


Hochschule Flensburg

BACHELOR – T H E S I S

Thema: Numerische Bestimmung
von Kernverlusten in Drosseln
für Gleichstromsteller
moderner Photovoltaikanlagen

von: Michael Harmel

Matrikel-Nr.: 

Studiengang: Energiewissenschaften

Betreuer/in und
Erstbewerter/in: Prof. Dr.-Ing. habil. Bernd Löhlein

Zweitbewerter/in: Prof. Dr.-Ing. Frank Hinrichsen

Ausgabedatum: 24.02.2021

Abgabedatum: 24.04.2021

Ich versichere, dass ich die vorliegende Thesis ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen benutzt habe.

Kassel, den 24. April 2021

Michael Harmel

Kurzfassung

Bei netzgekoppeltem Betrieb von Photovoltaikanlagen werden Stromrichter zur Umwandlung von Gleich- in Wechselstrom eingesetzt. Neben der Lichteinstrahlung bestimmt auch der elektrische Betriebspunkt die von den Photovoltaikgeneratoren abgegebene Leistung. Daher sind typischerweise Gleichstromsteller Teil der in Photovoltaikanlagen genutzten Stromrichter. Sie wandeln die Ausgangsspannung des Photovoltaikgenerators derart auf die Höhe der Zwischenkreisspannung des Netzwechselrichters, dass der Photovoltaikgenerator stets im Betriebspunkt maximaler Leistung (*maximum power point*, MPP) betrieben werden kann.

Die passiven Komponenten, insbesondere die magnetischen, haben einen großen Anteil an Gewicht und Volumen des Stromrichters. Es wird eine Optimierung dieser Komponenten hinsichtlich Bauvolumen, Kosten und Wirkungsgrad angestrebt. Dazu müssen die im Betrieb auftretenden Energieverluste bestimmt werden. Auch für die Entwicklung von Gleichstromstellern ist es nützlich, die auftretenden Verluste bestimmen zu können.

In dieser Arbeit wird ein Vorgehen zur Bestimmung dieser Verluste mittels der Finite-Elemente-Simulation vorgestellt. Es werden zweidimensionale Modelle genutzt, deren Aufbau an die realen Geometrien angelehnt ist. Sie werden anhand dreidimensionaler Modelle in ihrer Aussagekraft überprüft. Der Fokus liegt auf den im magnetischen Kern einer Drossel auftretenden Verlusten. Es wird ein Post-Prozessor entwickelt, mit dem diese für typischerweise an Drosseln in Gleichstromstellern auftretende Spannungs- und Stromverläufe berechnet werden können. Auch die Wicklungsverluste werden mit Finite-Elemente-Simulation berechnet. Anhand einer bereits erfolgten Verlustmessung wird das vorgestellte Vorgehen für eine Drossel und einen Betriebszustand validiert.

Abstract

For grid-connected photovoltaic systems, power electronics are used to convert direct current (DC) into alternating current (AC). In addition to light irradiation, the electrical operating point of a photovoltaic generator determines the power it supplies.

Therefore, DC-DC converters are used to convert the output voltage of the photovoltaic generator to the level of the DC link voltage of the grid inverter. This allows operation at the maximum power point.

Magnetic components typically account for a large part of the volume and weight of power electronic systems. Optimization of these components in terms of volume, cost, and efficiency is being pursued. To determine their efficiency, the losses occurring during operation must be calculated.

This thesis presents a method for numerical determination of these losses using finite element simulation. Two-dimensional models are used, which are derived from the real geometry of the chokes and validated using three-dimensional models. The focus is on the core losses, for whose calculation a post-processor is developed. Winding losses are also calculated by finite element simulation. The method presented is validated for an example choke and one operating condition using existing measurement results.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen zu elektromagnetischen Verlusten in Drosseln	4
2.1	Kernverluste	4
2.1.1	Verlustmechanismen	4
2.1.2	Einfluss der Temperatur	5
2.1.3	Einfluss von Gleichfeldvormagnetisierung	6
2.2	Wicklungsverluste	7
2.2.1	Skinneffekt und innerer Proximity-Effekt	8
2.2.2	Externer Proximity-Effekt	9
3	Berechnung von Kernverlusten	9
3.1	Übersicht über Modellansätze	9
3.2	Steinmetz-basierte Verfahren im Vergleich	12
3.2.1	Steinmetz-Gleichung	12
3.2.2	Limitationen und Weiterentwicklungen der Steinmetz-Gleichung	13
3.3	Berechnung der Steinmetz-Parameter	13
3.3.1	Händische Berechnung der Steinmetz-Parameter	13
3.3.2	Berechnen der Steinmetz-Parameter für beliebige Aussteuerung und Frequenz	14
3.4	Kernverlustberechnung mit der <i>improved Steinmetz equation</i>	16
3.5	Einfluss von Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste	19
4	Simulation	21
4.1	Modellierung von Drosseln in Finite-Elemente-Software	21
4.1.1	Verwendete Solver	21
4.1.2	Eigenschaften des Kernmaterials	22
4.1.3	Eigenschaften der Wicklung	24
4.1.4	Axisymmetrisches und dreidimensionales Modell	25
4.2	Entwickeltes Verfahren zur Kernverlustberechnung	30
4.2.1	Berechnung der Feldverteilungen	30
4.2.2	Elementweise Bestimmung der Steinmetz-Parameter	34
4.2.3	Berechnung der Kernverluste mit der <i>improved Steinmetz equation</i>	37
4.3	Berechnung der Wicklungsverluste	38
5	Validierung und Diskussion der Simulationsergebnisse	40
5.1	Kalorimetrische Verlustleistungsmessung	40
5.2	Untersuchter Betriebszustand	41
5.3	Vergleich von Messwerten und Simulationsergebnissen	43
6	Zusammenfassung und Ausblick	47

Abbildungsverzeichnis

1	Schaltung eines Interleaved-Hochsetzstellers und typischer Spannungs- und Stromverlauf für eine Drossel	3
2	Abhängigkeit der volumenspezifischen Kernverlustleistungsdichte von Frequenz und Amplitude der Aussteuerung und Temperaturabhängigkeit der volumenspezifischen Verlustleistungsdichte für zwei Materialtemperaturen	6
3	Volumenspezifische Kernverlustleistung in Abhängigkeit des Gleichanteils der magnetischen Flussdichte und normiert auf den Wert bei Erregung ohne Gleichanteil, bei verschiedenen Amplituden der magnetischen Flussdichte	7
4	Übersicht einer Auswahl von Ansätzen für Modellbildung zur Kernverlustberechnung	10
5	Steinmetz-Parameter α bei verschiedenen Amplituden der magnetischen Flussdichte	15
6	Abschnittsweise Bestimmung des Steinmetz-Parameters β für verschiedene Amplituden der magnetischen Flussdichte und eine gegebene Frequenz	16
7	Zeitabhängigkeit der magnetischen Flussdichte bei beliebigem Tastgrad abschnittsweise beschrieben durch zwei symmetrische Verläufe verschiedener Frequenzen	17
8	Abhängigkeit der volumenspezifischen Kernverlustleistungsdichte von der Amplitude des Wechselanteils der Erregung, für verschiedene Gleichfeldvormagnetisierungen	20
9	Abhängigkeit der Steinmetz-Parameter k und β von der Gleichfeldvormagnetisierung	20
10	Hystereseschleifen bei harmonischer Erregung abnehmender Aussteuerung und Kommutierungskurve	23
11	Amplitudenpermeabilitäten in Abhängigkeit der Aussteuerung und daraus berechnete Neukurven	24
12	Dreidimensionales und axisymmetrisches Modell einer Drossel im Vergleich	26
13	Die zur Validierung des axisymmetrischen Modells verwendeten Drosselgeometrien im Vergleich	27
14	Qualitative Darstellung der Verteilungen des magnetischen Flusses im oberen Teil der Drossel im dreidimensionalen und axisymmetrischen Modell	29
15	Hystereseschleifen bei Erregung durch Strom in Form einer Dreiecksschwingung mit überlagertem Gleichanteil und bei harmonischen Erregungen verschiedener Amplituden	32
16	Abhängigkeit der Amplitude der Flussverkettung von der Amplitude des Wicklungsstroms	34
17	Schematische Darstellung des Ablaufs der Berechnung der Feldverteilungen mit FEMM für Erregung mit Gleichanteil bei Rechteckspannung	35
18	Einfluss der Vorgeschichte eines Systems mit Hysterese	36
19	Schematische Darstellung des entwickelten Post-Prozessors zur Kernverlustberechnung	39

20	Simulativ bestimmte Kern- und Wicklungsverlustleistung im Vergleich zu kalorimetrisch gemessenen Gesamtverlusten	44
21	Zusammensetzung der simulativ bestimmten Wicklungsverlustleistung . .	45
22	Mit dem axisymmetrischen FEM-Modell berechnete Verteilung der volumenspezifischen Kernverlustleistung	46

Tabellenverzeichnis

1	Validierung der axisymmetrischen Modellgeometrie	29
2	Zur Validierung genutztes Simulationsszenario	43
3	Simulativ bestimmte Gesamtverluste im Vergleich zu kalorimetrisch gemessenen Gesamtverlusten	44

1 Einleitung

Im Zuge der Energiewende sollen ein Ausbau der erneuerbaren Energien und eine Steigerung der Energieeffizienz erreicht werden. Teil der Energiewende ist auch der Ausbau der Stromerzeugung durch Photovoltaikanlagen. [1]

Neben den eigentlichen Photovoltaikgeneratoren sind auch leistungselektronische Systeme Teil von netzgekoppelten Photovoltaikanlagen. Der größte Teil der Stromgestehungskosten von Strom aus Photovoltaikanlagen entfällt auf die Kraftwerkskosten. Schätzungsweise die Hälfte der Kraftwerkskosten entstehen durch die Kosten für die Solarmodule. Die zweite Hälfte wird vor allem durch die Kosten für Wechselrichter und Installation bestimmt. [2, S. 25]

Photovoltaikwechselrichter erfüllen nicht nur die Funktion der eigentlichen Wechselrichtung. Soll die zur Verfügung stehende Solarenergie zum größtmöglichen Teil in elektrische Energie gewandelt werden, so ist auch der elektrische Betriebspunkt des Photovoltaikgenerators von Bedeutung. Der Betriebspunkt maximaler Leistung (englisch: *maximum power point*) kann durch Variation der Ausgangsspannung am Photovoltaikgenerator erreicht werden. Häufig werden zu diesem Zweck Gleichstromsteller verwendet, die in die Photovoltaikwechselrichter integriert sind. [3, S. 235]

Wichtige Bestandteile von Gleichstromstellern sind die passiven magnetischen Komponenten, welche die Funktion eines temporären Energiespeichers übernehmen. Die Energie wird in einem elektromagnetischen Feld gespeichert, das sich durch den Strom in der Wicklung der Drossel bildet. Es wird Energie gespeichert, wenn der Strom in der Wicklung zunimmt. Bei abfallender Stromstärke wird das Feld abgebaut und Energie abgegeben. Im Kern von Drosseln liegt im Betrieb dadurch eine schwankende Magnetisierung vor. Durch Ummagnetisierungsprozesse treten im Kern Energieverluste auf, die sogenannten Kernverluste.

Magnetische Komponenten sind häufig die Teile leistungselektronischer Systeme, die am größten und wenigsten effizient sind [4]. Es wird eine Optimierung magnetischer Komponenten hinsichtlich Kosten, Wirkungsgrad, Gewicht und Volumen angestrebt [5]. Die Kernverluste sind bei dieser Optimierung zu berücksichtigen und müssen daher bestimmt werden. Aber nicht nur für Hersteller von magnetischen Komponenten ist die Bestimmung der Kernverluste von Bedeutung. Auch bei der Entwicklung von Stromrichtern für Photovoltaiksysteme sind die im Betrieb auftretenden Energieverluste und die durch sie verursachte Erwärmung der Bauteile unter mehreren Gesichtspunkten relevant: Die Auswahl der Bauteile, die Anordnung dieser, die Auslegung einer Kühlung und die Berechnung von Gesamtwirkungsgraden geplanter Systeme können besser vorgenommen werden, wenn die auftretenden Verluste möglichst genau bekannt sind.

Um Stromrichter kleiner, leichter und wirtschaftlicher produzieren zu können, wird eine Verkleinerung der passiven magnetischen Komponenten angestrebt. Die Verwendung von modernen Halbleitern, wie z.B. Siliziumkarbid-Halbleitern, ermöglicht eine Verkleinerung von Drosseln, da sie höhere Schaltfrequenzen erlauben als herkömmliche Halbleiter. [6]

In Hochsetzstellern erlaubt dies die Verwendung von Drosseln geringerer Induktivität – ohne, dass für eine konstante Amplitude der anliegenden Spannung die Schwankungs-

breite des Drosselstroms größer würde. Entsprechende Drosseln geringerer Induktivität können mit weniger Materialbedarf hergestellt werden. Die volumenspezifischen Kernverluste nehmen bei höheren Schaltfrequenzen typischerweise zu, da mehr Ummagnetisierungsvorgänge pro Zeit erfolgen. Gleichzeitig führt die Verkleinerung der Geometrie zu einem höheren Wärmewiderstand, über den die Wärme an die Umgebung abgeführt wird [6], [7, S. 322]. Im Kontext dieser Trends und Beobachtungen ist es für Entwickler von Stromrichtern und Hersteller der Komponenten wichtig, die in einer Drossel auftretenden Verluste räumlich aufgelöst und möglichst genau berechnen zu können.

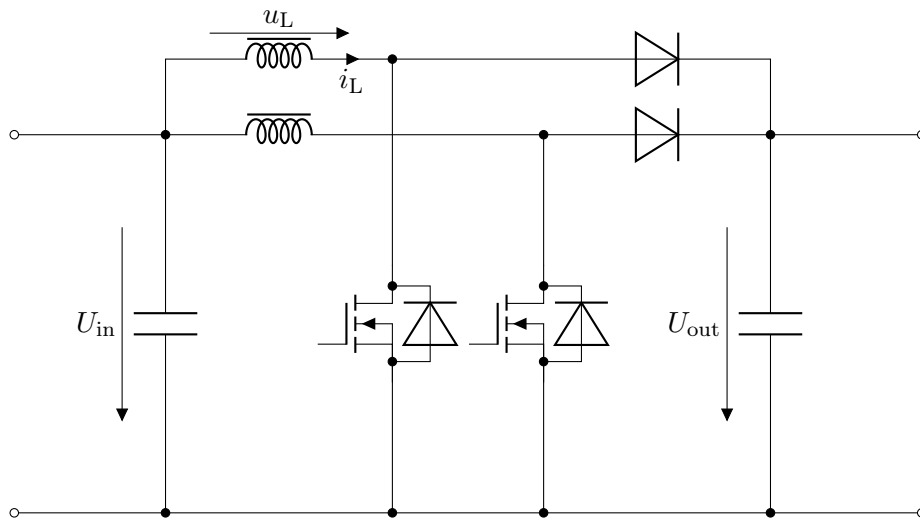
Zu diesem Zweck sollen in dieser Arbeit für die Verwendung in Gleichstromstellern moderner Photovoltaikanlagen ausgelegte Drosseln mittels Finite-Element-Methode (FEM) simulativ untersucht werden. Die Inhalte dieser Arbeit sind:

- eine Übersicht über Verlustmechanismen in Kern und Wicklung
- eine Übersicht über existierende Verfahren zur Kernverlustberechnung
- die Erstellung leicht anpassbarer, optimierbarer, parametrischer Modelle in FEM-Software
- die Auswahl eines Vorgehens zur Kernverlustberechnung für Ferrit-Kerne in Drosseln moderner Photovoltaiksysteme mit FEM-Software und die Entwicklung eines entsprechenden Post-Prozessors
- die Berechnung der Kern- und Wicklungsverluste für eine exemplarisch betrachtete Drossel mittels der FEM-Modelle und des entwickelten Vorgehens
- die Validierung der Simulationsergebnisse anhand verfügbarer Messergebnisse

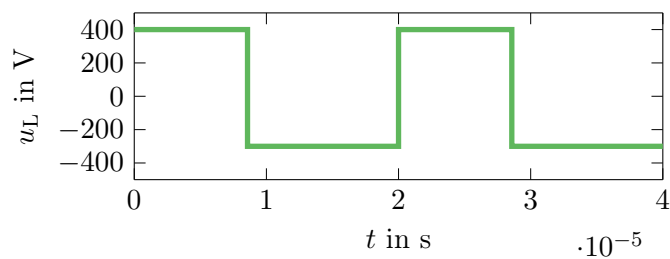
Diese Arbeit wurde am Fraunhofer-Institut für Energiewirtschaft und Energiesystemtechnik IEE in Kassel erstellt. Dort wurden bereits Hochsetzsteller mit der in Abbildung 1 dargestellten Schaltung hinsichtlich der magnetischen Komponenten untersucht [6].

Die Zeitverläufe von Strom und Spannung in der hinsichtlich der auftretenden Verluste zu untersuchenden Drossel sind von Bedeutung für die Wahl eines passenden Ansatzes für die Kernverlustberechnung. Abhängig von der Schaltung, in der die magnetischen Komponenten eingesetzt werden, können grundsätzlich verschiedene Zeitverläufe von Strom und Spannung auftreten. Ein für Gleichstromsteller typischer Fall ist der in Abbildung 1 dargestellte [8]. Im Betrieb des dargestellten Hochsetzstellers liegt an den Drosseln abwechselnd die Eingangsspannung U_{in} und die Differenz zwischen Ein- und Ausgangsspannung $U_{\text{in}} - U_{\text{out}}$ an. Der Verlauf der an einer Drossel anliegenden Rechteckspannung $u_{\text{L}}(t)$ ist in Abbildung 1b dargestellt. Der resultierende abschnittsweise lineare Verlauf des Stroms $i_{\text{L}}(t)$ mit überlagertem Gleichanteil ist in Abbildung 1c dargestellt. Derartige Strom- und Spannungsverläufe werden in der vorliegenden Arbeit angenommen.

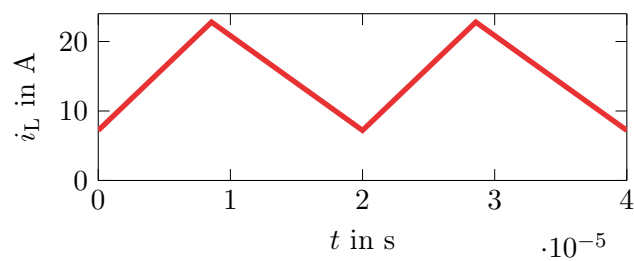
Bei hohen Schaltfrequenzen gewinnt die Leitfähigkeit des Kernmaterials an Bedeutung, da erhöhte Wirbelstromverluste auftreten. Ferrite sind für den Einsatz in leistungselek-



(a) Schaltung



(b) Zeitverlauf der über der Drossel anliegenden Spannung u_L



(c) Zeitverlauf des Stroms in der Drossel i_L

Abbildung 1: Schaltung eines Interleaved-Hochsetzstellers (a) und typischer Spannungs- und Stromverlauf für eine Drossel (b, c), die Darstellung des Drosselstroms ist entsprechend der Annahmen eines vernachlässigbaren ohmschen Widerstandes der Drossel und einer stromunabhängigen Induktivität idealisiert.

tronischen Schaltungen geeignete keramische Werkstoffe mit geringer Leitfähigkeit¹. Im Frequenzbereich bis etwa 1,5 MHz werden üblicherweise Mangan-Zink-Ferrite eingesetzt. Nickel-Zink-Ferrite weisen zwar eine mehrere Größenordnungen geringere Leitfähigkeit auf, jedoch ist die Permeabilität geringer. [7, S. 152]

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf Mangan-Zink-Ferrit-Kernen, wie sie in am Fraunhofer IEE entwickelten Stromrichtern genutzt werden.

Auf dem der Arbeit beigefügten Datenträger findet sich der im Rahmen der Bearbeitung erstellte Programmcode zur Durchführung der beschriebenen Simulationen.

2 Grundlagen zu elektromagnetischen Verlusten in Drosseln

Beim Betrieb von Drosseln treten verschiedene Arten von Energieverlusten auf. Eine grobe Einteilung der Verluste kann nach dem Bereich in dem sie entstehen vorgenommen werden. Als Wicklungsverluste werden die Verluste bezeichnet, die in der im Betrieb stromdurchflossenen Wicklung der Drossel entstehen. Als Kernverluste werden alle Verluste bezeichnet, die im Kern der Drossel entstehen. Weiter wird jeweils nach den physikalischen Mechanismen, die zur Entstehung der Verluste führen differenziert. Zusätzlich können beim Betrieb einer Drossel auch Verluste in der Umgebung der Drossel auftreten (i.d.R. durch Streufelder, die Wirbelströme in leitfähigem Material in der Umgebung der Drossel induzieren). [9, S. 103]

Die Verluste in der Umgebung der Drossel werden in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. Die verschiedenen physikalischen Mechanismen, die den Kern- und Wicklungsverlusten zugrundeliegen, sind in den folgenden Abschnitten zusammengefasst. Darüber hinaus wird der für die betrachtete Anwendung von Drosseln relevante Einfluss von Materialtemperatur und Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste beschrieben.

2.1 Kernverluste

Wird die Wicklung einer Drossel im Betrieb von einem veränderlichen Strom durchflossen, so ist das Kernmaterial einer veränderlichen magnetischen Feldstärke ausgesetzt. Im Kernmaterial entstehen bei jedem Ummagnetisierungsvorgang Energieverluste. Es wird angenommen, dass diese Kernverluste letztlich auf Joule-Wärme zurückzuführen sind, die durch Wirbelströme entsteht [10, S. 8276], [11, S. 392]. In ferro- oder ferrimagnetischen Werkstoffen können diese aufgrund deren besonderer Eigenschaften allerdings auf verschiedene Weisen entstehen.

2.1.1 Verlustmechanismen

Die Kernverluste können entsprechend des Ansatzes der Trennung der Verlustmechanismen (englisch: *loss separation*) anhand der physikalischen Mechanismen, die Verluste hervorrufen, eingeteilt werden. Die in dieser Theorie beschriebenen Verlustkomponenten

¹Für eine Gegenüberstellung von Alternativen zu Ferritkernen, wie Metallpulver- oder Ringbandkernen sei auf [7, 163 f.] verwiesen.

sind die Hystereseverluste, die klassischen Wirbelstromverluste und die Zusatzverluste, auch Exzessverluste genannt (englisch: *excess losses* oder *anomalous losses*). Diese Einteilung entspricht auch verschiedenen Größenordnungen bzw. Strukturen in denen die Effekte auftreten. [11, S. 392]

Hystereseverluste Die Hystereseverluste können als Folge des Verhaltens der feinsten Strukturen beschrieben werden [11, S. 391]. Die Atome in ferro- und ferrimagnetischen Materialien weisen ein magnetisches Moment auf. Durch diese Eigenschaft ergibt sich eine Wechselwirkung zwischen den einzelnen Atomen. Unterhalb der Curie-Temperatur richten sich die Momente in kleinen Bereichen des Materials in die gleiche Richtung aus, auch wenn kein externes Magnetfeld vorliegt. Es entsteht die für magnetische Materialien typische Domänenstruktur aus magnetisch gesättigten Bereichen, aus deren Ausrichtungen sich im Mittel die makroskopisch zu beobachtende Magnetisierung ergibt. Die Wechselwirkungen in der Domänenstruktur führen letztlich auch zur für ferri- und ferromagnetische Materialien typischen Hysterese, dem Nacheilen der magnetischen Flussdichte im Material gegenüber der magnetischen Feldstärke. Ändert sich durch ein variables externes Feld die magnetische Feldstärke im Material, so verändert sich die Domänenstruktur. Es treten abrupte Verschiebungen der Grenzen zwischen den Domänen auf, sogenannte *Barkhausensprünge*. Dabei entstehen auf mikroskopischer Ebene zeit- und ortsdiskret kurzzeitig schnelle Änderungen der magnetischen Flussdichte im Material, die zu Wirbelströmen führt. Da auch bei langsamer Änderung der magnetischen Feldstärke Barkhausensprünge auftreten, entstehen diese Wirbelströme auch dann, wenn die magnetische Feldstärke, der das Material ausgesetzt ist, sich nur sehr langsam ändert. [12, 32 ff.]

