiege der Magnetostriktion und Verluste führt. Aufgrund der Tatsache, dass die Kerne immer mehr und langfristiger von DC-Bias betroffen sind, wäre eine verstärkte Zusammenarbeit mit der Industrie von Vorteil. Die lokalen Bereiche der Kerne, die besonders betroffen sind, könnten durch engere Kooperationen zunehmend immuner gegenüber DC-Überlagerung gemacht werden.

6.3. Liste der wesentlichsten Schlussfolgerungen

Diese Arbeit lieferte die folgenden Schlussfolgerungen:

A Erkenntnisse grundlegender Art

(1) Die Intensität der Magnetostriktion bei alternierender Magnetisierung ($a = B_{TD} / B_{RD} = 0$) bleibt für die untersuchten Materialien unter 1 ppm.

(2) Bei alternierender Magnetisierung werden in der vorliegenden Arbeit vier verschiedenen Kurven betrachtet: quasi DC-Kurve, quasi DC-peak-to-peak Kurve, die AC-Schmetterlingskurve, und AC-peak-to-peak Kurve.

(3) Bei rotierender Magnetisierung werden für eine vollständige Darstellung und Auswertung der Magnetostriktion in jeder beliebigen Richtung der Blechebene drei Sensoren, die in drei verschiedenen Richtungen platziert werden müssen.

(4) Eine vollständige Beschreibung des magnetostriktiven Verhaltens des Materials verlangt eine Reihe von momentanen Kleeblatt-Kurven.

(5) In allen untersuchten Fällen der kornorientierten Materialien entsteht die maximale Intensität der negativen Dehnung (Schrumpfung) in der Walzrichtung (RD). Ein Nebenmaximum der positiven Dehnung (Verlängerung) wird in der transversalen Richtung (TD) erfasst. Keine magnetostriktiven Verzerrungen liegen in den harten Richtungen (HD) vor.

(6) Die entsprechenden Magnetostriktionswerte in der zur Blechebene normalen Richtung (ND) des Materials können anhand der gemessenen Verzerrungen in der Ebene unter der Annahme einer null-Volumensmagnetostriktion abgeschätzt werden. Die Magnetostriktion in ND zeigt ähnliche Werte wie in der TD.

(7) Für die Praxis wird die kompakte peak-to-peak Magnetostriktionsdarstellung empfohlen. Diese besteht aus einer einzelnen Kleeblatt-Kurve, die nur positive Magnetostriktionswerte in allen Richtungen aufweist.

B Einflüsse von Impaktfaktoren

(8) Für elliptisch-rotierende Magnetisierung steigt die Magnetostriktion nicht-linear mit der Anhebung sowohl des Achsenverhältnisses a als auch der Intensität der Flussdichte B_{RD} in RD an.

(9) Für elliptisch-rotierende Magnetisierung beträgt die Magnetostriktion in der TD ungefähr 60% der Magnetostriktion in der RD für a zwischen 0,1 und 0,5.

(10) Die Anstiege der peak-to-peak-Magnetostriktion unter rotierender Magnetisierung sind mit wachsendem Achsenverhältnis a bei hochkornorientierten Materialien großer als bei kornorientierten.

(11) Im Prinzip spielt die Form des Magnetisierungsmusters für die Magnetostriktion eine untergeordnete Rolle, jedoch werden bei der rhombischen Magnetisierung im Vergleich zur elliptischen etwas kleinere Magnetostriktionswerte besonders für höhere Achsenverhältnisse gemessen.

(12) Erhöhung der maximalen Winkelgeschwindigkeit in der TD bewirkt einen Anstieg der Magnetostriktion, der von einem Abstieg bei weiterer Erhöhung gefolgt wird. Darüber hinaus steigen die Harmonischen der Magnetostriktion deutlich an.

(13) Eine externe DC-Überlagerung ruft einen Anstieg der Magnetostriktion besonders bei kleineren Achsenverhältnissen hervor.

(14) Bei Anwesenheit eines z-Flusses bei rotierender Magnetisierung wird eine Erhöhung der Dichte der obliquen Domänen beobachtet.

