

Elektromechanisches Verhalten von Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren bei stationärem Betrieb und elektrischen Störungen

von der
Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik
der
Universität Dortmund
genehmigte

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften

von
Dipl.-Ing. Arne Grüning

Dortmund
2006

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Dezember 2006
Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. S. Kulig, Dortmund
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. K. Reichert, Zürich

Berichte aus der Elektrotechnik

Arne Grüning

**Elektromechanisches Verhalten von
Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren
bei stationärem Betrieb und elektrischen Störungen**

D 290 (Diss. Universität Dortmund)

Shaker Verlag
Aachen 2007

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Zugl.: Dortmund, Univ., Diss., 2006

Copyright Shaker Verlag 2007

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8322-5970-9

ISSN 0945-0718

Shaker Verlag GmbH • Postfach 101818 • 52018 Aachen

Telefon: 02407/95 96 - 0 • Telefax: 02407/95 96 - 9

Internet: www.shaker.de • E-Mail: info@shaker.de

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Elektrische Antriebe und Mechatronik der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik an der Universität Dortmund. Die Grundlage bildete die Arbeit an einem Projekt zur Untersuchung des elektromechanischen Verhaltens von Ständerwickelköpfen großer elektrischer Maschinen, welches von der Deutschen Forschungsgesellschaft gefördert wurde. Bei den Mitarbeitern des Lehrstuhls, die mir jederzeit für meine Fragen zur Verfügung standen, möchte ich mich an dieser Stelle für die vielen hilfreichen Diskussionen und die gute Zusammenarbeit bedanken.

Mein ganz spezieller Dank gebührt Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. S. Kulig, der durch seine Betreuung und Förderung wesentlich zum Gelingen der Arbeit beitrug und es mir ferner ermöglichte, bei der Teilnahme an verschiedenen Konferenzen meinen wissenschaftlichen Horizont zu erweitern.

Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Reichert danke ich herzlich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Bei Herrn Weidner und Herrn Dr. Lehmann von der Siemens AG in Mülheim an der Ruhr sowie bei Herrn Senske von der Siemens AG in Erfurt möchte ich mich für die Bereitstellung von Berechnungsdaten und Messergebnissen bedanken.

Auch Herrn Kuduzovic und Herrn Werkmeister, die mir durch die im Rahmen ihres Studiums anzufertigenden Arbeiten halfen, bin ich zu Dank verpflichtet.

Meinen Eltern danke ich für die mir zuteil gewordene Unterstützung bei meinem bisherigen Lebensweg. Hanna Ferdinand danke ich für ihren Beistand und ihre große Hilfe.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Konstanten	XI
Zusammenfassung	XVII
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	5
1.2 Aufgabenstellung	7
1.3 Aufbau der Arbeit	8
2 Stand der Technik	11
2.1 Methoden zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Wickelkopfbereich	12
2.2 Simulationen des mechanischen Verhaltens des Ständerwickelkopfes	16
3 Grundlagen dreidimensionaler Magnetfeld- und Kraftberechnung im Endbereich	19
3.1 Das Biot-Savart'sche Gesetz	21
3.1.1 Das Magnetfeld von stromdurchflossenen Leitern	21
3.1.2 Numerische Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes	24
3.2 Die Spiegelleitermethode	28
3.2.1 Allgemeines Prinzip der Spiegelleitermethode	28
3.2.2 Erweiterung zur Berücksichtigung von Streufeldern	32
3.3 Die Integralgleichungsmethode	34
3.3.1 Der quellenfreie Anteil des magnetischen Feldes H_C	36
3.3.2 Der wirbelfreie Anteil des magnetischen Feldes H_M	36
3.3.3 Numerische Berechnung des magnetischen Feldes H	41
3.3.4 Zur Anwendung der Integralgleichungsmethode	42
3.4 Methode der finiten Elemente	44
3.4.1 Die feldbeschreibenden Differentialgleichungen	44
3.4.2 Funktionsweise der finite Elemente Methode	47

INHALTSVERZEICHNIS

3.4.3	Berücksichtigung nichtlinearen Magnetisierungsverhaltens51
3.4.4	Verfahren zur zeitlichen Diskretisierung51
3.5	Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes52
3.5.1	Die Kraft auf einen fadenförmigen Leiter53
3.5.2	Die Kraft auf einen Leiter mit endlichen Querschnitt58
3.5.3	Berechnung der Kräfte mit der finite Elemente Software59
4	Die Ströme in den Ständerwicklungen und in der Feldwicklung	61
4.1	Definition eines stationären Betriebszustandes63
4.2	Berechnung der Ströme beim dreisträngigen Kurzschluss66
5	Elektromagnetisch wirksame Bauteile im Endbereich eines Turbogenerators	75
5.1	Die Ständerwicklung77
5.2	Die Erregerwicklung79
5.3	Weitere Maschinenkomponenten im Endbereich80
6	Berechnungsprogramm auf Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes	83
6.1	Das Modell des Endbereichs84
6.1.1	Nachbildung der Ständerwicklung85
6.1.2	Nachbildung der Erregerwicklung87
6.1.3	Nachbildung des aktiven Maschinenteils88
6.1.4	Berücksichtigung der Läuferkappe91
6.2	Arbeitsweise des Berechnungsprogramms93
7	Berechnungsprogramm mit Anwendung der Integralgleichungsmethode	97
7.1	Das Modell des Endbereichs98
7.1.1	Das Modell der Ständerwicklung98
7.1.2	Modellierung der Erregerwicklung	101
7.1.3	Modellierung der Läuferwelle	101
7.1.4	Berücksichtigung des aktiven Maschinenteils	102
7.2	Ablauf der elektromagnetischen Kraftberechnung	103
8	Berechnung mittels dreidimensionaler finiter Elemente	107
8.1	Aufbau des Berechnungsmodells	108
8.1.1	Das finite Elemente Modell des Endbereichs	108

8.1.2	Das Modell der Wicklungen	114
8.2	Vorgehensweise bei der Magnetfeld- und Kraftberechnung	118
9	Auswertung und Interpretation der Ergebnisse der elektromagnetischen Kraftberechnungen	121
9.1	Vergleich der Kraftberechnungsverfahren	122
9.1.1	Gegenüberstellung der Berechnungsmodelle	123
9.1.2	Einfluss des aktiven Maschinenteils	127
9.1.3	Einfluss des Leiterquerschnitts der Ständerwicklung	132
9.1.4	Einfluss der Läuferwelle	134
9.1.5	Einfluss der Läuferkappe	135
9.1.6	Auswahl eines Kraftberechnungsprogramms	139
9.2	Elektromagnetische Kraftverteilung im Bereich des Ständerwickelkopfes	140
9.2.1	Streckenlastverteilung beim Bemessungsbetrieb	141
9.2.2	Streckenlastverteilung beim Klemmenkurzschluss	148
10	Simulation des mechanischen Verhaltens des Ständerwickelkopfes	157
10.1	Das mechanische finite Elemente Modell des Ständerwickelkopfes	157
10.2	Verformungen beim Bemessungsbetrieb	160
10.3	Verformungen beim Klemmenkurzschluss	161
10.3.1	Einfluss der Randbedingung für das Magnetfeld an der Blechpaketstirnseite	163
10.3.2	Vergleich der Simulation mit der Verformungsmessung	163
11	Abschließende Bemerkungen und Ausblick	165
A	Überprüfung des implementierten Modells der Erregerwicklung	167
B	Zur Modellierung der Läuferkappe mittels finiter Flächenelemente	169
C	Zusammenstellung der zur Berechnung erforderlichen Daten	171
C.1	Daten zur Berechnung der Stromzeitfunktionen	171
C.2	Daten zur Implementierung der Berechnungsmodelle	172
	Literaturverzeichnis	175
	Lebenslauf	181

Formelzeichen und Konstanten

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	Vs m^{-1}	magnetisches Vektorpotential
B	T	magnetische Flussdichte
b	Nm^{-3}	Kraftdichte
b	m	Breite
C	$\text{Vs A}^{-1} \text{m}^{-2}$	Wirkungskoeffizient zur Flussdichteberechnung
$\cos \varphi$		Leistungsfaktor
E	Vm^{-1}	elektrische Feldstärke
E	V	Polradspannung
F	N	Kraft
F/l	Nm^{-1}	Kraft pro Längeneinheit, Streckenlast
f	Hz	Frequenz
f_r	Hz	Bemessungsfrequenz
H	Am^{-1}	magnetische Feldstärke
H_C	Am^{-1}	quellenfreier Anteil der magnetischen Feldstärke
H_M	Am^{-1}	wirbelfreier Anteil der magnetischen Feldstärke
h	m	Abstand, Höhe
I	A	Strom
I_A	A	Strom in Ständerwicklungsstrang A
I_B	A	Strom in Ständerwicklungsstrang B
I_C	A	Strom in Ständerwicklungsstrang C
I_{Dd}	A	Strom in der Ersatzdämpferwicklung der d-Achse
I_{Dq}	A	Strom in der Ersatzdämpferwicklung der q-Achse
I_d	A	Strom in der Ständerwicklung der d-Achse
I_f	A	Strom in der Erregerwicklung
I_{f0}	A	Leerlauferregerstrom

FORMELZEICHEN UND KONSTANTEN

I_q	A	Strom in der Ständerwicklung der q-Achse
J	Am^{-2}	Stromdichte
l	m	Länge
M	Am^{-1}	Magnetisierung
M_{Sat}	Am^{-1}	Sättigungsmagnetisierung
N		Anzahl
N		Ansatzfunktion
Q	C	elektrische Ladung
R		Residuum
R_a	Ω	Ständerwicklungswiderstand
R_{Dd}	Ω	Widerstand der Ersatzdämpferwicklung der d-Achse
R_{Dq}	Ω	Widerstand der Ersatzdämpferwicklung der q-Achse
R_{fd}	Ω	Widerstand der Erregerwicklung
R_{fq}	Ω	Widerstand der zweiten Ersatzdämpferwicklung der q-Achse
r	m	Abstand, Ort, r -Koordinate bei Zylinderkoordinaten
S	m^2	Fläche
S	VA	Scheinleistung
S_r	VA	Bemessungsscheinleistung
T	Am^{-1}	elektrisches Vektorpotential
T_a	s	Zeitkonstante der Ständerwicklung
$T_{\text{Dd}\sigma}$	s	Strefeldzeitkonstante der Dämpferwicklung der d-Achse
T'_d	s	transiente Kurzschlusszeitkonstante der d-Achse
T''_d	s	subtransiente Kurzschlusszeitkonstante der d-Achse
t	s	Zeit
U	V	Spannung
U_d	V	Spannung der Ständerwicklung in der d-Achse
U_f	V	Erregerspannung
U_q	V	Spannung der Ständerwicklung in der q-Achse
U_r	V	Bemessungsspannung
V	m^3	Volumen
v	ms^{-1}	Geschwindigkeit

w		Gewichtungsfunktion
$X_{a\sigma}$	Ω	Streureaktanz der Ständerwicklung
X_{Cd}	Ω	Koppelreaktanz der d-Achse
X_{Cq}	Ω	Koppelreaktanz der q-Achse
$X_{Dd\sigma}$	Ω	Streureaktanz der Ersatzdämpferwicklung der d-Achse
$X_{Dq\sigma}$	Ω	Streureaktanz der Ersatzdämpferwicklung der q-Achse
X_d	Ω	synchrone Reaktanz der d-Achse
X'_d	Ω	transiente Reaktanz der d-Achse
X''_d	Ω	subtransiente Reaktanz der d-Achse
$X_{fd\sigma}$	Ω	Streureaktanz der Erregerwicklung
$X_{fq\sigma}$	Ω	Streureaktanz der zweiten Ersatzdämpferwicklung der q-Achse
X_{hd}	Ω	Hauptreaktanz der d-Achse
X_{hq}	Ω	Hauptreaktanz der q-Achse
X_q	Ω	synchrone Reaktanz der q-Achse
X''_q	Ω	subtransiente Reaktanz der q-Achse
x	m	kartesische Koordinate
y	m	kartesische Koordinate
z	m	kartesische Koordinate, z-Koordinate bei Zylinderkoordinaten
α	°	Winkel
α		Verfahrensparameter beim Euler-Verfahren
γ	Sm^{-1}	elektrische Leitfähigkeit
Δ	m	Auslenkung
Δ_{norm}		normierte Auslenkung
Δt	s	Zeitschrittweite
δ	m	Eindringtiefe
ε	$\text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$	elektrische Permittivität
Θ	rad	Läuferposition
ϑ	rad	Polradwinkel
μ	$\text{VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$	magnetische Permeabilität
μ_r		relative magnetische Permeabilität

FORMELZEICHEN UND KONSTANTEN

$\mu_{r,\text{anf}}$		relative magnetische Anfangspermeabilität
μ_0	$\text{VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$	Permeabilitätskonstante ($4\pi \cdot 10^{-7} \text{VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$)
Φ_E	V	elektrostatistisches Potential
Φ_M	A	reduziertes magnetisches Skalarpotential
φ	rad	Phasenwinkel
φ	°	φ -Koordinate bei Zylinderkoordinaten
χ_M		magnetische Suszeptibilität
Ψ	Vs	Flussverkettung
Ψ_d	Vs	Flussverkettung in der d-Achse
Ψ_M	A	totales magnetisches Skalarpotential
Ψ_q	Vs	Flussverkettung in der q-Achse
Ω	A	magnetisches Skalarpotential bei T- Ω -Formulierung
ω_l	rads^{-1}	Bemessungswinkelgeschwindigkeit

Schreibweisen

\vec{A}	vektorielle Größe
A	Wicklungsstrang A
B	Wicklungsstrang B
C	Wicklungsstrang C
d	direkte Achse
\underline{E}	komplexer Zeiger im Zeigerdiagramm
\vec{e}	Einheits- bzw. normierter Richtungsvektor
(F)	Spaltenvektor bekannter Größen
(G)	Tensor, Matrix
H^N	Spaltenvektor mit N Zeilen
\vec{H}^N	Spaltenvektor mit 3N Zeilen
I'	Größe der gespiegelten Anordnung bzw. äquivalente, fiktive Größe
i	Variable zur fortlaufenden Nummerierung
j	Variable zur fortlaufenden Nummerierung
j	imaginäre Einheit

(K)	Koeffizientenmatrix
k	Variable zur fortlaufenden Nummerierung
(L)	Produkt aus Linksdreiecksmatrix und Permutationsmatrix
\vec{n}	normaler, senkrechter normierter Richtungsvektor
P	Aufpunkt
Q	Integrationspunkt
q	Querachse
\vec{t}	tangentiale normierter Richtungsvektor
(U)	Rechtsdreiecksmatrix
0	Nullsystem

Indizes

A	Größe des Ständerwicklungsstrangs A
a	Größe der Ständerwicklung
anf	Anfangswert
B	Größe des Ständerwicklungsstrangs B
b	in Richtung der Breite des Stabquerschnitts
C	Größe des Ständerwicklungsstrangs C
C	Koppelreaktanz
C	quellenfreier Anteil
D	Größe der Ersatzdämpferwicklung
d	Größe der d-Achse
E	zur Kennzeichnung des elektrischen Skalarpotentials
eff	Effektivwert
el	elektrisch, bei Gradangaben
f	Größe der Erregerwicklung, ausgenommen fq
h	Hauptreaktanz
h	in Richtung der Höhe des Stabquerschnitts
i	Index bei fortlaufender Nummerierung
j	Index bei fortlaufender Nummerierung
k	Index bei fortlaufender Nummerierung
M	zur Kennzeichnung des magnetischen Skalarpotentials
M	wirbelfreier Anteil

FORMELZEICHEN UND KONSTANTEN

max50	Maximum beim Klemmenkurzschluss bei 50 % der Bemessungsspannung
n	normale Komponente
norm	normierte Größe
P	Größe im bzw. Koordinate des Aufpunkts P
Q	Größe im bzw. Koordinate des Integrationspunkts Q
q	Größe der q-Achse
r	Bemessungsgröße
r	relative Größe
r	r -Komponente
Sat	Sättigung
Str	zur Streckenlastberechnung
t	tangentiale Komponente
x	x-Komponente
y	y-Komponente
z	z-Komponente
φ	φ -Komponente
σ	Streugröße

Zusammenfassung

In den Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren treten bei schweren Betriebsstörungen mitunter sehr große elektromagnetische Kräfte auf, welche Verformungen des Wickelkopfverbandes im Millimeterbereich bewirken können. Die Vorausberechnung dieser Verformungen unter Verwendung numerischer Berechnungsprogramme auf der Basis mechanischer finite Elemente Verfahren kann hierbei wertvolle Erkenntnisse für die Optimierung der Absteifungsmaßnahmen des Ständerwickelkopfes liefern.

Allerdings erfordert die Simulation des erzwungenen Schwingungsverhaltens die möglichst exakte Berechnung der anregenden elektromagnetischen Kräfte. Um verlässliche Aussagen über das Schwingungsverhalten des Ständerwickelkopfes ableiten zu können, muss die mechanische Simulation ferner einen Zeitraum von einigen Perioden der Bemessungsfrequenz der betrachteten Maschine umfassen. Eine weitere Anforderung an ein in der Praxis einsetzbares Kraftberechnungsprogramm ist daher eine möglichst kurze Berechnungsdauer.

Um ein solches Programm bereitzustellen, wurden in dieser Arbeit verschiedene Kraftberechnungsverfahren miteinander verglichen.

Bei dem ersten handelt es sich um ein im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiterentwickeltes Verfahren, welches auf der Anwendung des Gesetzes von Biot-Savart auf ein komplett aus einzelnen Linienleitersegmenten aufgebautes Modell der Ständerwicklungen im Endbereich des Generators basiert. Der Einfluss ferromagnetischer Bauteile wird hierbei nach den Gesetzmäßigkeiten der Spiegelleitermethode berücksichtigt. Die bei transienten Ausgleichsvorgängen in der leitfähigen Läuferkappe auftretenden Wirbelströme werden über eine Ersatzleiteranordnung nachgebildet. Um das Verfahren zur Betrachtung beliebiger Betriebsfälle einsetzen zu können, erfolgte die Erweiterung des Berechnungsmodells um die rotierende Läuferwicklung.

Das zweite im Rahmen der Arbeit angewandte Verfahren zeichnet sich durch eine Modellierung der Ständerwicklungsstäbe mit dem tatsächlichen Leiterquerschnitt aus. Ferner erfolgt eine Berücksichtigung der ferromagnetischen Läuferwelle mittels der Integralgleichungsmethode.

ZUSAMMENFASSUNG

Um die Ergebnisse der beiden Berechnungsprogramme zu überprüfen, wurde ein Modell des Endbereichs, inklusive eines Teils des Ständerblechpaketes und des Läuferballens, für eine dreidimensionale elektromagnetische finite Elemente Software aufgebaut. Zur Berücksichtigung der Wirbelströme, die bei transienten Ausgleichsvorgängen in der leitfähigen Läuferkappe auftreten, wurde diese unter Verwendung finiter Flächenelemente in das Berechnungsmodell integriert. Zur Nachbildung der im Endbereich gelegenen Wicklungen der Maschine, wurden diese dem finite Elemente Modell in Form von unvermaschten Wicklungen als Feldquellen überlagert.

In den vergleichenden Berechnungen stellte sich heraus, dass sich mit dem Verfahren auf der Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes, unter Verwendung des relativ einfach aufgebauten, allerdings mit geeigneten Ersatzleiteranordnungen ausgestatteten Endbereichsmodells, bereits gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen der finite Elemente Simulation erzielen lassen.

Aus diesem Grund und wegen der sehr kurzen Rechenzeit, wurde dieses Verfahren anschließend ausgewählt, um bei einer eingehenderen Untersuchung Einblicke in die dreidimensionale Verteilung der im Ständerwickelkopf auftretenden, zeitveränderlichen elektromagnetischen Kräfte zu gewinnen. Hierbei erfolgte die Betrachtung des stationären Bemessungsbetriebs und des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses aus vorangegangenen Leerlauf bei Bemessungsspannung.

Abschließend wurde das für die Dimensionierung des Ständerwickelkopfes wesentliche, mechanische Schwingungsverhalten untersucht. Hierfür wurden die ermittelten Zeitfunktionen der Kräfte zur Anregung eines mechanischen finite Elemente Modells des Wickelkopfes verwendet. Hierbei konnten gute Übereinstimmungen mit im Prüffeld erfolgten Verformungsmessungen festgestellt werden.

Kapitel 1

Einleitung

Zur Erzeugung elektrischer Energie in thermischen Kraftwerken werden heutzutage Turbogeneratoren mit Leistungen von 30 bis 2000 MVA eingesetzt. Abhängig von der Leistungsklasse ergeben sich hierbei mitunter sehr hohe Leistungsdichten, welche große thermische und mechanische Beanspruchungen für die einzelnen Komponenten zur Folge haben [1]. Die Läufer der je nach Anwendung in konventionellen oder Kernkraftwerken zwei- oder vierpoligen Synchrongeneratoren werden wegen ihrer hohen Drehzahlen und der damit verbundenen Belastungen als Vollpolläufer ausgeführt. Die Ständer, deren Nutzahlen im Bereich zwischen 30 und 108 Nuten liegen, sind in der Regel mit einer gesehten Zweischichtwicklung ausgestattet. Verglichen mit den Ständerwickelköpfen von hochpoligen, langsamdrehenden Generatoren, wie sie in Wasserkraftwerken und zum Teil auch in Windkraftanlagen verwendet werden, haben die Wickelköpfe von Turbogeneratoren eine relativ weite axiale Ausladung, die aufwendige Stützkonstruktionen erforderlich macht.

Im Bereich des aktiven Maschinenteils verlaufen die Stäbe der Ständerwicklungen und der Feldwicklung in den Nuten des Blechpakets oder des Läuferballens, in denen sie durch Zwischenlagen und Beilagen, gegebenenfalls Nutseitenfedern und schließlich den Nutverschlusskeilen derart fixiert sind, dass keine kritischen Bewegungen relativ zur Nut möglich sind. Die Wickelköpfe der Feldwicklung werden durch die auf den Läuferballen aufgeschrumpften Läuferkappen, welche in erster Linie den hohen Fliehkräften entgegenwirken, auch weitestgehend vor Verformungen durch elektromagnetische Kräfte geschützt. Im Gegensatz hierzu lassen die Absteifungsmaßnahmen der Ständerwicklungsstäbe im Endbereich Verformungen zu [1], daher stellt der Ständerwickelkopf ein auf Grund seiner zahlreichen Komponenten sehr komplexes, schwingungsfähiges System dar. Während also im aktiven Maschinenteil in erster Linie thermische Beanspruchungen zu berücksichtigen sind, besteht die wesentliche Aufgabe bei der Konstruktion von Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren in der Beherrschung der auftretenden mechanischen Schwingungen [2].

KAPITEL 1 EINLEITUNG

Diese erzwungenen, gedämpften Schwingungen werden durch die elektromagnetischen Kräfte hervorgerufen, welche im Endbereich des Generators auf die Stäbe der Ständerwicklungen wirken und ihrerseits durch den Strom in der jeweiligen Wicklung sowie durch das Magnetfeld bestimmt sind. Das Magnetfeld wiederum resultiert aus der Gesamtheit der Ströme in allen im Endbereich der Maschine verlaufenden Wicklungen, sodass die Kräfte in grober Näherung als proportional zum Quadrat der im Generator auftretenden Ströme betrachtet werden [3].

Hieraus ergibt sich, dass die Kräfte während transientser Ausgleichsvorgänge mit hohen Stromspitzen, wie sie bei Netzfehlern oder bei Fehlsynchronisation auftreten, kurzzeitig enorme Werte annehmen können. Erreichen die maximalen Ströme in den Ständerwicklungen beim zwei- oder dreisträngigen Klemmenkurzschluss beispielsweise den 10- bis 15-fachen Wert des Bemessungsstromes, muss mit Kräften mit Werten bis zum 225-fachen der Kräfte im Bemessungsbetrieb gerechnet werden [3]. Die Folgen sind unter Umständen verformungsbedingte Beschädigungen des Ständerwickelkopfes, wie zum Beispiel Brüche in der Stabisolation, welche eine deutliche Verminderung der Belastbarkeit durch Überspannungen bedeuten können [2]. Um der europäischen Norm EN 60034-3:1995 zu entsprechen, müssen die Ständerwickelköpfe von Turbogeneratoren ferner so ausgelegt werden, dass bei einem dreisträngigen Stoßkurzschluss an den Generatorklemmen bei Bemessungslast und 1,05-facher Bemessungsspannung keine Beschädigungen auftreten, die zwangsläufig zu einer Abschaltung führen [4]. Allerdings muss der Wickelkopf nach dem Auftreten einer derartig schweren Betriebsstörung in jedem Fall auf mögliche Schäden untersucht werden, da sich auch leichte Beschädigungen ungünstig auf die Sicherheit vor schwereren Schäden bei einer nachfolgenden elektrischen Störung auswirken können.

Während des stationären Betriebs findet ebenfalls eine Schwingungsanregung des Ständerwickelkopfes durch elektromagnetische Kräfte statt, wobei die doppelte Netzfrequenz dominierend ist. Auch wenn die Amplituden dieser Schwingungen deutlich kleiner sind als bei transienten Ausgleichsvorgängen, können nach vielen Betriebsstunden mechanische Ermüdungserscheinungen der Stabisolation auftreten, welche unter Umständen ebenfalls die Isolationseigenschaften beeinträchtigen [3].

Mit steigender Bemessungsleistung nehmen auch die Leistungsdichte und damit die im Ständerwickelkopf auftretenden elektromagnetischen Kräfte zu. Die Stützkonstruktionen der Ständerwickelköpfe von Turbogeneratoren verschiedener Leistungsklassen weisen daher durchaus Unterschiede auf, wobei verschiedene Strategien bei der Wahl der Absteifungsmaßnahmen verfolgt werden.

Abbildung 1.1 zeigt den Ständerwickelkopf eines Generators des unteren Leistungsbereichs von etwa 100 MVA. Distanzierungsstücke zwischen den Stäben einer Wicklungslage sowie zwischen Ober- und Unterlage dienen der Versteifung und verhindern Berührungen zwischen den Stäben bei Verformung des Wickelkopfes. In Umfangsrichtung verlaufende Stützringe aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) umschließen den Ständerwickelkopf und dienen der Aufnahme von radial gerichteten Kräften [5]. Die einzelnen Komponenten des Wickelkopfes werden durch Bandagen miteinander verbunden, welche nach einer abschließenden Vakuum-Ganztränkung des kompletten Generator-Ständers mit Epoxidharz große Festigkeit entwickeln.

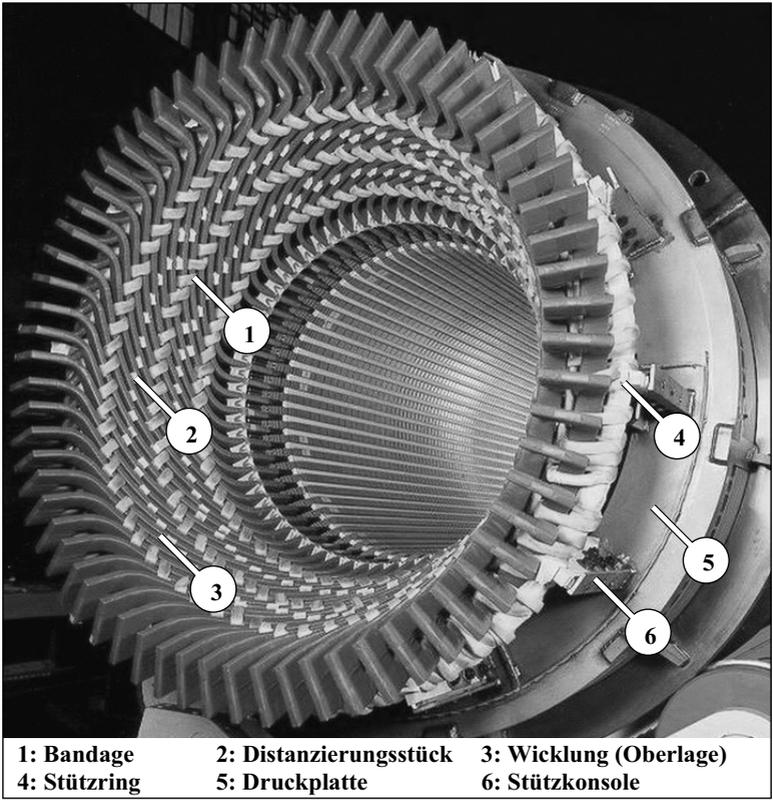


Abbildung 1.1 Wickelkopf eines Turbogenerators

Da auf Grund der relativ geringen Leistungsdichte keine gravierenden elektromagnetischen Krafteinwirkungen im stationären Betrieb oder bei leichten Störungen zu erwarten sind, handelt es

KAPITEL 1 EINLEITUNG

sich bei dieser Konstruktion um einen frei schwingenden Wickelkopf. Die auf der Druckplatte des Blechpakets verschweißten Stützkonsolen fixieren die Stützringe in diesem Fall nicht, sie dienen lediglich der Begrenzung von größeren Auslenkungen bei schweren Störungen.

Bei höheren Leistungsdichten wird die Strategie einer Reduzierung der Wickelkopfschwingungen auch im stationären Betrieb verfolgt. Während der grundsätzliche Aufbau der Stützkonstruktion ähnlich ist, wird dies durch einen intensiveren Einsatz der einzelnen Absteifungsmaßnahmen wie zum Beispiel zusätzliche, axiale Distanzstäbe zwischen den beiden Wicklungslagen sowie eine feste Anbindung der Stützringe an die Stützkonsolen erreicht.

Bei Turbogeneratoren der höchsten Leistungsklasse wird den auch im stationären Betrieb bereits relativ großen elektromagnetischen Kräften durch eine besonders starke Stützkonstruktion entgegengewirkt. Bei einigen Herstellern wird der Ständerwickelkopf zum Beispiel von einem massiven, auf die Druckplatte montierten Stützring eingefasst, welcher sich axial über den gesamten Evolventenbereich erstreckt. Die Absteifung der einzelnen Stäbe zueinander und die Anbindung an den Stützring erfolgt unter intensiver Verwendung von Distanzierungselementen und Bandagen. Innen auf der Oberlage aufliegende GFK-Platten, welche mit Kunststoffbolzen im Stützring verschraubt sind, vervollständigen die Konstruktion, deren Zwischenräume abschließend mit einer Vergussmasse ausgefüllt werden. Da die Ständerwicklungsstäbe in diesem Leistungsbereich in der Regel über eine Primärwasserkühlung verfügen ist diese Konstruktion auch aus thermischen Gesichtspunkten zulässig.

Bezüglich des Schwingungsverhaltens bewirken die Absteifungsmaßnahmen trotz der verschiedenen Anordnungen jedoch grundsätzlich, dass der Ständerwickelkopf als eine komplexe, kraft- und formschlüssige Verbundstruktur betrachtet werden kann [5]. Diese wird von den auf die einzelnen Ständerwicklungsstäbe einwirkenden, elektromagnetischen Kräften als Ganzes zu Schwingungen angeregt. Die Steifigkeit der gesamten Konstruktion variiert hierbei in Abhängigkeit von der Geometrie des Wickelkopfes und der bei der Auslegung der Stützkonstruktion verfolgten Strategie.

Wie die übrigen Komponenten des Generators ist auch der Ständerwickelkopf einem ständigen Optimierungsprozess unterworfen, um den steigenden Anforderungen an Verfügbarkeit und Zuverlässigkeit bei möglichst geringen Kosten zu genügen. Neben der Verwendung neuer, weiterentwickelter Materialien bei der Stabisolierung und den Komponenten der Stützkonstruktion, besteht das Entwicklungspotential hier vor allem bei der Wahl und der Anordnung der Absteifungsmaßnahmen. Ziel sind hierbei Konstruktionen, die den Wickelkopf zum einen besser vor Schäden in Folge der großen Beanspruchungen bei transienten Ausgleichsvorgängen schützen und zum anderen die Schwingungen im stationären

Betrieb reduzieren [1]. Da die Fertigung der Stützkonstruktionen hauptsächlich in manueller Arbeit erfolgt, ist außerdem eine Vereinfachung der Absteifungsmaßnahmen bei gleicher Belastbarkeit von Vorteil [3].

Die diesbezüglichen Entwicklungen beruhen einerseits auf Forschung, andererseits auf einem großen Erfahrungsschatz, der sich bei der Fertigung vorangegangener Generatoren gebildet hat [2]. Von großem Nutzen sind hierbei detaillierte Erkenntnisse über das Verhalten des Ständerwickelkopfes bei erzwungenen Schwingungen in Abhängigkeit von den Strömen im stationären Betrieb und bei Störungen, welche eine exaktere Anpassung der Absteifungsmaßnahmen an die zu erwartenden mechanischen Beanspruchungen ermöglichen. Die fortschreitende Entwicklung der zur Verfügung stehenden Rechnerleistungen ermöglicht auch in diesem Bereich der Maschinenauslegung in zunehmendem Maße den Einsatz von numerischen Berechnungsverfahren zur Klärung konstruktionstechnischer Fragestellungen.

1.1 Motivation

Eine praktikable Vorgehensweise bei der numerischen Simulation des Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes besteht aus den folgenden zwei Schritten:

Zunächst werden unter Verwendung eines elektromagnetischen Berechnungsverfahrens die Kräfte ermittelt, welche im Endbereich auf die Stäbe der Ständerwicklung wirken. Diese Berechnung wird für die zu untersuchenden stationären Betriebszustände und transienten Ausgleichsvorgänge durchgeführt. Das Ergebnis besteht aus den Zeitfunktionen der Kraftvektoren im Bereich des Ständerwickelkopfes, wobei in der Regel eine räumliche und zeitliche Diskretisierung vorliegt. Im Anschluss wird in einer weiteren Simulation das Schwingungsverhalten des Wickelkopfes ermittelt, in dem die zuvor berechneten Kraftfunktionen zur Anregung eines mechanischen Berechnungsmodells verwendet werden. Eine Rückkopplung der mechanischen auf die elektromagnetische Simulation wird hierbei vernachlässigt. Die Auslenkungen der Leiter im Bereich des Wickelkopfes sind auch bei schweren Störungen klein im Verhältnis zu den Abmessungen der Anordnung, sodass kein wesentlicher Einfluss der Verformungen auf die Ergebnisse der elektromagnetischen Kraftberechnung zu erwarten ist. Studien bei denen nach der oben beschriebenen Vorgehensweise verfahren wurde, werden beispielsweise in [2], [6] und [7] beschrieben.

Ergebnisse solcher Untersuchungen können zum einen bei der Auslegung neuer Maschinen von großem Nutzen sein, da sie zum Beispiel die frühzeitige Erkennung von ungünstigen Schwingungseigenschaften einer Konstruktion ermöglichen. Zum anderen können derartige

KAPITEL 1 EINLEITUNG

Verfahren aber auch auf bereits im Betrieb befindliche Maschinen angewendet werden, um nach elektrischen Störungen die aufgetretenen Beanspruchungen nachzustellen, wodurch Aussagen über die Wahrscheinlichkeit und die Stärke von Beschädigungen ermöglicht werden. In diesem Zusammenhang ist es auch denkbar, sich auf die Berechnung der elektromagnetischen Kräfte zu beschränken, da sich aus dem Vergleich der dreidimensionalen Kraftverteilungen bei verschiedenen Betriebsfällen und Störungen unter Umständen bereits Erkenntnisse über mögliche Schäden ableiten lassen.