Zusatzverluste Zusätzliche Verluste können durch weitere Wechselwirkungen zwischen magnetischen Domänen begründet werden [11, S. 392]. Unter anderem treten durch Relaxationseffekte auch dann noch Verluste auf, wenn die magnetische Feldstärke im Material nach einer Änderung einen konstanten Wert angenommen hat [13].²

Klassische Wirbelstromverluste Neben den bereits beschriebenen Verlusten treten zusätzlich Wirbelstromverluste auf, wie sie auch bei nicht ferro- oder ferrimagnetischen Materialien auftreten. Bei der Beschreibung dieser Verluste wird die Domänenstruktur des Materials nicht mehr betrachtet, sondern das Material als homogen angenommen [11, S. 392]. Der Anteil dieser Verluste an den Kernverlusten ist bei Verwendung von Ferrit-Kernen gering [14].

2.1.2 Einfluss der Temperatur

Die Temperatur des Kernmaterials hat einen starken Einfluss auf die Kernverlustleistungsdichte in Ferrit-Kernen. In Abbildung 2b ist die Kernverlustleistungsdichte des

²Aufgrund der Annahme von abschnittsweise linearen Stromverläufen ohne konstante Abschnitte werden die Relaxationsverluste in dieser Arbeit nicht weiter behandelt. Diese Annahme gilt nur für Gleichstromsteller im lückfreien Betrieb.

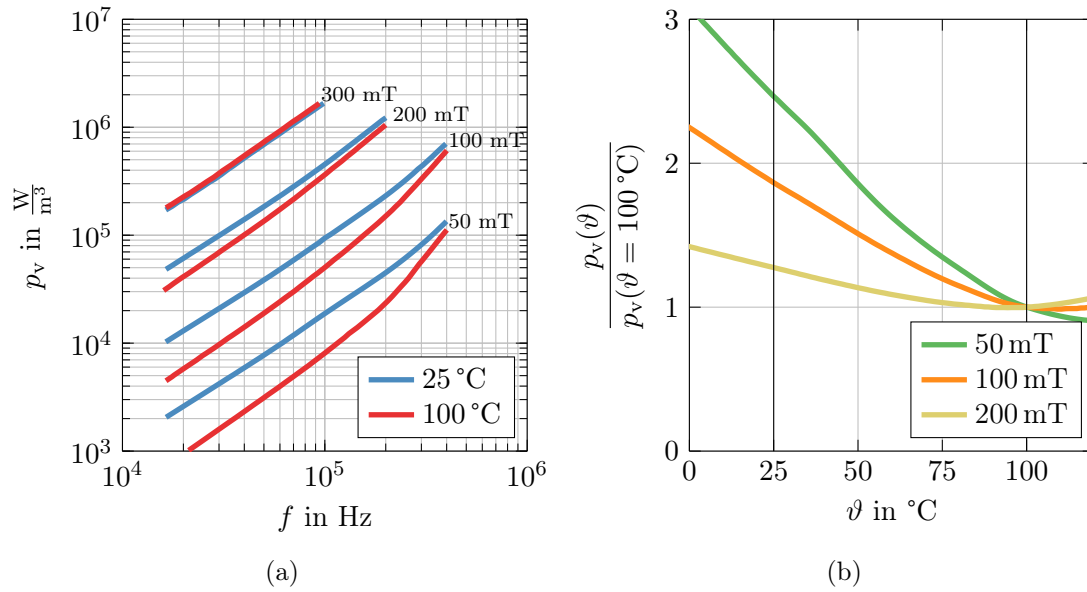


Abbildung 2: Abhängigkeit der volumenspezifischen Kernverlustleistungsdichte p_v von Frequenz f und Amplitude der magnetischen Flussdichte \hat{B} bei harmonischer Erregung, für zwei Materialtemperaturen (a) und Temperaturabhängigkeit der volumenspezifischen Verlustleistungsdichte bei harmonischer Erregung mit einer Frequenz von 100 kHz (b), eigene Darstellung mit Daten aus dem Datenblatt des Werkstoffes Sumida Fi395

exemplarisch untersuchten Materials normiert für eine Temperatur $\vartheta = 100\text{ °C}$ dargestellt. Die Daten wurden dem Datenblatt des Werkstoffes entnommen. Die Messwerte wurden bei sinusförmiger Erregung mit einer Frequenz von 100 kHz für drei verschiedene Amplituden der magnetischen Flussdichte \hat{B} aufgenommen. Für eine genaue Ermittlung der Kernverluste auf Grundlage der in Abbildung 2a dargestellten Daten muss zwischen den bei 25 °C und den bei 100 °C aufgenommenen Daten interpoliert werden. Ein in [7] beschriebener Ansatz ist die Verwendung eines Korrekturfaktors, der durch Annäherung einer der Kurven in Abbildung 2b durch ein Polynom zweiten Grades für beliebige Temperaturen berechnet werden kann. Problematisch bei dieser Vorgehensweise ist, dass die berechneten Verlustleistungsdichten nicht konsistent mit den Daten aus Abbildung 2 sind, da der Korrekturfaktor nur auf Grundlage von Messungen bei einer Frequenz bestimmt wurde. Die Abhängigkeit der Verlustleistungsdichte von der Temperatur variiert leicht mit der Frequenz. Dies zeigt sich auch daran, dass die Linien für 25 °C und 100 °C in Abbildung 2a nicht mit exakt konstantem Abstand zueinander verlaufen.

2.1.3 Einfluss von Gleichfeldvormagnetisierung

Grundsätzlich entstehen die Kernverluste durch den Ummagnetisierungsvorgang, also durch den Wechselanteil der magnetischen Flussdichte. In einer Induktivität, die von

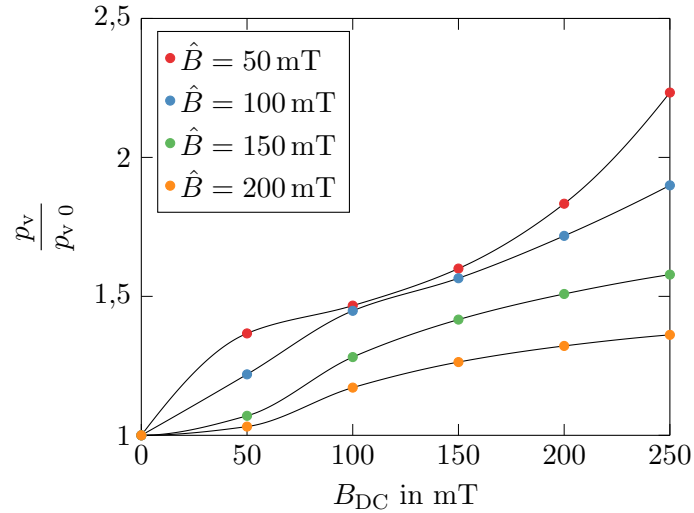


Abbildung 3: Volumenspezifische Kernverlustleistung p_v in Abhängigkeit des Gleichanteils der magnetischen Flussdichte B_{DC} und normiert auf den Wert bei Erregung ohne Gleichanteil p_{v0} und bei verschiedenen Amplituden der magnetischen Flussdichte \hat{B} (Material: Fi395, $\vartheta = 25^\circ\text{C}$)³

Gleichstrom durchflossen ist, entstehen keine Kernverluste. Überlagert man jedoch einen Wechselanteil mit einem Gleichanteil, so tritt eine Veränderung der Kernverlustleistung auf. Abhängig vom Material und der Temperatur kann eine Gleichfeldvormagnetisierung des Kernmaterials bei unverändertem Wechselanteil der magnetischen Flussdichte zu einer Vervielfachung der Kernverluste führen. Abbildung 3 zeigt die Zunahme der volumenspezifischen Kernverlustleistung p_v für steigende Werte des Gleichanteils der magnetischen Flussdichte im Kernmaterial B_{DC} am Beispiel des Werkstoffes Fi395 von Sumida. Die dargestellten Werte wurden bei einer Temperatur des Kernmaterials von $\vartheta = 25^\circ\text{C}$ gemessen. In [15] wurde die Beobachtung aus [16], dass der Einfluss der Gleichfeldvormagnetisierung bis auf weiteres als unabhängig von der Frequenz der Erregung angenommen werden kann, bestätigt. Es wurde jedoch ein ausgeprägter Einfluss der Materialtemperatur auf diesen Effekt festgestellt.

2.2 Wicklungsverluste

In [7] werden die in Wickelgütern auftretenden Verluste eingeteilt in:

- frequenzunabhängige, vom Effektivwert des Stroms bestimmte, ohmsche Verluste
- Skinverluste, die von der Frequenz des Stroms und der Art des Leiters abhängen
- Proximityverluste, die von einem äußeren Magnetfeld verursacht werden

³Die dargestellten Daten wurden vom Hersteller des Werkstoffes zusätzlich zu den im Datenblatt enthaltenen Daten zur Verfügung gestellt.

- dielektrische Verluste in der Isolationsschicht des Wickelguts

Letztgenannte haben eine geringe Bedeutung [7] und werden nachfolgend nicht weiter behandelt.

2.2.1 Skineffekt und innerer Proximity-Effekt

In Leitern, die Wechselstrom führen, ist die Stromdichte nahe der Leiteroberfläche größer, als im Inneren des Leiters. Für hohe Frequenzen finden sich große Werte der Stromdichte nur in der Nähe der Leiteroberfläche. Dies wird als *Skineffekt* oder *Hauteffekt* bezeichnet. Da sich dadurch die Querschnittsfläche, auf welcher der Leiter Strom führt, verringert, erhöht sich mit zunehmender Frequenz des elektrischen Stroms der Widerstand des Leiters. Dies führt bei gleichem Leitungsstrom zu erhöhter Verlustleistung. [17, S. 440]

Die Erhöhung des Widerstandes kann über die Eindringtiefe δ berechnet werden. Diese charakterisiert den Verlauf der Leitungsstromdichte entlang des Leiterradius r und kann für Materialien hoher elektrischer Leitfähigkeit κ dargestellt werden als:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\kappa\mu}} \quad (1)$$

Im Sonderfall unendlich langer und breiter Folien können frequenzabhängiger Widerstand und Verlustleistung so berechnet werden, als würde der Strom nur bis zu einem Abstand von δ zur Oberfläche, in diesem Bereich allerdings homogen verteilt fließen. Für Runddrähte, wie sie in der Wicklung der betrachteten Drossel vorliegen, erhält man mit dieser Betrachtung eine relativ gute Abschätzung. [7]

Eine Möglichkeit die Erhöhung des Widerstandes durch den Skineffekt zu verringern ist die Aufteilung eines Leiters in Adern geringen Durchmessers. Die Wicklung der in dieser Arbeit exemplarisch untersuchten Drossel besteht beispielsweise aus umspannter Litze aus Kupferlackdraht. Die Litze besteht aus 525 Adern mit einem Nenndurchmesser von jeweils 0,1 mm. Durch den im Vergleich zur Eindringtiefe δ kleinen Radius der Adern, bleibt der Einfluss des Skineffekts im betrachteten Fall auf Ebene der einzelnen Adern auch für Stromharmonische hoher Ordnung sehr klein. Die Aufteilung des Leiters in dünne Adern allein verhindert jedoch noch nicht den Skineffekt auf Ebene des Bündels der Adern. Die Adern müssen zusätzlich verschlagen werden, sodass über einen hinreichend langen Abschnitt betrachtet möglichst jede Ader gleich weit an jeder Stelle des Querschnitts der Litze liegt. Dies bewirkt, bei einer als ideal angenommenen Verschlagung, dass es keine Außenschicht bzw. keine äußeren Adern mehr gibt, die aufgrund des Skineffekts mehr Strom führen würden, als die innen liegenden. [7, S.101 ff.]

Weitere Stromverdrängungseffekte treten auf, wenn ein stromführender Leiter von einem äußeren magnetischen Wechselfeld durchsetzt wird. Bei der Verwendung von Litze liegen die Einzeldrähte innerhalb der Litze eng aneinander. Ein Wechselstrom in einer Ader ruft ein Magnetfeld hervor, das die Stromverteilung in den umliegenden Adern beeinflusst. Diese gegenseitige Beeinflussung von Adern innerhalb einer Litze wird als *innerer Proximity-Effekt* bezeichnet. Der innere Proximity-Effekt kann für eine Litze mit

einem analytischen Ansatz berechnet werden, sofern die Adern als ideal getrennt voneinander und ideal verschlagen angenommen werden. Für eine ideale Litze kann das Verhältnis $\frac{R_{\text{Litze,ideal}}}{R_0}$ zwischen dem Gleichstromwiderstand der Litze R_0 und dem Widerstand $R_{\text{Litze,ideal}}$, der sich unter Berücksichtigung von Skineffekt und innerem Proximity-Effekt ergibt, analytisch berechnet werden zu:

$$F_{1,\text{ideal}} = \frac{1}{2} \Re \left\{ \alpha r_s \left[\frac{I_0(\alpha r_s)}{I_1(\alpha r_s)} + \frac{N(N-1)r_s^2}{r_{\text{Li}}^2} \frac{I_1(\alpha r_s)}{I_0(\alpha r_s)} \right] \right\} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{1+j}{\delta} \quad (2)$$

Dabei sind I_0 und I_1 die modifizierten Bessel-Funktionen erster Art und nullter bzw. erster Ordnung. [7, S. 107]

Die durch den internen Proximity-Effekt verursachten Verluste werden teils gemeinsam mit den Verlusten durch den Skineffekt als Skinverluste bezeichnet, die Verwendung der Begrifflichkeiten in der Literatur ist nicht einheitlich [18].

2.2.2 Externer Proximity-Effekt

Neben der gegenseitigen Beeinflussung der Stromverteilung zwischen den nebeneinander liegenden Adern innerhalb der Litze tritt ein entsprechender Effekt auch zwischen den Windungen einer Wicklung auf. Im Fall einer Drossel ist die Wicklung zusätzlich dem insbesondere am Luftspalt des Kerns ausquellenden Magnetfeld ausgesetzt. Die Stromverdrängungseffekte aufgrund der Wechselwirkungen zwischen den Windungen untereinander und dem Einfluss des aus dem Kern ausquellenden Feldes werden als *externer Proximity-Effekt* bezeichnet. Um die Proximity-Verluste ermitteln zu können, muss das die Wicklung durchdringende externe Magnetfeld bekannt sein. Das externe Magnetfeld kann mittels einer Finite-Elemente-Simulation berechnet werden. Grundsätzlich ist auch zu beachten, dass die durch das externe Magnetfeld induzierten Wirbelströme ihrerseits ein Magnetfeld hervorrufen. Dies führt bei Anordnungen mit wenigen Adern dazu, dass das Magnetfeld, dem eine Einzelader ausgesetzt ist, nicht nur durch das aus dem Kern ausquellende Magnetfeld bestimmt ist, sondern auch durch die in benachbarten Einzeladern infolge des ausquellenden Feldes induzierten Wirbelströme. Bei Rundlitzen mit vielen Adern oder Wicklungen, in denen Litze nebeneinander und mehrlagig übereinander gewickelt ist, kann dieser Effekt jedoch vernachlässigt werden. [7, S. 108]

3 Berechnung von Kernverlusten

3.1 Übersicht über Modellansätze

Im Vorfeld der Arbeit wurde eine Recherche zu existierenden Modellierungsansätzen, die zur Beschreibung des Magnetisierungsverhaltens magnetischer Werkstoffe bzw. zur Berechnung der Kernverluste verwendet werden können, durchgeführt. Es stehen grundsätzlich verschiedene Ansätze der Modellbildung zur Verfügung. Sie unterscheiden sich unter anderem hinsichtlich der abgebildeten physikalischen Effekte und der Ein- und Ausgangsgrößen, die für die Kernverlustberechnung relevant sind.

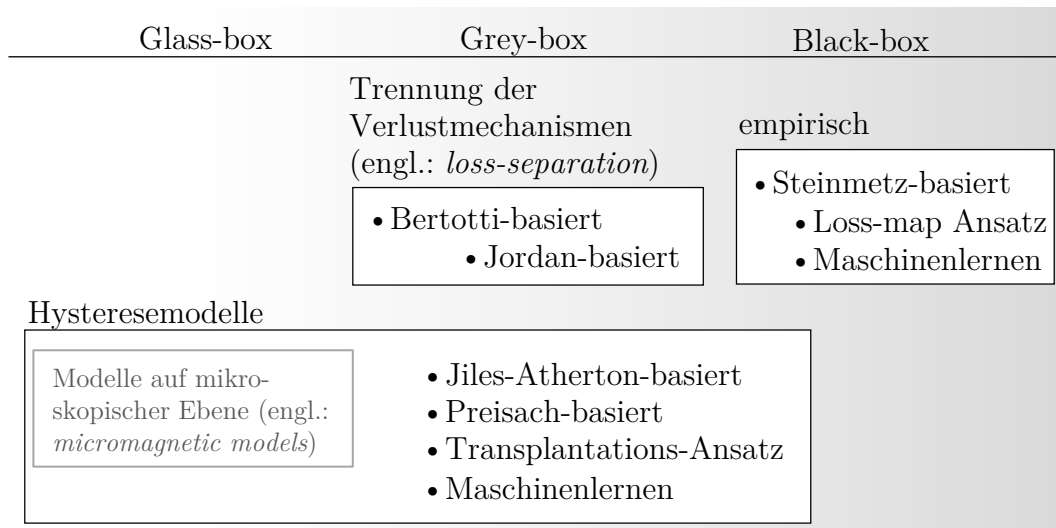


Abbildung 4: Übersicht einer Auswahl von Ansätzen für Modellbildung zur Kernverlustberechnung (eigene Darstellung, zusammengefasst aus [4], [15], [19], [20], [21])

Micromagnetic models Derartige Modelle beschreiben die Eigenschaften von ferri- und ferromagnetischen Werkstoffen im Bereich der Größenordnung zwischen magnetischen Domänen und Gitterplätzen von Kristallstrukturen [22]. Sie erlauben es, die makroskopischen magnetischen Eigenschaften aus Kenntnissen der grundlegenden physikalischen Eigenschaften des Materials abzuleiten.

Für ferromagnetische Werkstoffe existieren derartige Modelle bereits, jedoch werden in Induktivitäten für leistungselektronische Anwendungen häufig ferrimagnetische Werkstoffe verwendet. Für diese werden *micromagnetic models* noch nicht zur Untersuchung von magnetischen Komponenten für leistungselektronische Anwendungen verwendet. [23]

Hysteresemodelle Ein weiterer Ansatz ist es, die Mikrostruktur des Werkstoffes nicht als solche zu betrachten, sondern lediglich das Hystereseverhalten zu modellieren, das sich letztlich durch die Mikrostruktur ergibt. Das Hystereseverhalten eines Werkstoffes wird dazu in zahlreichen Messungen erfasst und die Parameter des Hysterese Modells werden so angepasst, dass eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Messungen und Modellvorhersagen erreicht wird. Die Berechnung der Verluste erfolgt dann über den Zusammenhang zwischen Kernverlusten und dem Flächeninhalt der Hystereseschleifen [8].

Ein Sonderfall sind die Hysteresemodelle mit Transplantationsansatz. Bei diesen wird das Hystereseverhalten anhand von Ähnlichkeitsbeziehungen aus einer einzigen gemessenen Hystereseschleife abgeleitet. Dies bedeutet einen drastisch geringeren Aufwand, als bei anderen Hysteresemodellen. [24]

Trennung der Verlustmechanismen Modelle, die dem Ansatz der Trennung der Verlustmechanismen zugeordnet werden, beschreiben nur den Zusammenhang zwischen dem Zeitverlauf der magnetischen Flussdichte $B(t)$ im Material und der entstehenden Verlustleistungsdichte p_v [8]. Das Hystereseverhalten von Werkstoffen wird mit derartigen Modellen nicht abgebildet. Welcher Zeitverlauf des magnetischen Flusses sich im Kern einer Induktivität infolge einer gegebenen Erregung einstellt, kann mit diesem Ansatz im Gegensatz zu den zuvor genannten Modellen daher nicht vorhergesagt werden.

Grundgedanke des Ansatzes ist es, die in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Komponenten der Kernverluste, die verschiedenen physikalischen Mechanismen zugeordnet werden können, zu berechnen. Eine Aufteilung der Kernverlustleistung wurde von Jordan zunächst nur in die frequenzunabhängige Verlustleistung durch Hystereseverluste und eine frequenzabhängige Verlustleistung durch klassische Wirbelstromverluste vorgenommen, deren Abhängigkeit von der Frequenz als jeweils bekannt angenommen wurde. Da die so berechneten Kernverluste stark von Messwerten abwichen, wurden die Zusatzverluste zunächst als rein empirisch ermittelter zusätzlicher Anteil dem Modell hinzugefügt. Bertotti entwickelte später eine theoretische Grundlage für die Berechnung der Zusatzverluste. [25]

Zahlreiche weitere Anpassungen zur besseren Abbildung der Verluste bei Verwendung unterschiedlicher Werkstoffe und Zeitverläufe der Erregung wurden erarbeitet [26], [27]. Für Mangan-Zink-Ferrite konnten bei der Berechnung der klassischen Wirbelstromverluste Ergebnisse höherer Genauigkeit durch Berücksichtigung der inhomogenen Mikrostruktur erreicht werden [28], [29]. Die Theorie, welche die physikalische Grundlage des Ansatzes der Trennung der Verlustmechanismen darstellt, bildet den Einfluss von Gleichfeldvormagnetisierung nicht ab [30].

Empirischer Ansatz Modelle, die weder die Mikrostruktur, noch das Hystereseverhalten, noch eine Differenzierung der Kernverluste in verschiedene Verlustmechanismen abbilden, werden im Folgenden als *empirische* bezeichnet. Diese Modelle beschränken sich auf ein beliebiges mathematisches Modell, das den Zusammenhang zwischen einem gegebenen Zeitverlauf der magnetischen Flussdichte $B(t)$ und der Kernverlustleistungsdichte p_v beschreibt, ohne dass eine physikalische Interpretierbarkeit der Modellparameter oder Modellstruktur angestrebt wird. Auf Grundlage experimentell gewonnener Daten lassen sich auch ohne genaue Beschreibung der genauen physikalischen Mechanismen die Kernverluste berechnen. Da die Vorgänge, die zu den Verlusten führen dabei nicht gesondert betrachtet werden, werden die gesamten Kernverluste in einem Schritt berechnet, anstatt wie bei auf Trennung der Verlustmechanismen basierten Ansätzen eine Unterteilung in Hystereseverluste, Wirbelstromverluste und Zusatzverluste vorzunehmen. Die bekanntesten und meistgenutzten Modelle dieser Art basieren auf der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Steinmetz-Gleichung [13]. Weitere ähnliche Verfahren, die in der Regel auf Daten aus Kernverlustmessungen bei anderen Erregungen basieren, werden als *loss map*-Verfahren bezeichnet [23].

Wie auch Modelle mit Ansatz der Trennung der Verluste können Modelle mit rein empirischen

rischem Ansatz als Basis für Post-Prozessoren zur FEM-basierten Kernverlustberechnung genutzt werden. Die empirischen Modelle lassen sich leichter und für Erregungen ohne Gleichanteil ausschließlich ausgehend von Werkstoff-Datenblättern parametrieren. Da im Kontext der Stromrichterentwicklung die Aufteilung der Kernverluste in die einzelnen Komponenten von untergeordneter Bedeutung ist, wird deshalb in dieser Arbeit vorgestellten Vorgehen ein empirisches Verfahren angewandt. *Loss map*-basierte empirische Verfahren erfordern typischerweise Daten zur Parametrierung, die nicht aus Datenblättern entnommen werden können und werden hier nicht näher behandelt. Auch Verfahren, die auf Maschinenlernen basieren werden in dieser Arbeit nicht näher betrachtet.