C Magnetostriktion des fertigen Kerns

(15) Die lokalen magnetostriktiven Verzerrungen auf der Oberfläche des Transformatorkerns hängen stark von der Klemmbefestigung ab. Der ideale Verfestigungszustand wird für eine gleichmäßige Verteilung einer Klemmkraft mittlerer Intensität über den gesamten Kern erzielt.

(16) Eine gute Übereinstimmung besteht zwischen den RSST-Simulationen und den auf der Kernoberfläche durchgeführten Magnetostriktionsmessungen.

(17) Die Untersuchungen des einphasigen Kerns zeigen kleine Magnetostriktionswerte in den Schenkeln und in den Jochen und höhere im Corner-Bereich, möglicherweise aufgrund der magneto-statischen Kräfte zwischen den Blechen.

(18) Die Untersuchungen des 3-phasigen Kerns zeigen ähnliche Tendenzen mit dem 1-phasigen Kern. Allerdings liegen die Magnetostriktionswerte aufgrund des schlechteren magnetostriktiven Verhaltens des kornorientierten Materials gegenüber dem hochkornorientierten höher. Im T-Joint-Bereich wurde der höchste peak-to-peak Magnetostriktionswert, alleine aufgrund der rotierenden Magnetisierung, gemessen.

(19) Die DC-Überlagerung des 3-phasigen Kerns führt zu starken Anstiegen der Magnetostriktion besonders in den äußeren Schenkeln.

(20) Die DC-Magnetisierung bewirkt einen starken Anstieg der Harmonischen, die für Geräuschentwicklung besonders wichtig sind.

D Zum Vergleich von Verlusten und Magnetostriktion

(21) Sowohl die Magnetostriktion-Building-Faktoren (*MBF*) als auch die Verlust-Building-Faktoren (*LBF*) eignen sich optimal für die Beschreibung der lokalen Anstiege der Magnetostriktion und der Verluste.

(22) Im Vergleich zum inneren Rand und im mittleren Bereich ist *LBF* am äußeren Rand des 1-phasigen Modellkerns viel höher. Die Erklärung ist der relativ hohen Verzerrung der Sinusform des Flusses durch den äußeren Pfad. Aufgrund der Verzerrungen wird auch ein Anstieg der Geräuschentwicklung am äußeren Rand erwartet.

(23) Die höchsten Werte von *MBF* und *LBF* werden im T-Joint Bereich des dreiphasigen Transformatorkerns erfasst.

(24) Die lokalen Magnetostriktionswerte des 3-phasigen Kerns steigen um bis zu 1000% an, die Verluste um bis zu 100%. DC-bias verstärkt beide Mechanismen.

(25) Die DC-Überlagerung führt sowohl bei der Magnetostriktion als auch bei den Verlusten zu einer Art Ausgleichseffekt. Die Bereiche, die a priori kleine Werte *MBF* und *LBF* aufweisen, sind vom Gleichfeld stärker betroffen als die Bereiche, die von vorherein höhere Werte aufzeigen.

(26) Die rotierende Magnetisierung ist der Faktor, der mit Abstand den größten negativen Einfluss auf die Magnetostriktion und Verluste hat.

(27) Mit steigendem Achsenverhältnis *a* ist der Anstieg der Magnetostriktion viel steiler als der Anstieg der Verluste.

(28) Ähnlich wie bei der Magnetostriktion sind bei den Verlusten die hochkornorientierten Materialien stärker von der rotierenden Magnetisierung betroffen als die kornorientierten.

(29) Ein Transformatorkern muss als ein dreidimensionales Objekt betrachtet werden, da ein z-Fluss in den Überlappungsbereichen des Kerns wie Corners und T-Joint existiert.

(30) Sowohl bei alternierender Magnetisierung als auch bei rotierender Magnetisierung steigen aufgrund des z-Flusses beide Charakteristika des Kerns, die Magnetostriktion und die Verluste, an. Allerdings kann die Magnetostriktion bei höheren Flussdichten viel höhere Anstiege als die Verluste aufweisen.