Zur mechanischen Simulation bietet sich die Verwendung numerischer Verfahren auf der Basis finiter Elemente an. Die Modellierung der komplexen dreidimensionalen Geometrie ist hierbei sehr aufwendig, erstreckt sich aber nur über die mechanisch relevanten Bauteile des Ständerwickelkopfes. Die zu berücksichtigende Randbedingung besteht in der Anbindung des Ständerwickelkopfmodells an den aktiven Maschinenteil, welche in der Regel durch eine starre Spannung des Modells an der Blechpaketstirnseite nachgebildet werden kann.

Die Ermittlung der elektromagnetischen Kräfte erfordert die Berechnung des Magnetfeldes im Endbereich des Generators. Hierbei üben die magnetischen Eigenschaften verschiedener Maschinenkomponenten sowie die vor allem bei transienten Ausgleichsvorgängen in leitfähigen Gebieten auftretenden Wirbelströme einen zu berücksichtigenden Einfluss auf das Ergebnis der Feldberechnung aus. Die Nachbildung dieser Einflüsse durch eine explizite Modellierung der entsprechenden Komponenten oder durch geeignete Randbedingungen gestaltet sich wegen der dreidimensionalen Anordnung der Bauteile kompliziert. Bedingt durch diesen Umstand war der Endbereich des Generators bislang nicht so oft Gegenstand numerischer Feldberechnungen wie der aktive Maschinenteil, der in einer zweidimensionalen Betrachtung erschöpfend behandelt werden kann. An dieser Stelle besteht noch immer ein großes Entwicklungspotential [2].

Im Gegensatz zur mechanischen Simulation des Schwingungsverhaltens, bei der der Einsatz finiter Elemente schon seit längerem Stand der Technik ist, stehen daher für die Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes verschiedene Verfahren zur Auswahl. Diese führen einerseits zu vergleichbaren und teilweise bereits anhand von Messungen überprüften Ergebnissen, weisen andererseits jedoch deutliche Unterschiede bezüglich des Modellierungsaufwandes, der erforderlichen Rechnerkapazität und des Zeitbedarfs einer Simulation auf. Die Vor- und Nachteile, die sich aus diesen Unterschieden ergeben, sind bei der Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Kraftberechnung sorgfältig abzuschätzen.

Als Methoden, die sich für eine Implementierung in ein numerisches Simulationsverfahren zur Berechnung der dreidimensionalen Kraftverteilung im Zeitbereich eignen, sind hier zum Beispiel die Anwendung des Gesetzes von Biot-Savart auf Linienleitersegmente [3], die

Integralgleichungsmethode [1] oder finite Elemente Methoden zu nennen. Bezüglich des Einsatzes finiter Elemente Verfahren ist hier allerdings zu berücksichtigen, dass diese die Diskretisierung des gesamten Volumens des Endbereichs erfordern, was bei einer hinreichend feinen Vermaschung zu einem Gleichungssystem von enormer Größe führt. Vor allem bei der transienten Kraftberechnung über einen Zeitraum von einigen Perioden, wie sie bei der Betrachtung von Betriebsstörungen erforderlich ist, stellt sich daher die Frage, ob ein einfacheres Verfahren mit kürzeren Rechenzeiten einer komplexen Methode vorzuziehen ist, wenn die hierbei zu erreichende Genauigkeit als ausreichend erachtet wird.

Auch bei der Erstellung des dem jeweiligen Verfahren zu Grunde liegenden Berechnungsmodells kann unterschiedlich vorgegangen werden. So kann die Nachbildung der Ständerwicklung zum Beispiel unter Verwendung fadenförmige Leiter erfolgen, wie in [3], oder als Leiter mit endlichem Querschnitt, wie in [1]. Weitere Unterschiede bestehen in der Berücksichtigung verschiedener Einflüsse auf das Magnetfeld im Endbereich. Hier sind vor allem die Einflüsse magnetisierbarer Komponenten wie des Blechpakets und des Läuferseis zu nennen. Weitere Bauteile wie die Läuferkappe, welche aus unmagnetischem Stahl besteht, stellen leitfähige Gebiete dar, zu denen auch die in der Regel allerdings magnetische Druckplatte gehört. Ferner rufen sowohl das Luftspaltfeld als auch die Nutquerfelder entsprechende Streufelder im Endbereich hervor, deren Einfluss ebenfalls berücksichtigt werden muss [8].

Bei manchen der oben genannten Einflüsse sind vereinfachte Betrachtungsweisen zulässig, andere Einflüsse, wie zum Beispiel der des Maschinengehäuses, werden in der Regel ganz vernachlässigt. Neben der grundsätzlichen Frage nach einem geeigneten Verfahren ist es daher auch von Interesse, welchen Umfang das Berechnungsmodell aufweisen sollte. Erkenntnisse über die Bedeutung einzelner Einflüsse lassen sich in diesem Zusammenhang zum Beispiel aus den Auswirkungen verschiedener Modellierungsstrategien auf die berechneten Kraftverteilungen ableiten. Zu diesem Zweck kann auch untersucht werden, wie sich die Unterschiede zwischen den berechneten Kraftverteilungen auf die Ergebnisse einer Untersuchung des mechanischen Schwingungsverhaltens auswirken. Auch hieraus können sich unter Umständen wiederum Erkenntnisse für die bei der elektromagnetischen Kraftberechnung verwendeten Methoden und Berechnungsmodelle ableiten lassen.

1.2 Aufgabenstellung

Ziel dieser Arbeit ist es, eine in der Praxis realisierbare Vorgehensweise zur Untersuchung des elektromechanischen Verhaltens von Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren in

verschiedenen Betriebszuständen inklusive elektrischer Störungen aufzuzeigen. Auf Grund der bestehenden Auswahl, liegt der Schwerpunkt hierbei auf der Identifizierung eines geeigneten Verfahrens zur Berechnung der im Ständerwickelkopf auftretenden elektromagnetischen Kräfte. Hierzu sollen verschiedene Kraftberechnungsverfahren und Berechnungsmodelle erprobt sowie miteinander verglichen werden, welche zu diesem Zweck gegebenenfalls zu erweitern und an die Anforderungen der Arbeit anzupassen sind.

Auf der Basis der in vergleichenden Berechnungen mit verschiedenen Berechnungsprogrammen gewonnenen Erkenntnisse soll anschließend ein Verfahren ausgewählt und unter Verwendung eines geeigneten Berechnungsmodells zur Untersuchung der dreidimensionalen Verteilung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes eingesetzt werden.

1.3 Aufbau der Arbeit

Um einen Überblick über die bisherigen Untersuchungen zum elektromechanischen Verhalten von Ständerwickelköpfen großer elektrischer Maschinen zu geben, wird zunächst kurz eine Anzahl von im Rahmen verschiedener Arbeiten verwendeter elektromagnetischer und mechanischer Simulationsverfahren vorgestellt.

In einem nächsten Schritt werden drei Verfahren zur eingehenderen Betrachtung ausgewählt, die eine Berechnung der diskreten Zeitfunktionen der dreidimensional verteilten Kraftvektoren ermöglichen und somit auch eine nachfolgende Untersuchung des mechanischen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes unter Einprägung der ermittelten Kraftfunktionen unterstützen. Nachdem auf die Grundlagen der verwendeten Berechnungsmethoden eingegangen worden ist, werden drei numerische Simulationsprogramme vorgestellt, die auf den ausgewählten Verfahren basieren. Hierbei wird neben einer Beschreibung der Funktionsweise des jeweiligen Programms detailliert auf die angewendeten Modellierungsstrategien, die Vorgehensweise bei der Implementierung der Berechnungsmodelle und insbesondere auf die Berücksichtigung der Einflüsse verschiedener Maschinenkomponenten und Randbedingungen eingegangen.

Anschließend werden vergleichende Berechnungen mit den vorgestellten Simulationsprogrammen durchgeführt. Hierbei werden insbesondere Abweichungen zwischen den Ergebnissen im Zusammenhang mit Unterschieden bei den verwendeten Verfahren und Berechnungsmodellen untersucht, woraus schließlich Erkenntnisse über Vor- und Nachteile verschiedener Berechnungs- und Modellierungsstrategien abgeleitet werden sollen. Die

gewonnenen Erkenntnisse dienen im Anschluss zur Auswahl des Berechnungsprogramms, welches im Hinblick auf die erreichte Genauigkeit, die erforderliche Rechnerkapazität und den Zeitbedarf einer Simulation am geeignetsten ist, die Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kraftvektoren im Bereich des Ständerwickelkopfes zu berechnen.

Dieses wird schließlich zur Untersuchung der elektromagnetischen Kraftverteilungen im Ständerwickelkopf verschiedener Turbogeneratoren, im stationären Bemessungsbetrieb und beim dreisträngigen Klemmenkurzschluss aus dem Leerlauf bei Bemessungsspannung eingesetzt. Die Auswahl des letzteren Betriebsfalles beruht hierbei zum einen auf den großen Beanspruchungen, die sich für den Ständerwickelkopf ergeben. Zum anderen stellt dieser Störfall einen Standardtest dar, dem Generatoren beispielsweise bei der Typenprüfung unterzogen werden, sodass für diesen Fall auch Messungen zum Vergleich mit den im Rahmen der Arbeit erhaltenen Simulationsergebnissen vorliegen.

Nachdem die Ergebnisse dieser Berechnungen vorgestellt worden sind, wird im letzten Teil der Arbeit das mechanische Berechnungsmodell eines Ständerwickelkopfes für eine finite Elemente Anwendung vorgestellt. Dieses wird unter Verwendung der Ergebnisse der elektromagnetischen Kraftberechnung zur Simulation des erzwungenen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes eingesetzt. Zur Überprüfung der Simulationsergebnisse werden die errechneten Verformungen mit Messungen verglichen.

Kapitel 2

Stand der Technik

Untersuchungen der im Bereich der Ständerwickelköpfe großer Turbogeneratoren auftretenden mechanischen Beanspruchungen sind seit der Mitte des vergangenen Jahrhunderts Gegenstand einer Reihe von Publikationen gewesen. Als eine Motivation ist in diesem Zusammenhang zu nennen, dass es vor allem in den sechziger Jahren, bedingt durch gestiegene Leistungsdichten, höhere Netzkurzschlussleistungen und die Zunahme von Schalthandlungen, zu einer Häufung von Schadensfällen infolge der durch elektromagnetische Kräfte verursachten Verformungen kam. Eine Entwicklung, der unter anderem durch die Verwendung aushärtender Kunstharze bei der Konstruktion der Absteifungsmaßnahmen entgegengewirkt werden konnte [5]. Aber auch heutzutage bieten die Möglichkeiten zur Verbesserung der Stützkonstruktionen, die sich aus einer detaillierten Kenntnis der Wickelkopfbeanspruchungen ergeben, Anreiz zu eingehenden Untersuchungen.

Den Schwerpunkt bildet bei den meisten Veröffentlichungen zu dieser Thematik die Berechnung der dreidimensionalen Verteilung der elektromagnetischen Kräfte in Abhängigkeit der in den Wicklungen auftretenden Ströme bei verschiedenen Betriebsfällen, aus welcher wie zum Beispiel in [5] Empfehlungen für die Anordnung der Absteifungsmaßnahmen abgeleitet werden. Ein alternativer Weg wird von NITSCHKE in [9] beschritten, hier erfolgt eine überschlägige Ermittlung der Kräfte und Beanspruchungen über die im Endbereich des Generators befindliche magnetische Energie beim Strommaximum. Die explizite Berechnung der durch die elektromagnetischen Kräfte verursachten Verformungen in Simulationen auf der Basis mechanischer finite Elemente Verfahren war in der jüngeren Vergangenheit Gegenstand von Veröffentlichungen wie beispielsweise in [2].

2.1 Methoden zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Wickelkopfbereich

Der wesentliche Schritt, der der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte vorausgeht, ist die Ermittlung der Verteilung des magnetischen Feldes im Endbereich. Diese Gemeinsamkeit besteht zwischen Verfahren zur Wickelkopfkraftberechnung und solchen zur Bestimmung der Stirnstreuinduktivitäten [1]. Die im Folgenden behandelten Verfahren weisen bezüglich den zur Magnetfeldberechnung verwendeten Methoden deutliche Unterschiede auf, während die Kraftberechnung im Anschluss in fast allen Fällen nach der Lorentz'schen Regel erfolgt.

Ein relativ weit verbreiteter Ansatz zur Berechnung der dreidimensionalen Flussdichteverteilung im Endbereich ist die Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes auf Linienleitersegmente in Kombination mit der Spiegelleitermethode.

Ein derartiges Verfahren wurde bereits 1960 von CARPENTER in [10] beschrieben, es basiert auf der dreidimensionalen Modellierung der Wicklungen im Endbereich unter Verwendung diskreter, fadenförmiger Leitersegmente. Da das Biot-Savart'sche Gesetz nur in Gebieten mit einer homogenen Permeabilität anwendbar ist, wird zur Nachbildung des Einflusses magnetisierbarer Bereiche wie der Blechpaketstirnseite die Spiegelleitermethode herangezogen, welche näherungsweise auch die Berücksichtigung von Wirbelströmen in leitfähigen Gebieten ermöglicht. Ferner wird der Einfluss von Streufeldern aus dem aktiven Maschinenteil durch zusätzliche Leitersegmente modelliert. Das Verfahren dient zur Magnetfeldberechnung und unter Verwendung des Vektorpotentials zur Ermittlung der Stirnstreuinduktivitäten rotierender elektrischer Maschinen.

Verfahren, denen die gleiche Berechnungsmethode zu Grunde liegt, wurden zum einen von LAWRENSON in [11] zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes eines Turbogenerators angewendet, zum anderen erfolgte eine Anwendung von NITSCHKE in [8] zur Untersuchung der Wickelkopfkraft bei Stoßkurzschlüssen. Bei letzterer wurden die Ergebnisse durch aufwendige Messungen der magnetischen Flussdichte im Endbereich eines Synchrongenerators überprüft.

Eine weitere Anwendung dieser Methode zur Berechnung der Stirnstreuinduktivitäten wird von DORNAU in [12] beschrieben. Anstelle des Vektorpotentials wird hier allerdings weitestgehend die Formel von Neumann zur Gegeninduktivitätsberechnung verwendet.

Auch von JANBEN und SEINSCH in [5], von KARMAKER in [13] und von RICHTER in [3] wird die besagte Methode auf der Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes zur Berechnung der

2.1 METHODEN ZUR BERECHNUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN KRÄFTE

elektromagnetischen Kräfte angewendet. Bei letzterem wird zur Behandlung transientscher Ausgleichsvorgänge eine näherungsweise Berücksichtigung der in der unmagnetischen Läuferkappe auftretenden Wirbelströme über eine Ersatzleiteranordnung vorgenommen, welche die von Dämpfer- und Erregerwicklung erzeugte Läuferdurchflutung zusammengefasst nachbildet. Eine explizite Modellierung der Feldwicklung im Endbereich entfällt in diesem Fall.

Die Berechnung der diskreten Zeitfunktionen der Kräfte während verschiedener Betriebsfälle erfolgt bei Verwendung dieses Verfahrens durch aufeinander folgende, stationäre Feld- und Kraftberechnungen in Abhängigkeit der Momentanwerte der Ströme in den Wicklungen des Generators. Ferromagnetische Materialien und deren Sättigungsverhalten sowie Wirbelströme in leitfähigen Gebieten können mit dieser Berechnungsmethode nicht direkt berücksichtigt werden, was vor allem in der Nähe des aktiven Maschinenteils zu Ungenauigkeiten führt. Das Verfahren lässt sich allerdings sehr schnell in einer Rechneranwendung implementieren und weist bei durchaus zufrieden stellender Genauigkeit der Ergebnisse relativ kurze Rechenzeiten auf.

Ein numerisches Verfahren zur Berechnung stationärer Magnetfelder unter Berücksichtigung von Bereichen mit ferromagnetischen Eigenschaften wird von FRÄNKEL und NUSCHELER in [14] beschrieben. Die Berechnungsmethode, welche auf einem Summationsverfahren basiert, das von REICHERT und FREUNDL in [15] vorgestellt wurde, macht sich die Zerlegung der magnetischen Feldstärke in einen wirbelfreien und einen quellenfreien Anteil zunutze. Der quellenfreie Anteil ergibt sich hierbei nach dem Biot-Savart'schen Gesetz durch Integration über stromführende Gebiete, während der wirbelfreie Anteil über die Magnetisierung der ferromagnetischen Bereiche berechnet wird. Der Vorteil gegenüber entsprechenden finite Elemente Verfahren besteht in der Diskretisierung lediglich der magnetisierbaren und stromführenden Gebiete im Gegensatz zu einer Diskretisierung des gesamten Rechengebietes [1].

URANKAR verwendet das Integralgleichungsmethode genannte Verfahren in [16] und [17] zur semianalytischen Berechnung dreidimensionaler, stationärer Magnetfelder und erzielt bei verschiedenen Anwendungsbeispielen hohe Genauigkeiten bei angemessenem Rechenaufwand.

Das Verfahren wird schließlich von FREI-SPREITER in [1] auf die Problematik der dreidimensionalen, elektromagnetischen Kraftberechnung im Bereich des Ständerwickelkopfes von Turbogeneratoren angewendet. Die Integralgleichungsmethode dient hierbei zur Berücksichtigung der ferromagnetischen Läuferwelle, wobei auch nichtlineare Magnetisierungseigenschaften nachgebildet werden können. Die Berücksichtigung der Blechpaketstirnseite erfolgt nach dem Prinzip der Spiegelleitermethode während der Einfluss von auftretenden Wirbelströmen vernachlässigt wird. Die Feldwicklung im Endbereich wird durch Linienleitersegmente nachgebildet. Auch der Einfluss des Luftspaltstreufeldes wird unter

KAPITEL 2 STAND DER TECHNIK

Verwendung fiktiver Linienleiter berücksichtigt. Zur Modellierung der Leiter der Ständerwicklungen werden allerdings hexaederförmige Elemente verwendet, was einer exakteren Nachbildung entspricht und sowohl die Berechnung von Kräften als auch von Momenten ermöglicht. Auch bei diesem Verfahren erfolgt die Kraftberechnung stationär, in Abhängigkeit von Strommomentanwerten zu aufeinander folgenden Zeitpunkten und ermöglicht so die Betrachtung beliebiger Betriebsfälle.

Bei der von KAHN, BUCKLEY und BROOKS in [18] vorgestellten Quasi-3D Methode wird die Aufgabe der dreidimensionalen Magnetfeldberechnung im Endbereich auf ein zweidimensionales, räumlich-periodisches Problem reduziert. Die Ermittlung der magnetischen Feldstärke erfolgt in einer Ebene entlang der Maschinenachse unter Verwendung eines finite Elemente Verfahrens, welches unter anderem die Berücksichtigung auftretender Wirbelströme ermöglicht. Hierbei erfolgt eine detaillierte Modellierung der einzelnen Bauteile in Bezug auf deren Abmessungen in dieser Ebene. Das verwendete Modell umfasst unter anderem einen Teil des Läuferballens und des Ständerblechpaketes. Die Nachbildung der Ströme in den Wicklungen erfolgt unter Verwendung stromführender Flächenelemente. Bei der berechneten Flussdichteverteilung wird eine gute Übereinstimmung mit Messungen erzielt. Die Kraftberechnung wird sowohl für den stationären Betrieb als auch für transiente Ausgleichsvorgänge vorgenommen. Der zur Kraftberechnung im Bereich des Ständerwickelkopfes erforderliche, momentane Flussdichtewert an einer bestimmten Position ergibt sich unter Annahme einer in Umfangsrichtung sinusförmigen Verteilung aus der zunächst berechneten, zweidimensionalen Flussdichteverteilung.

Ein vergleichbares Verfahren wird von WEN, YAO und TEGOPOULOS in [19] und [20] beschrieben. Zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte während transientser Ausgleichsvorgänge wird hier allerdings eine Fourierzerlegung der transienten Stromverläufe durchgeführt.

Dreidimensionale finite Elemente Anwendungen sind im Hinblick auf die Anwendbarkeit im Bereich rotierender elektrischer Maschinen einer ständigen Entwicklung unterworfen. So stellen YAMASHITA, YAMAJI, ČINGOSKI und KANEDA in [21] beispielsweise einen weiterentwickelten Algorithmus zur automatischen Netzgenerierung im Endbereich vor. Die Grundlagen eines dreidimensionalen, numerischen Verfahrens, welches die Berücksichtigung in leitfähigen Gebieten auftretender Wirbelströme und nichtlinearer ferromagnetischer Eigenschaften ermöglicht, werden von COULOMB in [22] beschrieben.

Die im Bemessungsbetrieb eines Generators auftretenden elektromagnetischen Kräfte werden auf der Basis dieses Verfahrens von RICHARD, DUFFEAU, LEGER und SZYLOWICZ in [7] in

einer magnetoharmonischen Simulation ermittelt. Das verwendete Modell des Endbereichs besteht aus den Stäben der Ständerwicklungen und der Feldwicklung, welche als Linienleiter modelliert werden, der Läuferwelle inklusive eines Teils des Läuferballens, einem Teil des Ständerblechpaketes sowie der Druckplatte und deren Abschirmung gegen das aus dem Endbereich eindringende Magnetfeld. Die gewählte Simulationsmethode unterstützt hierbei nicht die Berücksichtigung der Läuferrotation. Um den Einfluss des Läufers dennoch nachzubilden werden dessen Eisenteile als nichtleitend definiert, in der Feldwicklung wird ein Wechselstrom eingepreßt. Der Einfluss der Abschirmung wird unter Verwendung von Flächenelementen nachgebildet [7]. In [23] stellt RICHARD die Erweiterung des Verfahrens zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte bei transienten Ausgleichsvorgängen vor. Das verwendete Modell berücksichtigt die Rotation des Läufers und verfügt zusätzlich über eine Nachbildung der Läuferkappe aus Flächenelementen zur Berücksichtigung der in dieser auftretenden Wirbelströme als Oberflächenstromdichten.

Die heutzutage zur Verfügung stehenden, dreidimensionalen finite Elemente Anwendungen ermöglichen eine detaillierte Modellierung der elektromagnetisch relevanten Bauteile im Endbereich eines Turbogenerators und erlauben so eine genauere Berücksichtigung von Einflüssen wie Streufeldern aus dem aktiven Maschinenteil oder Wirbelströmen in Druckplatte und Läuferkappe. Trotz der hohen Anforderungen an die Rechnerkapazität und der teilweise langen Rechenzeiten stellen sie daher ein wertvolles Werkzeug dar, das vor allem auch bei der Überprüfung einfacherer aber schnellerer Verfahren eine wichtige Rolle spielen kann.

Ein analytischer Ansatz zur Berechnung des Magnetfeldes im Endbereich von Turbogeneratoren wird von TEGOPOULOS in [24] beschrieben. Die Stromdichteverteilung im Endbereich wird hierbei durch axial-, radial- und tangential orientierte, strombelagsbehaftete Flächen angenähert. Die Grenzen des betrachteten Bereichs werden durch die Blechpaketstirnseite, die Oberfläche der Läuferwelle und das Maschinengehäuse repräsentiert, welche allesamt als unendlich permeabel angenommen werden. Ein fiktiver fadenförmiger Leiter bildet den Einfluss des Luftspaltstreufeldes nach. Derselbe Autor beschreibt in [25] die Berechnung der Stirnstreuinduktivitäten auf der Basis dieses Verfahrens.

Eine vergleichbare Berechnungsmethode wird von UNGRUH in [26] zur Ermittlung der im Bereich des Ständerwickelkopfes auftretenden Kräfte verwendet. Die Berechnung beschränkt sich allerdings auf die Berücksichtigung tangential gerichteter Durchflutungskomponenten. Ein Vergleich der berechneten magnetischen Flussdichte mit Messungen zeigt dennoch relativ gute Übereinstimmungen. BERGER, FRITZ und JUEN verwenden dieses Verfahren in [27], allerdings unter zusätzlicher Berücksichtigung von axial gerichteten Durchflutungskomponenten, zur

vergleichenden Berechnung der elektromagnetischen Kräfte beim dreisträngigen Kurzschluss und bei Fehlsynchronisation.

Eine alternative Methode zur Kraftberechnung wird von OBERRETL in [28] vorgestellt. Die Differentialgleichungen, die das Magnetfeld in einer Ebene entlang der Maschinenachse beschreiben, werden unter Verwendung von Gittermodellen aus Widerständen und Kondensatoren oder Blechmodellen gelöst. Die Berücksichtigung der Umfangsrichtung erfolgt rechnerisch. Die Berechnung der Kräfte in axialer und radialer Richtung erfolgt aus dem Gittermodell unter Verwendung der Maxwell'schen Flächenspannung.

Im Hinblick auf die Verwendung der Ergebnisse bei den nachfolgend beschriebenen mechanischen Simulationsverfahren bietet sich der Einsatz dreidimensionaler, numerischer Kraftberechnungsverfahren an. Dies wird ferner durch die derzeit zur Verfügung stehenden Rechnerleistungen sowie durch den Umstand begünstigt, dass die Konstruktionsdaten heutzutage oft elektronisch, in Form von 3D-CAD Daten vorliegen, was eine erhebliche Reduzierung des Modellierungsaufwands beinhaltet [6].

2.2 Simulationen des mechanischen Verhaltens des Ständerwickelkopfes

Der Einsatz von mechanischen finite Elemente Verfahren zur Behandlung konstruktionstechnischer Fragestellungen wie der Berechnung von Eigenfrequenzen oder des Verhaltens von Bauteilen bei mechanischen Beanspruchungen ist heutzutage Standard. Auch zur Simulation des Schwingungsverhaltens des Wickelkopfes bieten sich derartige Verfahren an. Die zur Verfügung stehenden Anwendungen stellen zahlreiche Hilfsmittel zur Verfügung, welche eine Modellierung der relativ komplexen Konstruktion mit angemessenem Aufwand ermöglichen. Schnittstellen zur Übergabe großer Eingabedatensätze wie beispielsweise der Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kräfte an einer Vielzahl von Positionen im Bereich der Ständerentwicklung sind ebenfalls im ausreichenden Maße vorhanden.

Auf Grund der Tatsache, dass sowohl die in der Simulation ermittelten Eigenfrequenzen einer Konstruktion als auch das Verhalten bei erzwungenen Schwingungen im großen Maße von den bei der Modellierung angegebenen Materialeigenschaften abhängen, erfordert die korrekte Bestimmung der Modellparameter allerdings aufwendige messtechnische Untersuchungen und langjährige Erfahrung in Berechnung und Konstruktion.

2.2 SIMULATIONEN DES MECHANISCHEN WICKELKOPFVERHALTENS

Die ausführliche Beschreibung einer Untersuchung des elektromechanischen Verhaltens der Ständerwickelköpfe verschiedener Turbogeneratoren erfolgt von SENSKE, KULIG, HAUHOFF und WÜNSCH in [6]. Im Rahmen einer Studie wurden detaillierte Modelle der Wickelköpfe inklusive der Stützkonstruktionen für eine mechanische finite Elemente Software erstellt. Die Ermittlung der mechanischen Eigenschaften einzelner Bauteile erfolgte in aufwändigen Versuchen. So wurden zum Beispiel statische Biegeversuche und Ausschwingversuche zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften der Ständerstäbe durchgeführt. Deren komplexer innerer Aufbau aus Teilleitern und gegebenenfalls Edelstahlkanälen für das Kühlmittel, welcher von einer Hochspannungsisolation umgeben ist, führt zu anisotropen Materialeigenschaften, welche bei der Modellierung berücksichtigt werden müssen. Zur Übertragung dieser Messungen auf verschiedene Stäbe wurden ferner Berechnungen mit einem sehr detaillierten Teilmodell eines Stabes durchgeführt. Auch die Steifigkeit der Bandagen wurde in statischen und dynamischen Versuchen ermittelt, wobei eine erkennbare Abhängigkeit von Temperatur und Alter festgestellt wurde [6].

Mit den erstellten Modellen der Ständerwickelköpfe wurden sowohl Eigenfrequenzberechnungen als auch Simulationen des erzwungenen Schwingungsverhaltens unter Einprägung der elektromagnetischen Kräfte bei verschiedenen transienten Ausgleichsvorgängen durchgeführt. Die Kraftberechnung erfolgte hierzu mit dem in [3] beschriebenen Verfahren.

Der Fortgang der Untersuchung wird von DRUBEL, KULIG und SENSKE in [2] geschildert. Zur Überprüfung der berechneten Eigenfrequenzen sowie der simulierten Verformungen bei erzwungenen Schwingungen wurden aufwändige Messungen durchgeführt. Die Abweichungen zwischen Rechnung und Messung liegen bei den Eigenfrequenzen im Bereich weniger Hertz. Da die Steifigkeit der Bandagen, deren Wert auf Grund der Alters- und Temperaturabhängigkeit schwer anzugeben ist, einen deutlichen Einfluss auf die Eigenfrequenzen hat, kann die erzielte Genauigkeit durchaus als zufrieden stellend betrachtet werden [2].

Die im Rahmen der Studie gewonnenen Erkenntnisse wurden bereits beim Entwurf der Stützkonstruktionen von Ständerwickelköpfen umgesetzt. Auch die gesammelten Erfahrungen bezüglich praktikabler Modellierungsstrategien, wie zum Beispiel die Art der Nachbildung der Bandagen durch Federelemente, können bei weiterführenden Untersuchungen von großem Nutzen sein.

Auch in [7] beschreiben RICHARD, DUFFEAU, LEGER und SZYLOWICZ die Durchführung einer Simulation des Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes unter Verwendung eines mechanischen finite Elemente Verfahrens. Neben einer Eigenfrequenzberechnung erfolgt ebenfalls die Simulation erzwungener Schwingungen. Hierbei werden die elektromagnetischen Kräfte im

KAPITEL 2 STAND DER TECHNIK

Bemessungsbetrieb, deren Berechnung in derselben Veröffentlichung beschrieben wird, als Anregung verwendet. Auch bei diesem Verfahren liegen die Abweichungen zwischen errechneten und gemessenen Eigenfrequenzen im einstelligen Hertz Bereich.

Kapitel 3

Grundlagen dreidimensionaler Magnetfeld- und Kraftberechnung im Endbereich

Aus den in Kapitel 2.1 vorgestellten Verfahren zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes wurden drei Verfahren ausgewählt, die in dieser Arbeit zur Anwendung kommen sollen.

Ein wichtiges Kriterium bei dieser Auswahl war die Berechnung der dreidimensionalen Verteilung der Kraftvektoren, welche mit den drei ausgewählten Verfahren möglich ist. Ferner gestatten diese Verfahren die Berechnung der diskreten Zeitfunktionen der Kräfte während verschiedener stationärer Betriebszustände oder transientser Ausgleichsvorgänge. In Bezug auf die Felder im Endbereich können die untersuchten Betriebsfälle hierbei durch die Zeitfunktionen der Ströme in den Ständerwicklungen und in der Läuferwicklung sowie die zeitabhängige Läuferstellung eindeutig beschrieben werden.

Ein wichtiger Grund für die Durchführung von Simulationen im Zeitbereich ist die Tatsache, dass sich transiente Ausgleichsvorgänge nur auf diese Weise erschöpfend erfassen lassen. Die Berechnung der dreidimensionalen Kraftverteilung bietet außerdem den Vorteil, dass die Zeitfunktionen der Kräfte im Anschluss an die elektromagnetische Simulation direkt bei einer Untersuchung des erzwungenen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes mittels eines mechanischen finite Elemente Verfahrens verwendet werden können [2], [6], [7].

Bei dem ersten Verfahren handelt es sich um eine Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes auf diskrete Linienleitersegmente in Verbindung mit der Spiegelleitermethode, welche auf dem Berechnungsprogramm aufbaut, das von RICHTER in [3] beschrieben wird. Wesentliche Vorteile dieses Verfahrens bestehen in dem geringen Modellierungsaufwand und der kurzen Berechnungsdauer. Ist es im Rahmen der Auslegung der Stützkonstruktion erforderlich, generelle Einblicke in die dreidimensionale Verteilung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes zu erhalten, ist dieses Verfahren daher von großem Nutzen. Auch zur

Beurteilung der Beanspruchungen während eines längeren Zeitraums, zum Beispiel bei einer Serie mehrerer aufeinander folgender elektrischer Störungen, bietet sich die Verwendung dieses Verfahrens an.

Das zweite Verfahren, bei dem zur Berücksichtigung der magnetisierbaren Läuferwelle die Integralgleichungsmethode herangezogen wird, wurde von FREI-SPREITER im Rahmen von [1] in einem Berechnungsprogramm implementiert. Bei der Verwendung in dieser Arbeit ermöglicht die dem Programm eigene, detailliertere Nachbildung der Ständerwicklungsstäbe mit endlichem Querschnitt eine Beurteilung der bei der vereinfachten Modellierung durch Linienleitersegmente zu erwartenden Ungenauigkeiten. Ferner können die bereits in [1] abgeleiteten Erkenntnisse über die Bedeutung der expliziten Modellierung der Läuferwelle nachvollzogen werden.

Beide Verfahren beinhalten Vereinfachungen bezüglich der Berücksichtigung des Ständerblechpaketes, des Läufer Eisens sowie der im Endbereich gelegenen, elektromagnetisch wirksamen Bauteile. Um die Auswirkungen dieser Vereinfachungen zu untersuchen, kommt als Drittes das finite Elemente Softwarepaket FLUX 3D® [29] zum Einsatz. Hierbei wird ein Teil des Ständerblechpaketes und des Läuferballens in die Modellierung einbezogen. Bauteile wie ein ferromagnetischer Streufeldsammelring oder die leitfähige Läuferkappe können ebenfalls nachgebildet werden. Bedingt durch das auf Grund der komplexen Geometrie des Ständerwickelkopfes aufwändige Endbereichsmodell ist die Verwendung dreidimensionaler finiter Elemente auch bei heute zur Verfügung stehenden Rechnerkapazitäten allerdings sehr zeitintensiv. Der Einsatz zur Berechnung der für die Einprägung in ein mechanisches Berechnungsmodell erforderlichen Zeitfunktionen der Kräfte im Bereich des gesamten Ständerwickelkopfes über einen Zeitraum von mehreren Perioden erscheint daher nicht sinnvoll. Der wesentliche Nutzen der finite Elemente Software besteht vielmehr darin, die bei Berechnungen zu repräsentativen Zeitpunkten gewonnenen Erkenntnisse zu verwenden, um die Genauigkeit einfacherer Methoden zu überprüfen und ein geeignetes Verfahren zur Berechnung der Kraftfunktionen auszuwählen. Eine weitere, sinnvolle Einsatzmöglichkeit ergibt sich, wenn die detaillierte Berechnung der Kräfte in ausgewählten Teilgebieten des Wickelkopfes, in denen die Genauigkeit einfacherer Verfahren nicht ausreicht, erforderlich ist.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Hintergründe der drei Verfahren beschrieben sowie grundlegende Formeln abgeleitet. Hierbei erfolgt zunächst die Beschreibung verschiedener Methoden zur Magnetfeldberechnung, anschließend wird die Berechnung der elektromagnetischen Kräfte behandelt. Ferner wird teilweise auf die Vorgehensweise bei der Implementierung der abgeleiteten Gleichungen in das jeweilige Berechnungsprogramm eingegangen. Eine Beschreibung der auf diesen Verfahren basierenden Anwendungen und insbesondere der Modellierung des Endbereichs erfolgt gesondert, im späteren Verlauf der Arbeit.