3.2 Steinmetz-basierte Verfahren im Vergleich

Eine Vielzahl von Erweiterungen und Modifikationen Steinmetz-basierter Verfahren zur Kernverlustberechnung wurde entwickelt. Alle Varianten detailliert einander gegenüberzustellen ist im Rahmen dieser Arbeit daher nicht möglich. Nachfolgend wird die einfache Form der Steinmetz-Gleichung detailliert erläutert. Anschließend werden einige ausgewählte Weiterentwicklungen verglichen.

3.2.1 Steinmetz-Gleichung

In [15] wird auf [31] als Quelle der „*power equation*“ (3), die heute zumeist als Steinmetz-Gleichung bezeichnet wird, verwiesen:

$$p_v = k f^\alpha \hat{B}^\beta \quad (3)$$

Diese Gleichung beschreibt für den Fall eines sinusförmigen Zeitverlaufs der magnetischen Flussdichte mit dem Spitzenwert \hat{B} und der Frequenz f die über eine Periode gemittelte Kernverlustleistung pro Volumen p_v . Die Materialparameter k , α und β werden meist als Steinmetz-Parameter bezeichnet.

Ausgangspunkt für dieses Berechnungsverfahren ist die Beobachtung, dass die Kernverluste sich bei sinusförmiger Aussteuerung durch ein Potenzprodukt beschreiben lassen. Erkennbar ist dies daran, dass sich die Kernverluste in doppelt-logarithmischen Diagrammen, in denen die Verlustleistungsdichte über dem Spitzenwert der Flussdichte aufgetragen ist (zumindest bereichsweise) gut durch eine Gerade annähern lassen (siehe Abbildung 2a). Eben diese doppelt-logarithmische Darstellung von $p_v(\hat{B}, f)$ wird i.d.R. von Herstellern magnetischer Komponenten für die produzierten Materialien zur Verfügung gestellt, was es erlaubt, die Steinmetz-Parameter zu bestimmen, ohne eigene Messungen durchführen zu müssen. Auf diese Weise erlaubt die Steinmetz-Gleichung eine Berechnung der Kernverluste mit geringem Aufwand.

Die Gleichung (3) ist hinsichtlich der Einheiten problematisch, wie in [15] aufgezeigt. Damit der Ausdruck auf der rechten Seite die gleiche Einheit wie p_v hat, muss man die Einheit von k entsprechend den Parametern α und β anpassen. Da diese aber für unterschiedliche Werte von f andere Werte haben, ist die Einheit von k nicht konstant.

Eine Form aus [15] mit konstanter Einheit von k ist folgende:

$$p_v = k \left(\frac{f}{f_{\text{ref}}} \right)^\alpha \left(\frac{\hat{B}}{\hat{B}_{\text{ref}}} \right)^\beta \quad (4)$$

3.2.2 Limitationen und Weiterentwicklungen der Steinmetz-Gleichung

Die Gleichungen (3) und (4) sind in ihrer Gültigkeit auf den Fall einer sinusförmigen magnetischen Flussdichte B beschränkt [25],[7]. Drosseln in leistungselektronischen Schaltungen führen in der Regel einen nicht-sinusförmigen Strom, der zu einem ebenfalls nicht-sinusförmigen Zeitverlauf der magnetischen Flussdichte führt [15]. Es gibt eine Vielzahl von Varianten der Steinmetzgleichung, die den Einfluss eines nicht-harmonischen Zeitverlaufs der magnetischen Flussdichte im Kern bei der Berechnung der Kernverluste berücksichtigen [25]. Die meistverbreitete ist die *improved generalized Steinmetz equation* (iGSE), die in [32] veröffentlicht wurde und die Kernverlustberechnung für Erregungen beliebiger Zeitverläufe erlaubt [23]. Eine auf der iGSE basierende Variante, die auf abschnittsweise lineare Erregungsverläufe beschränkt, aber besser für die Modellierung von Kernverlusten in Drosseln von Gleichstromstellern geeignet ist, ist die *improved Steinmetz equation* (ISE). Das in dieser Arbeit beschriebene Verfahren zur Kernverlustberechnung basiert auf der ISE, die in Abschnitt 3.4 ausführlich beschrieben wird.

3.3 Berechnung der Steinmetz-Parameter

3.3.1 Händische Berechnung der Steinmetz-Parameter

Potenzfunktionen mit nur einem Potenzterm haben in doppelt-logarithmischer Darstellung den Verlauf einer Geraden.

$$\begin{aligned} A &= \theta B^\gamma \\ \log A &= \log \theta + \gamma \log B \end{aligned}$$

Dies ist aus der letzten Zeile ersichtlich, da diese der Form einer Geradengleichung mit $\log A$ als abhängiger und $\log B$ als unabhängiger Variable entspricht. Der Wert des Exponenten der Potenzfunktion γ lässt sich als Steigung der Geraden in der doppelt-logarithmischen Darstellung bestimmen, also als Differenzenquotient für zwei Wertepaare von $\log A$ und $\log B$ bestimmen. Im konkreten Fall der Bestimmung der Steinmetz-Parameter aus einer Darstellung von $p_v(\hat{B}, f)$ gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} p_v &= k \left(\frac{f}{f_{\text{ref}}} \right)^\alpha \left(\frac{\hat{B}}{\hat{B}_{\text{ref}}} \right)^\beta \\ \log p_v &= \log k + \alpha \log \left(\frac{f}{f_{\text{ref}}} \right) + \beta \log \left(\frac{\hat{B}}{\hat{B}_{\text{ref}}} \right) \end{aligned}$$

Aus der vorangegangenen Betrachtung folgt unter der Annahme, dass bei konstanter Frequenz f die Parameter α und k konstant sind:

$$\beta = \frac{\log p_{v2} - \log p_{v1}}{\log \frac{\hat{B}_2}{\hat{B}_{\text{ref}}} - \log \frac{\hat{B}_1}{\hat{B}_{\text{ref}}}} \quad (5)$$

Auf den selben Ausdruck führt das jeweilige Einsetzen der Wertepaare in Gleichung (4) und eine Division der dadurch erhaltenen Gleichungen. In diese Gleichung müssen lediglich zwei aus einem Datenblatt abgelesene Wertepaare von \hat{B} und p_v , die bei der gleichen Frequenz f gemessen wurden, eingesetzt werden. Die Bestimmung von α erfolgt in ähnlicher Weise. Es werden nun zwei Wertepaare von p_v und f , die bei gleichem Wert von \hat{B} gemessen wurden, abgelesen. Diese können wieder in Gleichung (4) eingesetzt werden und die dadurch erhaltenen Gleichungen durcheinander geteilt werden. [7]

$$\frac{p_{v3}}{p_{v4}} = \frac{f_3^{\alpha_3} \hat{B}^{\beta_4}}{f_4^{\alpha_4} \hat{B}^{\beta_4}} \approx \left(\frac{f_3}{f_4} \right)^{\alpha} \frac{\hat{B}^{\beta_4}}{\hat{B}^{\beta_4}} \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{\log \left(p_{v3} \hat{B}^{\beta_4} \right) - \log p_{v4} \hat{B}^{\beta_4}}{\log \frac{f_3}{f_4}} \quad (7)$$

Dabei ist zu beachten, dass der Parameter β nicht unabhängig von der Frequenz ist, weswegen er für beide betrachteten Frequenzen f zu bestimmen ist, um α mit obigem Ausdruck aus [7] berechnen zu können. Auch α ist frequenzabhängig, wird aber bei diesem Berechnungsansatz, für den Frequenzbereich $f_3 < f < f_4$ als konstant angenommen. Zur Bestimmung des verbleibenden Parameters k genügt es nun, zusammengehörige Werte von f , α , \hat{B} , β und p_v in die Steinmetz-Gleichung (4) einzusetzen und nach k aufzulösen. [7]

Eine leicht erweiterte Form der Bestimmung der Steinmetz-Parameter, die in dieser Arbeit entwickelt und für die FEM-gestützte Kernverlustberechnung verwendet wird, ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

3.3.2 Berechnen der Steinmetz-Parameter für beliebige Aussteuerung und Frequenz

Die Abbildungen 5 und 6 zeigen eine dreidimensionale Darstellung der Abhängigkeit der volumenspezifischen Kernverlustleistung p_v von der Amplitude des Wechselanteils der magnetischen Feldstärke und der Frequenz der Ummagnetisierung. Die zugrundeliegenden Daten sind üblicherweise in Form von je einer Kurvenschar für zwei Temperaturen in Datenblättern magnetischer Werkstoffe enthalten (wie in Abbildung 2a). Die dreidimensionale Darstellung wurde zwecks Anschaulichkeit der Bedeutung und Bestimmung der Steinmetz-Parameter gewählt.

Weil die Steinmetz-Parameter nicht über einen größeren Frequenzbereich konstant sind (zu erkennen an der mit der Frequenz variierenden Steigung der Kurven im doppelt logarithmischen Diagramm in Abb. 2a), werden nur zwei Datenpunkte je Kurve aus der Kurvenschar ausgewertet: Ein Datenpunkt bei einer Frequenz leicht größer der Frequenz

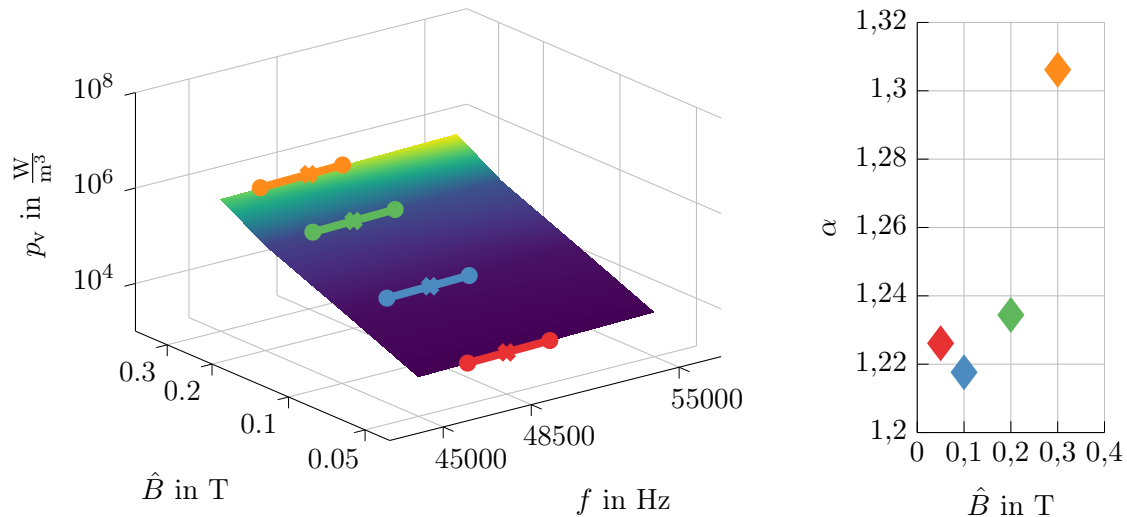


Abbildung 5: Steinmetz-Parameter α bei verschiedenen Amplituden der magnetischen Flussdichte \hat{B} (rechts) und Interpolation über der Frequenz zwischen bekannten Punkten auf der p_v - \hat{B} - f -Fläche (links), dargestellte Werte aus dem Datenblatt des Werkstoffs Fi395

der Ummagnetisierung des simulierten Betriebszustandes und ein Datenpunkt bei leicht geringerer Frequenz. Entsprechend zeigen Abb. 5 und Abb. 6 nur einen kleinen Frequenzbereich und je zwei Ausgangsdatenpunkte (runde Markierungen) pro ursprünglicher Kurve der Kurvenschar (d.h. jeweils 2 Datenpunkte bei konstanter Amplitude der magnetischen Feldstärke \hat{B}).

Steinmetz-Parameter α Wie in Abschnitt 3.3 erläutert ist es nützlich, eine logarithmische Darstellung zu wählen. Die Bestimmung des Steinmetz-Parameters α entspricht dann anschaulich der Bestimmung der Steigung eines der in Abb. 5 dargestellten Geradenabschnitte. Der Parameter wird im vorgestellten Verfahren durch Regression über jeweils zwei Datenpunkte bei gleicher Amplitude der magnetischen Feldstärke (in Abb. 5 durch gleiche Farbe hervorgehoben) bestimmt. Die farblich entsprechenden Markierungen im rechten Teil von Abb. 5 zeigen die auf diese Weise bestimmten Werte von α für die verschiedenen Werte von \hat{B} .

Die mit Kreuzen markierten Stellen in Abb. 5 und 6 entsprechen Datenpunkten, die auf Grundlage der beschriebenen Regression für eine beispielhafte Ummagnetisierungsfrequenz, für welche die Steinmetz-Parameter gültig sein sollen, bestimmt wurden.

Steinmetz-Parameter β Das Vorgehen zur Berechnung der Steinmetz-Parameter β entspricht weitgehend der Bestimmung der Parameter α . Wieder wird eine lineare Regression auf Grundlage der logarithmierten Daten durchgeführt. Die bestimmten Steinmetz-Parameter β entsprechen diesmal den Steigungen der im linken Teil der Abb. 6 dargestellten Geradenabschnitte und werden wie im rechten Teil der Abb. 6 dargestellt, als

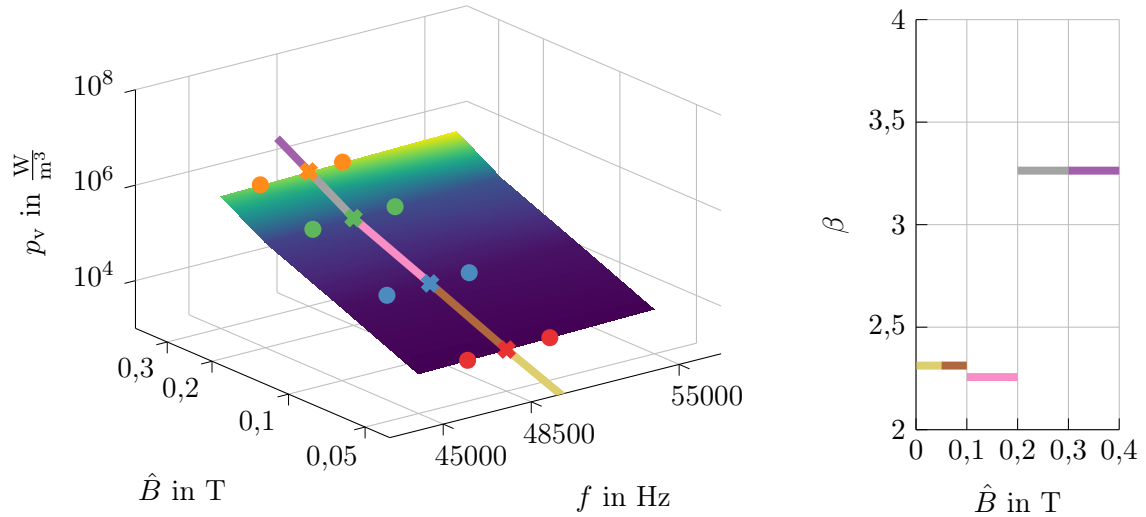


Abbildung 6: Steinmetz-Parameter β abschnittsweise bestimmt für verschiedene Amplituden der magnetischen Flussdichte \hat{B} und eine gegebene Frequenz (rechts) und die zugrundeliegenden Punkte auf der p_v - \hat{B} - f -Fläche (links), dargestellte Werte aus dem Datenblatt des Werkstoffs Fi395

abschnittsweise konstant angenommen.

Steinmetz-Parameter k Die Steinmetz-Parameter k können durch Umstellen der Steinmetz-Gleichung 4 nach k und Einsetzen von Werten für $p_v(f, \hat{B})$, α und β berechnet werden:

$$k = \frac{p_v(f, \hat{B})}{f_{\text{ref}}^\alpha \frac{\hat{B}}{\hat{B}_{\text{ref}}^\beta}} \quad (8)$$

Die Werte von $p_v(f, \hat{B})$ liegen auf den im linken Teil der Abb. 6 dargestellten Geradenabschnitten und können auf Grundlage der zuvor erfolgten Regression berechnet werden. Für α wird linear über \hat{B} zwischen den im rechten Teil der Abb. 5 dargestellten Werten interpoliert. Die Werte von β werden direkt entsprechend des rechten Teils der Abb. 6 zugeordnet.

3.4 Kernverlustberechnung mit der *improved Steinmetz equation*

Eine Weiterentwicklung der Steinmetz-Gleichung ist die auf der *composite waveform hypothesis* (CWH) basierende *improved Steinmetz equation* (ISE). Die Anwendbarkeit ist auf Fälle beschränkt, in denen der Zeitverlauf der magnetischen Flussdichte $B(t)$ in Folge einer an der Drossel anliegenden Rechteckspannung die Form einer Dreiecksschwingung hat. Jedoch können die Kernverluste für diesen Fall genauer vorhergesagt werden, als mit der *improved generalized Steinmetz equation*, da der Einfluss eines variablen Tastgrades

a besser abgebildet wird. Insbesondere bei Tastgraden größer 0,7 oder kleiner 0,2 wurden mit der ISE deutlich besser mit den Messergebnissen übereinstimmende Ergebnisse präsentiert. [33]

Die nachfolgende Beschreibung der ISE ist, sofern keine andere Quelle angegeben ist, der Veröffentlichung ihrer Entwickler [33] entlehnt.

Die Kernverluste werden als aus zwei Komponenten zusammengesetzt betrachtet: den Verlusten während des Anstiegs der magnetischen Flussdichte und den Verlusten während des Abfallens der magnetischen Flussdichte. Eine Periode des Zeitverlaufs der Flussdichte

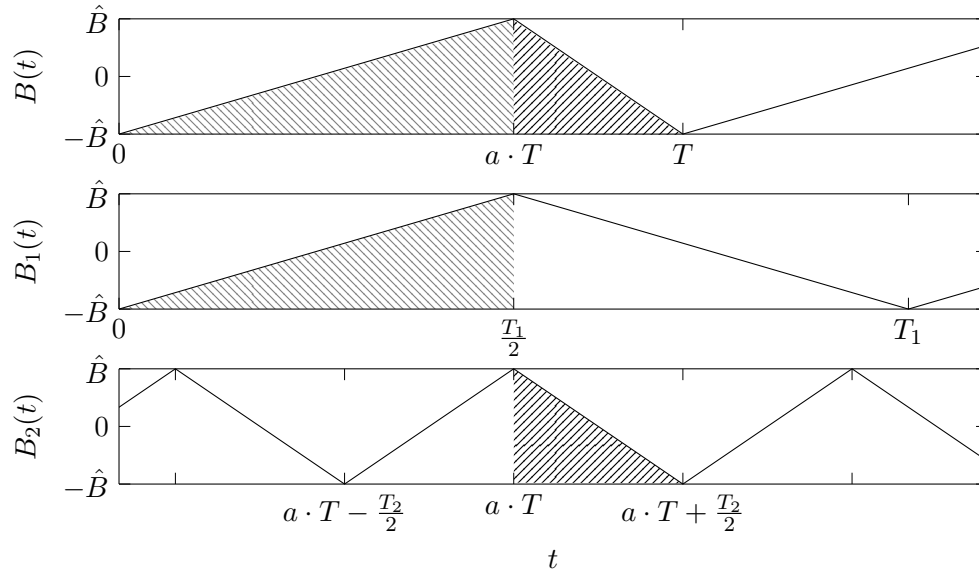


Abbildung 7: Zeitabhängigkeit der magnetischen Flussdichte $B(t)$ bei beliebigem Tastgrad a und Frequenz f abschnittsweise beschrieben durch zwei symmetrische Verläufe $B_1(t)$, $B_2(t)$ mit den Frequenzen f_1 und f_2 (eigene Darstellung in Anlehnung an [33])

wird daher in zwei Abschnitte mit der Dauer $\frac{T_1}{2}$ bzw. $\frac{T_2}{2}$ unterteilt betrachtet.

$$\frac{T_1}{2} = aT \quad (9)$$

$$\frac{T_2}{2} = (1 - a)T \quad (10)$$

In beiden Abschnitten kann der Zeitverlauf der Flussdichte als eine Halbperiode einer symmetrischen Dreiecksschwingung, wie sie bei einem Tastgrad von $a = 0,5$ vorliegt, beschrieben werden.

Die Verluste, die in den beiden Zeitabschnitten auftreten, sind jeweils gleich denen, die während einer Halbperiode der entsprechenden symmetrischen Dreiecksschwingung auftreten würden. Der CWH entsprechend lässt sich die mittlere spezifische Kernverlust-

leistung \bar{p}_v daher darstellen als:

$$\bar{p}_v = \frac{1}{T} \left(\int_0^{\frac{T_1}{2}} p_{v1}(t) dt + \int_{aT}^{aT + \frac{T_2}{2}} p_{v2}(t) dt \right) \quad (11)$$

Dabei sind $p_{v1}(t)$ und $p_{v2}(t)$ die spezifischen Verlustleistungen unter Erregung durch Rechteckspannungen mit Tastgrad $a = 0,5$ und zwei von f verschiedenen Frequenzen f_1 bzw. f_2 .

Die Frequenzen f_1 und f_2 der zur Beschreibung verwendeten symmetrischen Wellenformen lassen sich aus den Gleichungen (9) und (10) ableiten zu:

$$f_1 = \frac{1}{T_1} = \frac{f}{2a} \quad (12)$$

$$f_2 = \frac{1}{T_2} = \frac{f}{2(1-a)} \quad (13)$$

Aufgrund der Symmetrie der zeitabhängigen spezifischen Verlustleistungen p_{v1} und p_{v2} gilt für deren Mittelwerte $\bar{p}_{v1} = \frac{1}{\frac{T_1}{2}} \int_0^{\frac{T_1}{2}} p_{v1}(t) dt$ bzw. $\bar{p}_{v2} = \frac{1}{\frac{T_2}{2}} \int_{aT}^{aT + \frac{T_2}{2}} p_{v2}(t) dt$, woraus mit den Gleichungen (9) und (10) folgt:

$$\int_0^{\frac{T_1}{2}} p_{v1}(t) dt = \bar{p}_{v1} a T \quad (14)$$

$$\int_{aT}^{aT + \frac{T_2}{2}} p_{v2}(t) dt = \bar{p}_{v2} (1-a) T \quad (15)$$

Einsetzen in Gleichung (11) führt auf die gesuchte mittlere spezifische Kernverlustleistung \bar{p}_v für einen beliebigen Tastgrad:

$$\bar{p}_v = \frac{1}{T} (\bar{p}_{v1} a T + \bar{p}_{v2} (1-a) T) = \bar{p}_{v1} a + \bar{p}_{v2} (1-a) \quad (16)$$

Mit diesem Zusammenhang ließen sich die gesuchten Verluste bereits aus Messwerten für \bar{p}_{v1} und \bar{p}_{v2} bestimmen. Dieses Vorgehen wurde in früheren Veröffentlichungen zur CWH vorgeschlagen [34]–[36]. Dies setzt jedoch voraus, dass die Verluste unter Erregung durch eine Rechteckspannung bekannt sind. Die Hersteller magnetischer Werkstoffe stellen jedoch lediglich Daten zu den Verlusten unter harmonischer Erregung zur Verfügung. Es kann ein jedoch konstantes Verhältnis von eins zu $\frac{\pi}{4}$ zwischen den Verlusten unter harmonischer Erregung und denen bei Erregung durch eine Rechteckspannung mit dem Tastgrad $a = 0,5$ angenommen werden [37]. Entsprechend können die Verluste unter harmonischer Erregung bei den Frequenzen f_1 und f_2 mit der einfachen Steinmetz-Gleichung 3.2.1 berechnet und mit dem Faktor $\frac{\pi}{4}$ multipliziert werden:

$$\bar{p}_{v1} = \frac{\pi}{4} k_1 f_1^{\alpha_1} \hat{B}^{\beta_1} \quad (17)$$

$$\bar{p}_{v2} = \frac{\pi}{4} k_2 f_2^{\alpha_2} \hat{B}^{\beta_2} \quad (18)$$

Zu beachten ist an dieser Stelle, dass jeweils Steinmetzparameter genutzt werden, die für die jeweilige Frequenz f_1 bzw. f_2 bestimmt sind. Dies vermeidet Fehler durch die Frequenzabhängigkeit der Steinmetzparameter. Die Verwendung von nur einem Satz Steinmetzparameter, für Signalformen, deren harmonische Komponenten in verschiedenen Frequenzbereichen liegen, wurde von einem der Entwickler der iGSE als eine ihrer Hauptlimitationen beschrieben [14, S. 12]. Dieses Problem wird durch den Ansatz der ISE adressiert.