Literaturverzeichnis

ANDERSON P. I., Moses A. J., and Stanbury H. J., „Assessment of the stress sensitivity of magnetostriction in grain-oriented silicon steel," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, no. 8, pp. 3467-3476, (2007).

ANGER J., Daneryd A., „Noise in power transformers – models for generation, transmission and propagation," *Sem.Proc. Noise in Machines*, Cardiff, (2009).

ARAI S., Mizokami M., Yabumoto M., „Magnetostriction of grain oriented Si-Fe and its domain model," *El.Rev. Prz.Elektrot.,* vol. 87, Nr. 9b, pp. 20-23, (2011).

BAI, Baodong, Xu B., Lu J., „An analysis to force received in transformer core under DC bias conditions," *El. Mach. Syst.(ICEMS) (Conf.)*, (2011).

BAN G., „Model to evaluate the AC–DC magnetostriction characteristics of SiFe electrical steels," *J. Magn. Magn. Mater.* 254-255, pp. 324-327, (2003).

BENGTSSON C., "Industrial significance of losses and noise," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.*, pp. 13-14, (2012).

BOOTH T., Pfützner H., „Charakteristics of transformer core materials for flux normal to the sheet of plane," J. Magn. Magn. Mater. 133,pp. 183-186, (1994).

BUIRON N., Hirsinger L., Billardon R., „A multiscale model of magnetostriction strain and stress effect," *J. Magn. Magn. Mater.* 226-230, pp. 1002-1004, (2001).

DUPRE L., De Wulf M., Makaveev D., Permiakov V., and Melkebeek J., „Preisach modelling of magnetization and magnetostriction processes in laminated SiFe alloys," *J. Appl. Phys.* 93, pp. 6629-6631, (2003).

EKREEM N.B., Olabi A.G., Prescott T., Rafferty A., Hashmi M.S.J., „An overview of magnetostriction, its use and methods to measure these properties," *J. Mater. Proc. Tech.* 191, pp. 96-101, (2007).

ENOKIZONO M., Suzuki T., Sievert J.D., „Measurement of dynamic magnetostriction under rotating magnetic field," *IEEE Trans. Magn.*, vol.26, no. 6, pp. 2067-2069, (1990).

ENOKIZONO M., Kanao S. and Shirakava G., „Measurement of arbitrary dynamic magnetostriction under alternating and rotating field," *IEEE Trans. Magn.*, vol.31, no.6, pp. 3409-3411, (1995).

ENOKIZONO M., Takahashi K., Yamaura Y., „Development of a new strain gauge for measurements of two dimensional magnetostriction," *J. Magn. Magn. Mater.* 196-197, pp. 907–909, (1999).

GHALAMESTANI S. G., Hilgert T. G. D., Vandevelde L., Dirckx J. J., and Melkebeek J. A. A., „Magnetostriction measurement by using dual heterodyne laser interferometers," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, no. 2, pp. 505-508, (2010).

GHALAMESTANI S., Vandevelde L., Dirckx J., Melkebeek J., „Magnetostriction and its contribution to the noise of a one-phase transformer," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.12*, pp. 43-44, (2012).

GIRGIS R., Garner K., Bernesjö M., Anger J., Chu D., „Measuring no-load and load noise of power transformers using the sound pressure and sound intensity methods – Part – I: Outdoors measurements," *Pow. Ener. Soc. Gen. Meet*, IEEE, pp.1-8, (2008a).

GIRGIS R., Garner K., Bernesjö M., Anger J., Chu D., „Measuring no– load and load noise of power transformers using the sound pressure and sound intensity methods – Part – II: Indoors measurements," *Pow. Ener. Soc. Gen. Meet*, IEEE, pp.1-8, (2008b).

GIRGIS R., Anger J., Chu D., „The sound of silence", *ABB Review*, (2008c).

HAMBERGER P., „Low noise power transformers - more energy in large cities with less noise," *Magn. Soc.* (*Sem*.), Cardiff, U.K., (2009).