3.1 Das Biot-Savart'sche Gesetz

Das Gesetz von Biot-Savart ermöglicht die Berechnung der magnetischen Flussdichte \vec{B} im dreidimensionalen Raum in Abhängigkeit einer vorgegebenen Stromdichteverteilung \vec{J} durch Integration über die stromführenden Gebiete. Die Voraussetzung zur Anwendung dieses Gesetzes ist hierbei zum einen die Betrachtung stationärer oder quasistationärer Vorgänge. Zum anderen lässt sich das Biot-Savart'sche Gesetz nur im materialfreien Raum anwenden, in welchem der Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke \vec{H} und der Flussdichte \vec{B} durch die folgende Gleichung gegeben ist:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}. \quad (3.1)$$

Hierin bezeichnet μ_0 die Permeabilitätskonstante des materialfreien Raumes [3]. Die Betrachtung des Einflusses ferromagnetischer Bereiche ist über das Biot-Savart'sche Gesetz allein nicht möglich. Auch die Berücksichtigung der in leitfähigen Gebieten auftretenden Wirbelströme wird von ausschließlich auf der Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes basierenden Feldberechnungsmethoden nicht unterstützt. Die Verwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes zur Magnetfeldberechnung bei Anwesenheit von magnetisierbarem Material kann jedoch unter Zuhilfenahme der in Kapitel 3.2 beschriebenen Spiegelleiternmethode erfolgen, welche auch eine näherungsweise Nachbildung des Einflusses von Wirbelströmen ermöglicht. Bei der in Kapitel 3.3 behandelten Integralgleichungsmethode kommt das Biot-Savart'sche Gesetz ebenfalls zur Anwendung. Es dient hier der Ermittlung des durch die vorgegebenen Ströme hervorgerufenen, quellenfreien Anteils der magnetischen Feldstärke \vec{H}_c [1]. Auch bei der Betrachtung des Einflusses magnetisierbarer Bereiche auf das von eingepprägten Strömen erzeugte Magnetfeld mit dem in Kapitel 3.4 beschriebenen finite Elemente Verfahren kann das Gesetz von Biot-Savart in ähnlicher Weise wie in [1] zur Anwendung kommen [30].

3.1.1 Das Magnetfeld von stromdurchflossenen Leitern

Den Ausgangspunkt für die Herleitung des Biot-Savart'schen Gesetzes zur Berechnung des durch gegebene Ströme in fadenförmigen Leitern oder Stromdichteverteilungen hervorgerufenen Magnetfeldes bildet das Durchflutungsgesetz oder die 1. Maxwell'sche Gleichung:

$$\text{rot } \vec{H} = \gamma \cdot \vec{E} + \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} , der elektrischen Leitfähigkeit γ und der Permittivität ε . Bei der Betrachtung stationärer oder quasistationärer Vorgänge kann das Auftreten der elektromagnetischen Wirkung als annähernd gleichzeitig im gesamten Bereich der Anordnung betrachtet werden. Die magnetische Wirkung der Verschiebungsstromdichte wird hierdurch vernachlässigbar [31], sodass der Summand mit der Ableitung der elektrischen Feldstärke \vec{E} nach der Zeit t in Gleichung (3.2) verschwindet. Mit der Materialgleichung für lineare Medien:

$$\vec{J} = \gamma \cdot \vec{E}, \quad (3.3)$$

die den Zusammenhang zwischen der Stromdichte \vec{J} und der elektrischen Feldstärke \vec{E} in leitfähigen Gebieten beschreibt, vereinfacht sich so das Durchflutungsgesetz (3.2) zu folgendem Ausdruck:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}. \quad (3.4)$$

Gemäß der Definition des magnetischen Vektorpotentials \vec{A} lässt sich die magnetische Flussdichte \vec{B} wie folgt darstellen:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}, \quad \text{mit} \quad \text{div } \vec{B} = 0. \quad (3.5)$$

Durch Gleichung (3.5) sind die Wirbel des Vektorfeldes \vec{A} festgelegt. Zur kompletten Definition von \vec{A} müssen außerdem noch die Quellen und Senken definiert werden. Hierzu kann in diesem Fall die Coulomb-Konvention herangezogen werden:

$$\text{div } \vec{A} = 0. \quad (3.6)$$

Durch Einsetzen der Definitionsgleichung (3.5) und Gleichung (3.1) in das Durchflutungsgesetz (3.4) kann auf Grund der ortsunabhängigen Permeabilität μ_0 und unter Verwendung der Coulomb-Konvention (3.6) die Potentialgleichung des magnetischen Vektorpotentials \vec{A} hergeleitet werden:

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \cdot \vec{J}. \quad (3.7)$$

Unter Verwendung rechtwinkliger Koordinaten lässt sich Gleichung (3.7) in drei voneinander entkoppelte Poisson'sche Differentialgleichungen zerlegen. Die drei Lösungen entsprechen der

Lösung der Poisson'schen Differentialgleichung für das elektrostatische Potential Φ_E und lassen sich wie folgt zusammenfassen:

$$\vec{A}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\vec{J}(Q)}{r_{QP}} dV. \quad (3.8)$$

Das Vektorpotential \vec{A} in einem Aufpunkt P ergibt sich durch Integration über die Stromdichte \vec{J} in allen Punkten Q innerhalb des stromführenden Volumens V . Der Abstand vom Integrationspunkt Q zum Aufpunkt P wird durch r_{QP} beschrieben. Bei der Betrachtung des Vektorpotentials innerhalb stromführender Gebiete ist zu beachten, dass die Punkte P und Q zusammenfallen können, was eine Grenzwertbetrachtung erforderlich macht [32].

Reduziert man das Volumen in Gleichung (3.8) auf einen infinitesimal kurzen Leiterabschnitt $d\vec{l}$ im Punkt Q , mit der Richtung von \vec{J} und der ebenfalls infinitesimalen Querschnittsfläche dS , der einen Strom gemäß $I = J \cdot dS$ führt, ergibt sich für den Beitrag $d\vec{A}$ dieses Leiterabschnitts zum Vektorpotential \vec{A} in einem Punkt P :

$$d\vec{A}(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{l}(Q)}{r_{QP}}. \quad (3.9)$$

Der Beitrag dieses Leiterabschnitts zur magnetischen Flussdichte $d\vec{B}$ im Punkt P ergibt sich durch Anwenden des Rotationsoperators auf Gleichung (3.9). Unter Berücksichtigung des Umstandes, dass $d\vec{l}$ in diesem Fall eine Konstante darstellt, lässt sich der folgende Ausdruck herleiten:

$$d\vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{l}(Q) \times \vec{e}_{r_{QP}}}{r_{QP}^2}, \quad (3.10)$$

wobei $\vec{e}_{r_{QP}}$ den normierten Richtungsvektor des Abstandes r_{QP} darstellt. Der als Biot-Savart'sches Gesetz bekannte Ausdruck in Gleichung (3.10) ermöglicht die Berechnung der magnetischen Flussdichte \vec{B} durch Aufintegrieren der Beiträge aller Elemente $d\vec{l}$ entlang des Weges eines fadenförmigen Leiters mit einem Strom I oder, mit $I \cdot d\vec{l} = \vec{J} \cdot dS \cdot dl = \vec{J} \cdot dV$, durch Integration über ein Volumen mit einer gegebenen Stromdichteverteilung \vec{J} [33]. Für einen fadenförmigen Leiter ergibt sich:

$$\vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{l}(Q) \times \vec{e}_{r_{QP}}}{r_{QP}^2} \quad (3.11)$$

und für eine Stromdichteverteilung in einem Volumen:

$$\vec{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \iiint_V \frac{\vec{J}(Q) \times \vec{e}_{QP}}{r_{QP}^2} dV. \quad (3.12)$$

In [33] wird darauf hingewiesen, dass der in Gleichung (3.10) beschriebene Beitrag $d\vec{B}$ eines Leitersegments $d\vec{l}$ physikalisch nicht identifizierbar ist, da ein einzelner Leiterabschnitt die Kontinuitätsgleichung für die Stromdichte $\text{div}\vec{J}=0$ nicht erfüllt. Eine theoretische Anordnung, die ohne die Kontinuitätsgleichung zu verletzen die Betrachtung des von einem Leitersegment erzeugten Beitrags zum Magnetfeld ermöglicht, wird von HAMMOND in [34] beschrieben. Es handelt sich hierbei um ein Leitersegment, welches sich in einer unendlich ausgedehnten leitenden Flüssigkeit befindet. Auf Grund einer Isolation in Längsrichtung bestehen leitende Verbindungen zwischen dem Segment und der Flüssigkeit nur an dessen Enden. Im Segment fließt ein Strom, der am Ende des Segments in eine vom Endpunkt aus radial gerichtete, punktsymmetrische Stromdichteverteilung übergeht. Analog hierzu besteht eine zweite, punktsymmetrische Stromdichteverteilung, welche in negative radiale Richtung auf den Anfangspunkt des Leitersegments gerichtet ist. Durch Anwendung des Durchflutungsgesetzes gemäß Gleichung (3.4) in Integralform:

$$\oint_{l=\partial(S)} \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \vec{J} d\vec{S} \quad (3.13)$$

auf eine geschlossene Kurve entlang eines Kreises um die Achse des Leitersegments und Berücksichtigung der Überlagerung der beiden Stromdichteverteilungen im Flächenintegral, lässt sich ebenfalls die Gleichung (3.10) herleiten.

3.1.2 Numerische Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes

Bei Verwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes in einem numerischen Berechnungsprogramm kann die Integration über die stromführenden Gebiete durch eine Unterteilung der entsprechenden Bereiche in einzelne diskrete Segmente zu einer Summation vereinfacht werden. Die Flussdichte \vec{B} in einem Punkt P ergibt sich hierbei als Summe der Beiträge der einzelnen Segmente.

Unterschiede bestehen in der Art der Nachbildung der stromführenden Gebiete. Die in dieser Arbeit betrachteten Leiterstäbe der Wicklungen von Turbogeneratoren können sowohl durch fadenförmige Leitersegmente als auch durch hexaederförmige Elemente modelliert werden,

wobei auch die Verwendung verschiedener Leitermodelle innerhalb eines Berechnungsmodells möglich ist. Bei der Nachbildung der Wicklungsstäbe mit einem endlichen Querschnitt ist hierbei die Annahme einer konstanten Stromdichteverteilung über den Leiterquerschnitt zulässig, da diese aus mehreren Teileitern aufgebaut sind, wodurch Stromverdrängungseffekte vernachlässigbar werden. Zur Modellierung eines Leiters aus diskreten Segmenten werden in der Regel die räumlichen Koordinaten der Mittelpunkte mehrerer Querschnitte entlang des Stabverlaufs angegeben. Bei der Verwendung hexaederförmiger Elemente erfolgt zusätzlich die Angabe der Abmessungen des Leiterquerschnitts, was bei der Verwendung von Linienleitersegmenten entfällt. Zur Berechnung des Flussdichtebeitrags $d\vec{B}$ in einem Punkt P , der von einem geraden, fadenförmigen Leitersegment erzeugt wird, das den Strom I führt und dessen Lage durch die beiden Endpunkte Q_1 und Q_2 beschrieben wird, kann die Gleichung (3.11) herangezogen werden. Die Integration erfolgt allerdings nicht entlang eines geschlossenen Weges, sondern nur über die Länge des Segments:

$$d\vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \int_{Q_1}^{Q_2} \frac{d\vec{l} \times \vec{e}_{r_{QP}}}{r_{QP}^2}. \quad (3.14)$$

Werden der rechtwinklige Abstand h des Punktes P von der Achse des Leitersegments sowie die beiden Winkel α_1 und α_2 gemäß Abbildung 3.1 eingeführt, kann anstelle einer Integration über die drei räumlichen Koordinaten über den Winkel α integriert werden. Für den Flussdichtebeitrag $d\vec{B}$ des Segments ergibt sich [1]:

$$d\vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi h} \cdot \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha \, d\alpha = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1}{h} \cdot \vec{e}_{dB}(P). \quad (3.15)$$

Bei Beschreibung der Endpunkte des Leitersegments durch die Ortsvektoren \vec{r}_{Q_1} und \vec{r}_{Q_2} sowie des Aufpunktes P durch \vec{r}_P , ist es möglich, den Abstand h und die Sinusterme unter Verwendung dieser Ortsvektoren auszudrücken, für den Flussdichtebeitrag $d\vec{B}$ lässt sich damit schreiben:

$$d\vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \left(\frac{(\vec{r}_{Q_2} - \vec{r}_{Q_1})^2 + (\vec{r}_P - \vec{r}_{Q_1})^2 - (\vec{r}_P - \vec{r}_{Q_2})^2}{2 \cdot |\vec{r}_P - \vec{r}_{Q_1}| \cdot |\vec{r}_{Q_1} \times \vec{r}_{Q_2} + \vec{r}_{Q_2} \times \vec{r}_P + \vec{r}_P \times \vec{r}_{Q_1}|} + \right. \\ \left. + \frac{(\vec{r}_{Q_2} - \vec{r}_{Q_1})^2 + (\vec{r}_P - \vec{r}_{Q_2})^2 - (\vec{r}_P - \vec{r}_{Q_1})^2}{2 \cdot |\vec{r}_P - \vec{r}_{Q_2}| \cdot |\vec{r}_{Q_1} \times \vec{r}_{Q_2} + \vec{r}_{Q_2} \times \vec{r}_P + \vec{r}_P \times \vec{r}_{Q_1}|} \right) \cdot \vec{e}_{dB}(P). \quad (3.16)$$

Der normierte Richtungsvektor des Flussdichtebeitrags \vec{e}_{dB} ergibt sich wie folgt:

$$\vec{e}_{dB}(P) = \frac{\vec{r}_{Q1} \times \vec{r}_{Q2} + \vec{r}_{Q2} \times \vec{r}_P + \vec{r}_P \times \vec{r}_{Q1}}{|\vec{r}_{Q1} \times \vec{r}_{Q2} + \vec{r}_{Q2} \times \vec{r}_P + \vec{r}_P \times \vec{r}_{Q1}|}. \quad (3.17)$$

Die Gleichung (3.17) entspricht dem normierten Ergebnis des Kreuzproduktes in Gleichung (3.14), wobei der Richtungsvektor $\vec{e}_{r_{QP}}$ genau in der Mitte des betrachteten Leitersegments ansetzt.

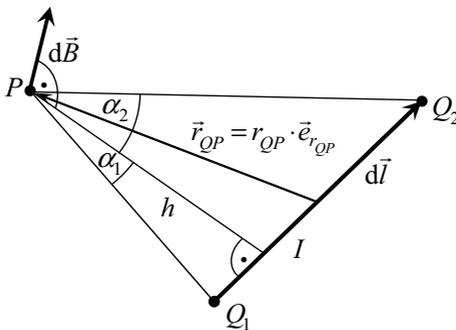


Abbildung 3.1 Fadenförmiges Leitersegment mit Strom I

Wie gezeigt wurde, lässt sich dieser Wert direkt aus den Koordinaten des Aufpunktes und der Endpunkte des jeweiligen Leitersegments sowie dessen Strom berechnen. Dieser Umstand ist die wesentliche Ursache dafür, dass Anwendungen zur Berechnung der Flussdichte auf der Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes, wie die von RICHTER in [3] beschriebene, welche sich ausschließlich auf eine Modellierung der zu betrachtenden Leiteranordnungen aus Linienleitersegmenten beschränken, einerseits schnell zu implementieren sind und andererseits sehr kurze Rechenzeiten aufweisen. Bei der Berechnung der elektromagnetischen Kraft auf einen fadenförmigen Leiter muss die Flussdichte \vec{B} in den Punkten dieses Leiters durch Summation der Beiträge jedes Leitersegments der Anordnung bestimmt werden. Hierbei kann der Punkt P mit dem Punkt Q_1 oder Q_2 zusammenfallen. In diesem Fall nimmt der Flussdichtebeitrag nach Gleichung (3.16) einen unendlichen Wert an. Da dieser Flussdichtebeitrag jedoch keinen Beitrag zur Kraft an der betrachteten Stelle leistet, kann dieser bei der Summation ausgelassen werden.

Bei der von FREI-SPREITER in [1] beschriebenen Berechnungsmethode werden die Leiterstäbe der Ständerwicklung durch hexaederförmige Segmente modelliert. Ein solches Segment, das durch die Lage zweier Punkte Q_1 und Q_2 , die zugehörigen Querschnitte sowie deren

Orientierung definiert ist, zeigt Abbildung 3.2. Das Segment besitzt eine homogene Stromdichteverteilung \vec{J} , die in Richtung der Verbindungslinie der Querschnittsmittelpunkte Q_1 und Q_2 orientiert ist. Zur Berechnung des Flussdichtebeitrags $d\vec{B}$ in einem Punkt P , der durch dieses Segment erzeugt wird, kommt Gleichung (3.12) zur Anwendung. Der Integrationspunkt Q , der in der folgenden Gleichung durch die kartesischen Koordinaten x_Q , y_Q und z_Q beschrieben wird, nimmt hierbei jede Position innerhalb des Volumens V des betrachteten Segments ein.

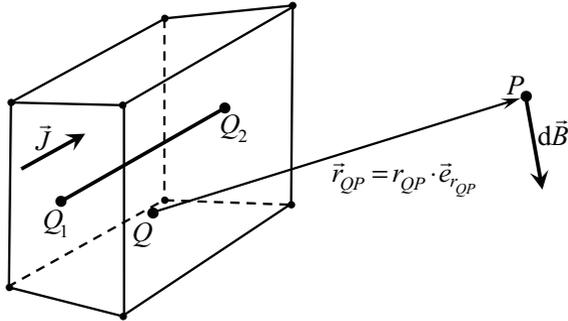


Abbildung 3.2 Hexaederförmiges Leitersegment mit Stromdichte \vec{J}

Der Aufpunkt P ist durch die Koordinaten x_P , y_P und z_P gegeben, die Stromdichte \vec{J} wird durch ihre Komponenten J_x , J_y , J_z , der Flussdichtebeitrag $d\vec{B}$ durch dB_x , dB_y , dB_z ausgedrückt [1]:

$$\begin{aligned}
 dB_x(P) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \iiint_V \frac{J_y \cdot (z_P - z_Q) - J_z \cdot (y_P - y_Q)}{\sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}^3} dx_Q dy_Q dz_Q \\
 dB_y(P) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \iiint_V \frac{J_z \cdot (x_P - x_Q) - J_x \cdot (z_P - z_Q)}{\sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}^3} dx_Q dy_Q dz_Q \\
 dB_z(P) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \iiint_V \frac{J_x \cdot (y_P - y_Q) - J_y \cdot (x_P - x_Q)}{\sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}^3} dx_Q dy_Q dz_Q.
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Derartige Integralgleichungen können nur bei einfachen Anordnungen analytisch gelöst werden. Durch die komplexe Anordnung und die große Anzahl der Segmente bei der Nachbildung der

Ständerwicklungsstäbe im Endbereich eines Turbogenerators wird allerdings der Einsatz numerischer Integrationsverfahren erforderlich.

Das von FREI-SPREITER in [1] vorgestellte Berechnungsprogramm verwendet zu diesem Zweck die Gauss'sche Quadraturformel. Die numerische Integration wird hierbei im Einheitsraum durchgeführt, wodurch sich konstante Grenzen für alle Integrationsvariablen ergeben [1]. Zur Überprüfung der implementierten Methode wurde in [1] das Magnetfeld eines langen stromdurchflossenen Leiters mit rechteckigem Querschnitt berechnet und mit den Ergebnissen des zweidimensionalen finite Elemente Programmsystems FEMAG [35] verglichen, hierbei konnten sehr gute Übereinstimmungen festgestellt werden.

Wie bereits erwähnt wird das Biot-Savart'sche Gesetz in [1] dazu verwendet den quellenfreien Anteil der magnetischen Feldstärke \vec{H}_C zu bestimmen. Entsprechend der Gleichung (3.1), unterscheiden sich die hierzu implementierten Gleichungen von den Gleichungen (3.14) und (3.18) also durch das Fehlen der Permeabilitätskonstante μ_0 .

3.2 Die Spiegelleitermethode

Bei der Berechnung des magnetischen Feldes, das von einer Anordnung von Leitern erzeugt wird, erlaubt die Spiegelleitermethode eine näherungsweise Berücksichtigung von magnetisierbaren Bereichen oder Gebieten mit einer hohen elektrischen Leitfähigkeit. Hierbei wird der jeweilige Bereich durch eine Anordnung von Leitern ersetzt, die einer Spiegelung der tatsächlichen Leiteranordnung an der Oberfläche des Bereichs entsprechen. Dies setzt allerdings voraus, dass die Abmessungen des Bereichs gegenüber denen der Leiteranordnung ausreichend groß sind, sodass eine derartige Spiegelung möglich ist.

3.2.1 Allgemeines Prinzip der Spiegelleitermethode

Befindet sich eine Leiteranordnung in einem Bereich 1, dessen magnetische Permeabilität beispielsweise der des materialfreien Raumes μ_0 entspricht, so gelten für das von dieser Anordnung erzeugte Magnetfeld an der Oberfläche eines angrenzenden Bereichs 2, dessen Permeabilität μ sich von μ_0 unterscheidet, die folgenden Randbedingungen für die normale Flussdichtekomponente B_n und die tangentielle Feldstärkekomponente H_t :

$$B_{n1} = B_{n2}, \quad H_{t1} = H_{t2}. \quad (3.19)$$

Die normale Komponente der magnetischen Flussdichte \vec{B} sowie die tangentielle Komponente der magnetischen Feldstärke \vec{H} müssen an der Grenzfläche der beiden Bereiche stetig sein. Soll der Einfluss des Bereichs 2 auf das Magnetfeld im Bereich 1 durch Anwenden der Spiegelleitermethode nachgebildet werden, muss die Ersatzanordnung, welche aus der ursprünglichen und der virtuellen, an der Grenzfläche gespiegelten Leiteranordnung besteht, ebenfalls diese Randbedingungen erfüllen [8].

Für den Strom I' in der gespiegelten Leiteranordnung lässt sich in Abhängigkeit des Stromes I in der ursprünglichen Leiteranordnung der folgende Ausdruck angeben [10]:

$$I' = \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \cdot I, \tag{3.20}$$

mit der relativen magnetischen Permeabilität μ_r des Bereichs, der durch die gespiegelte Leiteranordnung ersetzt wird, gemäß der Materialgleichung (3.27).

Für Bereiche mit einer hohen Permeabilität $\mu \gg \mu_0$, wie beispielsweise das Eisen des Läuferballens oder das Ständerblechpaket eines Turbogenerators, vereinfacht sich Gleichung (3.20) näherungsweise zu $I' = I$. Der Strom in der gespiegelten Leiteranordnung entspricht in Größe und Vorzeichen dem Strom der ursprünglichen Anordnung. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.3 einen Leiter in einem materialfreien Halbraum parallel zur Oberfläche eines Halbraums mit einer hohen Permeabilität.

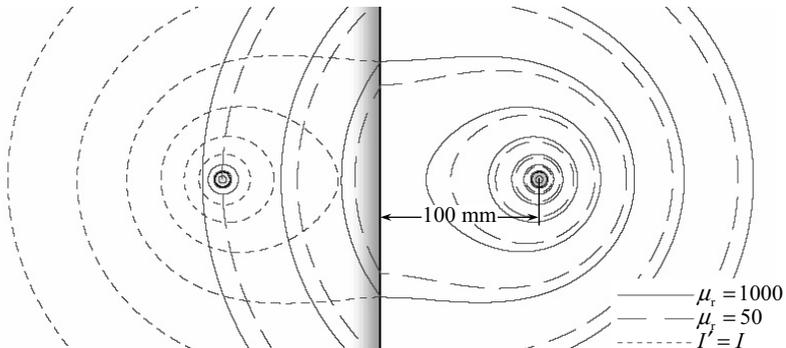


Abbildung 3.3 Leiter parallel zu hochpermeablem Halbraum
statische Berechnung, $I = \sqrt{2} \cdot 5000 \text{ A}$

Das Feld des auf der rechten Seite befindlichen, tatsächlich vorhandenen Leiters wird von den durchgezogenen Linien dargestellt. Bei der Berechnung zur Abbildung 3.3 mittels des finite

Elemente Programms FLUX 2D® [29] wurde eine relative Permeabilität des Halbraums auf der linken Seite von $\mu_r = 1000$ angegeben. Der Leiter, mit einem Durchmesser von 10 mm und einer homogenen Stromdichteverteilung, befindet sich in einem Abstand von 100 mm über der Oberfläche des hochpermeablen Halbraums. Die Berechnung wurde statisch, mit einem Strom von $I = \sqrt{2} \cdot 5000$ A durchgeführt, was bezüglich der Größenordnungen ungefähr den Verhältnissen in einem durchschnittlichen Turbogenerator entspricht. Der fein gestrichelte Verlauf der Feldlinien auf der linken Seite entspricht der Ersatzanordnung mit einem gespiegelten Leiter gleichen Stroms. Auf der rechten Seite sind die Feldverläufe der beiden Anordnungen nahezu identisch. Bei beiden Berechnungen ergibt sich eine auf den Originalleiter wirkende, auf den Halbraum gerichtete Kraft pro Längeneinheit von $F/l = 47 \text{ Nm}^{-1}$.

Bei transienten Ausgleichsvorgängen treten in einem Turbogenerator kurzfristig hohe magnetische Feldstärken auf. Diese führen stellenweise zu einer deutlichen Abnahme der Permeabilität von Bereichen mit nichtlinearem Magnetisierungsverhalten. Allerdings ist auch bei einer relativen Permeabilität von $\mu_r = 50$, was gemäß den in Abbildung 3.4 dargestellten Magnetisierungskennlinien für Dynamoblech und Läuferisen einer mittleren Flussdichte von $B = 2 \text{ T}$ entspricht, die Abschätzung $\mu \gg \mu_0$ weiterhin anwendbar [3]. In Abbildung 3.3 ist dieser Fall durch die grob gestrichelten Feldlinien dargestellt, die Vektorpotentialwerte der Feldlinien sind hierbei für die drei dargestellten Feldverläufe identisch. Für die auf den Originalleiter wirkende Kraft pro Längeneinheit ergibt sich lediglich eine leichte Abnahme um 4 % auf $F/l = 45 \text{ Nm}^{-1}$.

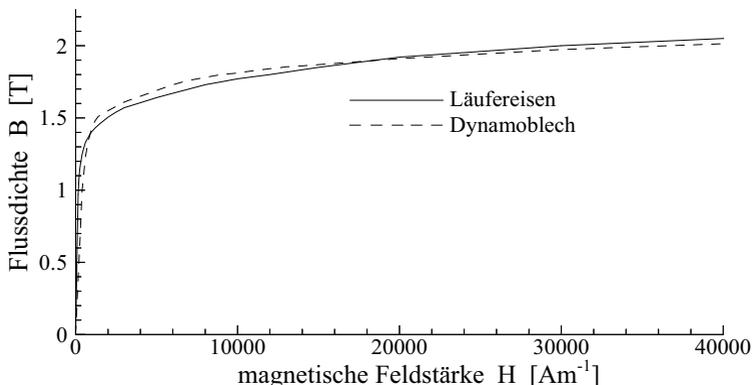


Abbildung 3.4 Magnetisierungskennlinien für Dynamoblech und Läuferisen

3.2 DIE SPIEGELLEITERMETHODE

Zur Betrachtung von Bereichen hoher elektrischer Leitfähigkeit, bei denen im quasistationären Fall auftretende Wirbelströme ein Eindringen des Magnetfeldes weitgehend verhindern, kann in Gleichung (3.20) der Grenzwert $\mu_r \rightarrow 0$ gebildet werden. Dies führt zum Ausdruck $I' = -I$. In der gespiegelten Leiteranordnung fließt ein dem Strom der Originalanordnung entgegengesetzter Strom gleicher Größe [10]. Abbildung 3.5 zeigt die Ergebnisse der numerischen Feldberechnung für diesen Fall, welche quasistationär mit einem Strom von $I_{\text{eff}} = 5000$ A und einer Frequenz von $f = 50$ Hz erfolgte. Für eine Leitfähigkeit des Halbraums auf der linken Seite von $\gamma = 10 \cdot 10^9 \text{ Sm}^{-1}$ liegen die Feldverläufe der Originalanordnung, dargestellt als durchgezogene Feldlinien, und der Ersatzanordnung mit Spiegelleiter, dargestellt als fein gestrichelte Feldlinien, auf der rechten Seite übereinander. Die zum Zeitpunkt des Strommaximums auf den Originalleiter wirkende Kraft pro Längeneinheit ist jetzt vom Halbraum weg gerichtet und beträgt bei beiden Berechnungen $F/l = 48 \text{ Nm}^{-1}$. Für eine Leitfähigkeit von $\gamma = 10 \cdot 10^6 \text{ Sm}^{-1}$, was ungefähr dem spezifischen Leitwert von Stahl entspricht, ergibt sich der mit grob gestrichelten Linien dargestellte Feldverlauf. Die zum Zeitpunkt des Strommaximums auf den Originalleiter wirkende Kraft pro Längeneinheit vermindert sich um etwa 10 % auf 43 Nm^{-1} .

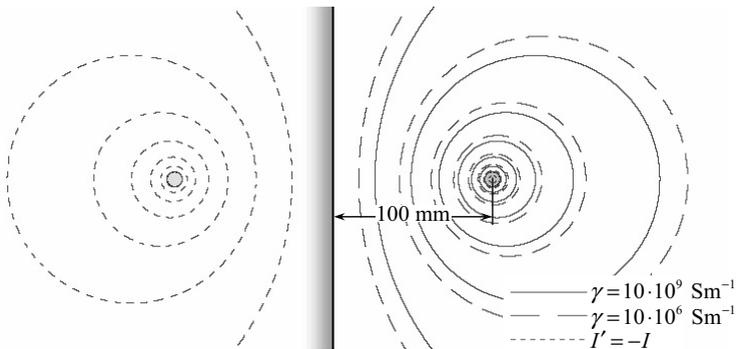


Abbildung 3.5 Leiter parallel zu gut leitendem Halbraum
 quasistationäre Berechnung, $I_{\text{eff}} = 5000$ A, $f = 50$ Hz

Bezüglich der Materialeigenschaften der im Endbereich eines Turbogenerators vorhandenen Komponenten eignet sich das Spiegelungsprinzip grundsätzlich zur näherungsweise Berücksichtigung verschiedener Einflüsse. Die geometrischen Abmessungen der zu berücksichtigenden Bauteile stellen allerdings Grenzen dar. Soll beispielsweise der feldabschirmende Einfluss einer auf der Druckplatte montierten, gut leitenden Abschirmung

nachgebildet werden, ist zu beachten, dass sich diese nur über den außerhalb der Nuten gelegenen Teil des Ständerblechpaketes erstreckt. Die Annahme der gesamten Stirnseite des aktiven Maschinenteils als gut leitende Spiegelebene bildet in diesem Fall die Realität nur sehr grob nach. Über die Betrachtung der beiden Fälle einer hochpermeablen sowie einer gut leitenden Stirnseite können allerdings Aussagen über den grundsätzlichen Einfluss des aktiven Maschinenteils auf die Ergebnisse der Kraftberechnung abgeleitet werden [1].

3.2.2 Erweiterung zur Berücksichtigung von Streufeldern

Bei transienten Ausgleichsvorgängen ist der magnetische Spannungsabfall über dem Luftspalt auf Grund der auftretenden Abdämpfung des Ständerfeldes durch den Läufer gering. Der Einfluss des Luftspaltstreufeldes auf den Endbereich kann daher vernachlässigt werden und die Annahme der Stirnseite des aktiven Teils als hochpermeable Spiegelebene ist, unter Vernachlässigung zum Beispiel in der Druckplatte auftretender Wirbelströme, zulässig [3]. Bei stationären Betriebszuständen und vor allem im Leerlauf ist allerdings ein deutlicher Einfluss des Luftspaltstreufeldes zu erwarten. Auch die Querfelder in den Nuten des aktiven Maschinenteils erzeugen ein Streufeld im Endbereich, dessen Einfluss je nach Betriebsfall variieren kann und daher abzuschätzen und gegebenenfalls nachzubilden ist.

Eine Anordnung zur näherungsweisen Nachbildung des Luftspaltstreufeldes auf der Basis zusätzlicher, entlang des Luftspaltes verlaufender Leiter wird sowohl von LAWRENSON in [11] als auch von CARPENTER in [10] verwendet. Bei letzterem wird beispielsweise das Modell einer Spule im Endbereich um zwei weitere Leiter ergänzt, welche von der Umfangsposition, an der das Spulenmodell in der Spiegelebene endet, in beiden Richtungen entlang des Luftspaltes bis zu der Umfangsposition verlaufen, an der das Spulenmodell in der Spiegelebene beginnt. Diese beiden Leiter führen jeweils den halben Strom des zugehörigen Spulenmodells. Die in der Stirnseite gespiegelte Leiteranordnung weist die gleichen zusätzlichen Leiter auf.

Zur Berücksichtigung des Streufeldes der Nutquerfelder werden in [10] außerdem radiale Leitersegmente eingeführt, welche ebenfalls in der Spiegelebene verlaufen und zusammen mit dem Modell einer Spule sowie den zugehörigen Luftspaltleitern eine geschlossene Windung ergeben.

Die prinzipielle Anordnung mit beiden Arten zusätzlicher Leiter ist in Abbildung 3.6 dargestellt, betrachtet wird ein hochpermeabler Halbraum, der durch einen Luftspalt in zwei Hälften unterteilt ist. Die eine Hälfte besitzt zudem eine Nut, aus der ein fadenförmiger Leiter austritt. Der Rückleiter, mit dem dieser Leiter in der Ersatzanordnung eine geschlossene Windung ergibt, wird hierbei im Unendlichen angenommen.

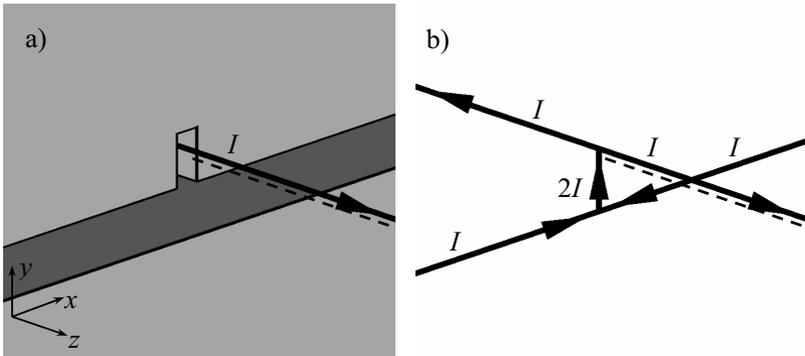


Abbildung 3.6 a) Halbraum mit Luftspalt, Nut und Leiter, b) Ersatzanordnung

Zur Untersuchung des Effektes der zusätzlichen Leiter wurde eine einfache, stationäre Berechnung mit dem finite Elemente Programm FLUX 3D® [29] durchgeführt. Betrachtet wurde ein Luftspalt von 20 mm sowie eine Nut von 10 mm Breite und 20 mm Höhe. Die Berechnungen fanden für $\mu_r = 1000$, $\mu_r = 50$ und für die Ersatzanordnung statt. Der Leiter führt einen Gleichstrom von $I = 5000$ A.