Einsetzen von (17) und (18) in (16) führt mit (12) und (13) auf die vollständige *improved Steinmetz equation* (ISE):

$$\bar{p}_v = \frac{\pi}{4} k_1 a \left(\frac{f}{2a} \right)^{\alpha_1} \hat{B}^{\beta_1} + \frac{\pi}{4} k_2 (1-a) \left(\frac{f}{2(1-a)} \right)^{\alpha_2} \hat{B}^{\beta_2} \quad (19)$$

Mit der ISE können die mittleren spezifischen Kernverluste \bar{p}_v unter Erregung durch eine Rechteckspannung bzw. bei einer magnetischen Flussdichte $B(t)$ mit einem Zeitverlauf in Form einer Dreiecksschwingung für einen variablen Tastgrad a mit einer höheren Genauigkeit als mit der iGSE bestimmt werden. Dazu werden lediglich zwei Sätze der klassischen Steinmetzparameter für die zwei leicht aus der Frequenz der Erregung f und dem Tastgrad a zu berechnenden Frequenzen f_1 und f_2 benötigt. Die zwei Sätze der klassischen Steinmetzparameter können anhand der Datenblätter von magnetischen Werkstoffen ermittelt werden.

3.5 Einfluss von Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste

In [15] ist ein Verfahren beschrieben, mit dem der Einfluss einer Gleichfeldvormagnetisierung berücksichtigt werden kann, wenn die Kernverluste über die Steinmetz-Parameter berechnet werden. Ausgehend von Messungen der Kernverlustleistungsdichte bei verschiedenen Werten der Gleichfeldvormagnetisierung können durch Regression Funktionen ermittelt werden, die letztlich Korrekturfaktoren für die Steinmetz-Parameter beschreiben. Diese Korrekturfaktoren werden in Steinmetz Vormagnetisierungs-Graph bzw. *Steinmetz premagnetization graph* (SPG) genannten Diagrammen dargestellt. Die zur Berechnung von SPGs nötigen Messwerte sind üblicherweise nicht in den Datenblättern der magnetischen Werkstoffe enthalten. Für diese Arbeit wurden derartige Messwerte von einem Hersteller zur Verfügung gestellt.

Abbildung 8 zeigt die Kernverluste in Abhängigkeit der Amplitude des Wechselanteils der Erregung $\frac{\Delta B}{2}$ und der Gleichfeldvormagnetisierung H_{DC} für das Material, aus dem die exemplarisch zu untersuchende Drossel gefertigt ist. Die Messungen wurden bei einer Temperatur des Kernmaterials von $\vartheta = 25^\circ\text{C}$ und einem sinusförmigen Wechselanteil mit konstanter Frequenz von $f = 25\text{ kHz}$ durchgeführt.

Zu erkennen ist, dass die Linien im Diagramm in Abbildung 8 sowohl versetzt zueinander liegen, als auch verschiedene Steigungen aufweisen. Eine Variation der Steigung der Linien in dieser Darstellung mit logarithmischer Achsenskalierung kann als Veränderung des Steinmetz-Parameters β interpretiert werden. Dass die Linien versetzt zueinander liegen, kann als Veränderung des Steinmetz-Parameters k interpretiert werden, da die

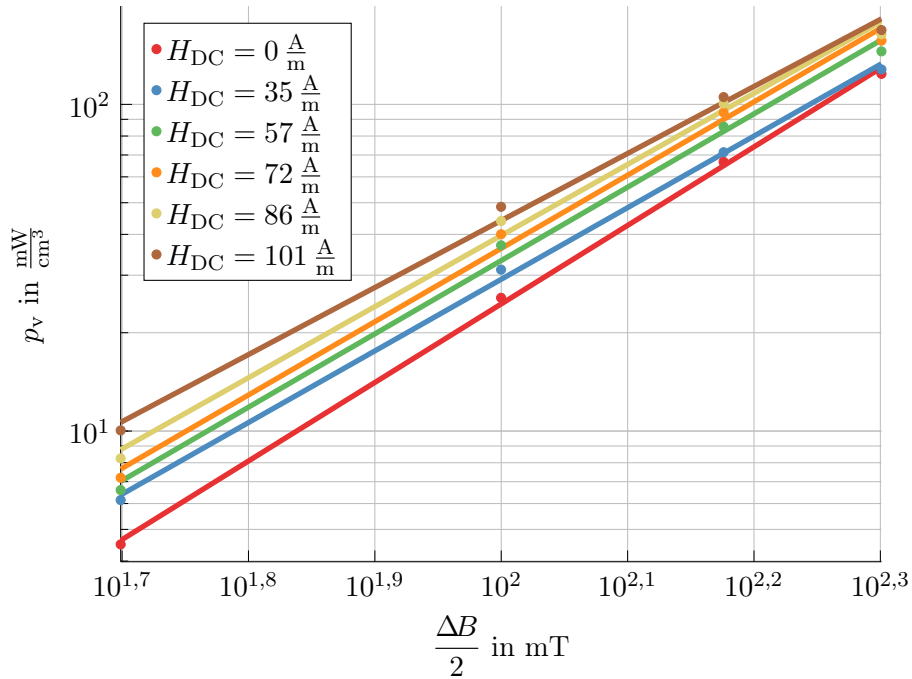


Abbildung 8: Abhängigkeit der volumenspezifischen Kernverlustleistungsdichte p_v von der Amplitude des Wechselanteils einer harmonischen Erregung $\frac{\Delta B}{2}$, für verschiedene Gleichfeldvormagnetisierungen H_{DC} (Material: Fi395, $\vartheta = 25^\circ\text{C}$)

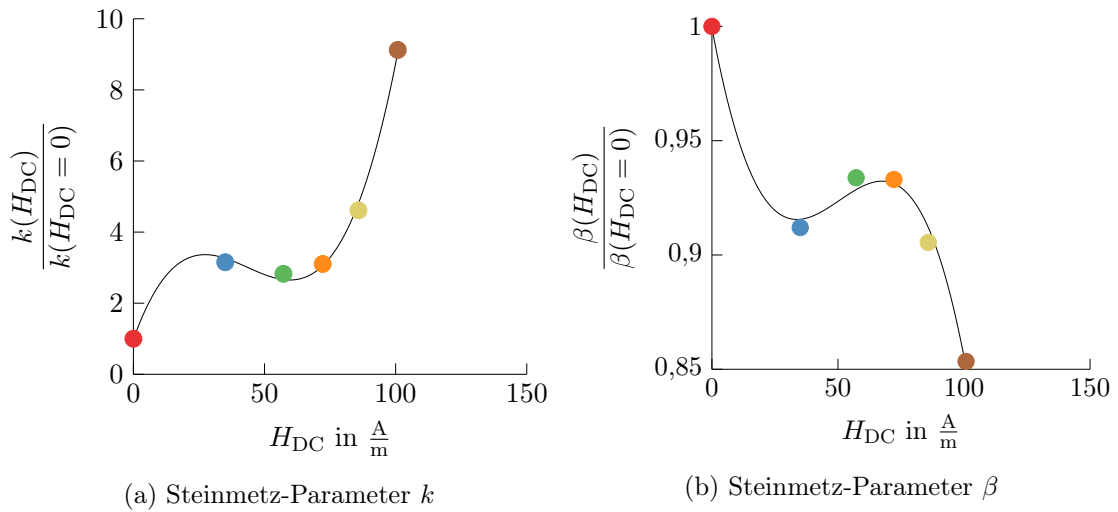


Abbildung 9: *Steinmetz premagnetization graphs* für Fi395: Abhängigkeit der Steinmetz-Parameter k und β von der Gleichfeldvormagnetisierung H_{DC} (die Punkte sind jeweils in der gleichen Farbe dargestellt, wie die zugehörigen Linien aus Abb. 8)

Frequenz der Erregung in allen Messreihen unverändert war, eine Variation des Parameters α also entsprechend Gleichung (4) nicht sichtbar wird. Die durch Anpassen einer Potenzfunktion an je eine Messreihe bestimmten Steinmetz-Parameter sind normiert auf die für reine Wechselspannung berechneten Werte in Abbildung 9 über der Gleichfeldvormagnetisierung dargestellt. Es sind zusätzlich kubische Funktionen dargestellt, die zur Interpolation genutzt werden können, sodass die Steinmetz-Parameter k und β für eine beliebige Gleichfeldvormagnetisierung berechnet werden können.

Eine mögliche Abhängigkeit des Steinmetz-Parameters α von der Gleichfeldvormagnetisierung wurde in [15] ebenfalls untersucht, im Rahmen der durchgeführten Messungen jedoch nicht festgestellt. In [15] wurden Ergebnisse von Messungen bei Frequenzen von bis zu 100 kHz durchgeführt. Dies schließt die Schaltfrequenz des Hochsetzstellers, der in dieser Arbeit exemplarisch untersucht werden soll, ein.

4 Simulation

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ein mögliches Vorgehen zur FEM-basierten Berechnung von Verlusten in Drosseln zu beschreiben. In diesem Kapitel wird das gewählte Vorgehen beschrieben. Verwendet wurden die Open-Source-Software *Finite Element Method Magnetics* (FEMM) [38], sowie die Software *CST Studio Suite* von *Dassault Systèmes* [39]. Für die Berechnung der Kernverluste bei der zu untersuchenden Art der Erregung wird FEMM in Kombination mit einem selbstentwickelten Post-Prozessor genutzt. *CST Studio Suite* wird nur verwendet, um zu untersuchen, wie gut die Ergebnisse, die mittels zweidimensionaler Modelle in FEMM berechnet werden, mit denen aus Simulationen mit dreidimensionalen Modellen in *CST Studio Suite* übereinstimmen (Abschnitt 4.1.4).

4.1 Modellierung von Drosseln in Finite-Elemente-Software

Um eine Drossel mittels Finite-Elemente-Methode untersuchen zu können, muss zunächst ein geeignetes Modell erstellt werden. Dazu müssen sowohl die Geometrien der einzelnen Bestandteile der Drossel, als auch Materialeigenschaften der verwendeten Werkstoffe im Modell abgebildet werden. Wie die Geometrie modelliert werden kann und welche Materialeigenschaften parametrisiert werden müssen, hängt auch von der verwendeten Software bzw. den genutzten Solvern ab und wird nachfolgend erläutert.

4.1.1 Verwendete Solver

Die Solver der verwendeten FEM-Modelle basieren auf der Theorie des quasistationären Feldes.

Diese bildet alle durch elektromagnetische Felder auftretenden Phänomene außer den elektromagnetischen Wellen ab. In der Energietechnik, bei der Untersuchung von Spulen oder Transformatoren, sind elektromagnetische Wellen typischerweise nicht von Bedeutung, sodass die Theorie des quasistationären Feldes genutzt wird. [17]

Zu unterscheiden ist weiter zwischen einem elektroquasistatischen und einem magnetoquasistatischen Ansatz. *CST Studio Suite* beinhaltet Solver für beide Ansätze, wobei

der magnetoquasistatischen Solver dann zu verwenden ist, wenn die zeitlichen Änderungsraten von Verschiebungsströme gegenüber den Leitungsströmen gering sind. Der elektrostatische Solver kann eingesetzt werden, wenn der Einfluss von Induktion vernachlässigt werden kann. [40, S. 76] Entsprechend ist zur Untersuchung von magnetischen Komponenten ein magnetoquasistatischer Solver zu wählen. Es wird der transiente, statt des harmonischen magnetoquasistatischen Solvers verwendet, weil Post-Prozessoren zur Kernverlustberechnung in CST Studio nur für den transienten zur Verfügung stehen.

In FEMM steht neben Solvern für elektrostatische oder thermische Simulationen lediglich ein Solver für die Berechnung von Magnetfeldern zur Verfügung. Dieser Solver erlaubt die Berechnung von Magnetfeldern, die durch konstante oder harmonische Ströme hervorgerufen werden.

4.1.2 Eigenschaften des Kernmaterials

Elektrische Leitfähigkeit Die elektrische Leitfähigkeit des Kernmaterials ist nur mit geringer Genauigkeit im Datenblatt des Werkstoffes angegeben. Da sie sehr gering ist, und bei Simulationen mit verschiedenen Werten aus dem spezifizierten Bereich nahezu identische Ergebnisse berechnet wurden, wird sie vernachlässigt.

Magnetisierungskennlinie für FEMM Um das nicht-lineare Verhalten ferromagnetischer Materialien zu berücksichtigen, kann in FEMM eine Magnetisierungskurve (BH-Kurve) hinterlegt werden. Es wird keine Hystereseschleife eingegeben, sondern die Neukurve. [41]

Diese ist im Datenblatt für den Werkstoff der betrachteten Drossel nicht enthalten.

Sie kann jedoch ausgehend von einer Darstellung der Amplitudenpermeabilität als Funktion der Aussteuerung berechnet werden. Eine solche ist im Datenblatt des Werkstoffes in der Regel enthalten. Die Amplitudenpermeabilität μ_a ist definiert als

$$\mu_a = \frac{1}{\mu_0} \frac{\hat{B}}{\hat{H}} \quad (20)$$

wobei \hat{H} und \hat{B} die Amplituden bei Wechselstromaussteuerung ohne Gleichanteil sind. Anschaulich beschreibt die Amplitudenpermeabilität die Steigung der Geraden durch die beiden Enden einer Hystereseschleife bei der beschriebenen Aussteuerung. [7].

Abbildung 10 zeigt den Verlauf von B und H beim Versuch zur Messung der Amplitudenpermeabilität als Funktion der Aussteuerung. Ausgehend von einem entmagnetisierten Zustand wird durch eine harmonische Erregung eine periodische Ummagnetisierung bei abnehmender Aussteuerung vorgenommen. Die Kommutierungskurve, die sich durch Interpolation zwischen den Spitzenwerten \hat{B} der einzelnen Schleifen ergibt [42, S. 127], entspricht laut [42] „annähernd der Neukurve“. Nach [43] sei „die statische Neukurve praktisch identisch mit der Kommutierungskurve“ (zitiert nach [44, S. 386]).

Folglich lässt sich die Neukurve beschreiben, indem man nach Gleichung (20) aus Werten von $\mu_a(\hat{B})$ zusammengehörige Werte von \hat{B} und \hat{H} berechnet. Die so berechneten Neukurven für den in der exemplarisch betrachteten Drossel verwendeten Werkstoff

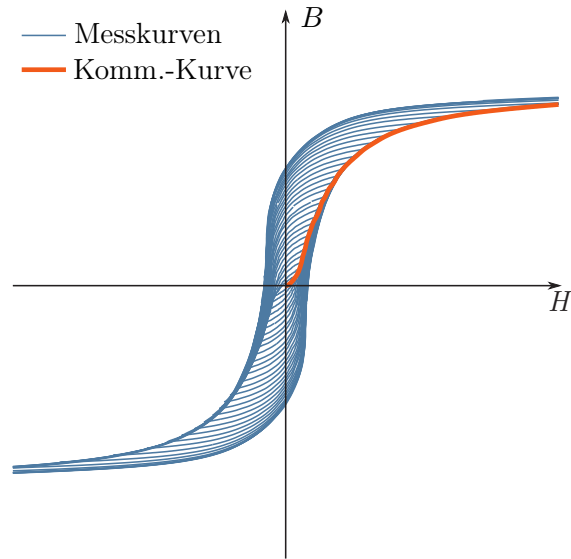
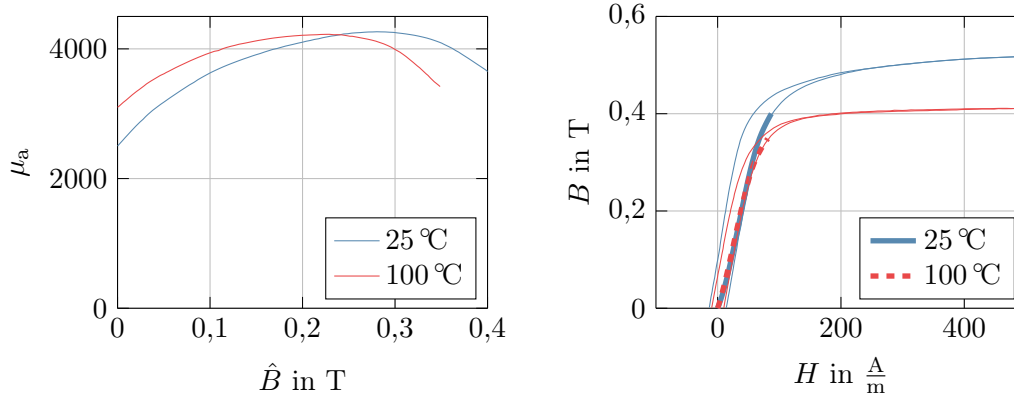


Abbildung 10: Umkehrpunkte von Hystereseschleifen bei harmonischer Erregung abnehmender Aussteuerung ergeben die Kommutierungskurve, eigene Darstellung auf Grundlage einer Abbildung aus [45]

Fi395 sind in Abbildung 11b zusammen mit den bei geringen Frequenzen gemessenen Hystereseschleifen aus dem Datenblatt des Werkstoffes dargestellt. Zu erkennen ist, dass die berechneten Neukurven nicht bis in den Bereich, in dem Sättigung eintritt, reichen. Da FEMM automatisch ausgehend von der eingegebenen Neukurve extrapoliert, müssen diese Neukurven erweitert werden, um das Sättigungsverhalten korrekt darstellen zu können. Der Verlauf der Neukurve nähert sich mit zunehmender Erregung dem des aufsteigenden Teils der Hystereseschleife an (Abb. 11b). In FEMM wird daher eine aus zwei Teilen zusammengesetzte Magnetisierungskennlinie eingegeben. Für den Bereich, in dem Werte der Amplitudenpermeabilität $\mu_a(\hat{B})$ vorliegen ist die aus diesen berechnete Neukurve hinterlegt. Für höhere Erregung ist der entsprechende Teil der Hystereseschleife aus dem Datenblatt hinterlegt.

In [7] wird von Albach ein Verfahren beschrieben, mit dem der Zusammenhang zwischen Amplitudenpermeabilität und Aussteuerung für beliebige Materialtemperaturen bestimmt werden können soll. Dazu werden charakteristische Punkte der in Abbildung 11a dargestellten Kurven genutzt. Eine an diese Kurven angepasste Funktion wird bestimmt, welche neben der Aussteuerung die Temperatur als unabhängige Variable hat. Dieses Verfahren hat für den betrachteten Werkstoff Fi395 zu unzufriedenstellenden Ergebnissen geführt. Auch Veränderung der von Albach vorgeschlagenen fixen Koeffizienten der zur Anpassung genutzten Funktion mittels eines Minimierungsalgorithmus führte nicht zu einer zufriedenstellenden Anpassung der Funktion an die im Datenblatt enthaltenen Kurven. Dieses Verfahren weiter zu untersuchen und zu verbessern war im Rahmen des vorgegebenen Bearbeitungszeitraumes nicht möglich. Es wird sich darauf beschränkt



(a) Amplitudenpermeabilität

(b) berechnete Neukurven

Abbildung 11: Amplitudenpermeabilitäten in Abhängigkeit der Aussteuerung und daraus berechnete Neukurven im Vergleich zu den Magnetisierungskennlinien (Hystereseschleifen) aus dem Datenblatt, für zwei Temperaturen $\vartheta = 25\text{ °C}$ und $\vartheta = 100\text{ °C}$ (Material: Fi395)

die im Datenblatt angegebenen Verläufe der Amplitudenpermeabilität zu nutzen, da der Fokus in dieser Arbeit auf der grundsätzlichen Entwicklung eines Verfahrens zur Kernverlustberechnung liegt. Eine genauere Modellierung des Einflusses der Temperatur auf die Amplitudenpermeabilität ist für mögliche weitere Untersuchungen vorzunehmen.

Magnetisierungskennlinie für CST Studio Suite In CST Studio wird ein transienter Solver genutzt. Dieser erlaubt jedoch keine Berücksichtigung des Einflusses von Hysterese bei transienten Vorgängen. Zur Validierung der zweidimensionalen Modelle wird nur eine harmonische Erregung verwendet. Es wird die gleiche Magnetisierungskennlinie wie in FEMM für das Kernmaterial angegeben. Die Feldverteilungen, die ausgehend von einem Augenblickswert des Drosselstroms berechnet werden, entsprechen so immer denen, die auftreten, wenn der Augenblickswert des Drosselstroms als Spitzenwert eines harmonischen Drosselstroms auftreten. Für die Validierung des zweidimensionalen Modellierungsansatzes werden nur diese Feldverteilungen im moment maximaler Erregung durch einen harmonischen Drosselstrom berechnet und betrachtet.

4.1.3 Eigenschaften der Wicklung

FEMM FEMM bietet die Möglichkeit, die Eigenschaften der Wicklung durch Eingabe der Parameter der Litze und einiger Eigenschaften des Leitermaterials zu parametrieren. Die benötigten Eigenschaften des Leitermaterials sind elektrische Leitfähigkeit, relative Permeabilität und relative Permittivität. Die Litze wird über die Anzahl der Einzeldrähte in der Litze und den Durchmesser dieser charakterisiert.

Grundsätzlich sind zwei verschiedene Varianten, die Wicklung zu modellieren möglich: ein Ausmodellieren der Einzelwindungen oder das Modellieren des gesamten Wicklungs-

querschnitts als einen homogenen Bereich, dem jedoch die Windungszahl zugeordnet wird. Es wurden beide Varianten getestet – die Berechnungsdauer nimmt deutlich zu, wenn man die Einzelwindungen ausmodelliert. Die Ergebnisse sind nahezu identisch. Da die Berechnungszeit dadurch deutlich kürzer ist, werden die Einzelwicklungen für die folgenden Simulationen nicht ausmodelliert.

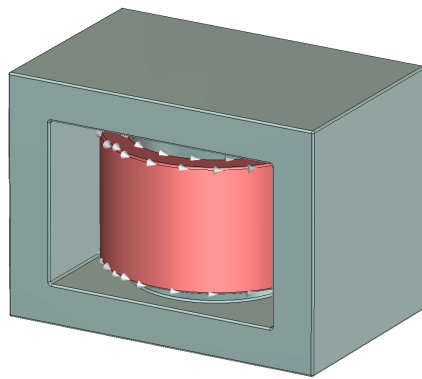
Sowohl Skin- und interner Proximity-Effekt, als auch der externe Proximity-Effekt können in FEMM auf Grundlage der genannten Parameter ohne weiteren Aufwand berücksichtigt werden [46, S. 31]. Eine Beschreibung des Ansatzes, mit dem in FEMM für Wicklungen, die als homogener Bereich modelliert sind, Stromverdrängungseffekte berücksichtigt werden findet sich in [47].

CST Studio Suite Im Gegensatz zu FEMM bietet CST Studio keine derartige Möglichkeit, um die Wirkung der Stromverdrängungseffekte zu berücksichtigen. Es gibt zum einen die Möglichkeit, einen kurzen Abschnitt der Litze auf Ebene der Einzeldrähte ausmodelliert zu simulieren und aus den Ergebnissen Parameter abzuleiten, die für die Simulation der Drossel als ganze genutzt werden können. Aufgrund des begrenzten Zeitrahmens und weil die Modelle in CST Studio nicht zur Untersuchung der Wicklungsverluste genutzt werden, wird darauf verzichtet und die Wicklung als aus *idealer Litze* bestehend modelliert. Die Stromverteilung in der Wicklung wird dabei als ideal homogen angenommen. Zur Parametrierung werden dann nur der Gleichstromwiderstand der gesamten Wicklung und die Windungszahl benötigt. Frequenzabhängigkeiten des Wicklungswiderstandes und Verluste durch Stromverdrängungseffekte können durch dieses Modell nicht abgebildet werden.