HASENZAGL A., Weiser B., Pfützner H., "Magnetostriction of 3% SiFe for 2-D magnetization patterns" *J. Magn. Magn. Mater.*, 160, pp. 55-56, (1996).

HASENZAGL A., Pfützner H., Saito A., Okazaki Y., „Status of the Vienna hexagonal single sheet tester," *Proc. 5th Int.WS 2D Magn.Probl*., pp. 33-42, (1997).

HASENZAGL A., „Computergesteurtes Meßsystem zur Analyse anisotroper Ferromagnetika bei rotierendem Magnetfeld" Dissertation TU-Wien, (1998).

HILGERT T., Vandevelde L., and Melkebeek J., „Comparison of magnetostriction models for use in calculations of vibrations in magnetic cores," *IEEE Trans. Magn*., vol. 44, no. 6, pp. 874-877, (2007a).

HILGERT T., Vandevelde L., and Melkebeek J., „Neural-network-based model for dynamic hysteresis in the magnetostriction of electrical steel under sinusoidal induction," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, no. 8,pp. 3462-3466, (2007b).

HIRANO M., Ishihara Y., Harada K., Todaka T., „A study on measurement of magnetostriction of silicon steel sheet by laser displacement meter," *J. Magn. Magn. Mater.* 254-255, pp. 43-46, (2003).

HOFFMAN H.,Vaclavek G., „Messeinrichtung zur Bestimmung der Ummagnetisierungsverluste von Elektroblechen bei höchsten Induktionen" *Jahresbericht* (1970/71).

ILO A., Pfützner H., Bangert H., Eisenmenger-Sittner C., „Sputtered search coils for flux distribution analyses in laminated magnetic cores," J. Physique IV 8,pp. 733-736, (1998).

JAVORSKI M., Slavic J., Boltezar M., „Frequency characteristics of magnetostriction in electrical steel related to the structural vibrations," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no 12, pp. 4727-4734, (2012).

KAI Y., Tsuchida Y., Todaka T., and Enokizono M., „Measurement of the two-dimensional magnetostriction and the vector magnetic property for a non-oriented electrical steel sheet under stress," *J. Appl. Phys. 111*, 07E320, (2012).

KIM C.G., Kim H.C., Ahn S.J., Cha S.Y., Chang S.K., „Magnetizing angle dependence of harmonics of magnetic induction and magnetostriction in electrical steel," *J. Magn. Magn. Mater.* 215-216, pp. 159-161, (2000).

KLIMCZYK P. K., Anderson P., Moses A., and Davies M., „Influence of cutting techniques on magnetostriction under stress of grain oriented electrical steel," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 4, pp. 1417-1420, (2012).

KRELL C., Baumgartinger N., Krismanic G., Leiss E., Pfützner H., „Relevance of multidirectional magnetostriction for the noise generation of transformer cores," *J. Magn. Magn. Mater.*215-216, pp. 634-636, (2000a).

KRELL C., Baumgartinger N., Krismanic G., E. Leiss, Pfützner H., „Stress effects on the multidirectional magnetic behaviour of grain-oriented silicon iron sheets," *J. Magn. Magn. Mater.* 215-216, pp. 63-65, (2000b).

KRELL C., Baumgartinger N., Leiss E. and Pfützner H., „Effects of mechanical stress on soft magnetic materials under rotational magnetization," Proc. IV IMEKO World Congr. 16, pp. 177-183, (2000c).

KRELL C., Kitz E., Pfützner H., "Multidirectional magnetostriction of highly grain oriented silicon steel under defined elliptical or circular magnetization," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.*, pp. 191-196, (2003a).

KRELL C, "Magnetostriktion von weichmagnetischen Materialien unter rotiernder Magnetisierung und mechanischer Belastung," *Dissertation TU Wien,* (2003b).

KRISMANIC G., Methoden zur Bestimmung von Feldverteilungen und Verlusten bei rotierender Magnetisierung", *Dissertation TU-Wien,* (2002).