Die Auswertung erfolgt entlang der gestrichelten Linie parallel zum Leiter, von der Spiegelebene bis zu einem Abstand von 80 mm. Da die Flussdichte in unmittelbarer Nähe des Leiters unendlich große Werte annimmt, befindet sich die Linie in 3 mm Abstand zum Leiter, in der Darstellung von Abbildung 3.6 diagonal, in positive x- und negative y-Richtung versetzt. Betrachtet werden die parallel zur Oberfläche des Halbraums orientierten Flussdichtekomponenten B_x und B_y , deren Verlauf in Abbildung 3.7 dargestellt ist.

Ohne den Einfluss des Halbraums oder der Ersatzanordnung beträgt der Flussdichtebetrag in der betrachteten Entfernung der Linie vom Leiter konstant $B = 0,33$ T. Der Einfluss des Halbraums weist bei $\mu_r = 1000$ und bei $\mu_r = 50$ nur geringfügige Unterschiede auf. Der grundsätzliche Einfluss des magnetisierbaren Materials wird durch die Ersatzleiteranordnung näherungsweise nachgebildet. Erwartungsgemäß fallen die Werte der mit der Ersatzanordnung berechneten Flussdichtekomponenten unmittelbar vor der Spiegelebene auf den Wert null ab, was sich aus der Lage der Leiterstücke ergeben muss.

Bei Anwendung des Spiegelungsprinzips ohne zusätzliche Leitersegmente entsprechen die Verläufe beider Flussdichtekomponenten in etwa dem Verlauf der Flussdichtekomponente B_y , welche mit der Ersatzleiteranordnung berechnet wurde, was die Feldsituation im Bereich des Nutaustritts des Leiters hier nur ungenau nachbildet. Sofern die zur Berechnung der

elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes eingesetzte Methode keine explizite Modellierung des Einflusses des aktiven Maschinenteils unterstützt, bietet sich bei der Verwendung der Spiegelleitermethode folglich die Modellierung zusätzlicher Leiter zur Berücksichtigung von Streufeldern an.

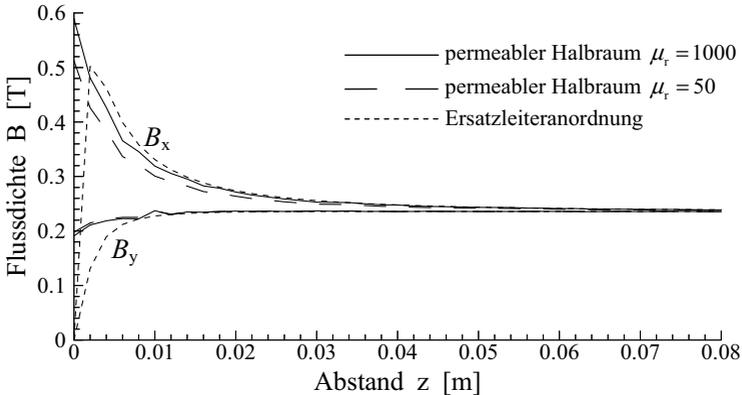


Abbildung 3.7 Flussdichteverläufe in Leiternähe

Es ist hierbei allerdings zu beachten, dass der Einsatz der radialen, in den Nutaustritten verlaufenden Leitersegmente der Annahme eines magnetischen Spannungsabfalls über der Nutbreite entspricht, der entlang der Nuthöhe konstant ist, was in Folge der endlichen Permeabilität nicht gegeben ist. Somit kann der Einfluss der radialen Leitersegmente auf das Magnetfeld im Endbereich mit zunehmender Nuthöhe deutlich größer berechnet werden als der reale Einfluss der entsprechenden Streufelder.

Es muss daher sorgfältig erwogen werden, ob von der Implementierung der radialen Leitersegmente in das Berechnungsmodell abzusehen ist und stattdessen lediglich die entlang des Luftspaltes verlaufenden, zusätzlichen Leiter in das Modell einbezogen werden.

3.3 Die Integralgleichungsmethode

Zur Berechnung des Magnetfeldes, das von einer Anordnung stromführender Gebiete in Anwesenheit von magnetisierbarem Material erzeugt wird, kann die bereits erwähnte Integralgleichungsmethode herangezogen werden. Unter der Bedingung, dass die Ströme hierbei vorgegeben sind, Gebiete, in denen Wirbelströme auftreten können, nicht existieren oder

vernachlässigt werden, eignet sich die Methode sowohl zur Betrachtung stationärer als auch quasistationärer Vorgänge. Die Grundlage bildet die Zerlegung der magnetischen Feldstärke \vec{H} in einen quellenfreien Anteil \vec{H}_C und einen wirbelfreien Anteil \vec{H}_M :

$$\vec{H} = \vec{H}_C + \vec{H}_M, \quad \text{mit} \quad \text{div} \vec{H}_C = 0 \quad \text{und} \quad \text{rot} \vec{H}_M = 0. \quad (3.21)$$

Hierbei ist der quellenfreie Anteil \vec{H}_C gemäß dem Durchflutungsgesetz (3.4) durch die vorgegebene Stromdichteverteilung \vec{J} festgelegt [14]:

$$\text{rot} \vec{H}_C = \vec{J}. \quad (3.22)$$

Während der Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke \vec{H} und der Flussdichte \vec{B} im materialfreien Raum durch Gleichung (3.1) gegeben ist, kann der Einfluss magnetisierbaren Materials auf die Flussdichte \vec{B} allgemein, auch für anisotrope Materialeigenschaften, durch Einführen der Magnetisierung \vec{M} beschrieben werden. Diese kann nach der Elementarstromtheorie durch eine äquivalente Stromdichteverteilung \vec{J}' ausgedrückt werden:

$$\text{rot} \vec{M} = \vec{J}'. \quad (3.23)$$

Nach Ersetzen des magnetisierbaren Materials durch die Stromdichteverteilung \vec{J}' kann der Raum als materialfrei betrachtet werden. Mit Gleichung (3.1) ergibt sich aus dem Durchflutungsgesetz (3.4) dann der folgende Ausdruck:

$$\text{rot} \frac{1}{\mu_0} \vec{B} = \vec{J} + \vec{J}'. \quad (3.24)$$

Durch Verwendung von Gleichung (3.23) und erneuter Anwendung von Gleichung (3.4), lässt sich aus Gleichung (3.24) der folgende, allgemein gültige Zusammenhang ableiten [32]:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}). \quad (3.25)$$

Die Magnetisierung \vec{M} hängt hierbei von der magnetischen Feldstärke \vec{H} ab. Dieser Zusammenhang wird durch die Eigenschaften des magnetisierbaren Materials bestimmt und kann im Fall isotroper Materialeigenschaften unter Verwendung der relativen magnetischen Permeabilität μ_r oder der Suszeptibilität χ_M wie folgt ausgedrückt werden:

$$\vec{M} = (\mu_r - 1) \cdot \vec{H} = \chi_M \cdot \vec{H}. \quad (3.26)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.26) in Gleichung (3.25) ergibt sich die Materialgleichung mit der magnetischen Permeabilität μ [1]:

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}, \quad \text{mit} \quad \mu = \mu_0 \cdot \mu_r. \quad (3.27)$$

Nachdem in Gestalt von Gleichung (3.22) bereits ein Ausdruck zur Bestimmung des quellenfreien Anteils der magnetischen Feldstärke \vec{H}_C besteht, lässt sich unter Verwendung von Gleichung (3.21) in Gleichung (3.25) und Bilden der Divergenz der folgende Ausdruck für den wirbelfreien Anteil \vec{H}_M angeben [14]:

$$\text{div } \vec{H}_M = -\text{div } \vec{M}. \quad (3.28)$$

Der Umstand, dass die Magnetisierung \vec{M} gemäß Gleichung (3.26) von der Gesamtfeldstärke \vec{H} und damit von der vorgegebenen Stromdichteverteilung \vec{J} abhängt, erschwert analytische Feldberechnungen erheblich. Daher bietet es sich an, auf numerische Methoden zurückzugreifen, welche eine Diskretisierung der zu untersuchenden Bereiche beinhalten. Im Falle der Integralgleichungsmethode müssen nur die Gebiete mit vorgegebener Stromdichteverteilung und die magnetisierbaren Bereiche diskretisiert werden. Es erfolgt zunächst die Bestimmung des quellenfreien Anteils der magnetischen Feldstärke \vec{H}_C , anschließend wird der wirbelfreie Anteil \vec{H}_M in Abhängigkeit von \vec{H}_C bestimmt [1].

3.3.1 Der quellenfreie Anteil des magnetischen Feldes H_C

Entsprechend der diskreten Nachbildung der stromführenden Gebiete aus fadenförmigen Leitersegmenten oder aus hexaederförmigen Elementen können die in Kapitel 3.1.2 vorgestellten Gleichungen (3.14) und (3.18) zum Einsatz kommen. Wie bereits erwähnt muss hierzu lediglich Gleichung (3.1) in die jeweilige Gleichung eingesetzt werden. Der gesamte quellenfreie Anteil des magnetischen Feldes \vec{H}_C ergibt sich an einem betrachteten Punkt im Raum durch Berechnung des Beitrags jedes einzelnen Leitersegments an diesem Punkt und anschließendes Aufsummieren.

3.3.2 Der wirbelfreie Anteil des magnetischen Feldes H_M

Unter der in Gleichung (3.21) festgelegten Voraussetzung, dass die Rotation des wirbelfreien Anteils des Magnetfeldes \vec{H}_M gleich null ist, lässt sich dieser als Gradient eines skalaren

Potentials Φ_M darstellen [14]:

$$\vec{H}_M = -\text{grad } \Phi_M. \quad (3.29)$$

Da hier nur der wirbelfreie Anteil anstelle des gesamten Magnetfeldes betrachtet wird, ist für Φ_M auch die Bezeichnung als reduziertes magnetisches Skalarpotential gebräuchlich [30]. Durch Einsetzen von Gleichung (3.29) in Gleichung (3.28) ergibt sich die folgende Poisson'sche Differentialgleichung:

$$\Delta \Phi_M = \text{div } \vec{M}. \quad (3.30)$$

Die Lösung erfolgt mit Hilfe der Fundamentalformel der Potentialtheorie. Der Anteil \vec{H}_M der magnetischen Feldstärke in einem Aufpunkt P , der von der Magnetisierung \vec{M} in den Punkten Q eines magnetisierten Volumens V_M erzeugt wird, ergibt sich wie folgt:

$$\begin{aligned} \vec{H}_M(P) = \frac{1}{4\pi} \cdot \left(- \iiint_{V_M} \frac{\text{div } \vec{M}(Q) \cdot \vec{r}_{QP}}{|\vec{r}_{QP}|^3} dV + \right. \\ \left. + \iint_{\Sigma_{S_{1,2}}} \frac{(\vec{M}_1(Q) + \vec{M}_2(Q)) \cdot \vec{r}_{QP}}{|\vec{r}_{QP}|^3} d\vec{S} \right). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Während sich das Volumenintegral über das gesamte magnetisierte Volumen V_M erstreckt, berücksichtigt das Flächenintegral alle Trennflächen $S_{1,2}$, an denen zwei Bereiche 1, 2 mit unterschiedlicher Suszeptibilität χ_{M1} , χ_{M2} aneinander grenzen [14]. Die Magnetisierung \vec{M} , die von der magnetischen Feldstärke \vec{H} abhängt, stellt an dieser Stelle noch eine Unbekannte dar. Werden die Suszeptibilitäten χ_M als linear und isotrop angenommen, lässt sich unter Verwendung der Gleichungen (3.31) und (3.26) in Gleichung (3.21) der folgende Zusammenhang zwischen der Magnetisierung \vec{M} und dem wirbelfreien Feldstärkeanteil \vec{H}_C ableiten:

$$\begin{aligned} \vec{H}_C(P) + \frac{1}{4\pi} \cdot \left(- \iiint_{V_M} \frac{\text{div } \vec{M}(Q) \cdot \vec{r}_{QP}}{|\vec{r}_{QP}|^3} dV + \right. \\ \left. + \iint_{\Sigma_{S_{1,2}}} \frac{(\vec{M}_1(Q) + \vec{M}_2(Q)) \cdot \vec{r}_{QP}}{|\vec{r}_{QP}|^3} d\vec{S} \right) = \frac{1}{\chi_M(P)} \cdot \vec{M}(P). \end{aligned} \quad (3.32)$$

Die erhaltene Gleichung ist auch für einfache Anordnungen analytisch nicht lösbar, allerdings können die magnetisierbaren Volumen bei einer numerischen Behandlung des Problems in einzelne Segmente diskretisiert werden. Bei einer ausreichend großen Anzahl N dieser Segmente und den daraus resultierenden kleinen Abmessungen eines einzelnen Segments können die Magnetisierung \vec{M} und die Suszeptibilität χ_M innerhalb jedes Segments als näherungsweise konstant angenommen werden. Als Folge ergibt die Divergenz der Magnetisierung innerhalb jedes Segments den Wert null und das Volumenintegral in Gleichung (3.32) kann entfallen.

Das verbleibende Flächenintegral beinhaltet nun die Grenzflächen zwischen den einzelnen Segmenten oder zwischen einem Segment und dem materialfreien Raum. An diesen Grenzflächen ändert sich die Magnetisierung \vec{M} sprunghaft [1]:

$$\vec{H}_C(P) + \sum_{i=1}^N \oiint_{S_i} \frac{\vec{r}_{QP}}{|\vec{r}_{QP}|^3} \cdot \vec{M}_i(Q) \, d\vec{S} = \frac{1}{\chi_M(P)} \cdot \vec{M}(P). \quad (3.33)$$

Die Integration über alle Trennflächen zwischen Gebieten unterschiedlicher Suszeptibilität in Gleichung (3.32) wird zu einer Summe der Integrale über die Oberflächen der einzelnen Segmente. Die Magnetisierung des Segments i ist hierbei durch \vec{M}_i , die Oberfläche durch S_i gegeben. Das Integral in Gleichung (3.33) entspricht dem Beitrag zum wirbelfreien Anteil des Magnetfeldes \vec{H}_{M_i} den die Magnetisierung des Segments i in einem Aufpunkt P erzeugt, wie in Abbildung 3.8 dargestellt.

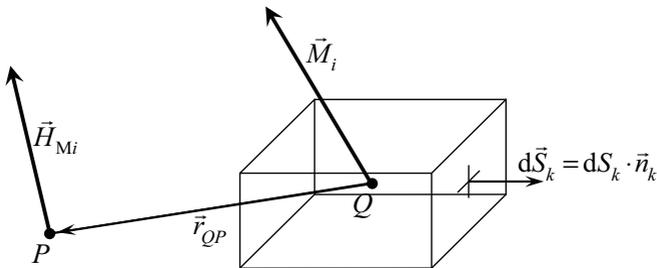


Abbildung 3.8 Segment i mit Magnetisierung \vec{M}_i gemäß [1]

Zur Berechnung der Magnetisierungsvektoren \vec{M}_i der einzelnen Segmente wird ein lineares Gleichungssystem aufgestellt. Hierzu wird der Aufpunkt P nacheinander in den Mittelpunkt jedes

der N Segmente gelegt. Die Gleichung für den Magnetisierungsvektor \vec{M}_j innerhalb eines Segments j hat hierbei die folgende Gestalt:

$$\vec{M}_j = \chi_{M_j} \cdot \left(\vec{H}_{C_j} + \sum_{i=1}^N (G_{ij}) \cdot \vec{M}_i \right), \quad (3.34)$$

mit

$$\vec{M}_i = \begin{pmatrix} M_{ix} \\ M_{iy} \\ M_{iz} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad (G_{ij}) = \begin{pmatrix} G_{ijxx} & G_{ijxy} & G_{ijxz} \\ G_{ijyx} & G_{ijyy} & G_{ijyz} \\ G_{ijzx} & G_{ijzy} & G_{ijzz} \end{pmatrix}.$$

Der Wert des quellenfreien Anteils der magnetischen Feldstärke im Mittelpunkt eines Segments j ist durch \vec{H}_{C_j} , die Suszeptibilität durch χ_{M_j} gegeben. Die Wirkung des Segments i auf den Punkt P in der Mitte des Segments j wird durch den Tensor (G_{ij}) beschrieben. Unter Verwendung kartesischer Koordinaten lassen sich die Elemente dieses Tensors, welche sich aus dem Flächenintegral in Gleichung (3.33) ergeben, über folgende Gleichungen darstellen [1]:

$$\begin{pmatrix} G_{ijxx} \\ G_{ijyx} \\ G_{ijzx} \end{pmatrix} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{k=1}^{N_s} \iint_{S_k} \frac{\begin{pmatrix} x_P - x_Q \\ y_P - y_Q \\ z_P - z_Q \end{pmatrix}}{\sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}^3} dS_{kx}, \quad (3.35)$$

$$\begin{pmatrix} G_{ijxy} \\ G_{ijyy} \\ G_{ijzy} \end{pmatrix} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{k=1}^{N_s} \iint_{S_k} \frac{\begin{pmatrix} x_P - x_Q \\ y_P - y_Q \\ z_P - z_Q \end{pmatrix}}{\sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}^3} dS_{ky}, \quad (3.36)$$

$$\begin{pmatrix} G_{ijxz} \\ G_{ijyz} \\ G_{ijzz} \end{pmatrix} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{k=1}^{N_s} \iint_{S_k} \frac{\begin{pmatrix} x_P - x_Q \\ y_P - y_Q \\ z_P - z_Q \end{pmatrix}}{\sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (y_P - y_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}^3} dS_{kz}. \quad (3.37)$$

Die Flächenintegrale behandeln hierbei jeweils eine Seitenfläche k des betrachteten Segments i . Anschließend wird die Summe über alle N_s Seitenflächen gebildet. Der Flächenvektor $d\vec{S}_k$ einer Seitenfläche S_k ist in den Gleichungen (3.35) bis (3.37) durch seine Komponenten in kartesischen Koordinaten dS_{kx} , dS_{ky} und dS_{kz} dargestellt.

Auch diese Integralgleichungen sind nur für einfache Anordnungen, das heißt bei achsenparalleler Lage der Segmente zum verwendeten Koordinatensystem, analytisch lösbar [1]. Bei der Verwendung der vorgestellten Gleichungen in der in [1] beschriebenen Rechneranwendung kommt daher auch hier die bereits in Kapitel 3.1.2 erwähnte numerische Integrationsmethode zur Anwendung.

Das gesamte Gleichungssystem zur Berechnung der Magnetisierung \vec{M}_j in jedem Segment j , das sich durch Aufstellen der Gleichung (3.34) für alle Segmente N ergibt, kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$\vec{H}_c^N + (G) \cdot \vec{M}^N = \left(\frac{\vec{M}}{\chi_M} \right)^N. \quad (3.38)$$

Die Tensormatrix (G) besitzt hierbei die Größe $3N \times 3N$, die übrigen Ausdrücke in Gleichung (3.38) stellen Spaltenvektoren mit jeweils $3N$ Zeilen dar. Mit der Matrix (G') , bei welcher lediglich die entlang der Hauptdiagonalen gelegenen Tensoren wie folgt abgeändert sind:

$$(G'_{ij}) = \begin{pmatrix} G_{ijxx} - \frac{1}{\chi_{Mj}} & G_{ijxy} & G_{ijxz} \\ G_{ijyx} & G_{ijyy} - \frac{1}{\chi_{Mj}} & G_{ijyz} \\ G_{ijzx} & G_{ijzy} & G_{ijzz} - \frac{1}{\chi_{Mj}} \end{pmatrix}, \quad \text{für } i = j, \quad (3.39)$$

kann das Gleichungssystem (3.38) in der folgenden Form aufgestellt werden [1]:

$$(G') \cdot \vec{M}^N = -\vec{H}_c^N. \quad (3.40)$$

Im Gegensatz zu den bei finite Elemente Verfahren auftretenden Gleichungssystemen handelt es sich bei (G') um eine nicht symmetrische voll besetzte Koeffizientenmatrix. Dies ergibt sich aus dem Umstand, dass hier lediglich die magnetisierbaren Bereiche diskretisiert wurden. Zur Lösung des Gleichungssystems kommt in [1] wie auch schon in [14] das Gauss'sche Eliminationsverfahren mit Rückwärtseinsetzung zum Einsatz. Unter Verwendung der Gauss'schen Elimination mit partieller Pivotisierung wird (G') zuerst in die Rechtsdreiecksmatrix (U) und die Matrix (L) faktorisiert. (L) bezeichnet hierbei das Produkt aus der Linksdreiecksmatrix und der Permutationsmatrix; es gilt:

$$(G') = (L) \cdot (U). \quad (3.41)$$

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt unter Verwendung der faktorisierten Matrix durch Rückwärtseinsetzen [36]. Das Ergebnis besteht aus den Magnetisierungsvektoren \vec{M}_i in den N Segmenten der magnetisierbaren Volumen. Der wirbelfreie Anteil der magnetischen Feldstärke \vec{H}_M kann im Anschluss in einem beliebigen Aufpunkt P entsprechend Gleichung (3.34) wie folgt bestimmt werden:

$$\vec{H}_M(P) = \sum_{i=1}^N (G_{ip}) \cdot \vec{M}_i. \quad (3.42)$$

Die Berechnung der Tensoren (G_{ip}) erfolgt hierbei wie bereits beschrieben, ausgehend von den Gleichungen (3.35) bis (3.37) [1].

3.3.3 Numerische Berechnung des magnetischen Feldes H

Die numerische Berechnung der magnetischen Feldstärke \vec{H} unter Verwendung der Integralgleichungsmethode erfolgt in mehreren Schritten. Die Grundlage bildet die Modellierung der stromführenden Gebiete und der magnetisierbaren Volumen durch diskrete Segmente. Die Modellierung der stromführenden Gebiete kann hier sowohl durch fadenförmige Leitersegmente als auch mit endlichem Querschnitt, unter Verwendung von hexaederförmigen Segmenten erfolgen. Die Behandlung der magnetisierbaren Volumen erfordert die Unterteilung in einzelne Teilvolumen.

In einem ersten Schritt wird nun der quellenfreie Anteil \vec{H}_C im Mittelpunkt jedes Teilvolumens der magnetisierbaren Volumen berechnet. Dies kann, wie in Kapitel 3.3.1 erwähnt, durch Anwendung der Gleichungen (3.1), (3.14) und (3.18) nach der in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Vorgehensweise erfolgen. Zur Aufstellung des Gleichungssystems nach Gleichung (3.40) muss ferner die Berechnung der Tensorelemente der Matrix (G) vorgenommen werden. Hierzu wird das bereits erwähnte numerische Integrationsverfahren auf die Gleichungen (3.35) bis (3.37) angewendet. Die Lösung des Gleichungssystems (3.40) liefert im Anschluss die Magnetisierungsvektoren \vec{M} in den einzelnen Teilvolumen der magnetisierbaren Bereiche. Die magnetische Feldstärke \vec{H} kann nun in einem beliebigen Punkt P berechnet werden indem zunächst der quellenfreie Anteil \vec{H}_C in diesem Punkt bestimmt wird. Anschließend werden die Tensorelemente (G_{ip}) für den Einfluss der magnetisierten Volumen an diesem Punkt errechnet, was die Berechnung des wirbelfreien Anteils \vec{H}_M nach Gleichung (3.42) ermöglicht.

Durch vektorielle Addition der beiden Feldstärkeanteile gemäß Gleichung (3.21) ergibt sich schließlich die magnetische Feldstärke \vec{H} im betrachteten Punkt [1].

Um die Genauigkeit der Methode bei der Anwendung zur Feldberechnung im Endbereich eines Turbogenerators unter Berücksichtigung der magnetisierbaren Läuferwelle zu überprüfen, wurde in [1] wiederum eine vergleichende Berechnung mit dem zweidimensionalen finite Elemente Programm FEMAG [35] durchgeführt. Gegenstand der Untersuchung war eine einfache Anordnung mit einer ferromagnetischen Welle linearer Permeabilität und zwei stromführenden Leitern, welche bezüglich der Abmessungen und der Größenordnung der Durchflutung näherungsweise den Verhältnissen im Endbereich eines Turbogenerators entsprach. Hierbei konnten die Ergebnisse des auf der Integralgleichungsmethode basierenden Verfahrens verifiziert werden.

3.3.4 Zur Anwendung der Integralgleichungsmethode

Wie eingangs erwähnt, wurde die Integralgleichungsmethode bereits in [1] bei der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes zur Nachbildung der ferromagnetischen Läuferwelle angewendet. Bezüglich des Einflusses der nichtlinearen Permeabilität und des Diskretisierungsgrades der Läuferwelle kann daher im Folgenden auf von FREI-SPREITER in [1] beschriebene Erkenntnisse und daraus abgeleitete Empfehlungen zurückgegriffen werden.

Über die in den vorangegangenen Unterkapiteln dargestellte Theorie zur Integralgleichungsmethode hinausgehend wurde in [1] eine Berücksichtigung der Eisensättigung im Bereich der Läuferwelle implementiert. Die nichtlineare Magnetisierungskennlinie des Läufer Eisens, wie sie beispielsweise Abbildung 3.4 zeigt, wird hierbei wie folgt angenähert: Im Bereich von $H = 0$ bis zu einem Wert von H , der der Sättigungsmagnetisierung M_{Sat} entspricht, wird die Permeabilität μ als konstant angenommen. Oberhalb dieses Wertes wird die differentielle Permeabilität des Materials zu $\mu = \mu_0$ gesetzt.

Die Berechnung der Magnetisierungsvektoren \vec{M} der Teilvolumen erfolgt nun iterativ, wobei in einem ersten Schritt das Gleichungssystem (3.40) unter Verwendung der ursprünglichen Suszeptibilität χ_M gelöst wird. Für die Teilvolumen, in denen die errechnete Magnetisierung den Wert von M_{Sat} überschreitet, wird mittels Division von M_{Sat} durch die Feldstärke H ein neuer Suszeptibilitätswert ermittelt, wobei zusätzlich eine Gewichtung mit einem Relaxationsfaktor

erfolgt. Die Vorgehensweise wird mit den jeweils modifizierten Suszeptibilitäten bis zur Erfüllung des Konvergenzkriteriums wiederholt, welches durch das Absinken des über alle Teilvolumen gemittelten lokalen Fehlers unter 0,1 % gegeben ist.

In einer vergleichenden Berechnung unter Verwendung eines aus der Läuferwelle und der aus Linienleitersegmenten modellierten Läuferwicklung bestehenden Modells wurde in [1] gezeigt, dass die Abweichungen zwischen der linearen und der nichtlinearen Berechnung zwischen 0,8 und 7 % liegen, wobei die größte Abweichung allerdings an einer relativ weit vom Ständerwickelkopf entfernten Stelle auftrat. Hieraus wurde die Empfehlung abgeleitet, dass bei in Kauf nehmen geringer Abweichungen eine schnellere, lineare Berechnung erfolgen kann, wenn der daraus resultierenden Verkürzung der Rechenzeit eine größere Bedeutung beigemessen wird [1].

Das im letzten Absatz beschriebene Berechnungsmodell wurde in [1] außerdem dazu verwendet, den Einfluss des Diskretisierungsgrades der Läuferwelle zu untersuchen. Hierbei wurde festgestellt, dass die errechneten Flussdichten bereits bei einer relativ groben Diskretisierung mit 35 Segmenten nur um weniger als 4 % von den Ergebnissen bei einer äußerst feinen Diskretisierung mit 1624 Segmenten abwichen [1].

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Behandlung von Verfahren zur Berechnung der Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes. Dies geschieht unter anderem im Hinblick auf die nachfolgende Verwendung der berechneten Kräfte in einem mechanischen Berechnungsmodell. Die Kraftberechnung erfolgt hierbei zu einer Vielzahl von aufeinander folgenden, diskreten Zeitpunkten. Bei der Betrachtung transientser Ausgleichsvorgänge kann sich der Zeitraum der Kraftberechnung durchaus über mehrere Perioden erstrecken.

Aus den oben beschriebenen, in [1] gewonnenen Erkenntnissen ergeben sich daher die folgenden Konsequenzen zur Anwendung der Integralgleichungsmethode im Rahmen dieser Arbeit: Zum einen erfolgt die Berechnung der Magnetisierungsvektoren \vec{M} in Abhängigkeit des quellenfreien Anteils der magnetischen Feldstärke \vec{H}_c linear. Zum anderen wird die Läuferwelle im Berechnungsmodell möglichst grob diskretisiert, wodurch ebenfalls Rechenzeit und Speicherkapazität eingespart werden können. Durch vergleichende Berechnungen mit einer linearen Permeabilität der Läuferwelle einerseits, andererseits ohne Nachbildung der Läuferwelle, kann der grundsätzliche Einfluss der Läuferwelle auf die Berechnungsergebnisse abgeschätzt werden.

3.4 Methode der finiten Elemente

Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Methoden zur Magnetfeldberechnung erfolgt bei der Methode der finiten Elemente eine Diskretisierung des gesamten betrachteten Bereichs in einzelne Teilgebiete, die so genannten finiten Elemente. Für die gesuchte Funktion wird hierbei in jedem einzelnen Element ein Lösungsansatz definiert. Nach außen muss das Rechengebiet allerdings durch geeignete Randbedingungen begrenzt werden. Anders als bei der Integralgleichungsmethode ist die Matrix des auftretenden Gleichungssystems dünn besetzt und diagonaldominant [30].

Zur Behandlung dreidimensionaler, elektromagnetischer Probleme mittels finiter Elemente existieren verschiedene Vorgehensweisen, welche sich in Bezug auf die verwendeten Formulierungen, die zur Diskretisierung des Rechengebietes herangezogenen Elementtypen, die Lösungsansätze und die Lösungsverfahren unterscheiden. Wie zu Anfang dieses Kapitels erwähnt, erfolgt die Anwendung der Methode der finiten Elemente in dieser Arbeit unter Verwendung des kommerziellen finite Elemente Softwarepaketes FLUX 3D[®] [29], welches eine Anzahl von verschiedenen Formulierungen bereitstellt.

Die folgende Beschreibung der hier angewendeten finite Elemente Methode konzentriert sich aus diesem Grund zunächst auf die Herleitung der verwendeten Differentialgleichungen, welche die Berücksichtigung von ferromagnetischen Bereichen und Gebieten, in denen Wirbelströme auftreten, ermöglichen. Im Anschluss wird die Funktionsweise der eingesetzten finite Elemente Methode am Beispiel einer der vorgestellten Formulierungen erläutert. Abschließend wird kurz auf die Berücksichtigung nichtlinearen Magnetisierungsverhaltens und das Verfahren zur zeitlichen Diskretisierung eingegangen.

3.4.1 Die feldbeschreibenden Differentialgleichungen

Die hier beschriebene Berechnungsmethode nutzt den Umstand, dass sich der betrachtete Endbereich einer elektrischen Maschine in Gebiete mit unterschiedlichen Eigenschaften einteilen lässt.

Die Bereiche, in denen die Wicklungen der Maschine liegen, weisen eine relative Permeabilität von $\mu_r = 1$ auf und sind nicht elektrisch leitfähig. Die Ströme in den Wicklungen können als vorgegebene Stromdichteverteilung interpretiert werden, welche ein erregendes Magnetfeld \vec{H}_c erzeugt. Die Wicklungen werden hierzu aus einzelnen Teilstücken modelliert, die entweder fadenförmig sind oder einen endlichen Querschnitt aufweisen. Das Modell der Wicklungen ist hierbei nicht Bestandteil des finite Elemente Modells, sondern wird diesem

überlagert. Die Ermittlung des Feldes \vec{H}_C , welches als bekannte Größe in die finite Elemente Berechnung eingeht, erfolgt mittels des Biot-Savart'schen Gesetzes nach der in Kapitel 3.1 beschriebenen Vorgehensweise.

Ferner existieren ferromagnetische Bereiche wie das Ständerblechpaket oder der Läuferballen, in denen keine oder lediglich vernachlässigbare Wirbelströme auftreten, und Bereiche wie die Läuferkappe, in denen auftretende Wirbelströme zu berücksichtigen sind. Die beiden letzteren Arten von Bereichen enthalten allerdings keine vorgegebene Stromdichteverteilung. Es ist nun möglich, diese einzelnen Gebiete mit verschiedenen Formulierungen zu behandeln, welche durch geeignete Übergangsbedingungen miteinander gekoppelt werden. Gemeinsam haben die Formulierungen die Beschreibung des magnetischen Feldes \vec{H} durch übergeordnete Potentiale, für welche die zu lösenden Differentialgleichungen aufgestellt werden.