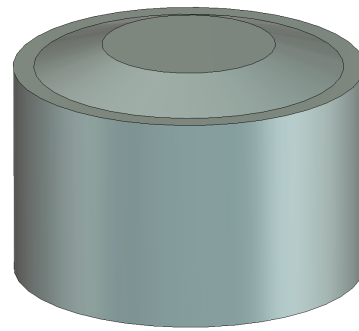
4.1.4 Axisymmetrisches und dreidimensionales Modell

Neben dreidimensionalen FEM-Modellen können auch zweidimensionale FEM-Modelle genutzt werden, um das Verhalten von Drosseln zu untersuchen. Zweidimensionale Modelle bieten aufgrund des geringeren numerischen Aufwands den Vorteil deutlich kürzerer Berechnungsdauern. Nachteilig ist, dass nur planare oder axisymmetrische Modelle zweidimensional repräsentierbar sind. In dieser Arbeit werden axisymmetrische Geometrien berechnet, die ähnliche Eigenschaften, wie die realen Geometrien aufweisen. Bei Simulation mit einem solchen axisymmetrischen Modell muss lediglich die zweidimensionale Feldverteilung auf der Hälfte der in Abbildung 12d dargestellten Schnittfläche mittels FEM berechnet werden. Unter Ausnutzung der Symmetrie kann davon ausgehend das Verhalten der gesamten Drossel beschrieben werden. Im Folgenden wird beschrieben, wie die reale dreidimensionale Geometrie durch ein zweidimensionales Modell beschrieben werden kann und inwieweit die Eigenschaften des zweidimensionalen Modells mit einem dreidimensionalen Modell übereinstimmen.

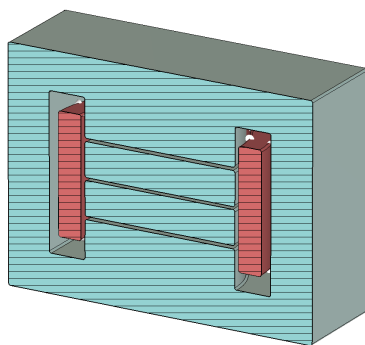
Beschreibung der Ableitung der axisymmetrischen Modellgeometrie Ausgangspunkt für die axisymmetrische Geometrie ist der in Abbildung 12c dargestellte Schnitt durch die reale Drosselgeometrie. Der mittlere Teil des Drosselkerns und die um diesen liegen-



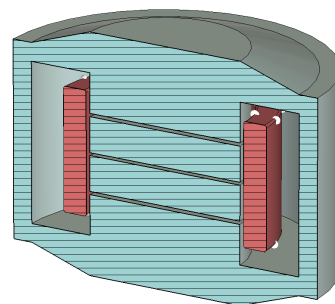
(a) dreidimensionales Modell



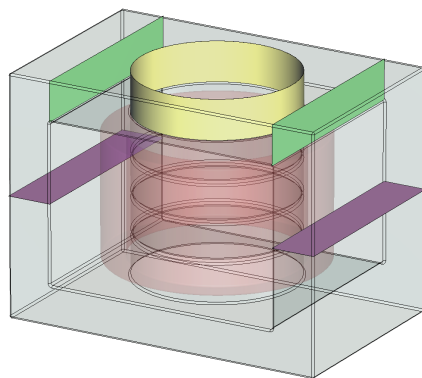
(b) axisymmetrisches Modell



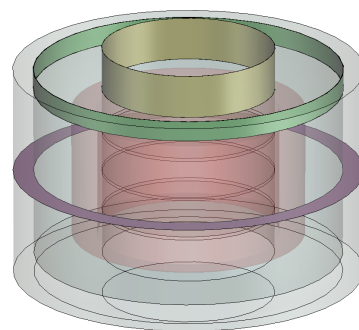
(c) Schnitt durch dreidimensionales Modell



(d) Schnitt durch axisymmetrisches Modell



(e) dreidimensionales Modell mit farbig hervorgehobenen abgestimmten Flächen



(f) axisymmetrisches Modell mit farbig hervorgehobenen abgestimmten Flächen

Abbildung 12: Dreidimensionales und axisymmetrisches Modell der Drossel im Vergleich, die in (e) und (f) mit gleichen Farben hervorgehobenen Flächen haben den gleichen Flächeninhalt.

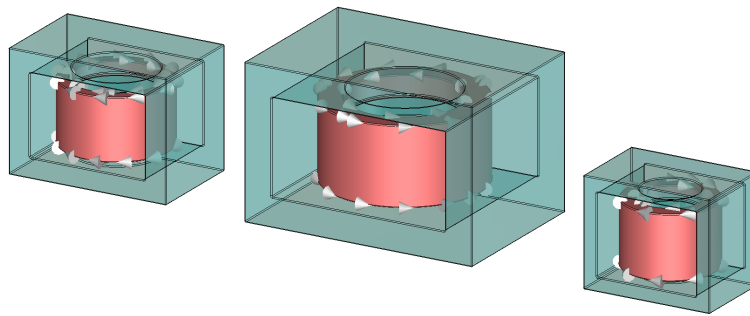


Abbildung 13: Die zur Validierung des axisymmetrischen Modells verwendeten Drosselgeometrien im Vergleich. Von links nach rechts: Drossel 1 (die in dieser Arbeit exemplarisch untersuchte Drossel), Drossel 2, Drossel 3

de Wicklung sind auch bei der realen Drossel axisymmetrisch, sodass diese Teile ohne Weiteres durch ein 2D-Modell abgebildet werden können.

Für die restliche Geometrie des axisymmetrischen Modells werden die Maße so berechnet, dass die Flächeninhalte der Querschnittsflächen entlang des magnetischen Kreises möglichst der realen Geometrie entsprechen. Die in gleichen Farben hervorgehobenen Flächen in Abbildung 12e und 12f sind gleich groß. Dies wird durch zwei Anpassungen gegenüber dem Schnitt in Abbildung 12c erreicht: Zum einen wird der Außendurchmesser des Wicklungsfensters so weit vergrößert, dass der die beiden Seitenschenkel der realen Drossel repräsentierende Teil die gleiche Querschnittsfläche aufweist, wie die beiden realen Seitenschenkel in Summe (lila markierte Flächen). Zum anderen verjüngen sich im axisymmetrischen Modell der oberste und der unterste Teil des Kerns entlang des Radius. Dadurch entspricht die Fläche, auf der sie in den Teil, der die Seitenschenkel repräsentiert, übergehen, der Summe der entsprechenden Flächen der realen Drossel (grün markierte Flächen).

Die beschriebenen Anpassungen der zweidimensionalen Geometrie an die reale Geometrie wurden in einem Matlab-Skript implementiert. Auch das Erstellen des Modells in FEMM erfolgt automatisch durch ein Matlab-Skript, sodass für entsprechende Modelle weiterer Drosseln mit grundlegend gleichem Aufbau lediglich die Abmessungen der neuen realen Drossel eingegeben werden müssen.

Validierung des axisymmetrischen Modells Zur Validierung des Vorgehens bei der Erstellung der axisymmetrischen Modelle, wurden exemplarisch drei verschiedene Drosseln simulativ untersucht. Die Drosseln haben den gleichen grundsätzlichen Aufbau, unterscheiden sich aber hinsichtlich der Abmessungen. In Abbildung 13 sind die drei Drosseln im gleichen Maßstab nebeneinander abgebildet.

Pro Drossel liegen jeweils drei Modelle vor. Zum einen ein dreidimensionales Modell mit der realen Geometrie, sowie ein dreidimensionales Modell mit der abgeleiteten axisymmetrischen Geometrie in CST Studio und zum anderen ein zweidimensionales Modell, mit der gleichen axisymmetrischen Geometrie in FEMM. In CST Studio wird für die

Modelle eine Vernetzung aus Tetraedern mit geraden Kanten genutzt. In FEMM eine Vernetzung aus Dreiecken mit geraden Kanten. Die numerische Genauigkeit des Solvers in CST Studio wird auf 10^{-6} festgelegt, die des Solvers in FEMM auf 10^{-8} .

Mit diesen Modellen werden für jede der drei Drosseln drei Simulationen durchgeführt. Für alle drei Modelle einer Drossel ist dabei jeweils die gleiche harmonische Erregung eingepreßt, um miteinander vergleichbare Werte für die Selbstinduktivität der Drossel L und die Kernverlustleistung P_v bestimmen zu können.

Die Selbstinduktivität der Drossel L hängt in allgemeiner Form entsprechend Gleichung (21) mit der Flussverketzung der Wicklung Ψ und dem Wicklungsstrom zusammen. Aufgrund der nichtlinearen Magnetisierungskennlinie des Kernmaterials ist L abhängig von der Erregung.

$$L(i) = \frac{\Psi(t)}{i(t)} \quad (21)$$

Um einfach vergleichbare Werte zu erhalten, wird jeweils nur die Selbstinduktivität der Drossel berechnet, die sich bei maximaler Erregung ergibt:

$$L = \frac{\hat{\Psi}}{\hat{i}} \quad (22)$$

Diese Werte der Induktivität sind in Tabelle 1 dargestellt. Für den Vergleich ist in allen Simulationen eine harmonische Erregung ohne Gleichanteil eingepreßt. Daher kann zur Berechnung der Kernverluste ein einfacher Postprozessor auf Basis der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen einfachen Form der Steinmetz-Gleichung (3) verwendet werden. Für FEMM wurde ein solcher Postprozessor programmiert, in CST Studio Suite war ein solcher bereits enthalten. In beiden Postprozessoren wurden die gleichen konstanten Steinmetz-Parameter k , α und β angegeben.

Zusätzlich wurde jeweils das Gesamtvolumen des Modells des Kerns V_K berechnet. Die beschriebenen Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt. In Tabelle 1a ist auffällig, dass das Volumen des Kerns in den Modellen mit der axisymmetrischen Geometrie geringer ist, als bei der realen Geometrie der Drossel. Durch eine entsprechend andere Herleitung der axisymmetrischen Geometrie ließen sich diese Werte genau angleichen – dies wurde jedoch bewusst nicht getan. Wie in Abbildung 14a zu erkennen ist, verteilt sich der magnetische Fluss bei der realen Drosselgeometrie so im oberen Teil der Drossel, dass die Bereiche am Rand zu den offenen Seiten des Kerns nur eine sehr geringe Flussdichte aufweisen. Der magnetische Widerstand des Drosselkerns und damit auch die Induktivität der Drossel, sowie die Kernverluste ändern sich nur geringfügig, wenn das Kernmaterial an diesen Stellen ausgespart würde.

Entsprechende Bereiche mit geringer magnetischer Flussdichte liegen beim axisymmetrischen Modell nicht vor (Abbildung 14b). Deswegen wurden die axisymmetrische Geometrien nicht so gewählt, dass die Kernvolumina genau den realen Geometrien entsprechen. Stattdessen wurde die axisymmetrische Geometrie so gewählt, dass nur das Kernvolumen aus der dreidimensionalen Geometrie modelliert wurde, das tatsächlich auch die Eigenschaften der Drossel bestimmt – weswegen das Gesamtkernvolumen bei den axisymmetrischen Geometrien geringer ist, als bei den entsprechenden realen Geometrien.

Tabelle 1: Validierung der axisymmetrischen Modellgeometrie

Modellgeometrie	Drossel 1		Drossel 2		Drossel 3	
	V_K/cm^3	rel. Abw.	V_K/cm^3	rel. Abw.	V_K/cm^3	rel. Abw.
3D, real	177,4		489,5		86,5	
3D, axisymm.	167,8	-5,4 %	437,7	-10,6 %	80,6	-6,9 %
2D, axisymm.	167,8	-5,4 %	437,7	-10,6 %	80,6	-6,9 %

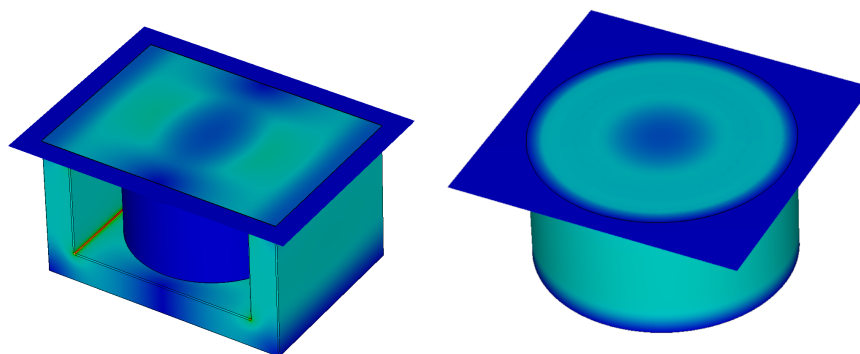
(a) Volumen des Kerns V_K in den Modellen

Modellgeometrie	Drossel 1		Drossel 2		Drossel 3	
	$L/\mu\text{H}$	rel. Abw.	$L/\mu\text{H}$	rel. Abw.	$L/\mu\text{H}$	rel. Abw.
3D, real	259,9		249		508	
3D, axisymm.	263,3	+1,31 %	247	+0,77 %	521	+1,71 %
2D, axisymm.	260,0	+0,04 %	248	+0,38 %	517	+2,57 %

(b) berechnete Induktivitäten L

Modellgeometrie	Drossel 1		Drossel 2		Drossel 3	
	P_v/W	rel. Abw.	P_v/W	rel. Abw.	P_v/W	rel. Abw.
3D, real	4,78		3,69		0,234	
3D, axisymm.	4,42	-7,45 %	3,44	-6,82 %	0,231	-1,01 %
2D, axisymm.	4,61	-3,55 %	3,55	-3,98 %	0,232	-0,77 %

(c) berechnete Kernverlustleistungen P_v



(a) dreidimensionales Modell

(b) axisymmetrisches Modell

Abbildung 14: Qualitative Darstellung der Verteilungen des magnetischen Flusses im oberen Teil der Drossel im dreidimensionalen und axisymmetrischen Modell, Bereiche geringer Flussdichte in dunkelblau

Dies erklärt auch, weshalb die Induktivitäten, die mit den axisymmetrischen Modellen berechnet wurden, geringere relative Abweichungen zu den mit der realen Geometrie berechneten Werten aufweisen, als die relativen Abweichungen zwischen den Kernvolumina der realen und axisymmetrischen Geometrien.

Die höheren entsprechend Gleichung (21) berechneten Induktivitäten bei den axisymmetrischen Modellen bedeuten einen größeren magnetischen Fluss Φ bei gleicher Erregung. Trotz des größeren magnetischen Flusses sind die Kernverlustleistungen, die mit den axisymmetrischen Modellen berechnet wurden, geringer. Dies deutet darauf hin, dass die ungleichmäßige Verteilung des magnetischen Flusses (insbesondere an den innenliegenden Ecken der Drossel und wie beschrieben im obersten/untersten Teil) bei der realen Geometrie einen stärkeren Einfluss auf die Verluste hat.

4.2 Entwickeltes Verfahren zur Kernverlustberechnung

In diesem Abschnitt wird ein FEM-basiertes Verfahren beschrieben, das die Berechnung von Kernverlusten in Drosseln, die bei Erregung mit Rechteckspannung betrieben werden, mit Berücksichtigung der Einflüsse von Materialtemperatur und Gleichfeldvormagnetisierung durch einen Gleichanteil des Drosselstroms erlaubt. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Verfahren nur mit axisymmetrischen Modellen (wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben), die in FEMM genutzt werden, angewandt. Es ist jedoch grundsätzlich auch in Verbindung mit dreidimensionalen FEM-Modellen anwendbar. Das Verfahren lässt sich in drei Teile untergliedern:

- räumlich aufgelöste Berechnung der Maximal- und Minimalwerte des magnetischen Flusses, sowie des Gleichanteils der magnetischen Feldstärke mittels FEM für einen gegebenen Betriebszustand
- Ableiten von Steinmetzparametern und Korrigieren dieser um den Einfluss der Gleichfeldvormagnetisierung zu berücksichtigen – für jedes betrachtete Element der Drossel
- Anwendung der *improved Steinmetz equation* (siehe Abschnitt 3.4) für alle betrachteten Elemente der Drossel und integrieren der Verlustleistungsdichten zu den Gesamtverlusten

4.2.1 Berechnung der Feldverteilungen

Um mit der *improved Steinmetz equation* die Kernverluste auf Grundlage von FEM-Simulationen berechnen zu können, muss für jedes betrachtete Element des Kerns die Amplitude des Wechselanteils der magnetischen Flussdichte \hat{B} bekannt sein (siehe Abschnitt 3.4). Diese kann aus der Differenz zwischen den jeweiligen Maximal- und Minimalwerten berechnet werden:

$$\hat{B} = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{2} \quad (23)$$

Es müssen also mittels FEM-Simulation für alle betrachteten Elemente des Kerns der Minimal- und der Maximalwert der magnetischen Flussdichte, die bei der vorgegebenen

nen Erregung auftreten, bestimmt werden. Die maximale magnetische Flussdichte B_{\max} stellt sich zum Zeitpunkt der maximalen Erregung ein. Die maximale Erregung tritt ein, wenn der Spulenstrom $i(t)$ seinen Maximalwert i_{\max} erreicht. Entsprechend stellt sich die minimale magnetische Flussdichte B_{\min} bei Erreichen des minimalen Spulenstroms $i(t) = i_{\min}$ ein.

- Zu bestimmen sind demnach die Augenblickswerte von $B(t)$ im Moment minimalen bzw. maximalen Spulenstroms $i(t)$ für alle betrachteten Elemente des Kerns.

Zunächst erscheint es naheliegend dazu den Maximalwert i_{\max} bzw. den Minimalwert i_{\min} des zu untersuchenden Stromverlaufs als Spulenstrom im FEM-Modell einzuprägen. Aus den Ergebnissen zweier Simulationen könnte für jedes betrachtete Element des Kerns die gesuchte Differenz zwischen maximaler Flussdichte und minimaler Flussdichte berechnet werden. Dieser Ansatz berücksichtigt jedoch nicht den Einfluss der Hysterese:

Aufgrund des Hystereseverhaltens unterscheiden sich die Augenblickswerte der magnetischen Flussdichte, die sich für einen gegebenen Augenblickswert der Erregung einstellen, in Abhängigkeit der Vorgeschichte. Konkret bedeutet dies, dass der gleiche Augenblickswert des Stroms $i(t)$ zu verschiedenen Augenblickswerten des magnetischen Flusses im Kern führt, je nachdem, ob $i(t)$ z.B. der Spitzenwert eines harmonischen Stromverlaufs oder der Minimalwert eines Stroms mit Gleich- und Wechselanteil ist.

FEMM ist auf die Simulation von Zuständen bei harmonischer Erregung beschränkt. Eingeprägte Wicklungsströme werden immer als Amplitude eines sinusförmigen Stromverlaufs interpretiert. Mit FEMM berechnete Werte der magnetischen Flussdichte oder Feldstärke sind nie beliebige Augenblickswerte, sondern immer die entsprechenden Amplituden. Wird beispielsweise i_{\min} als Spulenstrom eingeprägt, so erhält man aus der Simulation für jedes betrachtete Element des Kerns den Augenblickswert von $B(t)$ bei Erreichen des Spulenstroms i_{\min} – jedoch nur für den Fall, dass i_{\min} der Maximalwert eines sinusförmigen Stromverlaufs ist (gelbe Kurve in Abbildung 15). Entscheidend ist, dass im mit FEMM simulierten Zustand vor Erreichen von i_{\min} eine geringere Erregung vorliegt, im zu untersuchenden Zustand jedoch vor Erreichen von i_{\min} eine höhere Erregung. Da das Hystereseverhalten zu einem Nacheilen der magnetischen Flussdichte gegenüber der Erregung führt, werden die Augenblickswerte von $B(t)$ im zweiten Fall höher sein, als im ersten (siehe Abbildung 15).

Ableiten der Schwankungsbreite der Flussdichte ΔB aus dem Spannungsverlauf Ein grundsätzlich anderer Ansatz zur Berechnung von ΔB wird üblicherweise verwendet, wenn die Kernverluste ohne Verwendung von FEM-Simulationen mit der Steinmetz-Gleichung berechnet werden. Dieser ist Grundlage des letztlich in dieser Arbeit gewählten Vorgehens.

Es wird zunächst nicht die magnetische Flussdichte B , sondern der magnetische Fluss Φ durch die Spule betrachtet, wobei folgender Zusammenhang besteht:

$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (24)$$

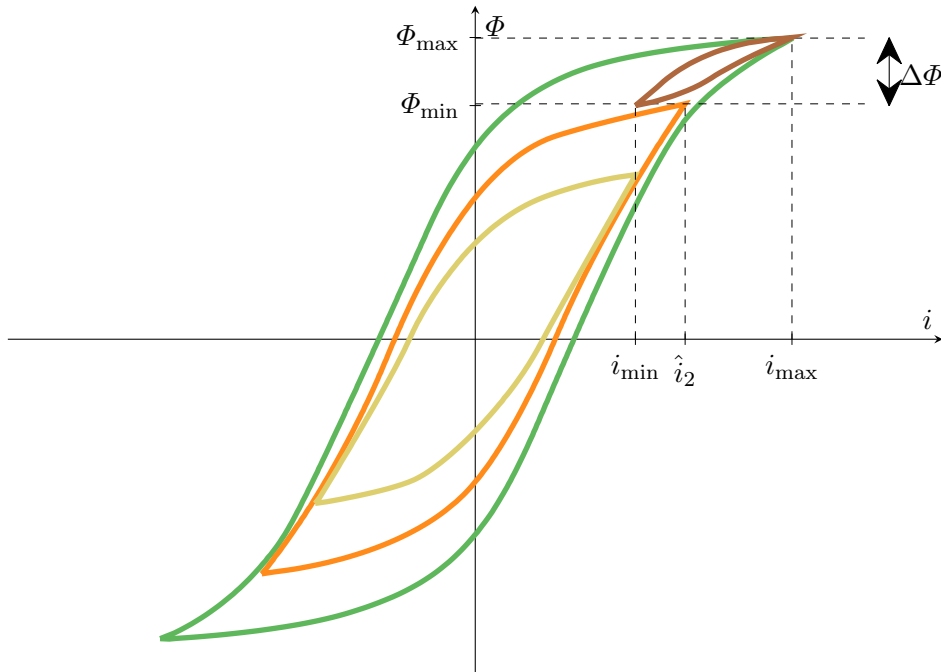


Abbildung 15: Hystereseschleifen bei Erregung durch Strom in Form einer Dreieckschwingung mit überlagertem Gleichanteil (braun) und bei harmonischen Erregungen verschiedener Amplituden (orange, grün, gelb): gleiche Differenz in Φ -Richtung zwischen den rechten Spitzen der orangenen und grünen Schleife, wie zwischen den Spitzen der braunen Schleifen. Eigene Darstellung, Teile in Anlehnung an [12, S. 4]

Die zeitliche Änderung des von der Spule eingeschlossenen magnetischen Flusses hängt mit der über der Spule induzierten Spannung zusammen:

$$u_L = N \frac{d\Phi}{dt} \quad (25)$$

Im zu untersuchenden Betriebszustand ist die Spannung über der Spule während der Einschalt- bzw. Ausschaltzeit jeweils näherungsweise konstant (siehe Abbildung 1b). Die Zunahme des magnetischen Flusses während der Einschaltzeit kann für die vorliegende Schaltung bei einem Tastgrad a daher geschrieben werden als:

$$N\Delta\Phi = u_L\Delta t \quad (26)$$

$$N\Delta\Phi = U_{in}Ta \quad (27)$$

Mit der Annahme, dass der magnetische Fluss sich gleichmäßig auf einen konstanten Kernquerschnitt verteilt (wie für Ringkerne kleinen Querschnitts üblicherweise angenommen) und der magnetische Fluss Φ orthogonal zur Querschnittsfläche A verläuft, vereinfacht sich (24) zu

$$\Phi = BA \quad (28)$$

Für diesen Sonderfall kann die Zunahme der magnetischen Flussdichte ΔB mit (27) und (28) direkt berechnet werden zu:

$$\Delta B = \frac{U_{\text{in}} T a}{NA} \quad (29)$$

Bei einer Kerngeometrie, die zu einer inhomogenen Verteilung des magnetischen Flusses führt (wie der zu untersuchenden Geometrie), gilt der Zusammenhang (28) jedoch nicht.