LAHN L., Wang C., Allwardt A., Belgrand T., and Blaszkowski J., „Improved transformer noise behaviour by optimized laser domain refinement at ThyssenKrupp electrical steel," *IEEE Trans. Magn.,* vol. 48, no. 4, pp. 1453-1456, (2012).

MOGI H., Yabumoto M., Mizokami M., Okazaki Y., „Harmonic analysis of AC magnetostriction measurements under non-sinusoidal excitation," *IEEE Trans. Magn.*, vol.32, no. 5, (1996).

MAEDA H., Harada K., Ishihara Y., Todaka T., „Performance of the magnetostriction of a silicon steel sheet with a bias field," *J. Magn. Magn. Mater.* 160, pp. 149 – 150, (1996).

MOSES A.J., Thomas B., Thompson J.E.,"Power loss and flux density distributions in the T-joint of a three phase transformer core," *IEEE Trans. Magn.,* Vol.8, No.4, pp. 785-790, (1972).

MOSES A., „Measurement of magnetostriction and vibration with regard to transformer noise," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 10, no. 2, pp. 154-156, (1974).

MULASALIHOVIC E."Simulation von Effekten geomagnetisch induzierter Ströme (GICs) auf Transformatorkerne" *Dissertation TU-Wien,* (2011)

MULASALIHOVIC E., Pfützner H., Zanolin P., Shilyashki G., Galabov V., „Effects of moderate DC-magnetization on 3-D loss distributions of a 3-phase model transformer core" *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.12*, pp. 59-60, (2012).

NAKASE T., Nakano M., Fujiwara K. and Takahashi N., „Measuring system for MS of silicon steel sheet under AC excitation using optical methods," *IEEE Trans. Magn*., vol. 34, no. 4, (1998).

NAKASE T., Nakano M., Fujiwara K. and Takahashi N., „Single sheet tester having open magnetic path for measurement of magnetostriction of electrical steel sheet," *IEEE Trans. Magn*., vol. 35, no. 5, (1999).

NIPPON STEEL CORPORATION (NSC) Catalogue, Technical Data an Orientcore-HI-B, EXE367.

OOAKA K, Aihara S., Todaka T., Enokizono M.,"Control of rotating magnetic flux distribution in a transformer model core by laser irradiation," *Abstr. SMM 21*, p 322, (2013).

PARKUS H., „Mechanik der festen Körper", *Springer Verlag*, (1966)

PAPAGEORGOPOULOS A.C., Wang H., Guerrero C., Garcia N., „Magnetostriction measurements with atomic force microscopy: a novel approach," *J. Magn. Magn. Mater.* 268, pp. 198-204, (2004).

PFÜTZNER H., „A new colloid technique enabling domain observation of Si-Fe sheets of coating at zero field" *IEEE Trans. Magn.* 17, Nr. 2, pp. 1245 – 1247, (1981).

PFÜTZNER H., Hasenzagl A., "Fundamental aspects of rotational magnetostriction" Nonl.El.Magn.Syst. IOS Press, pp.374-379, (1996).

PFÜTZNER H., "Vorlesungsskriptum über Angewandter Magnetismus," TU-Wien, 1998

PFÜTZNER H., Krell C., „Rotational or alternating magnetostriction as a result of rotational manetization – Fundamental aspects," *El. Rev. Prz.Elektrot.*, vol. 81, Nr. 5, pp. 45-47, (2005).

PFÜTZNER H., Krismanic G., YAMAGUCHI H., LEISS E., CHIANG W. „A study on possible sources of errors o floss measurement under rotational magnetization", *El. Rev. Prz.Elektrot.*, vol. 83, Nr. 4, pp. 9-13, (2007).

PRECHTL A., "Vorlesungen über die Grundlagen der Elektrotechnik", B*and 2, Springer Verlag*, (1994).

PRECHTL A., „Vorlesungen über Elektrodynamik," *Skriptum, TU-Wien*, (2010).

PRICE P., „Geomagnetically induced current effects on transformers," *IEEE Trans. Pow. Del.*, vol. 17, no. 4, pp. 1002-1008, (2002).