Bei der Betrachtung eines ferromagnetischen Gebietes, in dem keine Stromdichteverteilung existiert, folgt aus der in Gleichung (3.4) dargestellten Form des Durchflutungsgesetzes:

$$\text{rot } \vec{H} = 0. \quad (3.43)$$

In diesem Fall kann, wie bereits in Gleichung (3.29) für den wirbelfreien Magnetfeldanteil \vec{H}_M geschehen, die Feldstärke \vec{H} als Gradient eines skalaren Potentials Ψ_M dargestellt werden:

$$\vec{H} = -\text{grad } \Psi_M. \quad (3.44)$$

Analog zu dem in Gleichung (3.29) verwendeten reduzierten Skalarpotential Φ_M , wird Ψ_M als totales magnetisches Skalarpotential bezeichnet. Die zugehörige Differenzialgleichung ergibt sich aus Gleichung (3.44) durch Anwenden der Materialgleichung (3.27) und über die Quellenfreiheit der magnetischen Flussdichte (3.5) wie folgt [30]:

$$\text{div}(\mu \cdot \text{grad } \Psi_M) = 0. \quad (3.45)$$

Für nicht leitfähige Gebiete mit einer vorgegebenen Stromdichteverteilung lässt sich ausgehend von den Gleichungen (3.21) und (3.29) die magnetische Feldstärke \vec{H} durch den folgenden Ausdruck beschreiben:

$$\vec{H} = \vec{H}_C - \text{grad } \Phi_M, \quad (3.46)$$

aus dem auf ähnliche Weise wie bei Gleichung (3.45) die folgende Differentialgleichung abgeleitet werden kann:

$$\operatorname{div}(\mu \cdot \operatorname{grad} \Phi_M) = \operatorname{div}(\mu \cdot \vec{H}_C), \quad (3.47)$$

in welcher das erregende Feld \vec{H}_C , wie bereits erwähnt, eine bekannte Größe darstellt [30]. Da für die Gebiete des Berechnungsmodells, in denen Gleichung (3.47) hier zur Anwendung kommt, eine relative Permeabilität von $\mu_r = 1$ angenommen wird, ergibt sich folgender, vereinfachter Ausdruck:

$$\Delta \Phi_M = 0. \quad (3.48)$$

In den Grenzflächen zwischen Bereichen, in denen die oben beschriebenen Formulierungen des reduzierten Skalarpotentials Φ_M und des totalen Skalarpotentials Ψ_M verwendet werden, müssen entsprechend der Stetigkeitsbedingungen für das magnetische Feld (3.19) die folgenden Gleichungen, mit dem Normalenvektor der Grenzfläche \vec{n} und einem tangentialen Einheitsvektor \vec{t} , erfüllt sein [37]:

$$\begin{aligned} \mu_0 \cdot (\vec{H}_C - \operatorname{grad} \Phi_M) \cdot \vec{n} &= -\mu \cdot (\operatorname{grad} \Psi_M) \cdot \vec{n}, \\ (\vec{H}_C - \operatorname{grad} \Phi_M) \cdot \vec{t} &= -(\operatorname{grad} \Psi_M) \cdot \vec{t}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Zur Berücksichtigung von Bereichen, in denen Wirbelströme auftreten können, wird die so genannte T- Ω -Formulierung herangezogen, die auf dem elektrischen Vektorpotential \vec{T} basiert, welches wie folgt definiert ist [38]:

$$\operatorname{rot} \vec{T} = \vec{J}. \quad (3.50)$$

Einsetzen von Gleichung (3.50) in Gleichung (3.4) und anschließende Integration führt auf den Ausdruck:

$$\vec{H} = \vec{T} - \operatorname{grad} \Omega, \quad (3.51)$$

welcher die Beschreibung des magnetischen Feldes \vec{H} über das elektrische Vektorpotential \vec{T} und ein magnetisches Skalarpotential Ω ermöglicht. In leitfähigen Bereichen ergeben sich bei dieser Formulierung in jedem Knoten des finite Elemente Modells vier Freiheitsgrade, entsprechend der

drei Komponenten des elektrischen Vektorpotentials \vec{T} und dem magnetischen Skalarpotential Ω , während in nicht leitfähigen Gebieten nur das magnetische Skalarpotential Ω auftritt. Aus der bisher noch nicht verwendeten, zweiten Maxwell'schen Gleichung ohne Bewegungsanteil:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.52)$$

lässt sich unter Verwendung der Gleichungen (3.3), (3.27), (3.50) und (3.51) sowie durch anschließendes Anwenden der Quellenfreiheit der magnetischen Flussdichte (3.5) schließlich das folgende Differentialgleichungssystem herleiten [39]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\gamma} \cdot \operatorname{rot} \vec{T} \right) &= -\frac{\partial}{\partial t} (\mu \cdot \vec{T} - \mu \cdot \operatorname{grad} \Omega), \\ \operatorname{div} (\mu \cdot \vec{T} - \mu \cdot \operatorname{grad} \Omega) &= 0, \end{aligned} \quad (3.53)$$

welches sich in nicht leitfähigen Gebieten auf diesen Ausdruck reduziert [38]:

$$\operatorname{div} (\mu \cdot \operatorname{grad} \Omega) = 0. \quad (3.54)$$

In den Grenzflächen zwischen leitfähigen und nicht leitfähigen Gebieten muss schließlich die folgende Bedingung erfüllt sein [39]:

$$\vec{J} \cdot \vec{n} = 0. \quad (3.55)$$

3.4.2 Funktionsweise der finite Elemente Methode

Ein verbreitetes Verfahren ist die Methode der gewichteten Residuen oder speziell das aus dieser hervorgehende lokale Galerkin-Verfahren, bei dem die zur Approximation des Lösungsverlaufs eingesetzten, lokalen Formfunktionen ebenfalls als Gewichtungsfunktionen für das Residuum verwendet werden. Zunächst erfolgt die Diskretisierung des gesamten, betrachteten Volumens V in N einzelne Elemente mit den Volumina V_i [30]:

$$V = \sum_{i=1}^N V_i. \quad (3.56)$$

Um die stellenweise komplexe Geometrie der Bauteile im Endbereich eines Turbogenerators nachzubilden, andererseits das betrachtete Volumen in anderen Bereichen wie beispielsweise am

Rand des Rechengebiets nicht feiner als erforderlich zu diskretisieren, werden hier Tetraederelemente eingesetzt. Da die zur Definition der Geometrie verwendeten Knoten mit den Knoten zur Nachbildung des Lösungsverlaufs übereinstimmen und die, wie in Abbildung 3.9 dargestellt, durch lediglich vier Knoten festgelegten Tetraederelemente die Verwendung linearer Formfunktionen vorschreiben, handelt es sich hier um lineare, isoparametrische Tetraederelemente [30].

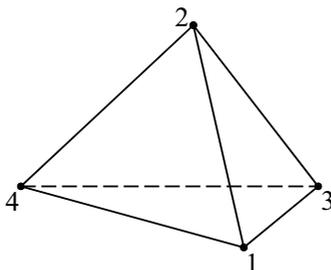


Abbildung 3.9 Tetraederelement mit den Knoten 1 bis 4

Die gesuchte Funktion, hier beispielsweise das totale magnetische Skalarpotential Ψ_M , wird nun durch die folgende Summe lokaler Basisfunktionen angenähert:

$$\Psi_M(x, y, z) = \sum_{i=1}^N \Psi_{M_i}(x, y, z). \tag{3.57}$$

Die lokalen Basisfunktionen Ψ_{M_i} sind nur in dem jeweiligen Element i definiert, müssen allerdings die Forderung nach einem stetigen Gesamtverlauf des Potentials Ψ_M erfüllen. Durch die Einführung der linearen Formfunktionen α_{ik} , welche in dem jeweils betrachteten Element i derart definiert sind, dass sie im Knoten k den Wert 1 und in den übrigen Knoten des Elements den Wert 0 annehmen, lässt sich die lokale Basisfunktion Ψ_{M_i} im Element i als Überlagerung der vier linearen Formfunktionen $\alpha_{i1}, \alpha_{i2}, \alpha_{i3}, \alpha_{i4}$ darstellen [30]:

$$\Psi_{M_i}(x, y, z) = \sum_{k=1}^4 \alpha_{ik}(x, y, z) \cdot \Psi_{M_{ik}}, \tag{3.58}$$

wobei $\Psi_{M_{ik}}$ den Wert des gesuchten Potentials Ψ_M im Knoten k des Elements i bezeichnet.

Zur Lösung der im Kapitel 3.4.1 vorgestellten Differentialgleichung kommt nun die Methode der gewichteten Residuen zum Einsatz. Der Umstand, dass die approximierte Lösung für Ψ_M die entsprechende Differentialgleichung nicht vollständig erfüllt, führt hierbei auf ein Residuum R :

$$\operatorname{div}(\mu \cdot \operatorname{grad} \Psi_M) = R. \quad (3.59)$$

Dieses Residuum wird nun mit einer Gewichtungsfunktion w gewichtet, über das gesamte betrachtete Volumen V integriert und gleich 0 gesetzt:

$$\iiint_V R \cdot w \, dV = \iiint_V (\operatorname{div}(\mu \cdot \operatorname{grad} \Psi_M)) \cdot w \, dV = 0. \quad (3.60)$$

Der erhaltene Ausdruck lässt sich wie folgt umformen:

$$\iiint_V w \cdot \mu \cdot \Delta \Psi_M \, dV + \iiint_V w \cdot \operatorname{grad} \mu \cdot \operatorname{grad} \Psi_M \, dV = 0. \quad (3.61)$$

Bedingt durch die Beschreibung der Näherungslösung für Ψ_M unter Verwendung linearer Formfunktionen, treten wegen der zweiten Ableitung $\Delta \Psi_M$ bei der Integration über das Gesamtvolumen Singularitäten an den Elementgrenzen auf. Durch Anwenden des 1. Green'schen Satzes kann Gleichung (3.61) jedoch umgeformt werden:

$$\iiint_V \mu \cdot \operatorname{grad} w \cdot \operatorname{grad} \Psi_M \, dV - \oint_{S=\partial(V)} w \cdot \mu \cdot \operatorname{grad} \Psi_M \, d\vec{S} = 0. \quad (3.62)$$

Da nun nur noch die ersten Ableitungen der gesuchten Funktion auftreten, muss die Bedingung der Stetigkeit an den Elementgrenzen nur noch von den Formfunktionen selbst, nicht aber von deren ersten Ableitungen erfüllt werden. Gleichung (3.62) wird daher auch als schwache Form der Differentialgleichung bezeichnet. Allerdings muss nun auch die Gewichtungsfunktion w an den Elementgrenzen stetig sein. Dies wird beim lokalen Galerkin-Verfahren dadurch erreicht, dass die lokalen Formfunktionen α_{ik} für die jeweiligen Knoten auch als Gewichtungsfunktionen verwendet werden [30]:

$$w_{ik}(x, y, z) = \alpha_{ik}(x, y, z). \quad (3.63)$$

Das geschlossene Flächenintegral in Gleichung (3.62) erstreckt sich über den Rand des Volumens, in welchem hier beispielsweise die Formulierung des totalen magnetischen Skalarpotentials Ψ_M

zur Anwendung kommt und das einen Teilbereich des gesamten Berechnungsmodells darstellt. Handelt es sich bei dem Rand des Teilbereichs um die Grenzfläche zu einem angrenzenden Teilbereich, in welchem eine andere Formulierung zur Anwendung kommt, gehen die in der Grenzfläche zu erfüllenden Übergangsbedingungen in das Randintegral ein.

Stimmt ein Teil des Randes hingegen mit einer der Außenflächen des Berechnungsmodells überein, werden die für das Berechnungsmodell festgelegten Randbedingungen in dem Randintegral berücksichtigt. In diesem Zusammenhang erfordert die in Kapitel 8 beschriebene Vorgehensweise zur Modellierung des Endbereichs eines Turbogenerators die Vorgabe eines tangentialen Verlaufs des magnetischen Feldes auf dem Rand des Berechnungsmodells. Dies kann durch die homogene Neumann-Bedingung erreicht werden, welche sich für das totale magnetische Skalarpotential Ψ_M wie folgt ausdrücken lässt:

$$\text{grad} \Psi_M \cdot \vec{n} = 0. \quad (3.64)$$

Das Durchführen der Integration von Gleichung (3.62) führt schließlich auf ein algebraisches Gleichungssystem der Form:

$$(K) \cdot (\Psi_M) + (F) = 0, \quad (3.65)$$

mit der Koeffizientenmatrix (K) , dem Spaltenvektor der unbekanntenen Potentiale (Ψ_M) und dem Spaltenvektor (F) , der die bekannten Größen beinhaltet [30]. Zu den letzteren gehört beispielsweise die erregende Feldstärke \vec{H}_C , welche durch die Integration über die Grenzfläche zu angrenzenden Bereichen mit Φ_M -Formulierung eingeht.

Um das gesamte, zu lösende Gleichungssystem aufzustellen, muss für alle Gebiete des finite Elemente Modells in ähnlicher Weise wie oben beschrieben verfahren werden. Zur Lösung dieses Gleichungssystems, welches der in Gleichung (3.65) dargestellten Form entspricht, bieten sich wegen der dünn besetzten, diagonalendominanten Koeffizientenmatrix iterative Lösungsverfahren an. Die verwendete finite Elemente Software stellt hierzu verschiedene Verfahren zur Verfügung. Eine weit verbreitete Lösungsmethode, die auch hier zur Anwendung kam, ist die ICCG-Methode (Incomplete Cholesky Decomposition, Conjugate Gradient), welche auf dem Verfahren der Konjugierten Gradienten in Verbindung mit der unvollständigen Cholesky-Zerlegung basiert [30].

3.4.3 Berücksichtigung nichtlinearen Magnetisierungsverhaltens

Soll in den Teilbereichen des finite Elemente Modells, welche ferromagnetische Bauteile nachbilden und daher mit der Ψ_M -Formulierung zu behandeln sind, ein nichtlineares Magnetisierungsverhalten berücksichtigt werden, kann das Material durch eine feldabhängige Permeabilität $\mu(H)$ beschrieben werden. Die Koeffizienten der Matrix (K) in Gleichung (3.65) hängen in diesem Fall von dem gesuchten magnetischen Skalarpotential Ψ_M ab:

$$(K(\Psi_M)) \cdot (\Psi_M) + (F) = 0. \quad (3.66)$$

Zur Lösung dieses nichtlinearen Gleichungssystems kommt bei der finite Elemente Software das Newton-Raphson-Verfahren zur Anwendung. Hierbei wird, ausgehend von einem Startwert für die Permeabilität μ , eine erste Lösung für das Skalarpotential Ψ_M ermittelt. In einem zweiten Schritt wird das nichtlineare Gleichungssystem (3.66) in der Umgebung der erhaltenen Lösung für Ψ_M linearisiert. Durch lösen des linearisierten Gleichungssystems ergibt sich anschließend eine neue Lösung für Ψ_M . Die Vorgehensweise wird ab dem zweiten Schritt wiederholt bis eine vorgegebene Genauigkeit erreicht ist [40]. Die Beschreibung der nichtlinearen Permeabilität $\mu(H)$ erfolgt hier durch die Vorgabe der Magnetisierungskennlinie $B(H)$ des Materials, welche durch den folgenden, vereinfachten Ausdruck mit der Sättigungsmagnetisierung M_{Sat} und der Anfangspermeabilität $\mu_{r,\text{anf}}$ angenähert wird [29]:

$$B(H) = \mu_0 \cdot \left(H + \frac{2}{\pi} \cdot M_{\text{Sat}} \cdot \arctan \left(\frac{\pi \cdot (\mu_{r,\text{anf}} - 1) \cdot H}{2 \cdot M_{\text{Sat}}} \right) \right). \quad (3.67)$$

3.4.4 Verfahren zur zeitlichen Diskretisierung

Solange bei der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte Wirbelstromerscheinungen vernachlässigt werden, besteht das finite Elemente Modell lediglich aus Bereichen, in denen die Ψ_M -Formulierung oder die Φ_M -Formulierung zur Anwendung kommt. In letzteren wird hierbei die Berechnung des von den Strömen in den Wicklungen der Maschine erzeugten, erregenden Feldes \vec{H}_C durchgeführt. Die Feld- und Kraftberechnung erfolgt in magnetostatischen

Berechnungen zu den gewünschten Zeitpunkten, welche durch die Momentanwerte der Ströme beschrieben werden können.

Durch die Berücksichtigung der in leitfähigen Gebieten auftretenden Wirbelströme mittels der T-Ω-Formulierung, ergibt sich hingegen ein Differentialgleichungssystem erster Ordnung in der Zeit. Die Berechnung des Magnetfeldes findet nun nicht mehr zu ausgewählten Zeitpunkten statt, sondern erfolgt in einer magnetotransienten Simulation unter Verwendung eines Zeitschrittverfahrens. Die hierzu erforderliche zeitliche Diskretisierung in einzelne Zeitschritte der Weite Δt erfolgt unter Verwendung des Euler-Verfahrens. Hierbei wird beispielsweise der Differentialquotient des elektrischen Vektorpotentials \vec{T} durch den folgenden Differenzenquotienten ersetzt:

$$\frac{\partial \vec{T}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{T}(t + \alpha \cdot \Delta t) = \frac{\vec{T}(t + \Delta t) - \vec{T}(t)}{\Delta t}. \quad (3.68)$$

Die Lage des betrachteten Zeitpunktes $t + \alpha \Delta t$ zwischen t und $t + \Delta t$ wird durch den Verfahrensparameter α bestimmt [40]. Gesichert stabile Lösungen ergeben sich allerdings nur bei einer Wahl von $\alpha \geq 0,5$. Ferner werden sowohl die Schwingungen der gesuchten Lösungsfunktion als auch numerische Fehlerschwingungen mit zunehmendem α stärker gedämpft [41]. Da bei den hier betrachteten Wirbelstromerscheinungen keine Eigenschwingungsvorgänge auftreten, wurde ein Wert von $\alpha = 1$ gewählt, diese Vorgehensweise wird auch als das implizite Euler-Verfahren bezeichnet [40].

3.5 Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes

Nach der Berechnung der dreidimensionalen Verteilung des Vektors der magnetischen Flussdichte \vec{B} im Endbereich eines betrachteten Turbogenerators, lässt sich die elektromagnetische Kraftwirkung auf die Leiter des Ständerwickelkopfes über die Lorentz'sche Regel ermitteln. Diese beschreibt die Kraft \vec{F} , welche auf eine Ladung Q wirkt, die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} in einem durch die Flussdichte \vec{B} gegebenen Magnetfeld bewegt [42]:

$$\vec{F} = Q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (3.69)$$

3.5 BERECHNUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN KRÄFTE

Durch Betrachtung der bewegten Ladung Q als Strom I in einem infinitesimalen Längenelement $d\vec{l}$ kann ein Ausdruck für die auf dieses Längenelement wirkende, infinitesimale Kraft $d\vec{F}$ angegeben werden [34]:

$$d\vec{F} = I \cdot (d\vec{l} \times \vec{B}). \quad (3.70)$$

Über eine Integration lässt sich hieraus die auf einen fadenförmigen Leiter wirkende Kraft ermitteln:

$$\vec{F} = I \cdot \oint d\vec{l} \times \vec{B}. \quad (3.71)$$

Wird anstelle eines fadenförmigen Leiters ein Leiter mit endlichem Querschnitt behandelt, kann der in diesem fließende Strom allgemein durch den Stromdichtevektors \vec{J} beschrieben werden. Die Kraft auf das stromführende Volumen V ergibt sich in diesem Fall aus folgendem Ausdruck [32]:

$$\vec{F} = \iiint_V \vec{J} \times \vec{B} \, dV. \quad (3.72)$$

Die in dieser Arbeit verwendeten Kraftberechnungsmethoden basieren, je nach Modellierung der Stäbe der Ständerwicklung aus fadenförmigen Leitersegmenten oder mit endlichem Querschnitt, auf Gleichung (3.71) oder (3.72). Die Kraft zu einem bestimmten Zeitpunkt ergibt sich hierbei aus den Momentanwerten von Flussdichte und Strom bzw. Stromdichte. Zur Einprägung in ein mechanisches Berechnungsmodell, wird die elektromagnetische Kraft, die auf einen Punkt entlang eines fadenförmigen Leiters oder auf einen bestimmten Querschnitt eines Leitermodells mit endlichem Querschnitt einwirkt, direkt berechnet. Zur Visualisierung der Ergebnisse und zum Vergleich verschiedener Kraftberechnungsverfahren kann ebenso die Ermittlung der längenbezogenen Kräfte oder Streckenlasten erfolgen.

3.5.1 Die Kraft auf einen fadenförmigen Leiter

Das von Richter in [3] beschriebene, numerische Verfahren zur Berechnung der Wickelkopfkraft basiert auf der Modellierung der Wicklungen im Endbereich aus fadenförmigen Leitersegmenten. Der Verlauf der Leiter wird hierbei durch Punkte entlang der Mittelpunktslinie des jeweiligen Wicklungsstabes definiert. Da diese Punkte gegebenenfalls die Schnittstellen zu einem

mechanischen Berechnungsmodell darstellen, erfolgt die Kraftberechnung zweckmäßigerweise in diesen Punkten, also an den Stellen an denen zwei Linienleitersegmente aneinander stoßen. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.10 zwei solche Linienleitersegmente deren Lage durch die Ortsvektoren der drei Eckpunkte $\vec{r}_{P_{i-1}}$ bis $\vec{r}_{P_{i+1}}$ beschrieben wird.

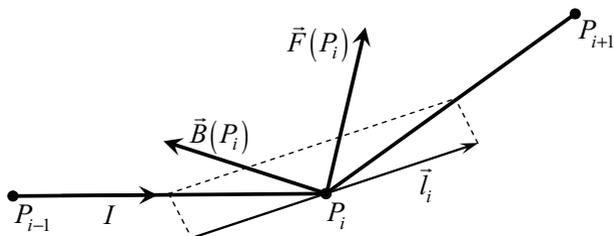


Abbildung 3.10 Punkt P_i mit angrenzenden Leitersegmenten

Die im Punkt P_i angreifende Kraft ergibt sich durch vektorielle Addition der Beiträge der auf die beiden Segmente wirkenden Kräfte in diesem Punkt. Bei einer ausreichend feinen, möglichst äquidistanten Diskretisierung des betrachteten fadenförmigen Leiters, kann vereinfachend angenommen werden, dass der Mittelwert der magnetischen Flussdichte im Bereich der beiden Segmente durch den Flussdichtevektor $\vec{B}(P_i)$ im Punkt P_i gegeben ist, der sich durch Aufsummieren der nach Gleichung (3.14) ermittelten Flussdichtebeiträge aller Leitersegmente der gesamten betrachteten Anordnung ergibt. Für die Kraft $\vec{F}(P_i)$ lässt sich durch Anwenden von Gleichung 3.71 und mit den getroffenen Annahmen der folgende Ausdruck angeben:

$$\vec{F}(P_i) = I \cdot (\vec{l}_i \times \vec{B}(P_i)). \quad (3.73)$$

Der Strom im betrachteten Leiter ist durch I gegeben. Der ebenfalls in Abbildung 3.10 gezeigte Längenvektor \vec{l}_i wird aus der Lage und der Länge der beiden an den Punkt angrenzenden Leitersegmente wie folgt bestimmt:

$$\vec{l}_i = \frac{1}{2} \cdot (\vec{r}_{P_i} - \vec{r}_{P_{i-1}}) + \frac{1}{2} \cdot (\vec{r}_{P_{i+1}} - \vec{r}_{P_i}). \quad (3.74)$$

3.5 BERECHNUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN KRÄFTE

Zur Angabe des Streckenlastvektors im Punkt P_i kann die Kraft $\vec{F}(P_i)$ durch die Länge des Abschnitts $l_{\text{Str},i}$ des fadenförmigen Leiters dividiert werden:

$$l_{\text{Str},i} = \frac{1}{2} \cdot |\vec{r}_{P_i} - \vec{r}_{P_{i-1}}| + \frac{1}{2} \cdot |\vec{r}_{P_{i+1}} - \vec{r}_{P_i}|, \quad (3.75)$$

wobei dieser Ausdruck nicht der Länge des in Abbildung 3.10 dargestellten Vektors \vec{l}_i entspricht, sondern sich aus den halben Längen der an den Punkt P_i angrenzenden Leitersegmente ergibt.

Für nebeneinander liegende Ständerwicklungsstäbe im Endbereich trifft die Aussage zu, dass die Abmessungen des Stabquerschnitts groß im Verhältnis zum Abstand der Stäbe zueinander sind. Es ist daher zu erwarten, dass die vereinfachte Nachbildung der Ständerwicklungsstäbe durch fadenförmige Leiter zu Abweichungen in den Ergebnissen der Kraftberechnung führt. Bei der auf einen Wicklungsstab wirkenden Kraft werden diese Abweichungen vor allem von den durch die nächstgelegenen Stäbe hervorgerufenen Kraftanteilen verursacht [3].

Um einen Eindruck von der Größenordnung dieser Abweichung zu gewinnen, kann die Kraft zwischen zwei parallelen Leitern mit endlichem Querschnitt in einer zweidimensionalen numerischen Feldberechnung ermittelt und mit der analytischen Berechnung der Kraft zwischen Linienleitern verglichen werden, welche im Mittelpunkt der ursprünglichen Leiter liegen. Allerdings lässt sich diese Betrachtungsweise nicht auf alle Bereiche des Ständerwickelkopfes anwenden. So trifft die Annahme parallel angeordneter Leiter nur auf die geraden Stababschnitte am Nutaustritt und näherungsweise auf die Evolventenabschnitte der Wicklungsstäbe einer Lage zu. Eine Untersuchung des Einflusses von Oberlagestäben auf die darunter liegenden Unterlagestäbe im Bereich der Evolventen ist an dieser Stelle nicht möglich.

Im Folgenden werden zwei mögliche Anordnungen der Wicklungsstäbe zueinander betrachtet. Die Anordnung nach Abbildung 3.11a entspricht hierbei zwei benachbarten Ober- oder Unterlagestäben im Bereich des geraden Stabteils oder im Bereich der Evolvente. Die in Abbildung 3.11b gezeigte Anordnung ermöglicht die Untersuchung der Kraftwirkung eines Oberlagestabes auf einen nahe gelegenen Unterlagestab im Bereich des geraden Stabteils am Nutaustritt. Die stationäre Berechnung erfolgt mittels des bereits erwähnten Feldberechnungsprogramms FLUX 2D® [29]. Die Abmessungen der Leiterquerschnitte von 81,6 mm mal 12 mm entsprechen dem in dieser Arbeit betrachteten Generator des unteren Leistungsbereichs mit 78 Ständermuten. Die Abstände zwischen den Leitermittelpunkten betragen im geraden Stabbereich 50 mm bei den Oberlagestäben, 57 mm bei den Unterlagestäben und 97 mm zwischen Oberlagestab und darunter liegendem Unterlagestab.

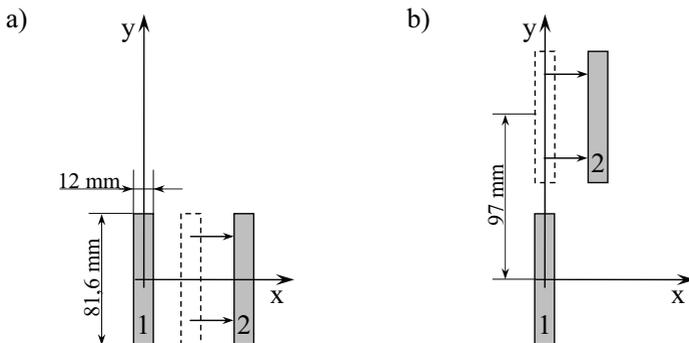


Abbildung 3.11 a) Stäbe einer Lage, b) Stäbe in Ober- und Unterlage

Im Bereich der Evolventen beträgt der Abstand zwischen den Mittelpunkten der Stäbe einer Lage ungefähr 28 mm . Durch die Variation des Abstandes x , wie in Abbildung 3.11 dargestellt, können verschiedene Kombinationen von jeweils zwei Stäben betrachtet werden. Es erfolgt die Berechnung der Streckenlast, also der längenbezogenen Kraft, wobei für beide Leiter eine homogene Stromdichteverteilung von $J = 3 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-1}$ angenommen wird. Diese ergibt sich unter Berücksichtigung der Schaltungsart der Ständerwicklung aus dem Scheitelwert des Bemessungsstromes des betrachteten Generators.

Die Ergebnisse der Berechnung sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Bei Betrachtung der Stäbe einer Lage lässt sich feststellen, dass die Abweichung der unter Verwendung von Linienleitern berechneten Kräfte zur numerischen Feldberechnung im Bereich des geraden Stabteils bereits beim dreifachen Abstand zweier nebeneinander liegender Stäbe auf 5% bei Oberlage- und 2% bei Unterlagestäben abgesunken ist. Bei direkt benachbarten Stäben liegt die Abweichung für Oberlagestäbe bei 30% und für Unterlagestäbe bei 26% . Im Bereich der Evolventen sind die Abweichungen auf Grund des geringeren Abstandes der Stäbe einer Lage noch größer. Sowohl für Ober- als auch für Unterlagestäbe ergibt sich eine Abweichung von 70% bei direkt benachbarten Stäben. Erst beim fünffachen Abstand zweier nebeneinander liegender Stäbe liegen die Abweichungen hier unter 8% .

Bei der Betrachtung der Kraft zwischen einem Ober- und einem Unterlagestab im Bereich des geraden Stabteils ist zu beachten, dass sich die mit den beiden Methoden berechneten Kräfte nicht nur in ihrem Betrag, sondern bei von null verschiedenen Werten für die Variable x gemäß Abbildung 3.11 auch in ihrer Richtung unterscheiden. Da die Abweichungen bei der Kraftrichtung

3.5 BERECHNUNG DER ELEKTROMAGNETISCHEN KRÄFTE

jedoch maximal einen Wert von 5° erreichten, werden auch hier lediglich die Kraftbeträge betrachtet.

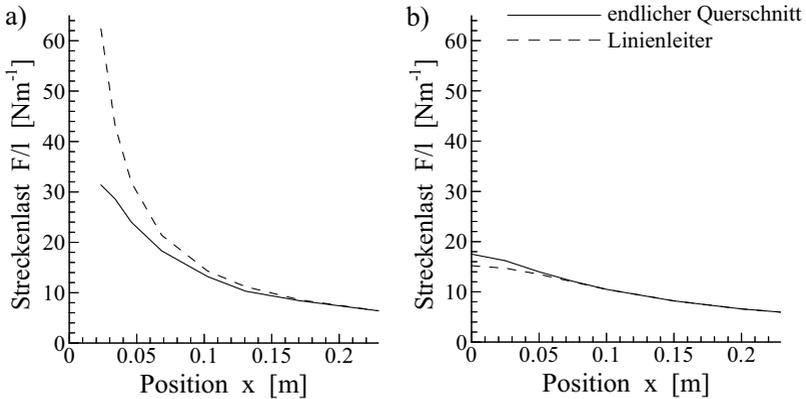


Abbildung 3.12 a) Kraft bei Stäben einer Lage, b) bei Stäben in Ober und Unterlage

Das Ergebnis der analytischen Berechnung mit Linienleitern weicht für direkt übereinander liegende Stäbe um 13 % von dem der numerischen Berechnung ab. Im Gegensatz zur Betrachtung von zwei Stäben einer Lage liefert die numerische Kraftberechnung hier die größeren Werte. Bei einem horizontalen Abstand von 100 mm bzw. 114 mm, was bei dem betrachteten Generator der Verschiebung des Ober- bzw. Unterlagestabes um zwei Nutteilungen in Umfangsrichtung entspricht, sind keine Abweichungen zwischen den Ergebnissen der beiden Berechnungen mehr feststellbar.

Die auf den Abschnitt eines Stabes der Ständerwicklung wirkende Kraft ergibt sich durch die Überlagerung der durch alle übrigen Stababschnitte im Endbereich hervorgerufenen Kraftbeiträge. Die für die Kraftberechnung maßgebliche Flussdichteverteilung wird ferner durch den aktiven Maschinenteil sowie durch weitere magnetisierbare oder leitfähige Bauteile im Endbereich beeinflusst, was in der hier unternommenen vereinfachten Betrachtung der Kraft zwischen parallelen Leitern nicht berücksichtigt wird. Daher kann an dieser Stelle lediglich die qualitative Aussage abgeleitet werden, dass mit dem in [3] beschriebenen Verfahren, in Folge der vereinfachten Modellierung der Ständerstäbe aus Linienleitern, größere als die tatsächlich angreifenden Kräfte berechnet werden. Durch einen Vergleich der Ergebnisse des in [3] beschriebenen Verfahrens mit denen des in [1] vorgestellten Berechnungsprogramms, das eine detaillierte Nachbildung der Ständerwicklungsstäbe mit ihrem tatsächlichen Querschnitt unterstützt, sowie durch Berechnungen mittels des dreidimensionalen finite Elemente Programms

unter Verwendung unterschiedlicher Stabmodelle wird diese Abweichung im weiteren Verlauf der Arbeit eingehender untersucht.

3.5.2 Die Kraft auf einen Leiter mit endlichem Querschnitt

Um die Weiterverwendung der ermittelten elektromagnetischen Kräfte in einem mechanischen finite Elemente Modell zu ermöglichen, bei welchem die Kräfte in den Eckpunkten der Stabquerschnitte eingepreßt werden, berechnet das von FREI-SPREITER in [1] beschriebene Programm die Kräfte in den Eckpunkten des in Kapitel 3.1 vorgestellten Stabmodells aus hexaederförmigen Leitersegmenten. Diese Kräfte müssen statisch äquivalent zu den äußeren verteilten Raumkraftdichten \vec{b} sein. Hierzu wird über das Prinzip der virtuellen Arbeit der folgende Ausdruck für die in einem Eckpunkt i eines Stabsegments angreifende Kraft \vec{F}_i hergeleitet:

$$\vec{F}_i = \iiint_V N_i \cdot \vec{b} \, dV, \quad (3.76)$$

in dem V das Volumen des Stabsegments bezeichnet und N_i eine Ansatzfunktion darstellt, die im Knoten i den Wert 1 und in den übrigen Knoten des Segments den Wert 0 annimmt. Die Kraftdichte \vec{b} kann wie folgt berechnet werden:

$$\vec{b} = \mu_0 \cdot \vec{J} \times \vec{H}. \quad (3.77)$$

Allerdings kann die Berechnung der magnetischen Feldstärke \vec{H} mit den in Kapitel 3.1 bis 3.3 beschriebenen Methoden lediglich in diskreten Punkten erfolgen. Unter Verwendung der acht in den Knoten des jeweiligen Stabsegments errechneten Werte wird daher der Verlauf der Kraftdichte \vec{b} innerhalb des Segments durch einen bilinearen Ansatz angenähert, der einen stetigen Übergang der Kraftdichte zu den angrenzenden Stabsegmenten gewährleistet [1]. Die Berechnung der Kraftvektoren \vec{F}_i in den Eckpunkten des Stabmodells erfolgt im Anschluss nach Gleichung (3.76) in numerisch durchgeführten Integrationen.

In [1] wird darauf hingewiesen, dass die Genauigkeit des Verfahrens verbessert werden kann, wenn die Kanten eines Leitersegmentes zueinander ein Verhältnis nahe 1 aufweisen. Auf Grund des relativ flachen Querschnittes der Ständerwicklungsstäbe lässt sich dies jedoch nur mit

einer sehr großen Anzahl von Segmenten erreichen, wobei der Stab nicht nur in Längsrichtung fein unterteilt werden muss, sondern auch in Richtung der längeren Kante des Stabquerschnittes aus mehreren Segmenten aufgebaut sein sollte. Da aus dieser Modellierungsweise jedoch eine deutliche Zunahme der Rechenzeit resultieren würde, wird hiervon Abstand genommen. Der Stab wird in Richtung der längeren Kante des Querschnittes, wie auch in Kapitel 7, in Abbildung 7.2 zu erkennen, lediglich in zwei Segmente unterteilt, sodass sich pro Stabquerschnitt sechs Knoten ergeben.

Zum Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Berechnungsprogramme erfolgt die Ermittlung der auf die einzelnen Stabquerschnitte des Ständerwicklungsmodells einwirkenden Kräfte oder Streckenlasten. Während bei einer Modellierung der Ständerwicklung aus fadenförmigen Leitersegmenten die in Kapitel 3.5.1 beschriebene Vorgehensweise direkt die entsprechenden Werte liefert, werden bei dem hier beschriebenen Verfahren die Knotenkräfte \vec{F}_i in den sechs Eckpunkten jedes Stabquerschnittes zu einer Summenkraft \vec{F} zusammengefasst [1]:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^6 \vec{F}_i . \quad (3.78)$$

Zur Umrechnung in den zugehörigen Streckenlastvektor wird der Kraftvektor \vec{F} , analog zu der in Kapitel 3.5.1 vorgestellten Methode, durch die Summe der halben Längen der beiden an den jeweiligen Querschnitt angrenzenden Leiterabschnitte dividiert.

3.5.3 Berechnung der Kräfte mit der finite Elemente Software

Bei dem hier verwendeten Verfahren sind die Spulen der Ständerwicklungen im Endbereich des Generators kein Bestandteil des finite Elemente Modells, sondern werden diesem, wie bereits in Kapitel 3.4.1 erwähnt, als unvermaschte Leiteranordnung zur Erzeugung des erregenden Feldes \vec{H}_c überlagert. Das verwendete Softwarepaket selbst stellt keine Werkzeuge zur Verfügung um die auf einen solchen, mit einem endlichen Querschnitt versehenen Leiter einwirkende Kraft nach Gleichung (3.72) zu ermitteln. Es besteht allerdings die Möglichkeit, bei der Auswertung beliebige Volumina zu definieren und die von der Software berechnete, magnetische Flussdichte \vec{B} komponentenweise über ein solches Volumen numerisch zu integrieren. Wird ein solches Volumen derart definiert, dass es einen Abschnitt eines Leitermodells erfasst, in dem der vorgegebene Stromdichtevektor \vec{J} grundsätzlich homogen verteilt und in Richtung des Leiters

orientiert ist, kann die auf den Leiterabschnitt wirkende Kraft über folgenden Ausdruck ermittelt werden:

$$\vec{F} = \vec{J} \times \iiint_V \vec{B} \, dV. \quad (3.79)$$

Zur Berechnung von Streckenlasten kann in ähnlicher Weise verfahren werden. Hierbei wird die magnetische Flussdichte \vec{B} komponentenweise über den Leiterquerschnitt an der ausgewählten Stelle des Ständerwicklungsstabes integriert. Der Stromdichtevektor \vec{J} ist in diesem Fall homogen über den Leiterquerschnitt S verteilt und steht senkrecht auf diesem. Der Streckenlastvektor \vec{F}/l ergibt sich wie folgt:

$$\vec{F}/l = \vec{J} \times \iint_S \vec{B} \, dS. \quad (3.80)$$

Die beschriebene Vorgehensweise eignet sich nicht zur Berechnung der auf fadenförmige Leiter einwirkenden Kräfte, da die Flussdichte in der unmittelbaren Nähe eines derartigen Leiters unendliche Werte annimmt. Zur Überprüfung der Ergebnisse der beiden anderen Berechnungsprogramme, kommen bei der Anwendung der finite Elemente Software im Rahmen dieser Arbeit jedoch auch Endbereichsmodelle zum Einsatz, bei denen zur Modellierung der Ständerwicklungsstäbe fadenförmige Leitersegmente eingesetzt werden. Die zur Auswertung vorgesehenen Ständerwicklungsstäbe werden in diesem Fall nicht als fadenförmige Leiter sondern mit einem sehr kleinen, kreisförmigen Querschnitt modelliert. Der Kraft- oder Streckenlastvektor in einem Punkt entlang des Leiters kann dann aus dem Flussdichtevektor im Mittelpunkt des Leiterquerschnitts an der entsprechenden Stelle unter Verwendung der Gleichungen (3.73) bis (3.75) ermittelt werden.