Iteratives Verfahren zur Berücksichtigung des Einflusses der Hysterese Um den Einfluss der Hysterese zu berücksichtigen und die Änderung der magnetischen Flussdichte räumlich aufgelöst berechnen zu können, wird der im vorangegangenen Absatz beschriebenen Ansatz mit FEM-Simulationen in FEMM kombiniert. Der Grundgedanke ist es, mit FEMM zwei Verteilungen der magnetischen Flussdichte im Kern $\vec{B}_{\text{max}}(r,z)$ und $\vec{B}_{\text{min}}(r,z)$ (die in der Drossel bei der gegebenen Erregung für $i(t) = i_{\text{max}}$ bzw. $i(t) = i_{\text{min}}$ auftreten) zu berechnen, sodass die Bedingung (27) erfüllt ist:

$$N \Delta \Phi = U_{\text{in}} T a \quad (30)$$

$$\left(N \int_A \vec{B}_{\text{max}} d\vec{A} \right) - \left(N \int_A \vec{B}_{\text{min}} d\vec{A} \right) = U_{\text{in}} T a \quad (31)$$

Die Fläche A in obiger Gleichung ist die Querschnittsfläche der Wicklung.

- Es wird angenommen, dass die gesuchten Verteilungen des magnetischen Flusses $\vec{B}_{\text{max}}(r,z)$ und $\vec{B}_{\text{min}}(r,z)$ auch bei harmonischer Erregung mit einer zunächst unbekanntem Amplitude im Moment der maximalen Erregung auftreten.

Im Folgenden werden die unter harmonischer Erregung auftretenden Verteilungen, die den gesuchten Verteilungen $\vec{B}_{\text{max}}(r,z)$ und $\vec{B}_{\text{min}}(r,z)$ entsprechen als $\vec{B}_1(r,z)$ und $\vec{B}_2(r,z)$ bezeichnet. Die Amplituden der harmonischen Wicklungsströme, die zu den Verteilungen $\vec{B}_1(r,z)$ und $\vec{B}_2(r,z)$ führen werden mit der Bedingung (27) bestimmt. Diese Amplituden müssen aufgrund des Hystereseverhaltens von den im zu untersuchenden Betriebszustand tatsächlich auftretenden Augenblickswerten i_{max} und i_{min} verschieden sein, wie bereits geschildert.

Es wird ein iteratives Verfahren angewandt. Wird die Amplitude des im FEM-Modell eingepprägten Wicklungsstroms variiert, so verändert sich die Amplitude der Flussverketung $N\hat{\Phi}$, wie in Abbildung 16 dargestellt. Ist eine Verteilung $\vec{B}_1(r,z)$ mit $N\hat{\Phi}_1$ für eine gegebene Erregung mit Amplitude \hat{i}_1 bekannt, so kann die Amplitude des im FEM-Modell eingepprägten Wicklungsstroms iterativ variiert werden, bis die Bedingung (27) erfüllt wird. Jede Iteration besteht dabei aus dem Anpassen des eingepprägten Wicklungsstroms,

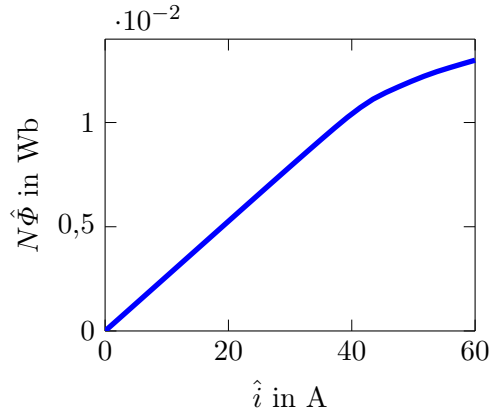


Abbildung 16: Beispiel für Abhängigkeit der Amplitude der Flussverkeftung $N\hat{\Phi}$ von der Amplitude des Wicklungsstroms \hat{i} , dargestellte Daten aus Simulationen mit FEMM für exemplarisch untersuchte Drossel

einem Simulationsdurchlauf, der Ausgabe von $N\hat{\Phi}$ aus den Simulationsergebnissen und der Berechnung von $N\Delta\hat{\Phi}$ (Abbildung 17). Auf diese Weise kann die Amplitude \hat{i}_2 des Wicklungsstroms bestimmt werden, die zur gesuchten Verteilung $\vec{B}_2(r,z)$ mit $N\hat{\Phi}_2$ führt. In der letzten Iteration wird somit auch die zweite Verteilung $\vec{B}_2(r,z)$ berechnet. Die Amplitude des Wicklungsstroms \hat{i}_1 und damit auch $\vec{B}_1(r,z)$ wurden in der vorangegangenen Ausführung als bekannt angenommen. Das beschriebene iterative Verfahren zur Berechnung von \hat{i}_2 und $\vec{B}_2(r,z)$ kann nur angewandt werden, wenn ein Ausgangszustand angenommen wird. Hier muss eine Annahme getroffen werden, weil das Hystereseverhalten des Kernmaterials dazu führen kann, dass sich bei der gleichen periodischen Erregung unterschiedliche Trajektorien in der B - H -Ebene einstellen (siehe Abbildung 18).

Die Vorgeschichte der Domänenstruktur des Kernmaterials hat einen Einfluss und ist unbekannt. Es wird daher angenommen, dass \hat{i}_1 dem tatsächlich auftretenden Maximalwert des Wicklungsstroms i_{\max} entspricht. In Abbildung 15 ist qualitativ dargestellt, wie sich die Trajektorie in der Φ - i -Ebene bei der zu untersuchenden Erregung (in braun) zu den mit FEMM simulierten Trajektorien (grün und orange) verhalten. Zusätzlich ist in gelb die Hystereseschleife dargestellt, die sich bei $\hat{i} = i_{\min}$, also Einprägen des realen Minimalwertes des Drosselstroms als Amplitude des simulierten Drosselstroms, ergibt.

Berechnung der Verteilung des Gleichanteils der magnetischen Feldstärke Zur Berechnung des Gleichanteils der magnetischen Feldstärke wird lediglich eine FEM-Simulation in FEMM durchgeführt. Als Wicklungsstrom ist dabei der tatsächliche Mittelwert des Drosselstroms eingepreßt.

4.2.2 Elementweise Bestimmung der Steinmetz-Parameter

Berücksichtigen des Einflusses der Materialtemperatur Es ist denkbar, zuerst die Steinmetz-Parameter aus einer der Kurvenscharen in Abbildung 2a (also für eine der

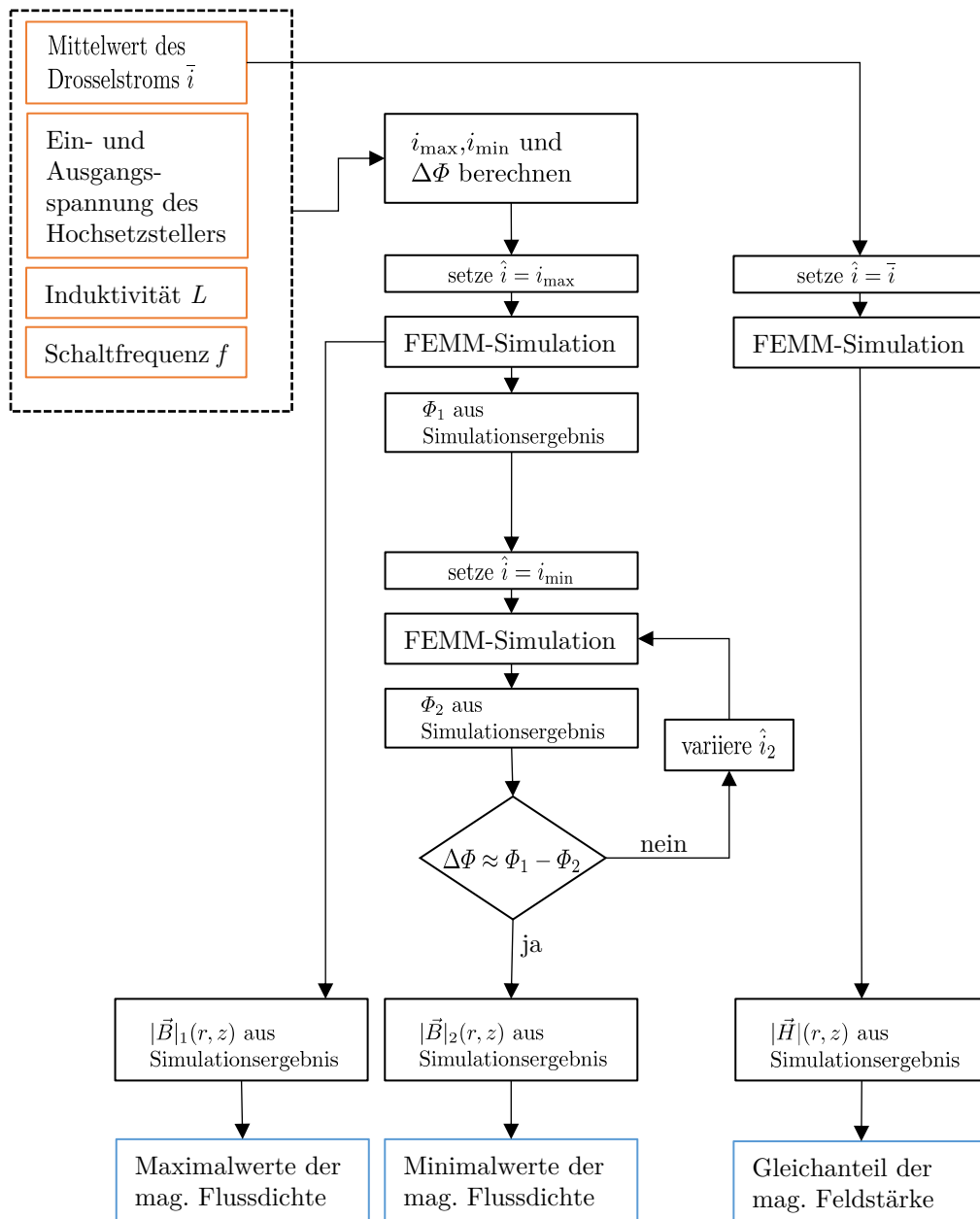


Abbildung 17: Schematische Darstellung des Ablaufs der Berechnung der Feldverteilungen mit FEMM für Erregung mit Gleichanteil bei Rechteckspannung, Eingangsgrößen sind orange umrandet, blaue Umrandungen stehen für Daten, die für jedes betrachtete Element der Geometrie vorliegen

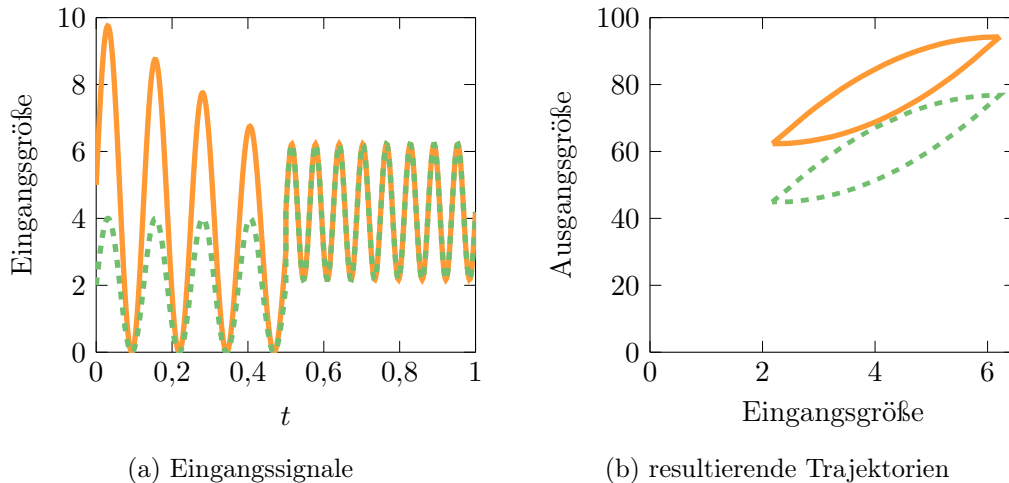


Abbildung 18: Qualitative Darstellung des Einflusses der Vorgeschichte eines Systems mit Hysterese (eigene Darstellung mit Daten aus [48]): (a) zeigt zwei Eingangssignale, die ab $t = 0,5$ identisch, zuvor jedoch verschieden sind. (b) zeigt die entsprechenden Hystereseschleifen, die sich ab $t = 0,5$ einstellen. Trotz identischer Eingangssignale für $t > 0,5$ treten aufgrund der verschiedenen Vorgeschichten zwei unterschiedliche Hystereseschleifen auf.

Temperaturen, für welche die nötigen Daten direkt vorliegen) zu bestimmen und die mit diesen Parametern berechnete Verlustleistung als letzten Schritt mit einem Korrekturfaktor (siehe Abbildung 2b) zu multiplizieren, um den Einfluss der Materialtemperatur zu berücksichtigen.

Dieses Vorgehen geht bei Vorhandensein einer Gleichfeldvormagnetisierung mit Unsicherheiten bezüglich der Gültigkeit der Temperaturkorrekturfaktoren einher. Wie in Abschnitt 3.5 erläutert wird die Erhöhung der Kernverluste in Folge der Gleichfeldvormagnetisierung durch Korrektur der Steinmetz-Parameter beschrieben. Berechnet man mit diesen korrigierten Steinmetz-Parametern die Kernverluste, so sind dies Kernverluste bei einer Erregung mit Gleichanteil. Es ist unklar, ob die Temperaturkorrekturfaktoren aus Abbildung 2b unverändert für eine Erregung mit Gleichanteil gültig sind.

Statt den Einfluss der Materialtemperatur zuletzt zu berücksichtigen, wird er im hier vorgeschlagenen Verfahren schon vor der Bestimmung der Steinmetz-Parameter berücksichtigt. Dazu wird durch Interpolation aus den zwei Kurvenscharen (eine Kurvenschar je Temperatur, Abb. 2a) eine neue Kurvenschar für die vorliegende Materialtemperatur berechnet. Dabei wird ein linearer Ansatz verwendet – für das betrachtete Material erscheint dies als erste Näherung ausreichend (vgl. Abb. 2b).

Die Abbildungen 5 und 6 zeigten entsprechend bereits Daten, die aus einer Interpolation über der Temperatur aus den Kurvenscharen des Materialdatenblatts ermittelt wurden. Auf Grundlage dieser Daten werden im nächsten Schritt die Steinmetz-Parameter bestimmt, sodass diese bereits für die vorgegebene Materialtemperatur gültig sind und problemlos mit den Korrekturfaktoren für die Gleichfeldvormagnetisierung multipliziert

werden können.

Berechnung der Steinmetz-Parameter für harmonische Erregung ohne Gleichfeldvormagnetisierung Bei einer händischen Berechnung der Kernverluste werden die Steinmetz-Parameter in der Regel für das gesamte Volumen des Kerns als konstant angenommen. Wie in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt, variieren die Steinmetzparameter jedoch mit der Amplitude des Wechselanteils der magnetischen Feldstärke. Bei händischer Berechnung, ohne die räumlich aufgelöste Feldverteilung im Kern, kann dieser Effekt nicht berücksichtigt werden. Es können dann lediglich die Steinmetz-Parameter für einen mittleren Wert der Amplitude des Wechselanteils der magnetischen Feldstärke bestimmt und für die Berechnung verwendet werden. Im hier vorgestellten Verfahren werden die Steinmetz-Parameter für jedes betrachtete Element des Kerns individuell berechnet, sodass der Amplitude der magnetischen Feldstärke im jeweiligen Element entsprechende Steinmetz-Parameter genutzt werden können. Die Berechnung der Steinmetz-Parameter erfolgt wie in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen. Der Zeitverlauf der magnetischen Flussdichte wird entsprechend des Ansatzes der *improved Steinmetz equation* als aus zwei Anteilen mit voneinander verschiedenen Frequenzen f_1 und f_2 zusammengesetzt betrachtet. Daher werden die in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Schritte zur Bestimmung der Steinmetz-Parameter je betrachtetem Element des Kerns zweimal durchgeführt, um jeweils einen Satz Steinmetz-Parameter für die Frequenz f_1 und einen für die Frequenz f_2 zu erhalten.

Berücksichtigen des Einflusses der Gleichfeldvormagnetisierung Der Einfluss der Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste wird mittels des in Abschnitt 3.5 erläuterten SPG berücksichtigt. Die zuvor für jedes betrachtete Element bestimmten Steinmetz-Parameter k_1 , k_2 , β_1 und β_2 werden jeweils mit einem vom Gleichanteil der magnetischen Feldstärke H_{DC} im betrachteten Element abhängenden Korrekturfaktor multipliziert. Der Gleichanteil der magnetischen Feldstärke ist aus der FEM-Simulation für jedes betrachtete Element bekannt. Die Korrekturfaktoren werden entsprechend der in Abb. 9 dargestellten kubischen Interpolationen berechnet. Es liegt nur für einen begrenzten Wertebereich des Gleichanteils der magnetischen Feldstärke eine Datengrundlage vor. Extrapolation über diesen Bereich hinaus wird für den Steinmetz-Parameter β unterbunden, sodass keine Korrekturfaktoren größer dem größten auf Grundlage von Messungen bestimmten genutzt werden. Ferner werden für die Korrekturfaktoren für den Steinmetz-Parameter k die Extrapolation so begrenzt, dass keine negativen Werte großer Beträge auftreten, die an Stellen mit sehr hoher magnetischer Feldstärke zu numerischen Fehlern bei der Auswertung mit der ISE führen können. Diese Beschränkungen aufgrund der mangelnden Datengrundlage schränken die Qualität der Abbildung des Einflusses der Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste ein.

4.2.3 Berechnung der Kernverluste mit der *improved Steinmetz equation*

Mit den für jedes betrachtete Element des Kerns und die beiden Frequenzen f_1 und f_2 bestimmten Steinmetz-Parametern kann für jedes betrachtete Element die *improved Steinmetz equation* (19) angewandt werden, um die Kernverlustleistungsdichte in diesem

Element zu berechnen. Multiplikation mit dem Volumen des betrachteten Elements führt auf die Kernverlustleistungen der einzelnen Elemente, die im letzten Schritt des vorgestellten Verfahrens zu den Gesamtkernverlusten aufsummiert werden. Der entwickelte Ablauf zur Kernverlustberechnung auf Grundlage der Feldverteilungen ist inklusive der elementweisen Bestimmung der Steinmetz-Parameter in Abbildung 19 dargestellt.

Um den entwickelten Post-Prozessor zunächst möglichst einfach implementieren zu können, erfolgt die Auswertung mit der ISE nicht auf Grundlage der Elemente der Vernetzung des Modells in FEMM. Stattdessen wird die Fläche, auf der mit dem 2D-Modell die Feldverteilungen berechnet wurden, durch ein Raster aus rechteckigen Flächen geteilt. Dadurch entfällt der Aufwand zum Einlesen der Vernetzungsinformationen aus FEMM in den Post-Prozessor. Die rechteckigen Elemente des Rasters repräsentieren ringförmige Volumina mit rechteckigem Querschnitt. Auf den rechteckigen Elementen des Rasters werden Feldstärke und Flussdichte als homogen verteilt angenommen, sodass sie durch einen einzigen Wert, anstatt durch eine Verteilungsfunktion beschrieben werden können. Das Raster muss eine feinere Auflösung als die Vernetzung des FEM-Modells aufweisen, um unnötige Fehler durch diese Vereinfachung zu vermeiden. Die Werte werden jeweils in der Mitte der rechteckigen Flächen durch den in Matlab programmierten Post-Prozessor ausgelesen. Schnittstelle zwischen dem Post-Prozessor und FEMM ist die Matlab-Toolbox *OctaveFEMM*, die als Teil von FEMM zur Verfügung steht.

4.3 Berechnung der Wicklungsverluste

Wie im Abschnitt 2.2 beschrieben, werden die Wicklungsverluste auch durch Stromverdrängungseffekte bestimmt. Da die Berechnung der Wicklungsverluste nicht im Fokus dieser Arbeit steht, werden lediglich die in FEMM bereits integrierten Funktionen (siehe Abschnitt 4.1.3) genutzt. Bei nicht-harmonischem Verlauf des Wicklungsstroms kann dieser in eine Fourier-Reihe entwickelt werden, was die getrennte Berechnung der Wicklungsverluste für die einzelnen Frequenzanteile erlaubt. Dies trifft sowohl auf die Skinverluste und inneren Proximityverluste, als auch auf die äußeren Proximityverluste zu [7].

Dementsprechend wird je Frequenzanteil eine Simulation mit FEMM durchgeführt, wobei nur der jeweils betrachtete Frequenzanteil als Wicklungsstrom eingepreist ist. Die Wicklungsverluste werden für jeden Frequenzanteil bestimmt und aufsummiert.

Für die durch den externen Proximity-Effekt entstehenden Verluste ist dieses Vorgehen durch die nichtlineare Magnetisierungskennlinie des Kernmaterials fehlerbehaftet. Die Amplitude des aus dem Kern ausquellenden magnetischen Wechselfeldes, das die Wicklung durchdringt und so den externen Proximity-Effekt hervorruft, wird bei gegebenem Wechselanteil der Erregung insbesondere durch einen relativ großen Gleichanteil der Erregung beeinflusst, der bei diesem Vorgehen vernachlässigt wird.

Die modellierte elektrische Leitfähigkeit des Kupfers in der Litze wird mit dem Temperaturkoeffizienten $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}$ entsprechend der Temperatur der Wicklung angepasst.

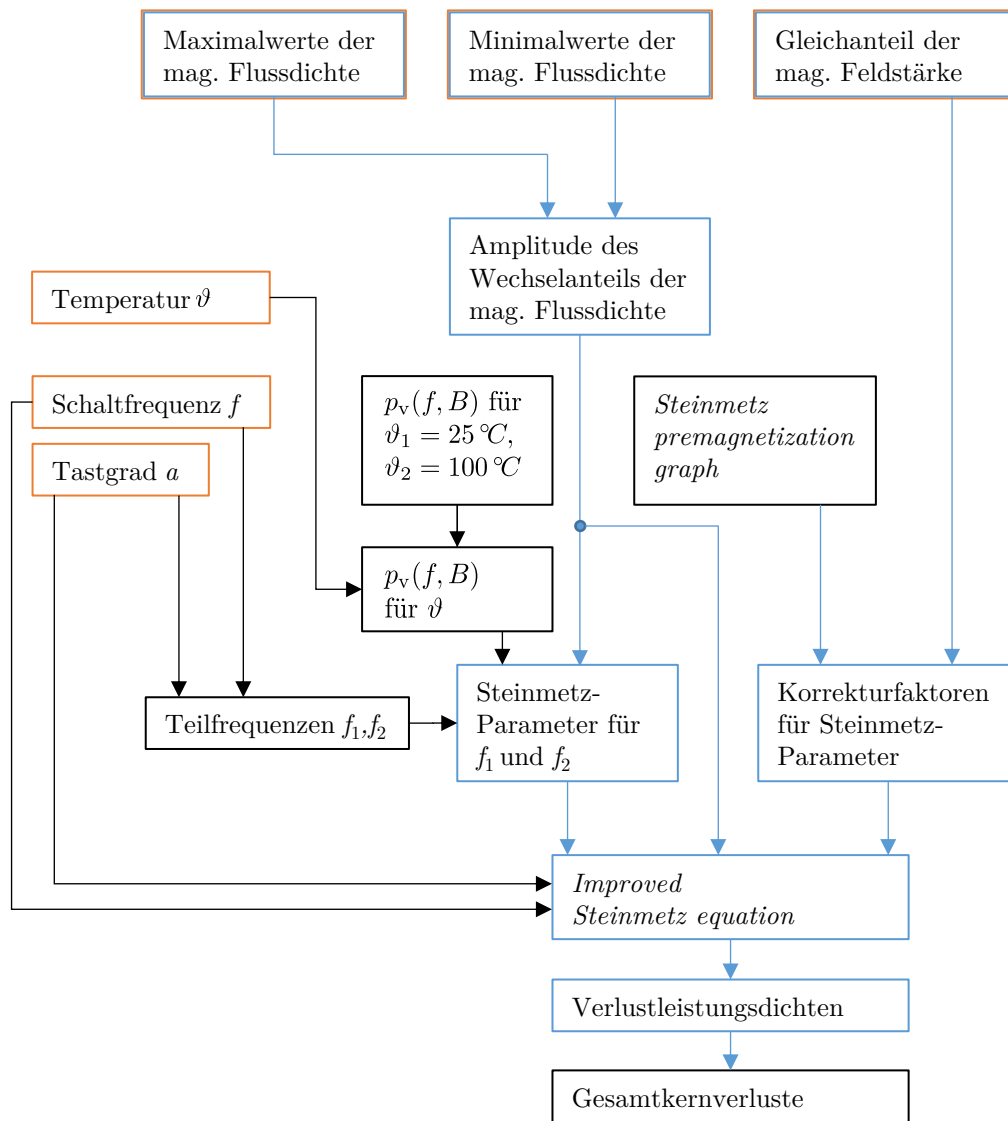


Abbildung 19: Schematische Darstellung des entwickelten Post-Prozessors zur Kernverlustberechnung, Eingangsgrößen sind orange umrandet, blaue Umrandungen stehen für Daten, die für jedes betrachtete Element der Geometrie vorliegen

5 Validierung und Diskussion der Simulationsergebnisse

Zur Validierung wurden für eine Drossel Messwerte für die Verlustleistung mit entsprechenden Simulationsergebnissen verglichen. Es wird dazu auf bereits vorliegende Messergebnisse zu dieser Drossel aus [49] zurückgegriffen.