SABIC D. "Gleichfeld- und Dynamikeffekte auf elliptisch bzw. Rhombisch rotierende Magnetisierung von anisotropen weichmagnetischen Materialien", Diplomarbeit TU-Wien, (2011).

SABLIK M., Jiles D., „Coupled magnetoelastic theory of magnetic and magnetostrictive hysteresis," *IEEE Trans. Magn*., vol.29, no. 3, pp. 2113-2123, (1993).

SALZ W., "A Two-dimensional Measuring Equipment for Electrical Steel" *IEEE Trans. Magn.* 30, Nr. 3, pp. 1253 – 1257 (1994).

SAMATA H., Nagata Y., Uchida T., Abe S., „New optical technique for bulk magnetostriction measurements," *J. Magn. Magn. Mater*.212, pp. 355-360, (2000).

SNELL D., „Measurement of noise associated with model transformer cores", *J. Magn. Magn. Mater*.320, pp. 535-538, (2008).

SOMKUN S., Moses A. J., Anderson P. I., and Klimczyk P., „Magnetostriction anisotropy and rotational magnetostriction of a nonoriented electrical steel," *IEEE Trans. Magn*., vol. 46, no. 2, pp. 302-305, (2010).

SOMKUN S., Moses A. J., and Anderson P. I., „Measurement and modelling of 2-D magnetostriction of nonoriented electrical steel," *IEEE Trans. Magn*., vol. 48, no. 2, pp. 711-714, (2012).

TADA H., Fujimura H., Yashiki H., „Influence of magnetostriction on hysteresis loss of electrical steel sheet," *J. Magn. Magn. Mater*.326, pp. 217-219, (2013).

VANDEVELDE L. and Melkebeek J. A. A., „Magnetic forces and magnetostriction in electrical machines and transformer cores," *IEEE Trans. Magn*., vol. 39, no. 2, pp. 1618-1621, (2003).

WEISER B., Pfützner H., and Anger J., „Relevance of magnetostriction and forces for the generation of audible noise of transformer cores," *IEEE Trans. Magn*., vol.36, no. 5, pp. 3759-3777, (2000).

WAKABAYASHI D., Todaka T., Enokizono M., „Measurement of three–dimensional magnetostriction on grain-oriented electrical steel sheet," *J. El. Eng*., vol. 62, no 3, pp. 153-157, (2010).

YABUMOTO M., Arai S., Kawamata R., Mizokami M., and Kubota T., „Recent development in grain-oriented electrical steel with low magnetostriction," *J. Mat. Eng. Per*., vol.6, pp.713-721, (1997).

YAMAGUCHI H., Pfützner H., Hasenzagl A., „Magnetostriction measurements on the multidirectional magnetization performance of SiFe steel," *J. Magn. Magn. Mater.* 320, pp. 618-622, (2008).

YAMAMOTO T., Siuchi A., Saito A., Hasenzagl A., Pfützner H., „Domain structure and magnetostriction of grain oriented silicon steel sheets under stress," *J. El. Eng.*,vol.48, no.8/s, pp. 88-91, (1997).

Publikationen im Konnex der vorliegenden Arbeit

[A-1] GALABOV V., "Oblique Domänen von SiFe unter rotierender Magnetisierung mit Gleichfeldbeeinflussung" *Diplomarbeit TU-Wien,* (2013).

[A-2] GALABOV V., Pfützner H., Shilyashki G., Mulasalihovic E., Yamaguchi H., Okazaki Y., Arrai S., „Domain reconstructions of g.o. SiFe during rotational magnetization with DC Bias," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.12*, pp. 81-82, (2012).

[A-3] HOFBAUER F., Pfützner H., Shilyashki G., Sabic D., Mulasalihovic E., Galabov V., "Rise-of-temperature method for building factor distribution in 1-phase model transformer core interior considering high DC bias", *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.12*, pp. 57-58, (2012).

[A-4] PFÜTZNER H., Shilyashki G., Hofbauer G., Sabic D., Mulasalihovic E., Galabov V.,"Effects of DC bias on the loss distribution of a model transformer core," *J. El. Eng., 61*, 126-129, (2010).