Kapitel 4

Die Ströme in den Ständerwicklungen und in der Feldwicklung

Das Magnetfeld im Endbereich eines Turbogenerators und die daraus resultierenden elektromagnetischen Kraftwirkungen auf die Leiter des Ständerwickelkopfes werden durch die Ströme in den Ständerwicklungen und in den Läuferwicklungen bestimmt. Auf Grund der Rotation des Läufers muss außerdem die Läuferposition berücksichtigt werden. Das zeitliche Verhalten dieser fünf Größen stellt also neben den Abmessungen der Maschinenkomponenten im Endbereich und den Materialeigenschaften den Eingabedatensatz für die Simulationen dar.

Für die betrachteten transienten Ausgleichsvorgänge oder stationären Betriebszustände können die erforderlichen Informationen über die Ströme in den Wicklungen und die Läuferposition in Form von diskreten Zeitfunktionen oder unter Verwendung von Formelausdrücken an die Simulationsprogramme übergeben werden.

Ein nützliches Instrument zur Ermittlung dieser Daten besteht in der Zweixachsendarstellung nach Park, welche grundsätzlich zur Beschreibung des Verhaltens des Generators bei verschiedenen Betriebsfällen dient. Die Betrachtung beschränkt sich hierbei auf die Grundwellen der durch die Gleichungen beschriebenen Größen. Die Stranggrößen der Ständerwicklungen A, B und C werden bei diesem Verfahren durch eine Transformation auf die Achsengrößen d , q und 0 abgebildet. Hierdurch wird erreicht, dass die in den Spannungsgleichungen auftretenden Induktivitäten unabhängig von der Läuferstellung sind, wobei der Winkel θ die momentane Stellung der Polachse relativ zur Wicklungsachse des Stranges A beschreibt [43]. Die läuferfeste d - oder direkte Achse liegt in Richtung des größten magnetischen Leitwertes, was der Polachse entspricht. Die ebenso läuferfeste q - oder Querachse weist in Richtung des geringsten magnetischen Leitwertes, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Betrachtung des Nullsystems ist bei der Behandlung symmetrischer Betriebszustände nicht erforderlich [44].

KAPITEL 4 DIE STRÖME IN STÄNDER- UND FELDWICKLUNG

Der magnetische Kreis und die Läuferwicklungen werden vereinfachend als symmetrisch zur d- und zur q- Achse angenommen. Eine direkte Nachbildung der Einflüsse von Eisensättigung und Hysterese kann nicht erfolgen. Die Berücksichtigung bestimmter Sättigungszustände wird in der Regel über die entsprechende Wahl der magnetischen Leitwerte vorgenommen. Die Dämpferwicklung wird durch vereinfachte Ersatzdämpferwicklungen in d- und q-Achse nachgebildet. Eine ausführliche Beschreibung der Gleichungen des Park'schen Modells der Synchronmaschine und ihrer Herleitung ist in [43] gegeben.

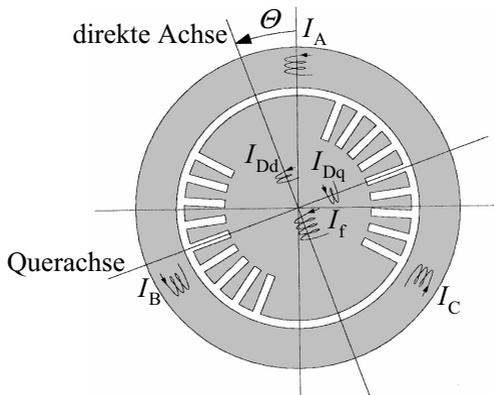


Abbildung 4.1 Darstellung der Lage von d- und q-Achse gemäß [44]

Die Berechnung der in dieser Arbeit verwendeten Zeitfunktionen der Ströme in den Wicklungen des Generators erfolgte in erster Linie unter Verwendung des Netzberechnungsprogramms NETOMAC[®] [45], welches auf dem Park'schen Modell der Synchronmaschine basiert. Zur Modellierung des Generators dient hierbei das in Abbildung 4.2 dargestellte IEEE Standard Ersatzschaltbild für d- und q- Achse.

Das Differentialgleichungssystem, welches das Verhalten des Generators am Übertragungsnetz beschreibt, wird numerisch gelöst. Neben den Werten der Reaktanzen und Widerstände der Ersatzschaltbilder ist zur Simulation außerdem die Angabe der Bemessungsscheinleistung S_r , der Bemessungsspannung U_r und der Bemessungsfrequenz f_r erforderlich. Zur Umrechnung der programmintern verwendeten bezogenen Größen auf die bei der Kraftberechnung benötigten physikalischen Größen wird außerdem der Wert des Leerläuferregnerstromes bei Bemessungsspannung I_{f0} benötigt.

Die Parameter der Ersatzschaltbilder können in Versuchen wie beispielsweise dem dreisträngigen Stoßkurzschlussversuch ermittelt werden. Eine analytische Berechnung aus der Generatorgeometrie kann ebenfalls erfolgen. Letztere Vorgehensweise wird eingehend in [47] beschrieben. Für die in dieser Arbeit behandelten Turbogeneratoren konnte allerdings weitestgehend auf vom Hersteller zur Verfügung gestellte Daten zurückgegriffen werden.

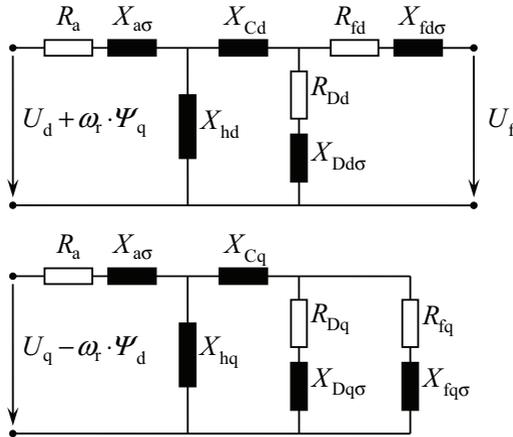


Abbildung 4.2 Standard Ersatzschaltbild für d- und q-Achse nach IEEE gemäß [46]

4.1 Definition eines stationären Betriebszustandes

Bei der Betrachtung eines stationären Betriebszustandes können die Ströme in den Ständerwicklungen durch Sinus- oder Cosinusfunktionen beschrieben werden. Die Frequenz entspricht der Bemessungsfrequenz f_r . Der Wert des Erregerstromes ist konstant und der Läufer rotiert mit der konstanten elektrischen Winkelgeschwindigkeit $\omega_l = 2\pi f_r$. Zur Ermittlung der zur Kraftberechnung erforderlichen Eingabedaten wird im Folgenden das in Abbildung 4.3 dargestellte Zeigerdiagramm herangezogen. Der gezeigte Betriebszustand entspricht hierbei dem übererregten Generatorbetrieb, was in der Regel auch auf den Bemessungsbetrieb von Synchrongeneratoren zutrifft.

Ein stationärer Betriebszustand kann durch die Angabe der Klemmenspannung U_{eff} , der vom Generator abgegebenen Scheinleistung S und des Leistungsfaktors $\cos \varphi$ festgelegt werden. Im Gegensatz zu U_r , womit der Effektivwert der verketteten Klemmenspannung im

Bemessungsbetrieb bezeichnet wird, stehen U_{eff} sowie der komplexe Zeiger \underline{U} zur Darstellung im Zeigerdiagramm hier für den Effektivwert der Leiter-Erd-Spannung an den Klemmen des üblicherweise im Stern verschalteten Turbogenerators.

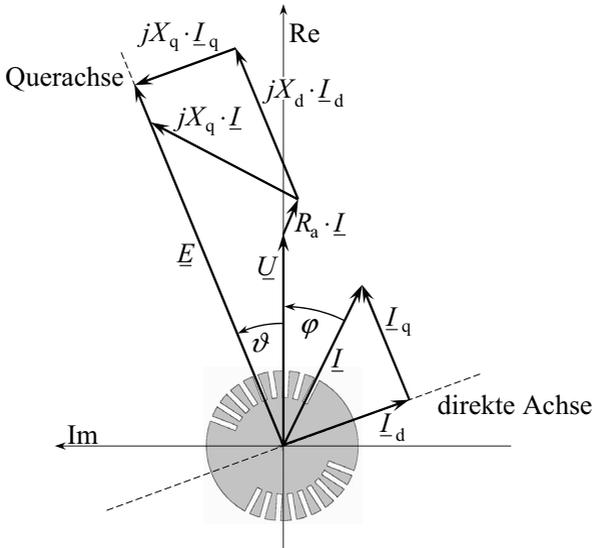


Abbildung 4.3 Zeigerdiagramm des Generators im stationären Zustand gemäß [46]

Für den Zeiger des Strangstromes \underline{I} kann damit der folgende Ausdruck angegeben werden:

$$\underline{I} = I_{\text{eff}} \cdot e^{-j\varphi}, \quad \text{mit} \quad I_{\text{eff}} = \frac{S}{3 \cdot U_{\text{eff}}}. \quad (4.1)$$

Die Berücksichtigung des Phasenwinkels φ erfolgt bei der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte über die Läuferposition im Berechnungsmodell. Die Zeitfunktionen der Ströme in den Ständerwicklungen können daher wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned} I_A(t) &= \sqrt{2} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \sin(\omega t), \\ I_B(t) &= \sqrt{2} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right), \\ I_C(t) &= \sqrt{2} \cdot I_{\text{eff}} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right). \end{aligned} \quad (4.2)$$

4.1 DEFINITION EINES STATIONÄREN BETRIEBSZUSTANDES

Die Ständerwicklungen der in dieser Arbeit betrachteten Turbogeneratoren sind in Doppelstern- oder Vierfachsternschaltung ausgeführt, die korrekten Werte für die Ströme in den Ständerwicklungsstäben ergeben sich aus Gleichung (4.2) daher über eine Division durch den Faktor zwei bzw. vier.

Zur Angabe des Erregerstromes I_f muss zunächst die Polradspannung E bestimmt werden, hierzu wird in einem ersten Schritt der Polradwinkel ϑ ermittelt. Da der Zeiger der Polradspannung \underline{E} durch die Spitze von $jX_q \cdot \underline{I}$ verläuft, gilt für den Polradwinkel:

$$\vartheta = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \{ \underline{U} + R_a \cdot \underline{I} + jX_q \cdot \underline{I} \}}{\operatorname{Re} \{ \underline{U} + R_a \cdot \underline{I} + jX_q \cdot \underline{I} \}} \right), \quad (4.3)$$

mit dem Ständerwicklungswiderstand R_a und der synchronen Reaktanz der Querachse X_q . Nun kann eine Zerlegung des Stromzeigers \underline{I} in die Längskomponente \underline{I}_d und die Querkomponente \underline{I}_q erfolgen:

$$\begin{aligned} \underline{I}_d &= I_{\text{eff}} \cdot \cos \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta - \varphi \right) \cdot e^{-j \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta \right)}, \\ \underline{I}_q &= I_{\text{eff}} \cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} - \vartheta - \varphi \right) \cdot e^{j\vartheta}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Damit kann der Zeiger der Polradspannung durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden [44]:

$$\underline{E} = E \cdot e^{j\vartheta} = \underline{U} + R_a \cdot \underline{I} + jX_d \cdot \underline{I}_d + jX_q \cdot \underline{I}_q, \quad (4.5)$$

wobei X_d die synchrone Reaktanz der direkten Achse bezeichnet. Nach [43] lässt sich aus E der Wert des Gleichstroms in der Erregerwicklung I_f berechnen, wobei die Umrechnung der im Park'schen Modell auf den Ständer bezogenen Größe in die tatsächliche physikalische Größe unter Verwendung der Bemessungsgrößen U_r , S_r und I_{n0} erfolgt:

$$I_f = \sqrt{2} \cdot \frac{\sqrt{3} \cdot U_r \cdot I_{n0}}{S_r} \cdot \frac{E}{X_{\text{hd}}}, \quad (4.6)$$

mit der Hauptreaktanz der direkten Achse X_{hd} . Die in den obigen Gleichungen verwendeten Werte der synchronen Reaktanzen X_d und X_q ergeben sich aus den Größen der Ersatzschaltbilder durch Addition der Ständerstreureaktanz X_{σ} zur Hauptreaktanz der jeweiligen Achse.

Zur Implementierung der Läuferdrehung in das Berechnungsprogramm muss zunächst die mechanische Winkelgeschwindigkeit festgelegt werden. Bei zweipoligen Maschinen entspricht diese der elektrischen Winkelgeschwindigkeit ω_e . Bei einer vierpoligen Maschine entspricht die mechanische Winkelgeschwindigkeit dem halben Wert von ω_e .

Ferner muss die Anfangsposition des Läufers bestimmt werden. Bei Verwendung der in Gleichung (4.2) angegebenen Ausdrücke für die Zeitfunktionen der Ständerströme und unter Berücksichtigung der Stromrichtungen in den Wicklungen des Berechnungsmodells ergibt sich für den Winkel Θ_0 , der die Stellung der Polachse relativ zur Wicklungsachse des Stranges A zum Zeitpunkt $t = 0$ beschreibt, aus dem Zeigerdiagramm in Abbildung 4.3:

$$\Theta_0 = \vartheta + \varphi - \pi. \quad (4.7)$$

Auch hier ist bei Betrachtung einer vierpoligen Maschine der halbe Wert zu verwenden.

4.2 Berechnung der Ströme beim dreisträngigen Kurzschluss

Tritt während eines stationären Betriebszustandes ein dreisträngiger Kurzschluss an den Generator клемmen auf, fällt die Klemmenspannung augenblicklich auf den Wert null ab. Gemäß dem Induktionsgesetz:

$$U(t) = \frac{d\Psi(t)}{dt} \quad (4.8)$$

ergibt sich in diesem Fall, dass die Flussverkettungen der Ständerwicklungen den Wert im Augenblick des Kurzschlusses beibehalten. Zum Ausgleich der sich in Folge der Läuferrotation weiter ändernden Läuferdurchflutung treten in den Ständerwicklungen hohe Ausgleichsströme auf, die im Wesentlichen durch die Streureaktanzen von Ständer- und Läuferwicklung beschränkt werden, welche deutlich kleiner als die Hauptreaktanzen sind. Die sich ergebende Gleichkomponente des durch die Ständerwicklung erzeugten Feldes führt ihrerseits wiederum zur

4.2 BERECHNUNG DER STRÖME BEIM DREISTRÄNGIGEN KURZSCHLUSS

Induktion von Strömen im Läufer [48]. Für das Abklingen der Ausgleichsvorgänge sind in Folge des Kurzschlusses die sehr geringen Wicklungswiderstände maßgebend.

Bedingt durch die hohen Ausgleichsströme ergeben sich erhebliche Beanspruchungen für die Maschine, welche im aktiven Maschinenteil in erster Linie thermischer Natur sind. Im Bereich des Ständerwickelkopfes bestehen die Beanspruchungen, wie eingangs erwähnt, vor allem in den großen elektromagnetischen Kräften. Ferner ergeben sich in Folge des stark oszillierenden Kurzschlussmomentes große Belastungen für den Wellenstrang. Die Ströme bei einem Kurzschluss an den Klemmen des Generators erreichen hierbei deutlich größere Werte als bei einem generatornahen Kurzschluss auf der Oberspannungsseite, was durch den Spannungsabfall über dem Blocktransformator bedingt wird. Tritt der Kurzschluss im Bemessungsbetrieb ein, ist mit etwa 5 - 10 % höheren Strömen zu rechnen als bei einem Kurzschluss aus vorangegangenen Leerlauf bei Bemessungsspannung.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der dreisträngige Klemmenkurzschluss aus vorangegangenen Leerlauf betrachtet. Neben den hohen Beanspruchungen, die sich für die Maschine ergeben, besteht der wesentliche Grund für diese Auswahl, wie bereits erwähnt, in der Tatsache, dass dieser Fall einen Prüffeldtest für Turbogeneratoren darstellt. Dieser wird in der Regel bei 0,5-, 0,7- oder 1,0-facher Klemmenspannung durchgeführt. Die Auswahl dieses Falles erfolgt hier im Hinblick auf die Verfügbarkeit von Messungen, die zur Überprüfung der Berechnungen herangezogen werden können.

Aus den Gleichungen des Park'schen Modells lässt sich für den dreisträngigen Klemmenkurzschluss aus dem Leerlauf der folgende Ausdruck ableiten, welcher das zeitliche Verhalten des Stromes im Ständerwicklungsstrang A beschreibt [43]:

$$I_A(t) = \sqrt{2} \cdot U_{\text{eff}} \cdot \left(\left(\frac{1}{X_d} + \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) \cdot e^{-\frac{t}{T_d'}} + \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) \cdot e^{-\frac{t}{T_d''}} \right) \cdot \cos(\omega t + \Theta_0) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{X_d''} + \frac{1}{X_q''} \right) \cdot e^{-\frac{t}{T_s}} \cdot \cos(\Theta_0) - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_q''} \right) \cdot e^{-\frac{t}{T_s}} \cdot \cos(2\omega t + \Theta_0) \right). \quad (4.9)$$

Die Spannung U_{eff} bezeichnet hierbei den Effektivwert der Leiter-Erd-Spannung an den Generatorklemmen vor Eintritt des Kurzschlusses. Die transiente Reaktanz der d-Achse X_d' sowie die subtransienten Reaktanzen X_d'' und X_q'' können, wie in [43] beschrieben, aus den Größen der in Abbildung 4.2 dargestellten Ersatzschaltbilder bestimmt werden. Gleiches gilt für die transiente

KAPITEL 4 DIE STRÖME IN STÄNDER- UND FELDWICKLUNG

Kurzschlusszeitkonstante T'_d und die subtransiente Kurzschlusszeitkonstante T''_d der d-Achse sowie die Zeitkonstante der Ständerwicklung T_a . Der Winkel zwischen der Polachse und der Wicklungsachse des Stranges A zum Zeitpunkt des Kurzschlusseintritts wird durch Θ_0 festgelegt. Die Ströme in den Wicklungssträngen B und C ergeben sich durch Ersetzen von Θ_0 in Gleichung (4.9) durch $\Theta_0 - \frac{2\pi}{3}$ bzw. $\Theta_0 + \frac{2\pi}{3}$.

Der Stoßkurzschlussstrom setzt sich aus einem Wechselanteil mit der Bemessungsfrequenz f_r , einem Gleichanteil und einem Wechselanteil mit doppelter Frequenz zusammen. Die Drehzahl des Läufers wird hierbei als konstant angenommen. Die Gleichkomponente des Stoßkurzschlussstromes entspricht der Flussverkettung des jeweiligen Wicklungsstranges zum Kurzschlusszeitpunkt und wird daher durch die Läuferstellung Θ_0 bestimmt. Durch das Ausweichen des Flusses auf die Streuwege sind ferner die subtransienten Reaktanzen X''_d und X''_q für die Größe dieser Stromkomponente entscheidend. Bedingt durch die Gleichkomponente ergibt sich der maximal mögliche Strom in einem Wicklungsstrang, wenn dessen Wicklungsachse zum Kurzschlusszeitpunkt mit der Polachse zusammenfällt.

Der doppeltfrequente Anteil resultiert aus dem Umstand, dass der Läufer in dem von den Ständerwicklungen erzeugten Magnetfeld rotiert, wobei dieser allerdings unterschiedliche magnetische Leitwerte in d- und q-Achse aufweist. Da sowohl die Gleichkomponente als auch der doppeltfrequente Anteil des Stromes mit dem Gleichanteil des Ständerfeldes zusammenhängen, klingen beide mit der Zeitkonstante T_a ab, in deren Berechnung der Ständerwicklungswiderstand R_s eingeht.

Der Wechselanteil mit Bemessungsfrequenz besteht aus einem subtransienten und einem transienten Anteil sowie dem Dauerkurzschlussstrom. Der subtransiente Anteil ist die Folge eines Ausgleichsvorgangs in den Dämpferwicklungen. Die subtransiente Reaktanz X''_d wird daher vornehmlich durch die Ständerstreureaktanz $X_{a\sigma}$ und die Reaktanz $X_{Dd\sigma}$ der Dämpferwicklung bestimmt. Auf Grund des relativ hohen Widerstandes der Dämpferwicklung R_{Dd} klingt dieser Anteil vergleichbar schnell mit der Zeitkonstanten T''_d ab. Der transiente Anteil entspricht der Verminderung der transienten Reaktanz X'_d gegenüber der synchronen Reaktanz X_d . Er nimmt mit der Zeitkonstanten T'_d ab, die im Wesentlichen von der Ständerstreureaktanz $X_{a\sigma}$ sowie der Reaktanz $X_{fd\sigma}$ und dem Widerstand R_{fd} der Erregerwicklung abhängt. Nach dem Abklingen aller

4.2 BERECHNUNG DER STRÖME BEIM DREISTRÄNGIGEN KURZSCHLUSS

Ausgleichsvorgänge stellt sich schließlich der durch die synchrone Reaktanz X_d bestimmte Dauerkurzschlussstrom ein [43].

Für den Zeitverlauf des Erregerstromes I_f lässt sich für den betrachteten Kurzschluss aus vorangegangenen Leerlauf ebenfalls ein Ausdruck aus den Park'schen Gleichungen ableiten [43]:

$$I_f(t) = I_{f0} + I_{f0} \cdot \frac{X_d - X'_d}{X'_d} \cdot \left(e^{-\frac{t}{T'_d}} - \left(1 - \frac{T_{Dd\sigma}}{T''_d} \right) \cdot e^{-\frac{t}{T'_d}} - \frac{T_{Dd\sigma}}{T'_d} \cdot e^{-\frac{t}{T_a}} \cdot \cos(\omega t) \right). \quad (4.10)$$

Der Stoßkurzschlussstrom in der Erregerwicklung setzt sich aus dem stationären Erregerstrom I_{f0} und einem Ausgleichstrom zusammen. Letzterer besteht wiederum aus einem Gleichanteil und einem Wechselanteil mit der Bemessungsfrequenz f_t .

Der Gleichanteil des Ausgleichsstromes entsteht in Folge der von den transienten Anteilen der Ständerströme erzeugten Durchflutung und klingt daher ebenfalls mit der Zeitkonstante T'_d ab. Ein Teil dieses Ausgleichsstromes wird allerdings von den Dämpferwicklungen übernommen, der Gleichanteil des Stromes in der Erregerwicklung ist also zunächst um diesen Anteil vermindert, welcher allerdings sehr schnell mit der Zeitkonstanten T''_d abnimmt. Auch die diesen Anteil bestimmende Streufeldzeitkonstante der Dämpferwicklung $T_{Dd\sigma}$ lässt sich aus den Größen der Ersatzschaltbilder ermitteln.

Der Wechselanteil des Ausgleichsstromes resultiert aus dem Gleichanteil des von den Strömen in den Ständerwicklungen erzeugten Feldes und klingt daher wie dieser mit der Zeitkonstanten T_a ab. Da die Ausrichtung des Gleichfeldes der Ständerwicklungen von der Stellung der Polachse zum Kurzschlusszeitpunkt bestimmt wird, ist der Zeitverlauf des Stromes in der Erregerwicklung unabhängig vom Winkel Θ_0 [43].

Unter der Annahme, dass die Erregerspannung während des Kurzschlusses konstant bleibt, stellt sich nach dem Abklingen des Ausgleichsvorgangs in der Erregerwicklung wieder der stationäre Erregerstrom I_{f0} ein. Da es sich bei dem Ausgangszustand der Berechnung um den Leerlauf handelt, ist hier für I_{f0} der Wert zu verwenden, der dem gesättigten Zustand der Maschine entspricht. Im Dauerkurzschlusszustand sind die Hauptflusswege ungesättigt. Durch die Verwendung des gesättigten Wertes für die synchrone Reaktanz X_d wird allerdings erreicht, dass der sich gemäß Gleichung (4.9) einstellende Dauerkurzschlussstrom in den Ständerwicklungen dem verwendeten Wert von I_{f0} entspricht.

KAPITEL 4 DIE STRÖME IN STÄNDER- UND FELDWICKLUNG

Die in den Abbildungen 4.4 und 4.5 dargestellten Zeitverläufe der Ständerströme und des Erregerstromes während des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses aus dem Leerlauf wurden unter Verwendung des Programms NETOMAC® [45] berechnet. Betrachtet wurde einer der im Rahmen dieser Arbeit behandelten Turbogeneratoren.

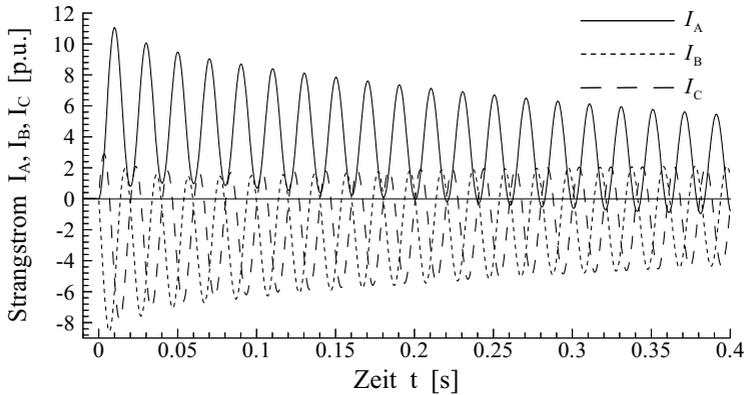


Abbildung 4.4 Zeitverläufe der Stoßkurzschlussströme in den Ständerwicklungen

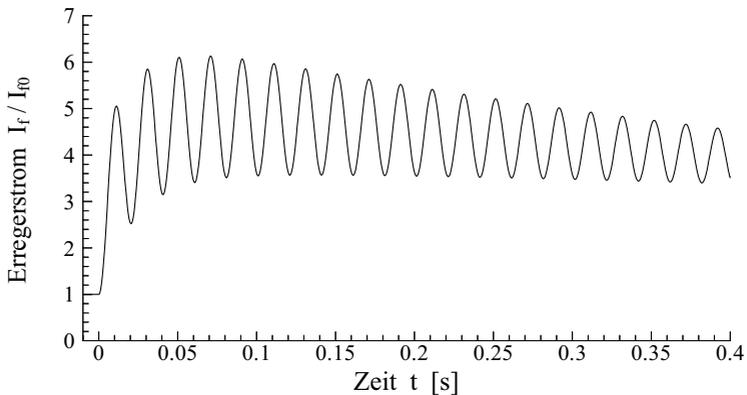


Abbildung 4.5 Zeitverlauf des Stoßkurzschlussstromes in der Erregerwicklung

Im dargestellten Fall entspricht die Klemmenspannung vor Kurzschlusseintritt der Bemessungsspannung. Zum Zeitpunkt des Kurzschlusses liegen die Polachse und die

4.2 BERECHNUNG DER STRÖME BEIM DREISTRÄNGIGEN KURZSCHLUSS

Wicklungsachse des Ständerwicklungsstranges A übereinander. Der Kurzschlussstrom in diesem Strang erreicht daher den maximal möglichen Wert, was in dem Augenblick geschieht, in dem sich der Läufer ab Kurzschlusseintritt um eine Polteilung weitergedreht hat, der von den Strömen in den Ständerwicklungen erzeugte Fluss also dem Polfluss entgegengesetzt ist.

Zur Verwendung der berechneten Stoßkurzschlussstromverläufe in den Kraftberechnungsprogrammen werden diese in Form von Zeitfunktionen an die jeweilige Anwendung übergeben, wobei wiederum die Schaltungsart der Ständerwicklungen zu berücksichtigen ist. Die Läuferrotation kann wie im Falle eines stationären Betriebszustandes durch die Implementierung einer konstanten Winkelgeschwindigkeit in das Berechnungsmodell erfolgen. Die Läuferstellung zum Zeitpunkt des Kurzschlusseintritts ist hierbei durch den Winkel θ_0 gegeben.

Eine exaktere Berücksichtigung des Sättigungseinflusses und der in den leitfähigen Gebieten des Läufers auftretenden Wirbelströme kann bei der Berechnung der Stoßkurzschlussstromverläufe unter Verwendung des in [49] beschriebenen, zweidimensionalen finite Differenzen Zeitschritt Programmsystems erfolgen, welches eine Erweiterung der in [50] entwickelten Rechneranwendung darstellt. Mit diesem Verfahren konnten in [48] für die Stromverläufe beim dreisträngigen Kurzschluss aus vorangegangenem Leerlauf Abweichungen zu Messungen von weniger als 5 % während des gesamten Stoßkurzschlussvorgangs erreicht werden.

In Abbildung 4.6 und 4.7 erfolgt der Vergleich der unter Verwendung des Programms NETOMAC[®] ermittelten Stoßkurzschlussströme im Ständerwicklungsstrang A und in der Erregerwicklung mit einer analytischen Berechnung nach Gleichung (4.9) und (4.10) sowie den entsprechenden Ergebnissen des erwähnten finite Differenzen Programms. Für den Strom im Ständerwicklungsstrang A ergeben sich hierbei Abweichungen gegenüber der NETOMAC[®] Berechnung von unter 3 % bei der analytischen Berechnung und von unter 10 % bei der finite Differenzen Zeitschrittrechnung. Allerdings betragen auch bei letzterer die Abweichungen in den für die Kraftberechnung interessanten Stromspitzen maximal 3 %.

Während die Abweichungen beim Erregerstrom zwischen der NETOMAC[®] Berechnung und der analytischen Methode im Bereich von 5 % liegen, zeigen die Ergebnisse der finite Differenzen Rechnung deutliche Abweichungen. Beim Gleichanteil des Stoßkurzschlussstromes in der Erregerwicklung erreichen diese Abweichungen stellenweise Werte von bis zu 50 %. Die Wechselstromkomponente wird unter Verwendung von NETOMAC[®] oder der analytischen Methode bis zu vier mal größer berechnet. Ferner weist der mit dem finite Differenzen Programm berechnete Wechselanteil eine Phasenverschiebung auf.

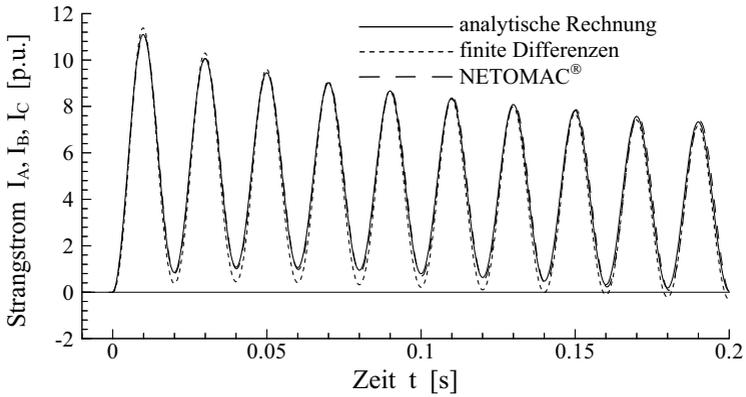


Abbildung 4.6 Vergleich der Ergebnisse zum Stoßkurzschlussstrom im Ständerwicklungsstrang A

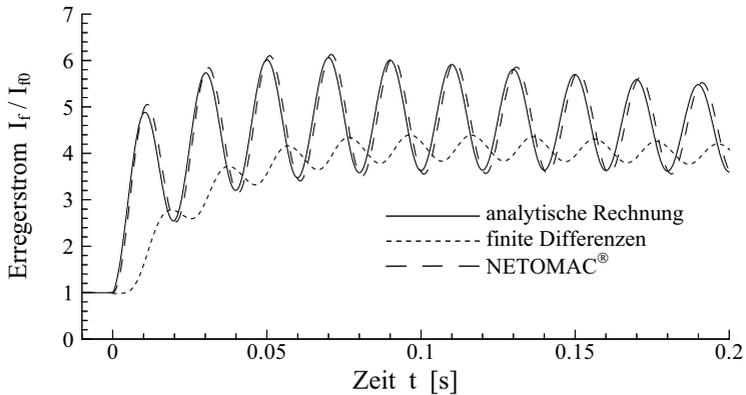


Abbildung 4.7 Vergleich der Ergebnisse zum Stoßkurzschlussstrom in der Erregerwicklung

Als Ursache für diese großen Abweichungen kommen vor allem die in den Dämpferstäben, den Nutverschlusskeilen und dem massiven Eisen des Läufers auftretenden Wirbelströme in Frage, deren Verhalten über die beim Park'schen Modell der Synchronmaschine verwendeten Ersatzdämpferwicklungen nur ungenau erfasst werden kann.

4.2 BERECHNUNG DER STRÖME BEIM DREISTRÄNGIGEN KURZSCHLUSS

Während die Ströme in den Ständerwicklungen zum einen über die Verwendung der Lorentz'schen Regel in die Kraftberechnung eingehen und zum anderen über ihren Beitrag zum Magnetfeld im Endbereich, wirkt sich der Erregerstrom nur auf das Letztere aus. Ferner ist der Abstand eines Ständerwicklungsstabes zu den Stäben in seiner Umgebung deutlich geringer als der Abstand zur Erregerwicklung.

Im Hinblick auf die Verwendung der mit NETOMAC[®] oder analytisch ermittelten Zeitfunktionen bei der elektromagnetischen Kraftberechnung wird die bei diesen erreichte Genauigkeit daher als ausreichend erachtet, zumal im Rahmen dieser Arbeit vor allem verschiedene Kraftberechnungsmethoden verglichen werden, welche die selben Zeitfunktionen der Ströme in den Wicklungen verwenden. Die Berechnung der Stoßkurzschlussströme mittels des finite Differenzen Programms gestaltet sich zudem deutlich zeitintensiver.

Kapitel 5

Elektromagnetisch wirksame Bauteile im Endbereich eines Turbogenerators

Die im Rahmen dieser Arbeit angewendeten, numerischen Kraftberechnungsverfahren basieren auf der dreidimensionalen Nachbildung des Endbereichs der betrachteten Turbogeneratoren. Den wesentlichen Teil des jeweiligen Berechnungsmodells bilden hierbei die Leiterstäbe des Ständerwickelkopfes. Der Ermittlung der auf diese einwirkenden elektromagnetischen Kräfte geht die Berechnung des Magnetfeldes voraus. Dieses wird hauptsächlich von den Leitern des Ständerwickelkopfes selbst und den ebenfalls im Endbereich gelegenen Leitern des Erregerwickelkopfes erzeugt.