5.1 Kalorimetrische Verlustleistungsmessung

Die genannte Veröffentlichung [49] beschreibt ein Kalorimeter, das zur Messung der Verlustleistung in induktiven Komponenten entwickelt wurde, und mit dem die zur Validierung verwendeten Messwerte aufgenommen wurden.

Funktionsweise Das Kalorimeter basiert auf dem Kompensationsprinzip: Zunächst wird die zu untersuchende Komponente nicht bestromt. Neben der zu untersuchenden Komponente befindet sich auch ein Heizwiderstand in der wärmeisolierten Kammer des Kalorimeters. Der erste Teil der Messung ist abgeschlossen, wenn der Heizwiderstand das Innere der Kammer auf eine bestimmte Temperatur erwärmt hat und das gesamte System thermisch eingeschwungen ist. Im zweiten Teil der Messung wird der Prüfling bestromt und gibt Wärme ab. Die Temperatur wird dabei durch Reduzieren der Leistung des Heizwiderstandes konstant gehalten. Wenn das System erneut thermisch eingeschwungen ist, wird die Differenz der Heizleistung zwischen dem eingeschwungenen Zustand vor und nach Einschalten des Prüflings bestimmt. Diese Differenz entspricht der zu messenden vom Prüfling abgegebenen Verlustleistung. Es ist bei einer solchen Messung nicht möglich, die Kern- und die Wicklungsverluste getrennt zu messen.

Vorteile gegenüber elektronischer Wirkleistungsbestimmung Eine kalorimetrische Verlustleistungsmessung ist gegenüber einer elektronischen Messung der Verlustleistung des Prüflings aus verschiedenen Gründen vorteilhaft: Zum einen wirkt es sich negativ auf die Messunsicherheit bei der Wirkleistungsmessung aus, dass die Wirkleistung einer Drossel in der Regel um Größenordnungen kleiner ist, als der Maximalwert der Momentanleistung ist. Zum anderen führt eine Laufzeitdifferenz zwischen dem Signal der Spannungsmessung und dem der Strommessung zu einer Änderung des Phasenverschiebungswinkels zwischen den Signalen, wodurch die gemessene Wirkleistung beeinflusst wird. Je höher die Frequenz der Signale ist, desto größer ist der Einfluss einer konstanten Laufzeitdifferenz auf den Phasenverschiebungswinkel. Daher sinkt mit steigender Schaltfrequenz einer Drossel die Messgenauigkeit bei der elektronischen Wirkleistungsmessung. Die beim beschriebenen Funktionsprinzip des Kalorimeters zentrale Messung der Leistung des Heizwiderstands kann leicht mit höherer Genauigkeit realisiert werden, da der Heizwiderstand Gleichstrom führt.⁴

Messunsicherheit Der Messfehler des Kalorimeters wurde untersucht, indem ein mit Gleichstrom betriebener Heizwiderstand als Prüfling im Kalorimeter vermessen wurde,

⁴Die Ausführungen zu den Vorteilen der kalorimetrischen Messung gegenüber der elektronischen Wirkleistungsbestimmung basieren auf telefonischen Mitteilungen von Fabian Schnabel.

für den die Verlustleistung mit hoher Genauigkeit und geringem Aufwand elektronisch gemessen werden kann. Der Betrag der Differenz zwischen der elektronisch gemessenen und der kalorimetrisch gemessenen Leistung lag über den Messbereich zwischen 1 W und 10 W unter 0,2 W, für Messungen höherer Verlustleistungen bis 100 W bei unter 1,5 W.

5.2 Untersucher Betriebszustand

Zur Validierung der Simulationsergebnisse anhand von kalorimetrisch bestimmten Messwerten stehen bisher nur Daten aus [49] für einen Betriebszustand und die Drossel 1 zur Verfügung. Um die Ergebnisse vergleichen zu können, wird der gleiche Betriebszustand für die Simulation zugrundegelegt.

Es handelt sich um eine Drossel für den Einsatz in einem Interleaved-Hochsetzsteller, wie in Abbildung 1a dargestellt. Im untersuchten Betriebszustand (auch abgebildet in Abb. 1b und 1c) beträgt der Mittelwert des Stroms 15 A, die Schwankungsbreite des Drosselstroms Δi_L beträgt $\pm 7,8$ A. Die Schaltfrequenz f_s beträgt 50 kHz und der Tastgrad liegt bei $a = 0,43$.⁵

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben ist neben dem Wicklungsstrom auch die Temperatur des Kerns der Drossel von Bedeutung für die Berechnung der Verlustleistung. Die Temperaturen der verschiedenen Bereiche des Drosselkerns wurden während der in [49] beschriebenen kalorimetrischen Messungen nicht gemessen. Um Abschätzungen für diese Temperaturen vornehmen zu können, werden Messwerte für die Temperatur im Mittelschenkel ϑ_c und im restlichen Kern ϑ_r aus [50] – die bei der gleichen Erregung für die gleiche Drossel gemessen wurden – verwendet. Die Umgebungstemperatur $\vartheta_{amb 1}$ während der in [50] beschriebenen Messungen weicht von der entsprechenden Temperatur $\vartheta_{amb 2}$ in [49] ab.

Ein naheliegender Ansatz für eine Abschätzung ist es, anzunehmen, dass die Temperaturdifferenzen $\Delta\vartheta_{c 2}, \Delta\vartheta_{r 2}$ zwischen Umgebungstemperatur und den Teilen der Drossel in [49] gleich den entsprechenden ($\Delta\vartheta_{c 1}, \Delta\vartheta_{r 1}$) aus [50] sind. Dies würde unter den Annahmen gelten, dass: der thermische Widerstand der Drosseln unabhängig von der Temperatur ist, aufgrund der identischen Erregung die gleiche Kernverlustleistung auftritt und die Temperatur keinen Einfluss auf die Wicklungsverluste hat.

Wie in Abschnitt 2.1.2 geschildert, variiert jedoch die Kernverlustleistung bei konstanter Erregung mit der Temperatur. Im betrachteten Temperaturbereich unter 100 °C sinkt für das verwendete Kernmaterial die Kernverlustleistung bei konstanter Erregung für steigende Temperaturen. Da die Temperaturdifferenzen $\Delta\vartheta_c$ und $\Delta\vartheta_r$ zwischen Umgebungstemperatur ϑ_{amb} und den den jeweiligen Temperaturen an der Drossel ϑ_c und ϑ_r von der Kernverlustleistung abhängen, müssen diese durch die höheren Temperaturen bei den Messungen in [49] folglich geringer sein, als bei den Messungen in [50].

Für die folgenden Berechnungen zur Abschätzung wird vereinfachend ein von der Aussteuerung unabhängiger linearer Zusammenhang zwischen $\frac{p_v(\vartheta)}{p_v(\vartheta=100^\circ\text{C})}$ und der Tempera-

⁵Der elektrische Betriebszustand ist in der Veröffentlichung auf die sich zur Validierung bezogen wird nicht dokumentiert, sondern wurde auf Anfrage telefonisch vom Verfasser Fabian Schnabel mitgeteilt.

tur der Kernmaterials angenommen.

$$p_v(\vartheta) = \frac{p_v(\vartheta)}{p_v(\vartheta = 100^\circ\text{C})} \cdot p_v(\vartheta = 100^\circ\text{C}), \quad \frac{p_v(\vartheta)}{p_v(\vartheta = 100^\circ\text{C})} = m \cdot \vartheta + b \quad (32)$$

Damit lässt sich das Verhältnis zwischen den Kernverlustleistungen P_{v1} und P_{v2} bei zwei Kerntemperaturen ϑ_1 und ϑ_2 schreiben als:

$$\frac{P_{v2}}{P_{v1}} = \frac{\frac{p_v(\vartheta_2)}{p_v(\vartheta=100^\circ\text{C})} \cdot p_v(\vartheta = 100^\circ\text{C})}{\frac{p_v(\vartheta_1)}{p_v(\vartheta=100^\circ\text{C})} \cdot p_v(\vartheta = 100^\circ\text{C})} = \frac{m \cdot \vartheta_2 + b}{m \cdot \vartheta_1 + b} \quad (33)$$

Die Temperatur des Kernmaterials wird für die Teile der Drossel, die nicht von der Wicklung umgeben sind, als ausschließlich von der Kernverlustleistung abhängig angenommen. Unter Annahme eines konstanten thermischen Widerstands gilt:

$$\vartheta_2 = \vartheta_{\text{amb } 2} + \Delta\vartheta_2, \quad \Delta\vartheta_2 = \Delta\vartheta_1 \cdot \frac{P_{v \ 2}}{P_{v \ 1}} \quad (34)$$

Einsetzen der Gleichung (33) in (34) und Umstellen ergibt einen Ausdruck für die Temperatur des Kernmaterials im nicht von der Wicklung umgebenen Teil des Kerns bei der erhöhten Umgebungstemperatur $\vartheta_{\text{amb } 2}$.

Für die Temperatur im Mittelschenkel $\vartheta_{c \ 2}$ sollte zusätzlich berücksichtigt werden, dass dessen Temperatur nicht nur durch die Kernverlustleistung, sondern auch durch die Wicklungsverluste $P_{v \ \text{ges}}$ bestimmt wird:

$$\vartheta_{c \ 2} = \vartheta_{\text{amb } 2} + \Delta\vartheta_{c \ 2}, \quad \Delta\vartheta_{c \ 2} = \Delta\vartheta_{c \ 1} \cdot \frac{P_{v \ \text{ges } 2}}{P_{v \ \text{ges } 1}} \quad (35)$$

Während das Verhältnis der Kernverlustleistungen für zwei Temperaturen durch (33) beschrieben werden kann, ist nun zu berücksichtigen, dass die Wicklungsverluste nicht in der gleichen Weise von der Temperatur abhängen, wie die Kernverluste. Für einen unveränderten Wicklungsstrom ist das Verhältnis der Wicklungsverluste P_k für zwei Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 (bei Vernachlässigung der Stromverdrängungseffekte) gleich dem Verhältnis der Wicklungswiderstände bei diesen Temperaturen.

$$\frac{P_{k \ 2}}{P_{k \ 1}} = \frac{R_2}{R_1} \quad (36)$$

Mit dem Temperaturkoeffizienten α , kann ausgehend vom Widerstand R_{ref} bei der Bezugs-temperatur ϑ_{ref} die Veränderung des ohmschen Widerstands der Wicklung beschrieben werden:

$$R(\vartheta) = R_{\text{ref}} [1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_{\text{ref}})] \quad (37)$$

Damit ergibt sich für die Wicklungsverluste bei der Temperatur ϑ_2 :

$$P_{k \ 2} = P_{k \ 1} \frac{1 + \alpha(\vartheta_2 - \vartheta_{\text{ref}})}{1 + \alpha(\vartheta_1 - \vartheta_{\text{ref}})} \quad (38)$$

Tabelle 2: zur Validierung des vorgestellten Vorgehens genutztes Simulationsszenario, entsprechend einer Messung aus [49], abgeleitet unter Verwendung von Daten aus [50]

Mittelwert des Drosselstroms \bar{i}_L	15 A
Schwankungsbreite des Drosselstroms Δi_L	15,6 A
Schaltfrequenz f_s	50 kHz
Tastgrad a	0,43
Temperatur im Mittelschenkel ϑ_c	87 °C
Temperatur im restlichen Kern ϑ_r	74 °C
Temperatur der Wicklung ϑ_w	87 °C

Für die Gesamtverlustleistung bei der Temperatur ϑ_2 gilt mit (38) und (33):

$$P_{v \text{ ges } 2} = P_{k \ 1} \frac{1 + \alpha(\vartheta_2 - \vartheta_{\text{ref}})}{1 + \alpha(\vartheta_1 - \vartheta_{\text{ref}})} + P_{v \ 1} \frac{m \cdot \vartheta_{2 \ c} + b}{m \cdot \vartheta_{1 \ c} + b} \quad (39)$$

Mit der Abschätzung, dass etwa ein Viertel der Gesamtverluste Wicklungsverluste sind,

$$P_{k \ 1} \approx \frac{1}{4} P_{v \text{ ges } 1} \quad (40)$$

$$P_{v \ 1} \approx \frac{3}{4} P_{v \text{ ges } 1} \quad (41)$$

kann das Verhältnis der Gesamtverlustleistungen bei zwei verschiedenen Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 mit (39) berechnet werden.

Kombinieren von (39) und (35) und Umstellen ergibt einen Ausdruck für die gesuchte Temperatur im Mittelschenkel $\vartheta_{c \ 2}$.

Mit den beschriebenen Zusammenhängen wurden die in Tabelle 2 aufgeführten Temperaturen $\vartheta_{c \ 2}$ und $\vartheta_{r \ 2}$ für Mittelschenkel und restlichen Kern der Drossel für die Umgebungstemperatur $\vartheta_{\text{amb } 2}$ berechnet. Vereinfachend wird angenommen, dass die Temperatur der Wicklung der des Mittelschenkels entspricht.

5.3 Vergleich von Messwerten und Simulationsergebnissen

Die Verlustleistung der Drossel 1, die unter den in Tabelle 2 aufgeführten Bedingungen gemessen wurde, ist in Tabelle 3 im Vergleich zu den Simulationsergebnissen, die entsprechend dem in Abschnitt 4 beschriebenen Vorgehen für die gleichen Bedingungen berechnet wurden, dargestellt. Die Verteilung der Kernverlustleistungsdichte, die mit dem axisymmetrischen Modell berechnet wurde, ist in Abbildung 22 inklusive der Rasterung für das Postprocessing dargestellt.

Die simulativ bestimmte Aufteilung der Wicklungsverluste in die frequenzunabhängigen ohmschen Verluste, sowie die zusätzlichen Verluste infolge von Stromverdrängungseffekten ist in Abbildung 21 dargestellt.

Die berechneten Gesamtverluste weichen um 30 % von den kalorimetrisch gemessenen Gesamtverlusten ab. Mit dem Kalorimeter können nur die Gesamtverluste gemessen

Tabelle 3: Simulativ bestimmte Gesamtverluste im Vergleich zu kalorimetrisch gemessenen Gesamtverlusten aus [49]

Gesamtverluste	
Messergebnis	9,4 W
Simulation mit FEMM	12,2 W

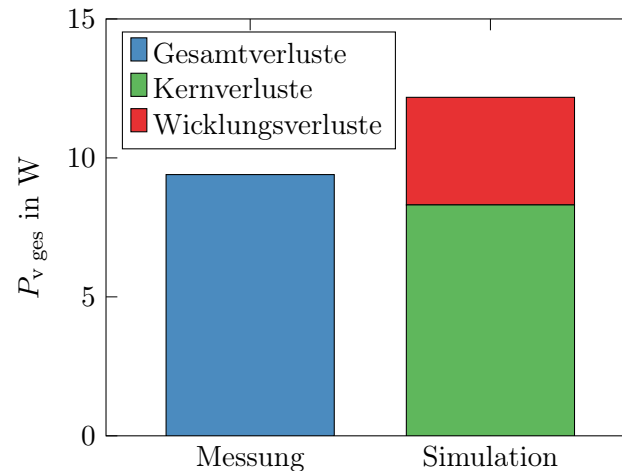


Abbildung 20: Simulativ bestimmte Kern- und Wicklungsverlustleistung im Vergleich zu kalorimetrisch gemessenen Gesamtverlusten aus [49]

werden. Die Aufteilung in Kern- und Wicklungsverluste ist mit dem Kalorimeter nicht bestimmbar. Dennoch ist aus den Ergebnissen ableitbar, dass die berechneten Kernverluste größer sind als jene, die während der Messung aufgetreten sind. Die berechneten Kernverluste allein sind annähernd so hoch, wie die gemessenen Gesamtverluste (Abbildung 20).

Die Verluste, die durch den Gleichanteil des Stroms in der Wicklung entstehen, können mit einfachen Berechnungen abgeschätzt werden. Allein der Betrag dieser ist größer, als die Differenz zwischen berechneten Kernverlusten und Gesamtverlusten. Der Betrag der berechneten Kernverluste ist demnach höher, als die Kernverluste, die während der Messung auftraten.

- Vermutlich ist die Abweichung durch die Daten, auf deren Grundlage der Einfluss der Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste berechnet wird, bedingt.

Für das Kernmaterial der vermessenen Drossel sind nur die in den Abbildungen 3 und 8 dargestellten Daten verfügbar. Diese wurden bei einer Temperatur des Kernmaterials von 25 °C gemessen.

Für den Werkstoff EPCOS N87 wurden entsprechende Messungen bei Temperaturen von 40 °C, 60 °C und 80 °C durchgeführt. Bei einer Ummagnetisierungsfrequenz von 100 kHz und einer Amplitude des Wechselanteils der magnetischen Flussdichte von 100 mT

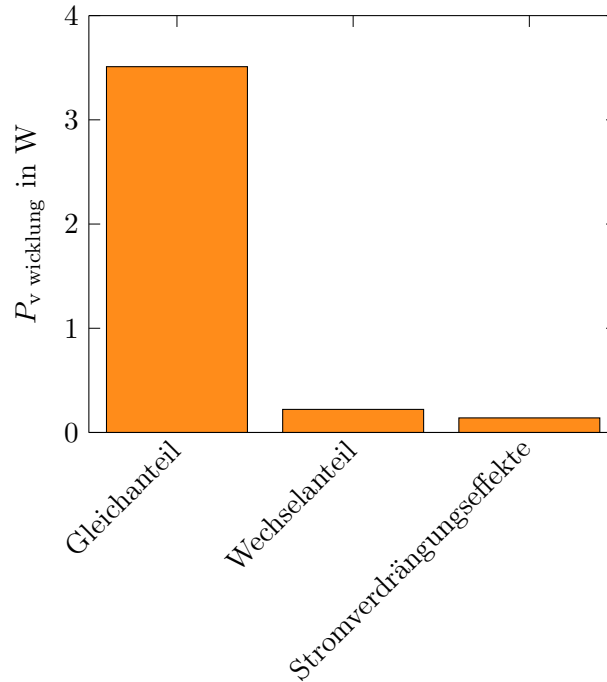


Abbildung 21: Zusammensetzung der simulativ bestimmten Wicklungsverlustleistung

führte eine Änderung der Temperatur zu deutlichen Änderungen der Kernverlustleistungsdichte. Der Einfluss der Temperatur nahm im Mittel mit dem Gleichanteil der Erregung zu. Die bei einer Temperatur von $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ gemessenen Kernverluste waren bei einer Gleichfeldvormagnetisierung von $30\frac{\text{A}}{\text{m}}$ um etwa das 1,4-fache höher, als bei $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ und unveränderter Erregung. [15]

EPCOS N87 ist, wie der in der untersuchten Drossel verwendete Werkstoff Fi395, ein Mangan-Zink-Ferrit. Hinsichtlich der im Datenblatt dokumentierten Eigenschaften ist er ähnlich zu Fi395. Daher wird angenommen, dass auch Fi395 eine ähnlich ausgeprägte Temperaturabhängigkeit des Einflusses der Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste aufweist.

Die Differenz zwischen der Kerntemperatur, bei der die verwendeten Messwerte aufgenommen wurden, und der Kerntemperatur während der kalorimetrischen Messung beträgt mit der Abschätzung aus Abschnitt 5.2 für den Mittelschenkel $62\text{ }^{\circ}\text{C}$, für den restlichen Kern $49\text{ }^{\circ}\text{C}$ – in beiden Fällen mehr als zwischen den beschriebenen Messreihen aus [15]. Die mit der Simulation berechnete Gleichfeldvormagnetisierung für den untersuchten Betriebszustand liegt abgesehen von kleinen Bereichen geringerer Erregung zwischen $25\frac{\text{A}}{\text{m}}$ und $35\frac{\text{A}}{\text{m}}$, die Amplitude des Wechselanteils der magnetischen Flussdichte entsprechend zwischen 100 mT und 160 mT . Als einfache Abschätzung kann angenommen werden, dass für Fi395 die Temperatur den Einfluss der Gleichfeldvormagnetisierung in gleicher Weise wie bei EPCOS N87 verändert. Entsprechend der vorangegangenen Betrachtungen kann angenommen werden, dass die Kernverluste durch die Vernachlässigung dieser Tempe-

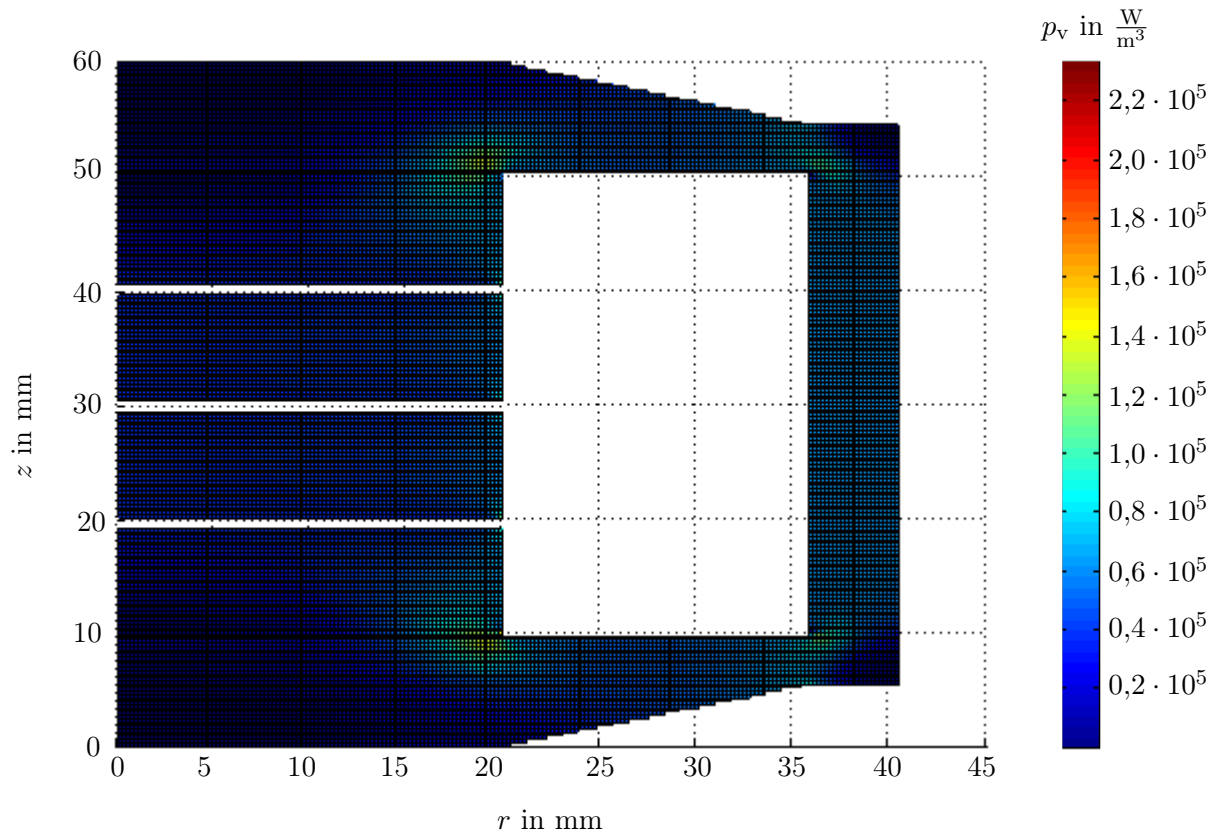


Abbildung 22: Mit dem axisymmetrischen FEM-Modell berechnete Verteilung der volumenspezifischen Kernverlustleistung p_v , dargestellt für die Hälfte des Querschnitts aus Abbildung 12d, mit Rasterung entsprechend der Auflösung des Postprozessors

raturabhängigkeit etwa um den Faktor 1,4 zu hoch berechnet wurden. Korrektur der in Abbildung 20 dargestellten simulativ berechneten Kernverluste um diesen Faktor führt zu einer Abweichung zwischen simulativ bestimmten und gemessenen Gesamtverlusten von nur noch etwa 4%.