[A-5] PFÜTZNER H., Mulasalihovic E., Yamaguchi H., Sabic D., Shilyashki G., and Hofbauer F., „Rotational magnetization in transformer cores – a review," *IEEE Trans. Magn*., vol. 47, no. 11, pp. 4523-4533, (2011a).

[A-6] PFÜTZNER H., "3-Dimensional Loss Distribution in Transformer Cores," Project Application 2584 109, FFG, (2011b).

[A-7] SABIC D., Pfützner H., Hofbauer F., Shilyashki G., Mulasalihovic E., „Dynamics effects on losses due to rotational magnetizazion," *El.Rev. Prz.Elektrot*, R87 No 9b, pp. 29-32, (2011).

[A-8] SHILYASHKI G., „Gleichfeldeffekte auf Magnetostriktion bei rotierender Magnetisierung", *Diplomarbeit TU Wien*, (2009).

[A-9] SHILYASHKI G., Pfützner H., Hofbauer F., Sabic D., Galabov V., „Magnetostriction distribution in a model transformer core," *J. El. Eng.*, vol. 61, no 7/s, pp. 130-132, (2010).

[A-10] SHILYASHKI G., Pfützner H., Hofbauer F., Galabov V., Mulasalihovic E., Palkovits M., „Dynamics effects on magnetostriction under rotational magnetization," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.12*, pp. 41-42, (2012).

[A-11] SHILYASHKI G., Pfützner H., Hofbauer F., Galabov V., Mulasalihovic E., Matkovic I., „Effects of moderate DC bias on magnetostriction of grain oriented SiFe," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.12*, pp. 45-46, (2012).

[A-12] SHILYASHKI G., Pfützner H., Anger J., Gramm K., Hofbauer F., Galabov V., Mulasalihovic E., "Magnetostriction of transformer core steel considering rotational magnetization," accepted for publication *IEEE Trans. Magn*. (2013)

[A-13] PFÜTZNER H., Shilyashki G., Palkovits M., Galabov V., "Concept for more correct iron losses measurements considering path length dynamics". Accepted for publication *J. Appl. Electrom. Mech.* (2013).

[A-14] SHILYASHKI G., Pfützner H., Aigner M., Hamberger P., Hofbauer F., Galabov V," Path length consideration for magnetic loss testers as a function of grade of anisotropy". *Abstr. SMM 21 Budapest.*,p. 281, (2013).

Publikationsliste

[1] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, D. Sabic, V. Galabov, "Magnetostriction distribution in a model transformer core," *J. El. Eng.61*, pp. 130-132, (2010).

[2] H. Pfützner, G. Shilyashki, F. Hofbauer, D. Sabic, E. Mulasalihovic, V. Galabov: Effects of DC bias on the loss distribution of a model transformer core. *J. El. Eng. 61*, pp 126-129, (2010).

[3] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, D. Sabic, E. Mulasalihovic, "DC bias effects on losses and field patterns of silicon iron under rotational magnetization," *Abstr.1&2D.Magn.Meas. & Test* 11, p. 31 (2010).

[4] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, E. Mulasalihovic, D. Sabic, V. Galabov: "Magnetostriction of grain-oriented Fe-Si under rotational magnetization with DC bias". *Abstr.1&2 D.Magn.Meas. & Test. 11*, p. 32, (2010).

[5] D. Sabic, H. Pfützner, F. Hofbauer, G. Shilyashki, E. Mulasalihovic, "Dynamics effects on losses due to rotational magnetizatio," *Prz. Elekt. / Electr. Rev*. 87, pp. 29-32 (2011).

[6] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, D. Sabic, V. Galabov, E. Mulasalihovic, "Magnetostriction as a function of the vector course of time B(t) of rotational magnetization," *Abstr. SMM 20*,p 490 (2011).

[7] H. Pfützner, G. Shilyashki, E. Mulasalihovic, D. Sabic, F. Hofbauer, V. Galabov, "DC-bias on the magnetic performance of transformer core material – a survey," *Abstr. SMM 20*, p 29, (2011).