Das Magnetfeld wird allerdings auch durch die magnetischen Eigenschaften weiterer, im Endbereich gelegener Bauteile oder die in diesen auftretenden Wirbelströme beeinflusst. Diese Bauteile müssen daher bei der Modellierung bedacht und gegebenenfalls in das Berechnungsmodell einbezogen werden.

Ferner müssen die angrenzenden, aktiven Blechpaket- und Rotorteile bei der Feldberechnung berücksichtigt werden. Deren Einfluss besteht zum einen aus in den Endbereich eindringenden Streufeldern, zum anderen stellen das Ständerblechpaket und der Läuferballen Bereiche hoher Magnetisierbarkeit da, die mit dem Magnetfeld im Endbereich in eine entsprechende Wechselwirkung treten.

Je nach den Möglichkeiten des verwendeten Verfahrens kann die Berücksichtigung der oben genannten Einflüsse in vereinfachter Weise durch entsprechende Randbedingungen oder Ersatzleiteranordnungen, andernfalls durch eine explizite Modellierung des jeweiligen Bauteils erfolgen.

Durch die komplexe Geometrie der im Endbereich gelegenen Maschinenkomponenten, die zur Verfügung stehende Rechnerkapazität sowie den Zeitbedarf der Simulation sind der Modellierung hierbei jedoch Grenzen gesetzt. Eine vereinfachte Nachbildung oder die

Vernachlässigung bestimmter Einflüsse ist daher unumgänglich. Eine Aufgabe bei der Modellierung besteht daher darin, zunächst den Einfluss der einzelnen Maschinenkomponenten im Endbereich abzuschätzen und eine im jeweiligen Berechnungsmodell realisierbare Auswahl der nachzubildenden Bauteile zu treffen, auf deren Basis eine hinreichend genaue Bestimmung des Magnetfeldes und der elektromagnetischen Kräfte bei akzeptablem Rechenaufwand möglich ist.

In diesem Kapitel erfolgt eine Betrachtung der im Endbereich eines Turbogenerators vorhandenen Komponenten, welche der Beschreibung der verschiedenen Endbereichsmodelle in den nachfolgenden Kapiteln 6 bis 8 als Grundlage dienen soll. Ferner wird auf die Bedeutung der einzelnen Bauteile bei der elektromagnetischen Feld- und Kraftberechnung und auf für die Modellierung wichtige Aspekte eingegangen. Ein Überblick ist in Abbildung 5.1 gegeben, welche einen Schnitt durch den Endbereich entlang der Maschinenachse darstellt.

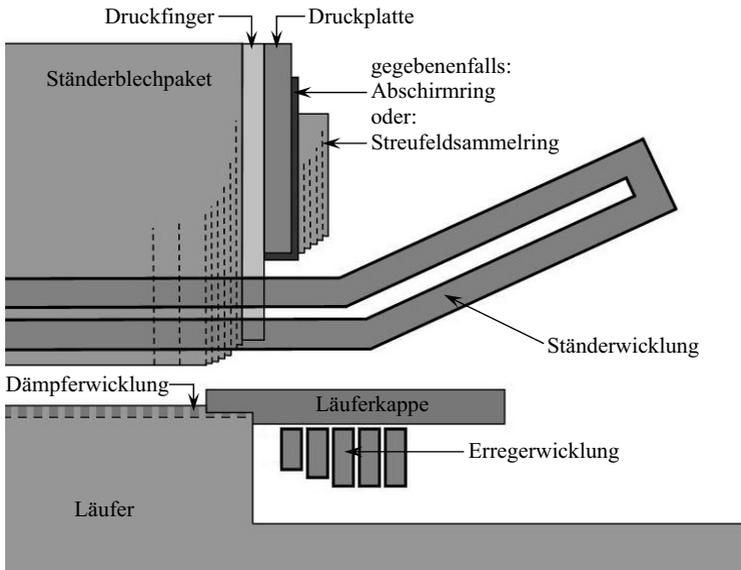


Abbildung 5.1 Komponenten im Endbereich eines Turbogenerators gemäß [46]

Der Bereich, den die Leiterstäbe der Ständerwicklungen einnehmen, ist in der Abbildung vereinfachend, unter Vernachlässigung des Verlaufs der Leiter in Umfangsrichtung, dargestellt. In

den Berechnungsmodellen wird die dreidimensionale Anordnung der Leiterstäbe jedoch vollständig berücksichtigt. Die Darstellung der Spulen der Erregerwicklung entspricht deren Lage in der Polmitte des Läufers.

5.1 Die Ständerwicklung

Die *Ständerwicklungen* großer Turbogeneratoren werden in der Regel als gesehnte Zweischichtwicklungen ausgeführt. Die Nuten des Ständerblechpaketes nehmen hierbei jeweils einen Stab in der am Nutgrund gelegenen Wicklungsunterlage und einen Stab in der näher zur Bohrung gelegenen Wicklungsoberlage auf. Die aus einem Oberlage- und einem Unterlagestab bestehenden Spulen der Ständerwicklung besitzen jeweils die gleiche Spulenweite und sind über den Umfang um jeweils eine Nutteilung versetzt angeordnet. Die Spulenweite bei einer ungesehnten Ständerwicklung entspricht der Polteilung der Maschine. Die als Sehnung bezeichnete Schrittverkürzung der Spulenweite gegenüber der Polteilung ermöglicht die Beeinflussung des Oberwellengehalts der in der Ständerwicklung induzierten Spannung.

Gemäß ihrer Aufteilung auf die Wicklungsstränge und die Pole der Maschine werden die Spulen zu Spulengruppen zusammengefasst. Bei den üblicherweise verwendeten Ganzlochwicklungen ist die Anzahl der Spulen pro Spulengruppe konstant. Bei einem nicht ganzzahligen Verhältnis der Ständernutzzahl zur Anzahl der Spulengruppen variiert die Anzahl der Spulen pro Spulengruppe innerhalb der Maschine, diese Art der Wicklung wird als Bruchlochwicklung bezeichnet.

Die Ständerwickelköpfe an den beiden Enden des aktiven Maschinenteils sind in ihrem Aufbau nicht gleich. Während im Ständerwickelkopf auf der so genannten Nichtverbindungsseite die beiden Stäbe einer Spule miteinander verbunden werden, erfolgt auf der so genannten Verbindungsseite die Verschaltung einer Spule mit der nächsten Spule der gleichen Spulengruppe. Hier findet ebenfalls das Zusammenschalten der Spulengruppen zu den Wicklungen der einzelnen Stränge der Ständerwicklung statt. Dies geschieht über mehrere in Umfangsrichtung verlaufende und außerhalb des Ständerwickelkopfes gelegene Ringleitungen, mit denen die jeweils ersten und letzten Stäbe der Spulengruppen, die so genannten Schaltstäbe, verbunden werden. In der Regel werden die Spulengruppen eines Stranges parallel geschaltet. Die Verschaltung der Wicklungsstränge der Maschine erfolgt in Sternschaltung. Entsprechend der Polzahl wird die Schaltungsart der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Turbogeneratoren als Doppel- bzw. Vierfachsternschaltung bezeichnet.

Bei großen Turbogeneratoren weisen die Spulen der Ständerwicklung jeweils nur eine Windung auf. Zur Unterdrückung von Stromverdrängungseffekten werden die Stäbe aus mehreren parallelgeschalteten Teilleitern aufgebaut. Um durch die Parallelschaltung bedingte Schlingströme und von diesen hervorgerufene Verluste zu minimieren, wird bei den so genannten Roebelstäben außerdem eine Verdrehung der Teilleiter vorgenommen [1]. Werden die Teilleiter nicht nur über die Länge des aktiven Maschinenteils, sondern auch im Endbereich verdreht, lässt sich eine fast vollständige Kompensation der die Schlingströme hervorrufenden Felder erreichen.

Die Verbindung zweier Wicklungsstäbe im Endbereich erfolgt normalerweise durch eine massive Kupferlasche, mit der alle Teilleiter der beiden Stäbe verlötet werden. Andernfalls besteht die Möglichkeit, die Teilleiter bündelweise miteinander zu verlöten, sodass eine parallele Verbindung der Teilleiterbündel nur am Anfang und am Ende der jeweiligen Spulengruppe besteht. Die Verlötung der Teilleiterbündel kann hierbei derart vorgenommen werden, dass ein Teilleiterbündel im Verlauf einer Spulengruppe jede mögliche Lage im Bereich des Wickelkopfes einnimmt [51].

Die Isolation der Teilleiter ist verhältnismäßig dünn. Werden die Ständerwicklungsstäbe nicht als fadenförmige Leiter, sondern unter Berücksichtigung ihres tatsächlichen Querschnittes modelliert, ist es daher zulässig, von einer konstanten Stromdichteverteilung innerhalb des stromführenden Querschnitts auszugehen. Die den Teilleiterverband umgebende Stabisolation hat keinen Einfluss auf die elektromagnetische Kraftberechnung und muss daher bei der Modellierung nicht berücksichtigt werden.

Im Endbereich besitzen die Ständerwicklungsstäbe eine relativ komplexe Geometrie. An der Stirnseite des Ständerblechpaketes treten die Stäbe in Wicklungsober- und Wicklungsunterlage aus den Nuten aus und verlaufen zunächst ein Stück in Richtung der Maschinenachse um ihren Weg anschließend in Form einer räumlichen Kegelevolvente fortzusetzen. In Umfangsrichtung verlaufen die Ober- und Unterlagestäbe hierbei in entgegengesetzter Richtung, sodass am Ende des Evolventenabschnitts die Verbindung zweier Stäbe in Gestalt der in radialer Richtung orientierten Stirnverbindung erfolgen kann.

Auf der Nichtverbindungsseite handelt es sich hierbei, wie bereits erwähnt, um die beiden Stäbe einer Spule. Auf der Verbindungsseite erfolgt im Bereich der Stirnverbindung die bereits angesprochene Verschaltung der Spulen miteinander und mit den Ringleitungen. Hieraus ergibt sich, dass alle Spulen auf der Nichtverbindungsseite die gleichen Abmessungen aufweisen. Es liegt hier also eine diskrete Rotationssymmetrie vor, die nicht nur bei der Modellierung sondern auch bei der Simulation ausgenutzt werden kann, wodurch sich eine deutliche Reduzierung des Berechnungsaufwandes ergibt. Für die Erprobung und den Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit

behandelten Kraftberechnungsverfahren bietet sich daher die Betrachtung des Ständerwickelkopfes auf der Nichtverbindungsseite an.

Bei manchen Turbogeneratoren des oberen Leistungsbereichs weisen die Ständerwickelköpfe die Besonderheit auf, dass die Abmessungen der Wicklungsstäbe im Evolventenbereich leichte Unterschiede innerhalb einer Spulengruppe aufweisen. Hierdurch wird erreicht, dass der Abstand zweier benachbarter Stäbe an der Phasengrenze zwischen zwei Spulengruppen etwas größer ist als bei den Stäben einer Spulengruppe. Ein Grund für diese spezielle Konstruktion besteht in dem größeren Potentialunterschied an der Phasengrenze und der damit verbundenen Beanspruchung der Stabisolation. Es ist allerdings sinnvoll, auch bei einer derartigen Wickelkopfkonstruktion vereinfachend von den gleichen Abmessungen aller Ständerwicklungsspulen im Endbereich auszugehen, da die Auswirkung dieser Vereinfachung im Vergleich zu dem andernfalls deutlich gesteigerten Modellierungsaufwand als klein erachtet werden kann.

5.2 Die Erregerwicklung

Im Bereich des aktiven Maschinenteils werden die Spulen der *Erregerwicklung* von den Läufernuten aufgenommen, welche in den massiven Läuferballen gefräst sind. Nutverschlusskeile, die aus leitfähigem Material wie beispielsweise Messing bestehen und einen Teil der Dämpferwicklung darstellen, dienen hierbei zur Fixierung [48]. Die Spulen eines Pols der Erregerwicklung sind konzentrisch um die Polmitte angeordnet. Jede Spule besteht aus mehreren, in Reihe geschalteten Windungen aus Kupferleitern mit einem flachen, rechteckigen Querschnitt. Zur Verbesserung der magnetischen Eigenschaften des Läufers werden im Bereich der Polmitte keine oder lediglich kleinere, zur Aufnahme von Dämpferstäben bestimmte Nuten ausgeführt. Um die Verteilung der magnetischen Flussdichte im Luftspalt in Umfangsrichtung einer Sinuskurve anzunähern, werden die Nuten der Erregerwicklung, die der Polmitte am nächsten gelegen sind, bei manchen Turbogeneratoren weniger tief gefräst. Die zugehörigen Spulen besitzen entsprechend weniger Windungen als die übrigen Spulen.

Im Endbereich werden die Leiter der Erregerwicklung rechtwinklig gebogen und einzeln miteinander verlötet. Die in Umfangsrichtung verlaufenden Abschnitte besitzen hierbei einen konstanten Radius. Auf Grund der konzentrischen Anordnung weist die der Polmitte am nächsten gelegene Spule den kleinsten, die äußerste Spule des jeweiligen Pols den größten axialen Abstand zur Stirnseite des Läuferballens auf. Den großen, auf die Spulen wirkenden Fliehkräften wird im Endbereich durch die auf das Ende des Läuferballens aufgeschrumpfte Läuferkappe aus

unmagnetischem Stahl entgegengewirkt [1]. Die Erregerwicklungen der einzelnen Pole sind in ihren Abmessungen identisch. Ferner werden in der Regel alle Spulen der Erregerwicklung in Reihe geschaltet.

5.3 Weitere Maschinenkomponenten im Endbereich

Im Folgenden werden die übrigen, im und in der Nähe des Endbereichs gelegenen Bauteile des Generators im Hinblick auf ihre elektromagnetischen Eigenschaften und den daraus resultierenden Einfluss auf das Magnetfeld im Bereich des Ständerwickelkopfes betrachtet.

Den wesentlichen Teil des Ständers eines Turbogenerators stellt das *Ständerblechpaket* dar. Dieses wird unter Verwendung axial verlaufender Zugbolzen zusammengepresst. Die Druckplatte und die Druckfinger gewährleisten hierbei eine gleichmäßige Verteilung des aufgebrachten Druckes auf die Blechpaketstirnseiten auch im Bereich der Zähne. Die geblechte Ausführung des Ständers dient der Unterdrückung von Wirbelströmen, die andernfalls in Folge des zeitlich veränderlichen Magnetfeldes auftreten würden, das im Bereich des aktiven Maschinenteils radiale und tangential, also in Umfangsrichtung orientierte Komponenten besitzt. Die Abtreppung an den Enden des Blechpaketes hat eine Kanalisierung des aus dem Luftspalt axial in den Endbereich eindringenden Streufeldes zum Zweck. Ferner kann auch eine Verbesserung der Kühlmittelströmung erreicht werden [1].

Bei den *Druckfingern* handelt es sich um radial von den Zähnen bis zum Außenradius des Blechpaketes verlaufende Stäbe aus unmagnetischem Stahl, welche mit der Druckplatte verschweißt werden. Auf Grund der relativ begrenzten Abmessungen - die Dicke bezüglich der Umfangsrichtung liegt lediglich im Bereich von etwa 10 bis 15 mm - kann der Einfluss der in den Druckfingern auftretenden Wirbelströme als vernachlässigbar betrachtet werden. Die Druckfinger finden daher bei den in den folgenden Kapiteln beschriebenen Berechnungsmodellen keine weitere Berücksichtigung.

Die *Druckplatte*, welche in der Regel aus magnetisierbarem Stahl besteht, entspricht in ihrer Form einem in Umfangsrichtung verlaufenden Ring. Axial in die Druckplatte und die am Ende des Ständerblechpaketes gelegenen Bleche eintretende Magnetfelder können in diesen Komponenten Wirbelströme hervorrufen. Zur Reduzierung dieser Wirbelströme ist bei manchen Turbogeneratoren ein *Abschirmring* aus gut leitendem Material wie zum Beispiel Kupfer auf der Druckplatte montiert, welcher dem Eindringen des Magnetfeldes aus dem Endbereich entgegenwirkt. Eine alternative Möglichkeit zur Abschirmung des Magnetfeldes besteht in dem

ebenfalls in Abbildung 5.1 dargestellten, geblecht ausgeführten *Streifeldsammelring*, welcher das andernfalls in die Druckplatte eindringende Magnetfeld kanalisiert.

Die *Läufer* großer Turbogeneratoren bestehen aus geschmiedetem Vergütungsstahl mit gehobener Magnetisierbarkeit [1]. Die Fertigung erfolgt in der Regel aus einem Stück, bei besonders großen radialen Abmessungen ist allerdings auch ein Aufschrumpfen mehrerer ringförmiger Teile auf eine innen gelegene, durchgehende Welle möglich.

Da der Läuferballen bis auf wenige Zentimeter genau mit der Blechpaketstirnseite abschließt, kann es bei dem in den nachfolgenden Kapiteln behandelten Aufbau der Berechnungsmodelle sinnvoll sein, den Einfluss, den das Läuferisen auf Grund seiner hohen Permeabilität auf das Magnetfeld im Endbereich ausübt, aufzuteilen. So kann beispielsweise bei der Anwendung der Spiegelleitermethode die Wirkung des im aktiven Maschinenteil gelegenen Läuferballens mit der des Ständerblechpaketes zusammengefasst werden, während die Wirkung der in den Endbereich hineinragenden Läuferwelle gesondert behandelt wird. Erfolgt allerdings keine explizite Modellierung der Bauteile des aktiven Maschinenteils, müssen die in den Endbereich eindringenden Streufelder auf anderem Wege, zum Beispiel durch geeignete Ersatzleiteranordnungen berücksichtigt werden. Bei diesen Streufeldern handelt es sich zum einen um das Luftspaltstreufeld, welches vor allem bei stationären Betriebszuständen aus dem magnetischen Spannungsabfall über dem Luftspalt resultiert. Zum anderen erzeugen auch die Nutquerfelder in den Endbereich wirkende Streufelder.

Entsprechend ihrer mechanischen Funktion bestehen die *Läuferkappen* ebenfalls aus Stahl hoher Festigkeit, wobei hier ein unmagnetischer Werkstoff eingesetzt wird. Die leitfähigen aber unmagnetischen Verschlusskeile der Läufernuten und gegebenenfalls zusätzliche, ebenfalls unmagnetische und gut leitende Dämpferstäbe bilden zusammen mit den Läuferkappen die *Dämpferwicklung* der Maschine, welche hauptsächlich der Dämpfung von Pendelungen des Läufers bei transienten Ausgleichsvorgängen dient [1]. Um einen geringeren Übergangswiderstand von den Dämpferstäben und den Nutverschlusskeilen zu den Läuferkappen zu erreichen, werden die am Ende des Läuferballens gelegenen Abschnitte dieser Stäbe bzw. Keile bei manchen Turbogeneratoren versilbert [48].

Im ungestörten, stationären Betrieb werden Wirbelströme in den leitfähigen Gebieten des Läufers lediglich von den Oberwellen des Ständerfeldes hervorgerufen [1]. Der Einfluss dieser Wirbelströme auf das Magnetfeld im Bereich des Ständerwickelkopfes ist vernachlässigbar klein, sodass in diesem Fall lediglich die magnetischen Eigenschaften des Läufers berücksichtigt werden müssen und eine Modellierung der Läuferkappe entfallen kann. Bei transienten

KAPITEL 5 ELEKTROMAGNETISCH WIRKSAME BAUTEILE IM ENDBEREICH

Ausgleichsvorgängen sind die in den leitfähigen Gebieten des Läufers inklusive der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme erheblich. Bedingt durch die relative Nähe zu den Leitern des Ständerwickelkopfes verdienen hier vor allem die Wirbelströme in der Läuferkappe besondere Beachtung. Diese werden zum einen vom Gleichanteil des Magnetfeldes der Ständerwicklungen im Endbereich hervorgerufen. Zum anderen handelt es sich um die in der Dämpferwicklung im aktiven Maschinenteil auftretenden Ströme, die zumindest zu einem Teil auch in der Läuferkappe fließen.

Die äußere Grenze des Endbereichs eines Turbogenerators stellt das aus Stahl gefertigte Maschinengehäuse dar. Dieses übt durch seine magnetischen Eigenschaften und ferner durch auftretende Wirbelströme grundsätzlich einen Einfluss auf das Magnetfeld im Endbereich aus. Da allerdings ein verhältnismäßig großer Abstand zu den Wicklungen besteht, wird hier davon ausgegangen, dass dieser Einfluss auf das Feld im Bereich der Ständerwicklung vernachlässigbar ist [3].

Die Absteifungsmaßnahmen des Ständerwickelkopfes bestehen zum größten Teil aus Materialien, die in keine Wechselwirkung mit zeitlich veränderlichen Magnetfeldern treten. Eine Berücksichtigung dieser Maschinenkomponenten bei der elektromagnetischen Kraftberechnung kann daher ebenfalls entfallen.

Kapitel 6

Berechnungsprogramm auf Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes

Das in diesem Kapitel vorgestellte, numerische Berechnungsprogramm zur Bestimmung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes basiert auf einer Erweiterung des von RICHTER in [3] verwendeten Verfahrens. Neben der Anpassung des Ständerwicklungsmodells und der Ergebnisaufbereitung an die Anforderungen im Rahmen dieser Arbeit wurde das Berechnungsmodell um eine Nachbildung des Erregerwickelkopfes ergänzt. Zur Berechnung der Kräfte zu mehreren aufeinander folgenden Zeitpunkten wurde ebenfalls die Berücksichtigung der Läuferdrehung implementiert. Das Berechnungsprogramm kann nun auf zwei unterschiedliche Berechnungsmodelle zurückgreifen, wodurch neben der Betrachtung transienter Ausgleichsvorgänge auch die Behandlung beliebiger stationärer Betriebszustände ermöglicht wird. Ferner gestattet der Einsatz der beiden nachfolgend beschriebenen Berechnungsmodelle bei der Betrachtung eines transienten Vorgangs, wie beispielsweise des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses, eine Untersuchung des Einflusses der in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme und unterstützt den Vergleich der erhaltenen Ergebnisse mit denen anderer Berechnungsverfahren.

Die implementierte Berechnungsmethode basiert auf der Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes auf Linienleitersegmente. Die Stäbe der Ständerwicklungen und der Erregerwicklung im Endbereich werden hierzu durch diskrete, fadenförmige Leitersegmente nachgebildet. Eine Modellierung von magnetisierbaren Bereichen und leitfähigen Gebieten, in denen je nach Betriebsfall Wirbelströme auftreten können, ist bei dieser Berechnungsmethode nicht möglich. Der Einfluss derartiger, elektromagnetisch wirksamer Bereiche, zu denen zum einen die durch Ständerblechpaket und Läuferballen gegebene Stirnseite des aktiven Maschinenteils, zum anderen weitere Bauteile wie Läuferkappe und Druckplatte gehören, wird hier näherungsweise durch Ersatzleiteranordnungen erfasst, um welche das Endbereichsmodell ergänzt wird. Hierbei kommen die Gesetzmäßigkeiten der Spiegelleitermethode zur Anwendung.

Aus dieser Vorgehensweise ergibt sich einerseits der Vorteil, dass die dreidimensionalen Verteilungen der magnetischen Flussdichte und der elektromagnetischen Kräfte in einer stationären Berechnung, direkt aus den Momentanwerten der Ströme in den modellierten Wicklungen bestimmt werden können. Die diskreten Zeitfunktionen der Kräfte lassen sich daher bei beliebigen, durch die diskreten Zeitfunktionen der Ströme beschriebenen Betriebsfällen in einzelnen, aufeinander folgenden Berechnungen ermitteln. Da bei dem numerischen Verfahren lediglich fadenförmige Leitersegmente zu behandeln sind, läuft der Berechnungsvorgang relativ schnell ab. Bei einer geeigneten Ausgabe der Ergebnisse ist ferner die direkte Weiterverwendung der Kraftzeitfunktionen in einem mechanischen Berechnungsmodell zur Untersuchung des erzwungenen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes möglich. Andererseits beinhaltet die Nachbildung der vorhandenen Leiter durch Linienleitersegmente und vor allem die Anwendung der Spiegelleitermethode auf die komplexe Geometrie mancher Bauteile des Endbereichs relativ starke Vereinfachungen der tatsächlichen Gegebenheiten, deren Auswirkungen auf die Berechnungsergebnisse in jedem Fall abgeschätzt und bewertet werden müssen.

In den folgenden Unterkapiteln wird nun zunächst auf das dem Berechnungsprogramm zu Grunde liegende Endbereichsmodell und die bei der Modellierung angestellten Überlegungen eingegangen. Anschließend wird die Arbeitsweise des Programms sowie die Aufbereitung der Ergebnisse behandelt.

6.1 Das Modell des Endbereichs

Das Ziel bei der Erstellung des hier verwendeten Berechnungsmodells ist eine ausschließlich aus Linienleitersegmenten bestehende Anordnung, welche zum einen eine möglichst genaue Ermittlung des magnetischen Feldes im Bereich des Ständerwickelkopfes ermöglicht, da diese eine Voraussetzung für die akkurate Berechnung der elektromagnetischen Kräfte darstellt. Zum anderen müssen bei der Nachbildung der Leiter der Ständerwicklungen auch Aspekte der anschließend, auf der Basis der Magnetfeldberechnung durchgeführten Kraftberechnung bedacht werden. Wie bereits in Kapitel 5 empfohlen, erfolgt hier die einfacher zu realisierende Modellierung des Endbereichs auf der Nichtverbindungsseite des Generators, wobei die erwähnte, diskrete Rotationssymmetrie des Ständerwickelkopfes ausgenutzt werden kann.

Zunächst werden die Nachbildungen der im Endbereich gelegenen Teile der Ständerwicklungen und der Erregerwicklung implementiert, welche den Hauptteil des Berechnungsmodells bilden. Um anschließend zur Berücksichtigung der weiteren, im vorigen

Kapitel beschriebenen Maschinenkomponenten die Spiegelleitermethode einsetzen zu können, müssen die entsprechenden Einflüsse in geeigneter Weise gruppiert werden. Bei dieser Vorgehensweise ergeben sich hier als weitere Modellbestandteile zusätzliche Leitersegmente, die näherungsweise den Einfluss des aktiven Maschinenteils zusammen mit der Wirkung der in unmittelbarer Nähe der Blechpaketstirnseite gelegenen Bauteile sowie den in den Endbereich eindringenden Streufeldern nachbilden. Zur Betrachtung transientser Ausgleichsvorgänge wird ein Berechnungsmodell eingesetzt, das die in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme in vereinfachter Weise berücksichtigt.

Wie bereits in Kapitel 3.2 dargelegt, müssen die Abmessungen der Oberfläche eines Bauteils, zu dessen Berücksichtigung die Spiegelleitermethode eingesetzt werden soll, im Vergleich zu den Abmessungen der zu spiegelnden Leiter ausreichend groß sein. Bei der im Endbereich gelegenen Läuferwelle ist diese Voraussetzung nicht gegeben. Der Einfluss der Welle wird daher bei dem hier verwendeten Verfahren vernachlässigt. Diese Vereinfachung wird als zulässig erachtet, da die Läuferwelle einen großen Abstand zu den Leitern der Ständerwicklungen aufweist und ferner nur einen relativ kleinen Teil des sich im Endbereich ergebenden magnetischen Kreises ausmacht. Die aus der Vernachlässigung der Läuferwelle resultierende Abweichung in den Ergebnissen der Kraftberechnung kann allerdings mit dem in Kapitel 7 beschriebenen Verfahren untersucht werden, welches eine Nachbildung der Läuferwelle auf der Basis der Integralgleichungsmethode ermöglicht.

6.1.1 Nachbildung der Ständerwicklung

Zur Nachbildung der Ständerwicklung werden hier zunächst die Koordinaten der Mittelpunkte mehrerer Querschnitte entlang des Oberlage- und des Unterlagestabes einer Spule bestimmt. Diese können aus den Konstruktionszeichnungen abgeleitet werden. Ein deutlich einfacherer Weg diese Daten zu erhalten ergibt sich allerdings, wenn die Abmessungen der Ständerwickelköpfe bereits in elektronischer Form, wie beispielsweise als Daten eines CAD-Programms vorliegen.

Abbildung 6.1 zeigt das sich ergebende, aus Linienleitersegmenten bestehende Modell einer Ständerwicklungsspule eines Generators des unteren Leistungsbereichs mit 72 Ständernuten, dessen Endbereichsmodell auch im Folgenden zur Beschreibung des Vorgehens bei der Modellierung herangezogen wird. Die ebenfalls schemenhaft dargestellte Stirnseite des aktiven Maschinenteils dient hierbei lediglich der Orientierung.

Der Ursprung des der Modellierung zu Grunde liegenden Zylinderkoordinatensystems befindet sich im Schnittpunkt von Maschinenachse und Blechpaketstirnseite. Die Lage der

die Kraftverteilung ausreichend genau erfasst wird, kann durch Betrachten dieser Verteilung entlang der Stäbe untersucht werden. Deutliche Sprünge in der Kraftverteilung sind hierbei ein Anzeichen für nicht ausreichend fein nachgebildete Bereiche.

Weitere Kriterien zur Wahl der Berechnungspunkte sind die möglichst genaue Nachbildung des Spulenverlaufs im Endbereich einerseits sowie die bereits in Kapitel 3.5.1 geforderte, möglichst äquidistante Diskretisierung der Stäbe andererseits. Das in Abbildung 6.1 dargestellte Spulenmodell stellt hier einen Kompromiss zwischen diesen beiden Forderungen dar. Soll bei der elektromagnetischen Kraftberechnung besonderes Augenmerk auf einen bestimmten Bereich der Ständerwicklungsstäbe gerichtet werden, ist es allerdings auch möglich, diesen Bereich feiner zu diskretisieren, sofern der Übergang zu Bereichen mit gröberer Diskretisierung sukzessiv, in mehreren Schritten erfolgt. Ist eine Weiterverwendung der Kraftzeitfunktionen in einer mechanischen Simulation vorgesehen, ist es sinnvoll, Gegebenheiten des mechanischen Berechnungsmodells, wie beispielsweise die Lage von Absteifungselementen, bei der Wahl der Berechnungspunkte zu berücksichtigen.

Da die in Abbildung 6.1 dargestellten Linienleiter an der Blechpaketstirnseite enden, erfüllt das bisher beschriebene Modell der Ständerwicklung nicht die globale Nebenbedingung $\text{div } \vec{J} = 0$ [1]. Bei der nach den Regeln der Spiegelleiternmethode vorgenommenen Ergänzung des Modells um weitere Linienleitersegmente wird allerdings derart vorgegangen, dass das vollständige Endbereichsmodell aus geschlossenen Stromfäden besteht.

6.1.2 Nachbildung der Erregerwicklung

Auf Grund der weniger komplexen Geometrie der Erregerwicklung gestaltet sich die Modellierung deutlich einfacher als bei den Ständerwicklungen. Auch hier werden fadenförmige Leitersegmente verwendet, bedingt durch den relativ großen Abstand zur Ständerwicklung ist der zu erwartende Fehler allerdings vernachlässigbar. Zur Beschreibung einer Spule der Erregerwicklung werden lediglich deren mittlerer Radius, die Spulenweite und die Lage des in Umfangsrichtung verlaufenden Abschnitts bezüglich der z -Achse des verwendeten Koordinatensystems benötigt.

In Abbildung 6.2 wird das Modell der Erregerwicklungsspulen eines Pols gezeigt. Die Linienleitersegmente verlaufen in der Mitte des Querschnitts der nachgebildeten Spulen. Der in den Linienleitern fließende Strom ergibt sich aus dem Wert des Erregerstromes und der Windungszahl der jeweiligen Spule. Das vollständige Modell der Erregerwicklung wird durch Vervielfältigen des dargestellten Modells entsprechend der Polzahl der Maschine erzeugt. Die Rotorstellung zu einem bestimmten Augenblick kann über die Ausrichtung der Polachse relativ zu

den Wicklungsachsen der Ständerwicklung beschrieben werden. Geschlossene Stromfäden ergeben sich wiederum erst bei der Ergänzung um weitere, gemäß der Spiegelleitermethode implementierte Leitersegmente.

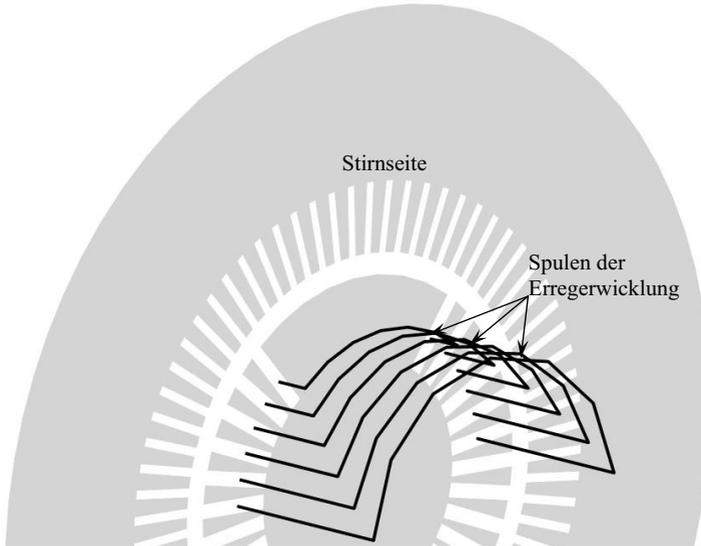


Abbildung 6.2 Modell der Spulen eines Pols der Erregerwicklung im Endbereich

6.1.3 Nachbildung des aktiven Maschinenteils

Zur Berücksichtigung des Einflusses des aktiven Maschinenteils auf das Magnetfeld im Endbereich wird nun die in Kapitel 3.2 beschriebene Spiegelleitermethode herangezogen. Der Einfluss des Läuferballens sowie des Ständerblechpaketes inklusive der Druckplatte und gegebenenfalls des Abschirmrings oder des Streufeldsammelrings wird hierbei näherungsweise zusammengefasst, da eine Modellierung dieser Bauteile im Einzelnen auf Grund deren Abmessungen bei der Anwendung der Spiegelleitermethode nicht möglich ist.

Die Stirnseite des aktiven Maschinenteils wird als Spiegelebene festgelegt, an der die Leitersegmente der bereits modellierten Wicklungen gespiegelt werden. Die genaue Lage der Spiegelebene bei $z = 0$ im verwendeten Koordinatensystem entspricht der Lage der Stirnseite des Ständerblechpaketes. Der Umstand, dass der Läuferballen bei manchen Turbogeneratoren etwas über die Spiegelebene hinaus in den Endbereich hineinragt, die Druckplatte und die gegebenenfalls vorhandene Abschirmvorrichtung sogar komplett vor der Spiegelebene liegen, wird vernachlässigt,

da die entsprechenden axialen Abstände von der Spiegelebene klein sind im Vergleich zur axialen Ausladung des Ständerwickelkopfes.