Weitere mögliche Erklärungsansätze für die Abweichungen sind:

- fehlerbehaftete Messwerte im Datenblatt, auf denen basierend die Steinmetzparameter berechnet wurden (siehe [51])
- Abweichung aufgrund der Verwendung des axisymmetrischem Modells
- fehlerhafte Abschätzung der Materialtemperaturen für den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Betriebszustand
- die Annahme einer bereichsweise homogenen Materialtemperatur und eine mangelnde Abbildung des Einflusses der Materialtemperatur auf die Amplitudenpermeabilität

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren zur Berechnung der im Betrieb von Drosseln in Gleichstromstellern auftretenden Energieverluste erarbeitet. Ausgehend vom häufig auftretenden Fall einer Drossel, die mit Rechteckspannung und einem Strom mit Zeitverlauf in Form einer Dreiecksschwingung mit überlagertem Gleichanteil betrieben wird, wurde ein geeigneter Ansatz für die Kernverlustberechnung ausgewählt. Bei der Entwicklung von Stromrichtern sind die Beiträge der verschiedenen physikalischen Effekte zu den Kernverlusten von untergeordneter Bedeutung. Es ist ausreichend, die Gesamtkernverluste bestimmen zu können. Empirische Ansätze (meist basierend auf der Steinmetz-Gleichung) erfüllen diese Anforderung und sind im Gegensatz zu komplexeren Modellen leichter parametrierbar. Der gewählte Ansatz, die *improved Steinmetz equation*, ist auf den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Fall einer Erregung durch einen Strom in Form einer Dreiecksschwingung beschränkt. Im Vergleich zum etablierten verwandten Ansatz mit größerem Anwendbarkeitsbereich, der *improved generalized Steinmetz equation*, bildet sie die Kernverluste bei Variation des Tastgrades über einen weiten Bereich deutlich besser ab.

Die Parametrierung des Kernverlustmodells erfolgte beinahe ausschließlich auf Grundlage der typischerweise von Herstellern veröffentlichten Materialdaten. Lediglich um den Einfluss einer Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste abzubilden wurden zusätzliche Messwerte verwendet. Obwohl Gleichfeldvormagnetisierung infolge eines Gleichanteils des Drosselstroms zu einer Vervielfachung der Kernverluste gegenüber einer entsprechenden Erregung ohne Gleichanteil führen kann, enthalten Datenblätter zu magnetischen Werkstoffen keine Daten zu diesem Effekt.

Das beschriebene Verfahren basiert auf Finite-Elemente-Simulationen mit der Open-Source-Software FEMM. Sowohl die Kern- als auch die Wicklungsverluste können so unter Berücksichtigung des Einflusses der Geometrie der betrachteten Drosseln berechnet werden. Die verwendeten zweidimensionalen, axisymmetrischen Modelle ermöglichen kurze Berechnungszeiten. Die Ableitung dieser Modelle von realen Geometrien wurde für Drosseln einer bestimmten Bauform beschrieben. Für drei solche Drosseln und die abgeleiteten zweidimensionalen Modelle wurde die Übereinstimmung mit Ergebnissen aus Simulationen mit dreidimensionalen Modellen überprüft. Die mit den zweidimensionalen Modellen berechneten Induktivitäten wichen weniger als 3% von den entsprechenden mit dreidimensionalen Modellen berechneten Werten ab. Für den Fall harmonischer Erregung berechnete Kernverluste wichen weniger als 8% von den mit dreidimensionalen Modellen berechneten Werten ab. Angesichts der deutlich kürzeren Berechnungszeiten kann die Übereinstimmung als ausreichend angesehen werden.

Es wurde eine Matlab-Toolbox entwickelt, mit der das beschriebene Verfahren leicht angewandt werden kann. Die Toolbox ermöglicht die automatisierte Erstellung von Modellen der axisymmetrischen Modelle auf Basis der Abmessungen der realen Drosselgeometrie. Für Hochsetzsteller können die zur Verlustberechnung nötigen Simulationen für verschiedene Betriebszustände automatisch aufgerufen werden. Dazu müssen lediglich Eingangs- und Ausgangsspannung des Hochsetzstellers, der Gleichanteil des Drosselstroms, die Schaltfrequenz und die Induktivität der Drossel eingegeben werden. Zur

Berechnung der Feldverteilungen für nichtharmonische Erregungen mit Gleichanteil wurde ein Ansatz entwickelt, der mit FEMM umsetzbar ist, obwohl derartige Erregungen nicht vorgesehen sind. Die Kernverlustberechnung kann mit der Toolbox unter Berücksichtigung des Einflusses von Gleichfeldvormagnetisierung durchgeführt werden. Auch der Einfluss der Temperatur des Kernmaterials wird berücksichtigt. Zur Berechnung der Wicklungsverluste werden die einzelnen Frequenzanteile des Drosselstroms in voneinander unabhängigen Simulationen betrachtet. Dies führt aufgrund der Nichtlinearität der magnetischen Eigenschaften von Kernmaterialien zu Fehlern, erlaubt aber eine Berechnung der Wicklungsverluste unter Berücksichtigung von Stromverdrängungseffekten (Skin- und Proximityeffekt), ohne dass ein transienter Finite-Elemente-Solver benötigt wird. Auch der Einfluss der Temperatur der Wicklung wird dabei berücksichtigt.

Ein erster Schritt zur Validierung des beschriebenen Verfahrens wurde durchgeführt. Dazu wurden für eine exemplarisch betrachtete Drossel und einen Betriebszustand bereits vorliegende Ergebnisse kalorimetrischer Verlustleistungsmessungen genutzt. Die berechneten Gesamtverluste für diesen Betriebszustand sind 30% höher, als die gemessenen Gesamtverluste. Um zu prüfen, ob diese Abweichung durch die mangels Daten vernachlässigte Temperaturabhängigkeit des Einflusses der Gleichfeldvormagnetisierung auf die Kernverluste bedingt ist, müssen weitere Messungen und Simulationen ohne Gleichanteil der Erregung durchgeführt werden. Ferner sollte der Ansatz, der für die Berechnung der Feldverteilungen bei Erregung mit Gleichanteil entwickelt wurde, gesondert validiert werden. Speziell die Gültigkeit der Annahme, dass die bei einer derartigen Erregung auftretenden Feldverteilungen auch bei harmonischer Erregung erreicht werden können, sollte genauer untersucht werden. Finite-Elemente-Software mit einem Hysteresesolver könnte genutzt werden, um die durch diese Annahme entstehenden Fehler zu untersuchen.

Im Betrieb wird die Temperaturverteilung in Drosseln von den entstehenden Verlusten beeinflusst. Die Temperatur beeinflusst wiederum die entstehenden Verluste. Um die Verluste im Betrieb ohne Vorgabe von Materialtemperaturen berechnen zu können, wäre daher eine Kopplung mit einem thermischen Modell nötig.

Für die Entwicklung von Stromrichtern wäre es nützlich, das Betriebsverhalten von Drosseln in Schaltungssimulationen größerer Gesamtsysteme abzubilden. Mit dem beschriebenen Vorgehen könnte eine Datenbank erzeugt werden, in der für eine Vielzahl von Betriebszuständen die entstehende Verlustleistung hinterlegt ist. Dies würde es erlauben, die Gesamtwirkungsgrade der betrachteten Systeme genauer berechnen zu können.

Literatur

- [1] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit, Hrsg., *Klimaschutzplan 2050, Klimaschutzpolitische Grundsätze und Ziele der Bundesregierung*, Version 2, 2019. Adresse: https://www.bmu.de/fileadmin/Daten_BMU/Download_PDF/Klimaschutz/klimaschutzplan_2050_bf.pdf.
- [2] Harry Wirth, *Aktuelle Fakten zur Photovoltaik in Deutschland*, Fraunhofer ISE, 11.03.2021. Adresse: www.pv-fakten.de.
- [3] V. Quaschnig, *Regenerative Energiesysteme, Technologie ; Berechnung ; Simulation*, 8., aktualisierte und erw. Aufl. München: Hanser, 2013, 424 S., ISBN: 978-3446435261.
- [4] H. Li, S. R. Lee, M. Luo, C. R. Sullivan, Y. Chen und M. Chen, „MagNet: A Machine Learning Framework for Magnetic Core Loss Modeling“, in *2020 IEEE 21st Workshop on Control and Modeling for Power Electronics (COMPEL)*, (Aalborg, Denmark), IEEE, 9.11.2020 - 12.11.2020, S. 1–8, ISBN: 978-1-7281-7160-9. DOI: 10.1109/COMPEL49091.2020.9265869.
- [5] M. Schmidhuber, M. Jung und F. Schnabel, „Inductive Components for Solar Power Conversion in a Harsh Next Decade Environment“, in *PCIM Europe 2017; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, 2017, S. 1–5.
- [6] M. Jung, F. Schnabel und M. Schmidhuber, „Comparison study of different choke variants for PV boost converters“, in *2018 20th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'18 ECCE Europe)*, (Riga, 17. Sep. 2018), IEEE, 2018, S. 1–9.
- [7] M. Albach, *Induktivitäten in der Leistungselektronik, Spulen, Trafos und ihre parasitären Eigenschaften*, 1. Aufl. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2017, ISBN: 978-3-658-15080-8.
- [8] E. Stenglein und T. Dürbaum, „Empirical Core Loss Model for Arbitrary Core Excitations Including DC-bias“, in *2020 IEEE 21st Workshop on Control and Modeling for Power Electronics (COMPEL)*, (Aalborg, Denmark), Ser. COMPEL, IEEE, 2020, ISBN: 9781728171609. DOI: 10.1109/compe149091.2020.9265701.
- [9] P. Zacharias, *Magnetische Bauelemente*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2020, ISBN: 978-3-658-24741-6.
- [10] C. D. Graham, „Physical origin of losses in conducting ferromagnetic materials (invited)“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 53, Nr. 11, S. 8276–8280, 1982, ISSN: 0018-9464. DOI: 10.1063/1.330306.
- [11] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism, For Physicists, Materials Scientists and Engineers*, 1. Aufl., Ser. Academic Press series in electromagnetism. San Diego, Calif.: Acad. Press, 1998, 558 S., ISBN: 9780120932702.

- [12] J. Mühlethaler, „Modeling and multi-objective optimization of inductive power components“, Dissertation, ETH Zürich, 2012. Adresse: 10.3929/ethz-a-007328104.
- [13] S. Barg und K. Bertilsson, „Core Loss Modeling and Calculation for Trapezoidal Magnetic Flux Density Waveform“, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, S. 1, 2020, ISSN: 0278-0046. DOI: 10.1109/TIE.2020.3013750.
- [14] C. R. Sullivan, *Overview of core loss prediction (and measurement techniques) for non-sinusoidal waveforms*, Dartmouth Magnetic Components and Power Electronics Research Group, 2012. Adresse: https://engineering.dartmouth.edu/inductor/Sullivan_APEC_2012_core_loss%20overview_with_references.pdf (besucht am 14. Apr. 2021).
- [15] J. Mühlethaler, J. Biela, J. W. Kolar und A. Ecklebe, „Core Losses Under the DC Bias Condition Based on Steinmetz Parameters“, *IEEE Transactions on Power Electronics*, Jg. 27, Nr. 2, S. 953–963, 2012, ISSN: 0885-8993. DOI: 10.1109/TPEL.2011.2160971.
- [16] G. Niedermeier und M. Esguerra, „Measurement of Power Losses with DC-Bias – The Displacement Factor“, in *Proceedings of the 41st Power Conversion / Intelligent Motion / Power Quality Conference*, (Nürnberg), Ser. Proceedings of Power Conversion / Intelligent Motion / Power Quality Conference, 2000.
- [17] W. Mathis und A. Reibiger, *Küpfmüller Theoretische Elektrotechnik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, ISBN: 978-3-662-54836-3. DOI: 10.1007/978-3-662-54837-0.
- [18] A. Roskopf, E. Bar und C. Joffe, „Influence of Inner Skin- and Proximity Effects on Conduction in Litz Wires“, *IEEE Transactions on Power Electronics*, Jg. 29, Nr. 10, S. 5454–5461, 2014, ISSN: 0885-8993. DOI: 10.1109/TPEL.2013.2293847.
- [19] J. Reinert, A. Brockmeyer und R. W. A. A. De Doncker, „Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation“, *IEEE Transactions on Industry Applications*, Jg. 37, Nr. 4, S. 1055–1061, 2001, ISSN: 1939-9367. DOI: 10.1109/28.936396.
- [20] V. François-Lavet, F. Henrotte, L. Stainier, L. Noels und C. Geuzaine, „An energy-based variational model of ferromagnetic hysteresis for finite element computations“, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, Jg. 246, S. 243–250, 2013, ISSN: 0377-0427. DOI: 10.1016/j.cam.2012.06.007.
- [21] D. Rodriguez-Sotelo, M. A. Rodriguez-Licea, A. G. Soriano-Sanchez, A. Espinosa-Calderon und F. J. Perez-Pinal, „Advanced Ferromagnetic Materials in Power Electronic Converters: A State of the Art“, *IEEE Access*, Jg. 8, S. 56 238–56 252, 2020. DOI: 10.1109/ACCESS.2020.2982161.
- [22] Josef Fidler und Thomas Schrefl, „Micromagnetic modelling - the current state of the art“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 33, Nr. 15, R135, 2000, ISSN: 00223727. DOI: 10.1088/0022-3727/33/15/201.

- [23] C. R. Sullivan, *Overview of Modelling Methods*, Thayer School of Engineering at Dartmouth, 2017. Adresse: <https://cpb-us-e1.wpmucdn.com/sites.dartmouth.edu/dist/c/87/files/2017/03/Overview-of-Modelling-Methods-Sullivan-with-refs.pdf> (besucht am 14. Apr. 2021).
- [24] S. Steentjes, K. Hameyer, D. Dolinar und M. Petrun, „Iron-Loss and Magnetic Hysteresis Under Arbitrary Waveforms in NO Electrical Steel: A Comparative Study of Hysteresis Models“, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, Jg. 64, Nr. 3, S. 2511–2521, 2017, ISSN: 0278-0046. DOI: 10.1109/TIE.2016.2570200.
- [25] A. Krings und J. Soulard, „Overview and Comparison of Iron Loss Models for Electrical Machines“, eng, *Journal of Electrical Engineering*, Jg. 10, Nr. 3, S. 162–169, 2010. Adresse: <https://www.diva-portal.org/smash/record.jsf?pid=diva2%3A472996&dswid=-4742>.
- [26] D. Kampen, M. Owzareck, S. Beyer, N. Parspour und S. Schmitt, „Analytical core loss models for electrical steel in power electronic applications“, in *2012 13th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipment (OPTIM)*, (Brasov, Romania), IEEE, 24.05.2012 - 26.05.2012, S. 109–117, ISBN: 978-1-4673-1653-8. DOI: 10.1109/OPTIM.2012.6231805.
- [27] H. Matsumori, T. Shimizu, T. Kosaka und N. Matsui, „Iron loss calculation under PWM inverter switching for SiFe steel materials“, in *2019 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*, (Baltimore, MD, USA), IEEE, 29.09.2019 - 03.10.2019, S. 2315–2320, ISBN: 978-1-7281-0395-2. DOI: 10.1109/ECCE.2019.8912818.
- [28] F. Fiorillo, C. Beatrice, O. Bottauscio und E. Carmi, „Eddy-Current Losses in Mn-Zn Ferrites“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 50, Nr. 1, S. 1–9, 2014, ISSN: 1941-0069. DOI: 10.1109/TMAG.2013.2279878.
- [29] E. Stenglein, H. Rossmanith und M. Albach, „Macroscopic Modeling of MnZn Ferrites for the Calculation of Eddy-Current Losses in the Frequency- and Time-Domain“, in *2018 IEEE 19th Workshop on Control and Modeling for Power Electronics (COMPEL)*, (Padua), IEEE, 25.06.2018 - 28.06.2018, S. 1–7, ISBN: 978-1-5386-5541-2. DOI: 10.1109/COMPEL.2018.8460022.
- [30] O. de La Barriere, C. Ragusa, C. Appino und F. Fiorillo, „Loss Prediction in DC-Biased Magnetic Sheets“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Jg. 55, Nr. 10, S. 1–14, 2019, ISSN: 0018-9464. DOI: 10.1109/TMAG.2019.2921000.
- [31] E. C. Snelling, *Soft Ferrites, Properties and applications*, eng, 2. ed. London: Butterworths, 1988, 366 S., ISBN: 0408027606.
- [32] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah und H. Tacca, „Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters“, in *2002 IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, 2002. Proceedings*, 2002, S. 36–41, ISBN: 1093-5142. DOI: 10.1109/CIPE.2002.1196712.

- [33] S. Barg, K. Ammous, H. Mejbri und A. Ammous, „An Improved Empirical Formulation for Magnetic Core Losses Estimation Under Nonsinusoidal Induction“, *IEEE Transactions on Power Electronics*, Jg. 32, Nr. 3, S. 2146–2154, 2017, ISSN: 0885-8993. DOI: 10.1109/TPEL.2016.2555359.
- [34] C. R. Sullivan, J. H. Harris und E. Herbert, „Core loss predictions for general PWM waveforms from a simplified set of measured data“, in *2010 Twenty-Fifth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, (Palm Springs, CA, USA, 21.–25. Feb. 2010), IEEE, 2010-02-21/2010-02-25, S. 1048–1055, ISBN: 978-1-4244-4782-4. DOI: 10.1109/APEC.2010.5433375.
- [35] —, *Testing Core Loss for Rectangular Waveforms*, Thayer School of Engineering at Dartmouth, 7.02.2010. Adresse: https://www.researchgate.net/profile/Edward_Herbert2/publication/235793931_Testing_Core_Loss_for_Rectangular_Waveforms/links/55ad731e08ae98e661a42dbe/Testing-Core-Loss-for-Rectangular-Waveforms.pdf.
- [36] C. R. Sullivan und J. H. Harris, *Testing Core Loss for Rectangular Waveforms, Phase II Final Report*, 2011-09-21. Adresse: https://quickfield.com/publications/sullivan_rectangular_waveforms.pdf (besucht am 16. Apr. 2021).
- [37] W. Shen, F. Wang, D. Boroyevich und C. W. Tipton, „Loss Characterization and Calculation of Nanocrystalline Cores for High-Frequency Magnetics Applications“, *IEEE Transactions on Power Electronics*, Jg. 23, Nr. 1, S. 475–484, 2008, ISSN: 0885-8993. DOI: 10.1109/TPEL.2007.911881.
- [38] D. C. Meeker, *Finite Element Method Magnetics*, Version 4.2 (21Apr2019 build). Adresse: <https://www.femm.info>.
- [39] *CST Studio Suite 2021*, Version 2021.02, Dassault Systèmes. Adresse: <https://www.3ds.com/de/produkte-und-services/simulia/produkte/cst-studio-suite/>.
- [40] S. Sören, *CST Studio Suite 2021, Low Frequency Simulation*, 28. Aug. 2020. (besucht am 21. Jan. 2021).
- [41] D. C. Meeker. (2003). „Re: [femm] hist. losses in FEMM“, Adresse: <http://www.femm.info/list/msg02114.html> (besucht am 20. März 2021).
- [42] A. Stadler, „Messtechnische Bestimmung und Simulation der Kernverluste in weichmagnetischen Materialien“, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2009. Adresse: <https://opus4.kobv.de/opus4-fau/files/1049/AlexanderStadlerDissertation.pdf> (besucht am 29. März 2021).
- [43] R. Boll, Hrsg., *Weichmagnetische Werkstoffe, Einführung in den Magnetismus, VAC-Werkstoffe und ihre Anwendungen*, ger, 4., völlig neu überarb. und erw. Aufl., Berlin: Siemens-Aktienges. Abt. Verl., 1990, 479 S., ISBN: 3800915464.
- [44] E. Kallenbach, R. Eick, T. Ströhla, K. Feindt, M. Kallenbach und O. Radler, „Magnetische Messtechnik“, in *Elektromagnete*, E. Kallenbach, R. Eick, T. Ströhla, K. Feindt, M. Kallenbach und O. Radler, Hrsg., Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018, S. 373–402, ISBN: 978-3-658-14787-7. DOI: 10.1007/978-3-658-14788-4_11.

- [45] B. Zhang, *Modellierung und hocheffiziente Berechnung der lastabhängigen Eisenverluste in permanentmagneterregten Synchronmaschinen*, de, 2019. DOI: 10.5445/KSP/1000093877. Adresse: <https://publikationen.bibliothek.kit.edu/1000093877> (besucht am 3. März 2021).
- [46] David Meeker, *Finite Element Method Magnetics, User's Manual*, 2020. Adresse: <http://www.femm.info/wiki/Files/files.xml?action=download&file=manual1.pdf> (besucht am 25. Feb. 2020).
- [47] D. C. Meeker, „An improved continuum skin and proximity effect model for hexagonally packed wires“, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, Jg. 236, Nr. 18, S. 4635–4644, 2012, ISSN: 0377-0427. DOI: 10.1016/j.cam.2012.04.009.
- [48] L. Liu und Y. Yang, *Modeling and precision control of systems with hysteresis*, eng. Amsterdam, Boston und Heidelberg: Butterworth-Heinemann, 2016, 172 S., ISBN: 978-0-12-803528-3.
- [49] F. Schnabel und M. Jung, „Calorimeter for exact determination of power losses“, in *PCIM Europe 2019; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, (Nürnberg, 7. Mai 2019), VDE, 2019, S. 1–6.
- [50] M. Schmidhuber, C. Reichhart, M. Jung und F. Schnabel, „Comparing Inductive Components for Different Boost Converter Topologies in a PV System“, in *PCIM Europe 2018, International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management : 5-7 June 2018*, (Nürnberg), Mesago PCIM GmbH, Frankfurt am Main: VDE, 2018, S. 1136–1340, ISBN: 9783800746460. Adresse: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/8403010> (besucht am 26. Feb. 2020).
- [51] T.-W. Zhou, G.-Y. Zhou, G. Ombach, X. Gong, Y.-C. Wang und J.-X. Shen, „Improvement of Steinmetz's Parameters Fitting Formula for Ferrite Soft Magnetic Materials“, in *2018 IEEE Student Conference on Electric Machines and Systems*, (Huzhou, China, 14.–16. Dez. 2018), IEEE, 2018-12-14/2018-12-16, S. 1–4, ISBN: 978-1-5386-7348-5. DOI: 10.1109/SCEMS.2018.8624798.