[8] H. Pfützner, E. Mulasalihovic, H. Yamaguchi, D. Sabic, G. Shilyashki, and F. Hofbauer, "Rotational magnetization in transformer cores – a review," *IEEE Trans. Magn. 47*, pp. 4523-4533, (2011).

[9] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, V. Galabov, E. Mulasalihovic, M. Palkovits, "Dynamics effects on magnetostriction under rotational magnetization," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.*, 41-42, (2012).

[10] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, V. Galabov, E. Mulasalihovic, I. Matkovic, "Effects of moderate DC bias on magnetostriction of grain oriented SiFe," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.*, pp. 45-46, (2012).

[11] Y. Okazaki, S. Arai, H. Yamaguchi, H. Pfützner, V. Galabov, G. Shilyashki, "Status of domain studies on 2-D processes of magnetization" *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.*, 67-68, (2012).

[12] E. Mulasalihovic, H. Pfützner, P. Zanolin, G. Shilyashki, V. Galabov, "Effects of moderate DC-magnetization on 3-D loss distributions of a 3-phase model transformer core," *Proc. 1&2-D Magn. Meas. & Test.*, 59-60, (2012).

[13] V. Galabov, H. Pfützner, G. Shilyashki, E. Mulasalihovic, H. Yamaguchi, Y. Okazaki, S. Arrai, "Domain Reconstructions of g.o. SiFe during rotational magnetization with DC Bias*"* Accepted for publication *J. Appl. Electrom. Mech.* Accepted for publication.

[14] F. Hofbauer, H. Pfützner, G. Shilyashki, D. Sabic, E. Mulasalihovic, V. Galabov, "Rise-of-temperature method for building factor distribution in 1-phase model transformer core interior considering high DC bias," Accepted for publication *J. Appl. Electrom. Mech.* Accepted for publication.

[15] H. Pfützner, G. Shilyashki, M. Palkovits, V. Galabov: Concept for more correct iron losses measurements considering path length dynamics. Accepted for publication *J. Appl. Electrom. Mech.* Accepted for publication.

[16] G. Shilyashki, H. Pfützner, J.Anger, K.Gramm, F. Hofbauer, V. Galabov, E. Mulasalihovic, "Magnetostriction of transformer core steel considering rotational magnetization," *IEEE Trans. Magn*.. Accepted for publication.

[17] G. Shilyashki, H. Pfützner, F. Hofbauer, V. Galabov, "Regional building factor of losses and magnetostriction in transformer cores," *Abstr. SMM 21 Budapest, p. 347, (2013).*

[18] G.Shilyashki, H.Pfützner, M.Aigner, P.Hamberger, F.Hofbauer, V.Galabov,"
Path length consideration for magnetic loss testers as a function of grade of anisotropy". *Abstr. SMM 21 Budapest.*,p. 281, (2013).

[19] Viktor Galabov, Helmut Pfützner, Georgi Shilyashki, H. Yamaguchi, "Domain Reconstructions of G.O. SiFe under rotational magnetization with DC Bias," *Abstract SMM 21 Budapest*, p.128 (2013).

[20] H. Pfützner, E. Mulasalihovic, K. Gramm, G. Shilyashki, V. Galabov," Effects of DC-Bias on highly grain oriented silicon iron," *Abstract SMM 21 Budapest*, p. 133, (2013).

[21] H.Pfützner, G.Shilyashki, P.Hamberger, M.Aigner, F. Hofbauer, M. Palkovits, E. Gerstbauer, I. Matkovic, V.Galabov "Automatic 3-Dimensional Building Factor Analysis of a Grain Oriented Model Transformer Core," *IEEE Trans. Magn*, accepted for publication.

Editor:
H.Pfützner, G.Shilyashki, V. Galabov, "Short paper proceedings," *12th International Workshop on 1&2 Dimensional Magnetic Measurement and Testing*, (September 2013)

Betreute Diplomarbeit:
V. Galabov, "Oblique Domänen von SiFe unter rotierender Magnetisierung mit Gleichfeldbeeinflussung," (Juni 2013)