Auf Grund der unterschiedlichen, teilweise nichtlinearen Materialeigenschaften der Bauteile, welche die Spiegelebene bilden, beschränkt sich der Einsatz der Spiegelleiternmethode auf die Nachbildung eines senkrechten oder eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils. Die Ströme in den gespiegelten Leitersegmenten ergeben sich hierbei gemäß Gleichung (3.20) aus den beiden Extremfällen $\mu_r \rightarrow 0$ und $\mu_r \rightarrow \infty$. Während die Annahme eines senkrechten Feldlinieneintritts in die Stirnseiten des Läuferballens und des Ständerblechpaketes im Bereich der Zähne auf Grund der hohen Permeabilität dieser Komponenten zulässig erscheint, ist zu erwarten, dass der Feldverlauf an der Stirnseite des außerhalb der Ständernuten gelegenen Teils des Blechpaketes stark von den Materialeigenschaften der Druckplatte und gegebenenfalls der Art der Abschirmvorrichtung beeinflusst wird. Die Wirkung eines Streufeldsammelrings entspricht hierbei näherungsweise einem senkrechten Eintritt der Feldlinien in den entsprechenden Bereich der Stirnseite. In diesem Fall würde die Realität am ehesten durch die Annahme einer komplett hochpermeablen Stirnseite nachgebildet. Bei einem gut leitenden Abschirmring ergibt sich stattdessen ein eher tangentialer Feldverlauf in diesem Bereich. In diesem Fall kann, wie auch im Falle einer sowohl magnetischen als auch leitfähigen Druckplatte ohne Abschirmvorrichtung, der Einfluss des aktiven Maschinenteils durch vergleichende Berechnungen zu beiden, oben geschilderten Extremfällen abgeschätzt werden [1].

Zur Berücksichtigung des Luftspaltstreufeldes sowie der Streufelder der Nutquerfelder wird die in Kapitel 3.2.2 beschriebene, von CARPENTER in [10] vorgestellte Vorgehensweise herangezogen. Sowohl die Leiterschleifen, welche die originalen Wicklungen im Endbereich modellieren, als auch die an der Stirnseite gespiegelten Leiterschleifen werden hierbei um zusätzliche Leitersegmente ergänzt. Diese beginnen an den Enden der Leiterschleifen in der Spiegelebene und verlaufen zunächst radial zur Mitte des Luftspaltes. Dort wird jede Leiterschleife des Modells durch in Umfangsrichtung verlaufende Leitersegmente geschlossen. Die sich ergebende Gesamtanordnung aus Originalleitern, gespiegelten Leitern und zusätzlichen Leitersegmenten wird in Abbildung 6.3 am Beispiel einer Spule der Ständerwicklung und einer Spule der Erregerwicklung gezeigt.

Während die radialen Leitersegmente näherungsweise die Streufelder der Nutquerfelder nachbilden, dienen die im Luftspalt verlaufenden Leitersegmente der Berücksichtigung des Luftspaltstreufeldes. Im Gegensatz zum allgemeinen, in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Fall, bei dem sich die Windungen der Ersatzanordnung im Luftspalt in beide Richtungen schließen, verlaufen die im Luftspalt gelegenen Leitersegmente hier nur in eine Richtung. Dies ergibt sich aus dem allgemeinen Fall durch die Überlagerung der Luftspaltleitersegmente einer Leiterschleife mit

denen der entsprechenden Leiterschleife des gegenüberliegenden Pols. Die Voraussetzung hierfür ist, dass die Spulen eines Stranges den gleichen Strom führen.

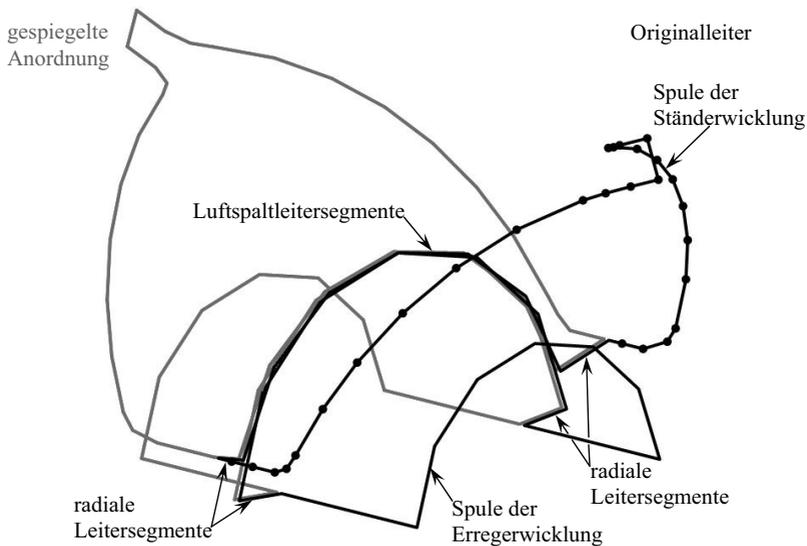


Abbildung 6.3 Vollständiges Modell einer Spule der Ständer- und der Erregerwicklung

Der gesamte, im Luftspalt in Umfangsrichtung fließende Strom ergibt sich aus der Überlagerung der Luftspaltleitersegmente aller modellierten Wicklungen und variiert daher entlang des Luftspaltes. Bei der Annahme einer hochpermeablen Spiegelebene addieren sich die Ströme der originalen und der gespiegelten Leiterschleifen, der Einfluss des Luftspaltstrefelfes wird maximal. Bei einer gut leitenden Spiegelebene heben sich die Ströme der originalen und der gespiegelten Leiterschleifen im Luftspalt gegenseitig auf. Dies gilt auch für die radialen Leitersegmente im Nutaustrittsbereich. In der Spiegelebene treten in diesem Fall ausschließlich tangentielle Feldkomponenten auf, keine Streufelder dringen aus dem aktiven Teil in den Endbereich ein [1].

Das Berechnungsmodell besteht nun aus geschlossenen Stromfäden, deren Gesamtzahl, auf Grund der Spiegelung, der doppelten Anzahl der Ständer- und der Erregerwicklungsspulen entspricht. Da bei stationären Betriebszuständen keine wesentlichen Wirbelströme in der Läuferkappe auftreten ist das Berechnungsmodell zur Betrachtung dieser Fälle nun vollständig. Um das im Rahmen dieser Arbeit implementierte Modell der Erregerwicklung zu überprüfen, wurden die im Anhang A beschriebenen Berechnungen durchgeführt. Hierbei wurde das von der

Erregerwicklung erzeugte Magnetfeld im Bereich der Ständerwicklung bei verschiedenen Läuferstellungen berechnet.

Bei der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte während transients Ausgleichsvorgänge müssen die in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme berücksichtigt werden. Hierzu wird ein abgeändertes Berechnungsmodell verwendet, welches im Folgenden vorgestellt wird.

6.1.4 Berücksichtigung der Läuferkappe

Die Berücksichtigung der Wirbelströme, die im Falle des in dieser Arbeit betrachteten dreisträngigen Klemmenkurzschlusses in der Läuferkappe auftreten, basiert bei dem nun verwendeten Berechnungsmodell auf der stark vereinfachenden Annahme, dass die leitfähigen Bereiche des Läufers inklusive der Läuferkappen, der Dämpferwicklung und der Erregerwicklung zusammen eine der Ständerdurchflutung entgegengesetzte, gleich große Läuferdurchflutung erzeugen. Im Endbereich wird der gesamte, zur Erzeugung dieser Läuferdurchflutung erforderliche Ausgleichsstrom im Bereich der Läuferkappen fließend angenommen [3]. Um diesen Ausgleichsstrom zu modellieren wird jede Leiterschleife des Ständerwicklungsmodells auch hier um weitere Linienleitersegmente ergänzt, welche allerdings in axialer Richtung und in Umfangsrichtung im Bereich der Läuferkappe verlaufen, wie in Abbildung 6.4 dargestellt.

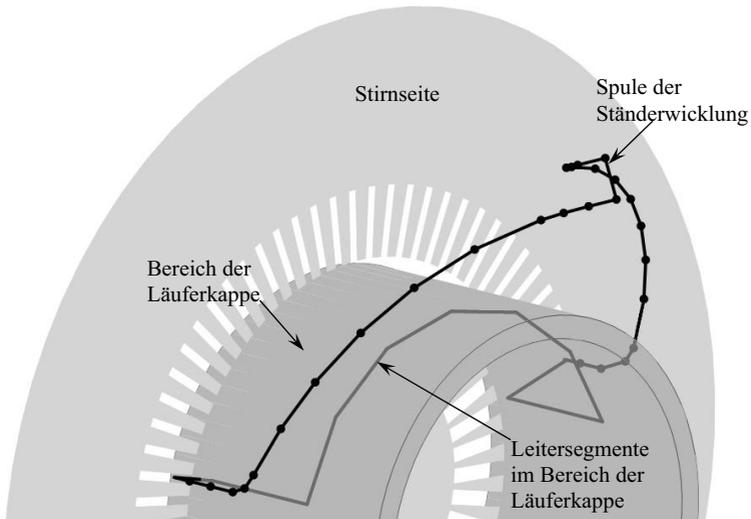


Abbildung 6.4

Lage der Leitersegmente zur Berücksichtigung der Läuferkappe

Die radiale Lage dieser zusätzlichen Leitersegmente stimmt hier mit dem mittleren Radius der Läuferkappe überein. Der Abstand der in Umfangsrichtung verlaufenden Segmente von der Spiegelebene entspricht der Mitte des im Endbereich gelegenen Teils der Kappe. Die radialen Leitersegmente zur Berücksichtigung der Streufelder der Ständernutquerfelder werden beibehalten, auch werden wieder geschlossene Leiterschleifen gebildet.

Während der Einfluss des von der Erregerwicklung erzeugten Feldes im stationären Betrieb zu berücksichtigen ist, wird hier die Wirkung der Erregerwicklung im Falle des Kurzschlusses gegenüber den in der Läuferkappe induzierten Wirbelströmen als vernachlässigbar angenommen. Es kann vielmehr davon ausgegangen werden, dass die Läuferkappe sogar einen Teil des von der Erregerwicklung erzeugten Magnetfeldes von der Ständerwicklung abschirmt. Eine explizite Nachbildung der Erregerwicklung erfolgt bei dem hier beschriebenen Endbereichsmodell daher nicht, sodass weder der Momentanwert des Erregerstromes noch die Rotorposition in die Kraftberechnung eingehen. Da in Folge der entgegengesetzten Durchflutungen von Ständer und Läufer der magnetische Spannungsabfall über dem Luftspalt vernachlässigbar klein wird, können außerdem die zur Berücksichtigung des Luftspaltstreufeldes verwendeten, zusätzlichen Leitersegmente entfallen. In Abbildung 6.5 wird die sich ergebende Gesamtanordnung zur Betrachtung des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses am Beispiel einer Spule der Ständerwicklung gezeigt.

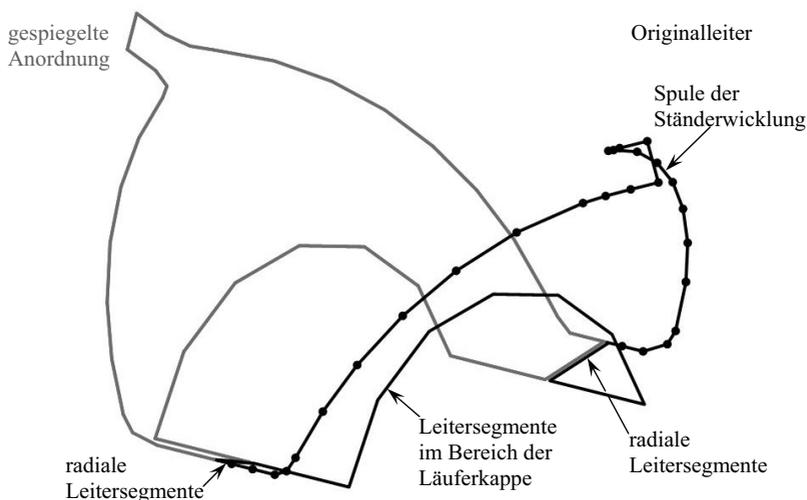


Abbildung 6.5 Vollständiges Modell einer Spule der Ständerwicklung mit Leitersegmenten zur Berücksichtigung der Läuferkappe

6.2 Arbeitsweise des Berechnungsprogramms

Da das dem Verfahren zu Grunde liegende Berechnungsmodell ausschließlich aus Linienleitersegmenten besteht, lässt sich die Methode zur Feld und Kraftberechnung mit gut vertretbarem Aufwand in einer Rechneranwendung implementieren. Auf Grund der Tatsache, dass die Berechnung der Wickelkopfkkräfte bei diesem Verfahren weder die numerische Lösung großer linearer Gleichungssysteme noch numerisch durchzuführende Integrationen beinhaltet, weist das Berechnungsprogramm sehr kurze Rechenzeiten auf. Da die Ermittlung der Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kräfte bei diesem Verfahren in aufeinander folgenden, stationären Berechnungen stattfindet, hat die zeitliche Diskretisierung der betrachteten Vorgänge keinen Einfluss auf die Ergebnisse und kann sich daher zum Beispiel nach den Anforderungen einer nachfolgenden mechanischen Simulation richten.

Zur Berechnung des elektromagnetischen Kraftvektors, der zu einem bestimmten Zeitpunkt in einem der beispielsweise in Abbildung 6.1 bezeichneten Punkte entlang des Modells einer Ständerwicklungsspule wirkt, müssen zunächst die von allen Leitersegmenten des Modells in diesem Punkt erzeugten magnetischen Flussdichtevektoren überlagert werden. Diese Berechnung, die für jeden Punkt im Bereich des Ständerwicklungsmodells und für jeden betrachteten Zeitpunkt durchgeführt werden muss, kann auf die im Folgenden beschriebene Weise effizient gestaltet werden. Hierzu werden sogenannte Wirkungskoeffizienten \vec{C} eingeführt, welche jeweils den Einfluss einer der geschlossenen Leiterschleifen des Modells und ihres an der Blechpaketstirnseite gespiegelten Abbildes auf die magnetische Flussdichte \vec{B} an einem zur Kraftberechnung vorgesehenen Punkt P , in Abhängigkeit des Stromes I in der Leiterschleife beschreiben. Diese Wirkungskoeffizienten ergeben sich gemäß der in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Vorgehensweise durch Anwenden der Gleichungen (3.16) und (3.17) auf alle Leitersegmente der jeweils betrachteten Leiterschleife sowie der Segmente ihres Abbildes und anschließendes Aufsummieren, wobei die Multiplikation mit dem Strom I in Gleichung (3.16) allerdings ausgelassen wird. Die Stromrichtung in dem gespiegelten Abbild der Leiterschleife, welche von den für die Spiegelebene angenommenen Materialeigenschaften abhängt, wird durch die Wahl eines entsprechenden Vorzeichens beim Summieren der Einzelbeiträge zum Koeffizienten \vec{C} berücksichtigt. Die von der Leiterschleife am Punkt P erzeugte Flussdichte \vec{B} kann schließlich über das Produkt aus dem entsprechenden Wirkungskoeffizienten \vec{C} und dem Strom I in der Leiterschleife ausgedrückt werden:

$$\vec{B} = \vec{C} \cdot I . \quad (6.1)$$

Bleibt die räumliche Lage der Leiterschleife relativ zum Punkt P während der Simulation unverändert, kann das von der Leiterschleife in diesem Punkt erzeugte Feld zu jedem Zeitpunkt bestimmt werden, in dem lediglich der Strom I in Gleichung (6.1) entsprechend der vorgegebenen Zeitfunktion variiert wird. Im Falle der Leiterschleifen des Ständerwicklungsmodells ist es daher ausreichend, die zugehörigen Wirkungskoeffizienten lediglich einmal, zu Anfang der Simulation zu ermitteln. Im weiteren Verlauf kann dann zu jedem betrachteten Zeitpunkt wieder auf diese zurückgegriffen werden. Da die Leiterschleifen, welche den Erregerwickelkopf nachbilden, ihre Lage während der Simulation ändern, bietet sich hier die Verwendung von Wirkungskoeffizienten nicht an. Dieser Anteil des Magnetfeldes wird zu jedem Zeitpunkt direkt aus der Leiteranordnung des Erregerwickelkopfmodells ermittelt. Wird jedoch das in Kapitel 6.1.4 beschriebene Berechnungsmodell verwendet, das ohne eine explizite Modellierung der Erregerwicklung auskommt, können alle erforderlichen Wirkungskoeffizienten bereits zu Beginn der Simulation bestimmt werden. Bei der Berechnung der Wirkungskoeffizienten für die Ständerwicklungen kann außerdem deren diskrete Rotationssymmetrie ausgenutzt werden. Zur Beschreibung der diesbezüglichen Vorgehensweise dient Abbildung 6.6. Diese zeigt vier Leiterschleifen eines Ständerwicklungsmodells, bei denen der Winkel α zwischen den Leiterschleifen 1 und 2 identisch mit dem Winkel zwischen den Leiterschleifen 3 und 4 ist.

Die Wirkung der Leiterschleife 1 auf den Punkt P_1 der Leiterschleife 2 entspricht der Wirkung der Leiterschleife 3 auf den Punkt P_2 der Leiterschleife 4 und kann daher durch denselben Wirkungskoeffizienten beschrieben werden. Die Anzahl der Wirkungskoeffizienten, die zu Beginn der Simulation für die Leiterschleifen des Ständerwicklungsmodells berechnet werden müssen, wird durch Ausnutzen dieses Zusammenhangs erheblich reduziert. Es genügt, den Einfluss aller Leiterschleifen des Ständerwicklungsmodells auf die Punkte entlang einer einzigen Leiterschleife zu ermitteln, sodass sich die Gesamtzahl der für die Ständerwicklung zu berechnenden Wirkungskoeffizienten aus dem Produkt der Anzahl der Leiterschleifen des Ständerwicklungsmodells und der Anzahl der Punkte entlang einer dieser Leiterschleifen ergibt.

Die Berechnung der Wirkungskoeffizienten nach den Gleichungen (3.16) und (3.17) erfolgt in kartesischen Koordinaten. Zur oben beschriebenen, mehrfachen Verwendung der Wirkungskoeffizienten ist allerdings die Transformation in Zylinderkoordinaten erforderlich.

Nachdem im weiteren Verlauf der Berechnung die nach Gleichung (6.1) zu einem bestimmten Zeitpunkt ermittelten Flussdichtebeiträge der einzelnen Leiterschleifen des Modells in einem Punkt überlagert worden sind, wird der dort erhaltene Flussdichtevektor in kartesische Koordinaten zurücktransformiert. Anschließend erfolgt die Berechnung des Momentanwertes der elektromagnetischen Kraft in dem betrachteten Punkt mittels der in Kapitel 3.5.1 abgeleiteten

Gleichungen (3.73) und (3.74) unter Verwendung des Momentanwertes des Stromes in der zu diesem Punkt gehörenden Leiterschleife.

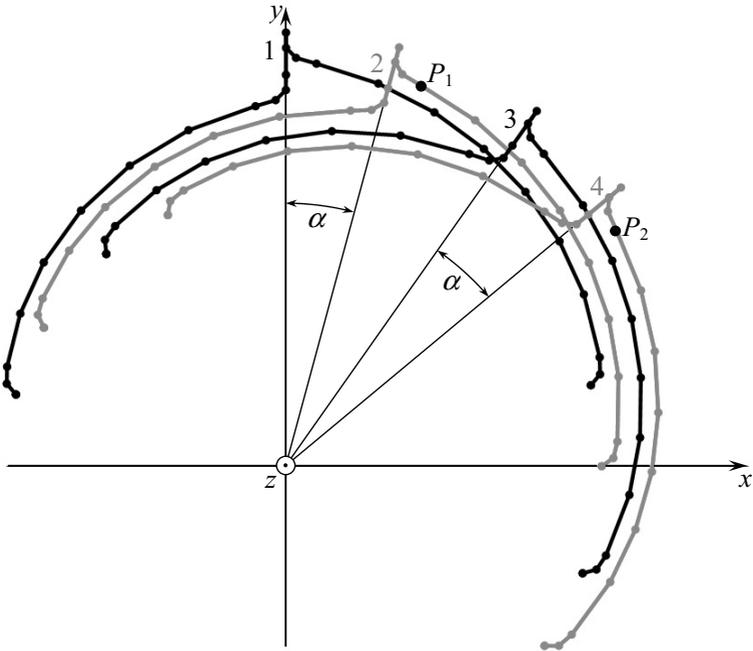


Abbildung 6.6 Ausnutzung der diskreten Rotationssymmetrie der Ständerwicklung

Bei Ablauf des Programms wird der in jedem Punkt des Ständerwicklungsmodells wirkende Kraftvektor zu jedem betrachteten Zeitpunkt nach der oben beschriebenen Vorgehensweise berechnet. Die Ausgabe erfolgt, je nach dem ob die Gesamtansichten der Kraftvektoren zu verschiedenen Zeitpunkten erstellt oder die entlang einzelner Stäbe bzw. in einzelnen Punkten wirkenden Kräfte ausgewertet werden sollen, in kartesischen oder in Zylinderkoordinaten.

Während zur Verwendung in einer nachfolgenden mechanischen Simulation die Ausgabe der Kräfte erforderlich ist, können unter Verwendung von Gleichung (3.75) zur Studie der Kraftverteilungen auch die längenbezogenen Kräfte oder Streckenlasten ermittelt werden.

Abbildung 6.7 gibt abschließend eine Übersicht über den Ablauf der Berechnung sowohl mit expliziter Berücksichtigung der Erregerwicklung bei dem Modell nach Kapitel 6.1.3 als auch ohne Erregerwicklungsmodell bei dem Modell nach Kapitel 6.1.4. Im letzteren Fall werden die entsprechend gekennzeichneten Programmschritte übersprungen.

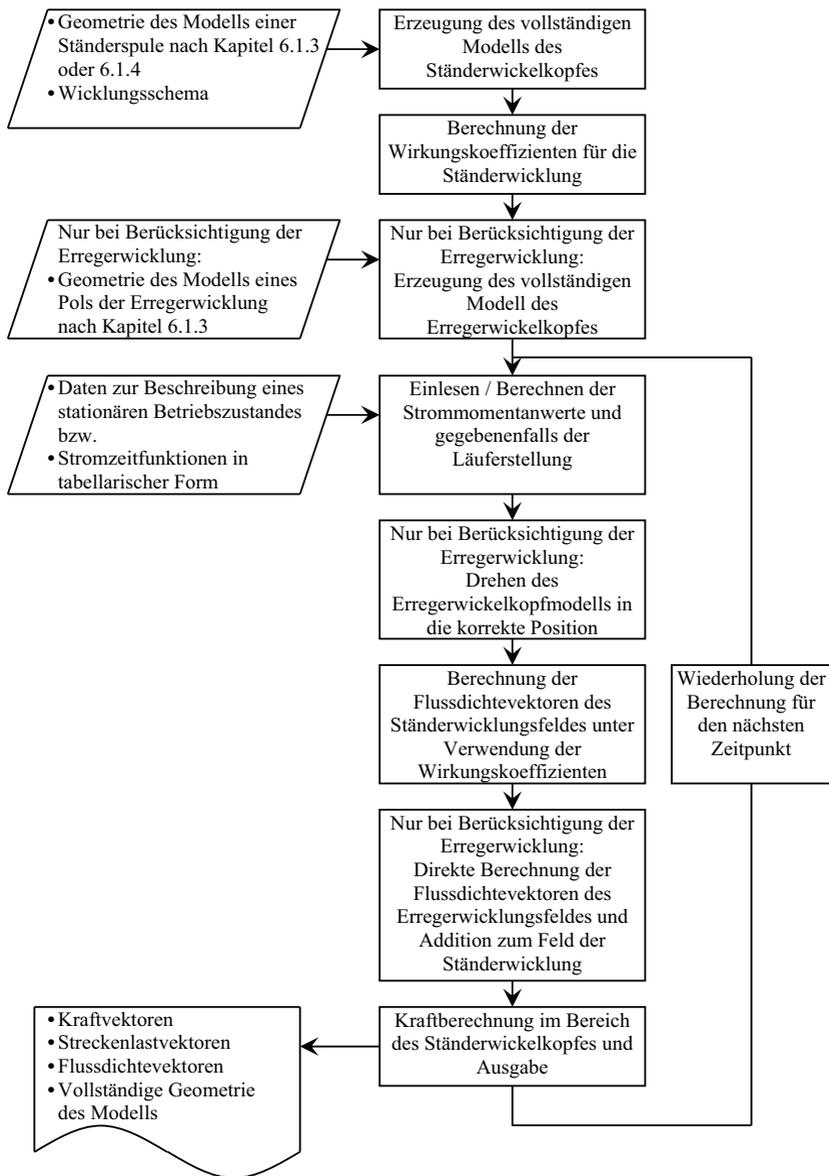


Abbildung 6.7 Ablauf der Berechnung

Kapitel 7

Berechnungsprogramm mit Anwendung der Integralgleichungsmethode

In diesem Kapitel wird das von FREI-SPREITER in [1] beschriebene Berechnungsprogramm vorgestellt, welches ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt. Die wesentlichen Unterschiede, die dieses Programm zu dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen aufweist, sind die Nachbildung der Stäbe des Ständerwickelkopfes mit dem tatsächlichen Querschnitt anstelle der Verwendung fadenförmiger Leiter und die Berücksichtigung der ferromagnetischen Läuferwelle mittels der Integralgleichungsmethode.

Die Berechnungsprogramme besitzen allerdings auch Gemeinsamkeiten, so erfolgt die Berechnung des von den Leiteranordnungen erzeugten Magnetfeldes bei beiden Programmen mittels des Biot-Savart'schen Gesetzes. Zur Berücksichtigung des aktiven Maschinenteils wird auch hier die Spiegelleitermethode eingesetzt. Die Berechnung des Magnetfeldes und der im Bereich des Ständerwickelkopfes angreifenden Kraftvektoren erfolgt ebenfalls, unter Vernachlässigung von auftretenden Wirbelströmen, zu beliebigen Zeitpunkten in stationären Berechnungen und unter Vorgabe der Momentanwerte der Ströme sowie der Läuferposition.

Die Nachbildung der Leiter des Ständerwickelkopfes mit dem tatsächlichen Querschnitt und die Anwendung der Integralgleichungsmethode erfordern allerdings sowohl bei der Magnetfeld- als auch bei der Kraftberechnung die Durchführung numerischer Integrationen. Hierdurch ergeben sich deutlich längere Rechenzeiten als bei dem in Kapitel 6 vorgestellten Programm. Das Berechnungsprogramm wird hier daher nicht zur Berechnung der Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kräfte eingesetzt. Die Kräfte werden lediglich zu ausgewählten Zeitpunkten berechnet und mit den Resultaten der übrigen, im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Programme verglichen. Entsprechend der Ausführungen in Kapitel 3.5.1 ist hierbei vor allem der Einfluss der unterschiedlichen Modellierungsweisen der Ständerwicklung von Interesse. Ferner kann überprüft werden, ob eine Vernachlässigung der Läuferwelle, wie sie beispielsweise bei dem in Kapitel 6

beschriebenen Berechnungsprogramm erfolgt, zulässig ist. Wie im vorangegangenen Kapitel erfolgt nun zunächst die Beschreibung des hier verwendeten Berechnungsmodells. Im Anschluss wird auf den Ablauf der elektromagnetischen Kraftberechnung eingegangen.

7.1 Das Modell des Endbereichs

Wie bei dem in Kapitel 6 vorgestellten Berechnungsmodell und im Gegensatz zum Einsatz dreidimensionaler finiter Elemente erfolgt hier keine Diskretisierung des gesamten Rechengebietes, sondern lediglich die Modellierung der betrachteten Bauteile im Endbereich des Generators. Das dem Programm zu Grunde liegende Modell umfasst die Leiter des Ständerwickelkopfes, die Leiter des Erregerwickelkopfes und die ferromagnetische Läuferwelle. Der Einfluss des Ständerblechpaketes inklusive in der Nähe gelegener Bauteile wie der Druckplatte sowie des Läuferballens wird auch hier mittels der Spiegelleiternmethode nachgebildet. Eine Berücksichtigung der Wirbelströme, die bei transienten Ausgleichsvorgängen in der gut leitenden, unmagnetischen Läuferkappe auftreten, erfolgt bei dem hier beschriebenen Berechnungsmodell nicht.

7.1.1 Das Modell der Ständerwicklung

Um die Leiter des Ständerwickelkopfes mit ihrem tatsächlichen Querschnitt nachzubilden, werden diese aus einzelnen, hexaederförmigen Segmenten aufgebaut. Hierbei wird zunächst von den Mittelpunkten mehrerer Querschnitte entlang einer Spule der Ständerwicklung ausgegangen. Da die mit dem hier beschriebenen Berechnungsprogramm behandelten Generatoren im Rahmen der Arbeit auch mit dem in Kapitel 6 vorgestellten Programm untersucht werden, ist es an dieser Stelle sinnvoll, die selben Punkte zu verwenden, die auch die Grundlage des dort beschriebenen Ständerwicklungsmodells bilden. Auf Grund der Tatsache, dass die Ausgabe der Kraftvektoren bei dem hier vorgestellten Programm ebenfalls in den vorgegebenen Mittelpunkten der Stabquerschnitte erfolgt, wird zudem der direkte Vergleich der mit beiden Programmen berechneten Kräfte ermöglicht. Auch das verwendete Zylinderkoordinatensystem mit dem Ursprung in der Stirnebene des aktiven Maschinenteils und der z -Achse in Richtung der Maschinenachse entspricht dem in Kapitel 6 verwendeten Koordinatensystem.

Als zusätzliche Information werden nun die Breite b und die Höhe h des Stabquerschnitts sowie zu jedem Querschnitt i der Winkel α_i benötigt, der die Lage des jeweiligen Querschnitts relativ zur z -Achse beschreibt. Bei den Abmessungen des Stabquerschnitts handelt es sich herbei

um die des Teileiterverbandes ohne die umgebende Stabisolation. Zur Bestimmung der Eckpunkte der Stabquerschnitte werden die beiden Vektoren \vec{e}_{hi} und \vec{e}_{bi} in kartesischen Koordinaten ermittelt, die wie in Abbildung 7.1 dargestellt in der Ebene des jeweiligen Stabquerschnitts liegen.

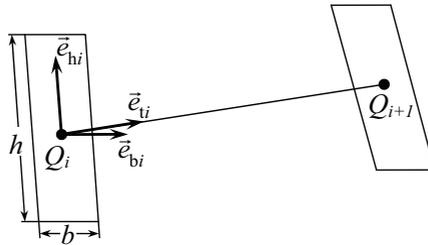


Abbildung 7.1 Vektoren zur Ermittlung der Eckpunkte der Stabquerschnitte gemäß [1]

Hierzu muss zunächst der Richtungsvektor des Wicklungsstabes \vec{e}_{ti} aus dem Mittelpunkt Q_i des betrachteten Querschnitts und dem Mittelpunkt Q_{i+1} des in Stabrichtung nächsten Querschnitts bestimmt werden:

$$\vec{e}_{ti} = \frac{\vec{r}_{Q_{i+1}} - \vec{r}_{Q_i}}{|\vec{r}_{Q_{i+1}} - \vec{r}_{Q_i}|}. \quad (7.1)$$

Mit dem Winkels α_i und der φ -Koordinate φ_i des Mittelpunkts des betrachteten Querschnitts ergeben sich die Vektoren \vec{e}_{hi} und \vec{e}_{bi} wie folgt [1]:

$$\vec{e}_{hi} = (\cos \alpha_i \cdot \cos \varphi_i) \cdot \vec{e}_x + (\cos \alpha_i \cdot \sin \varphi_i) \cdot \vec{e}_y - (\sin \alpha_i) \cdot \vec{e}_z, \quad (7.2)$$

$$\vec{e}_{bi} = \vec{e}_{ti} \times \vec{e}_{hi}.$$

Unter Verwendung dieser beiden Vektoren können nun neben den Eckpunkten auch weitere Punkte innerhalb des jeweiligen Stabquerschnitts definiert werden, sodass auch eine feinere Diskretisierung des Ständerwicklungsmodells möglich ist.

Abbildung 7.2 zeigt das Modell eines Oberlage- und eines Unterlagestabes des Ständerwickelkopfes eines Generators mit 78 Ständernuten, welcher ebenfalls zum unteren

Leistungsbereich gehört. Die schemenhaft dargestellte Stirnseite des aktiven Maschinenteils dient hier wiederum lediglich der Orientierung. Das vollständige Modell des Ständerwickelkopfes wird auch bei dem hier vorgestellten Berechnungsprogramm unter Ausnutzung der diskreten Rotationssymmetrie generiert. Die Zuordnung der einzelnen Spulen zu den Wicklungssträngen sowie die Bestimmung der Lage der Wicklungsachsen erfolgt ebenfalls wie bei dem in Kapitel 6 beschriebenen Programm. Zur Festlegung der Richtung des Stromdichtevektors \vec{J} wird für jedes Stabsegment der zugehörige Richtungsvektor \vec{e}_i herangezogen. Der Betrag der Stromdichte ergibt sich aus dem jeweiligen Spulenstrom und dem durch b und h festgelegten Stabquerschnitt.

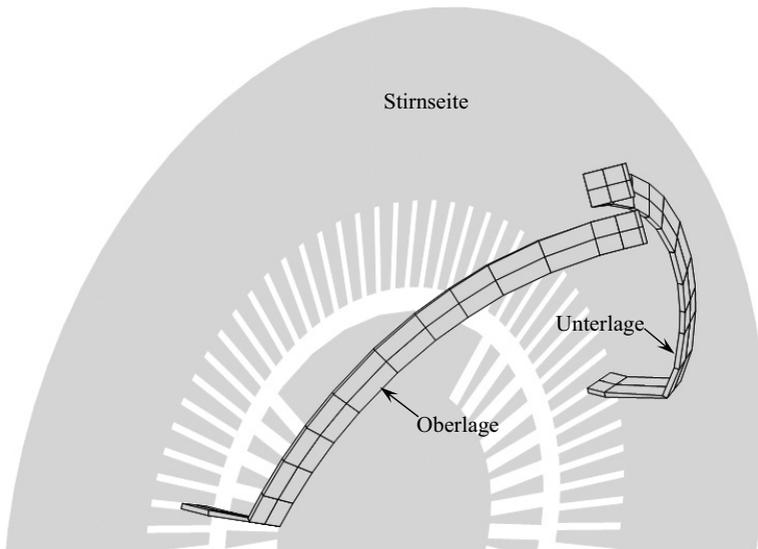


Abbildung 7.2 Modell einer Spule der Ständerwicklung im Endbereich

Wie in Kapitel 3.5.2 dargelegt, werden sechs Punkte pro Stabquerschnitt generiert, um die Genauigkeit des bilinearen Ansatzes für die Kraftdichtefunktion zu verbessern. Es ergeben sich demzufolge zwei hexaederförmige Segmente pro Stababschnitt. Bedingt durch die Verwendung der gleichen Punkte zur Definition des Stabverlaufs wie bei dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Programm erfolgt keine weitere Unterteilung der Stabsegmente in Längsrichtung, welche außerdem zu einer deutlichen Steigerung des Berechnungsaufwandes führen würde.

7.1.2 Modellierung der Erregerwicklung

Die Vorgehensweise zur Nachbildung der Erregerwicklung ist nahezu identisch mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen. Wie in Abbildung 7.3 zu erkennen, ist lediglich die Diskretisierung der in Umfangsrichtung verlaufenden Leiterabschnitte feiner, da dieser hier die ideale Nutzahl des Läufers zu Grunde liegt. Die Erzeugung des vollständigen Erregerwicklungsmodells durch eine Vervielfältigung entsprechend der Polzahl, die Bestimmung des Stroms in den einzelnen Leitersegmenten aus Erregerstrom und Windungszahl der jeweiligen Spule und die Festlegung der momentanen Läuferposition erfolgen in gleicher Weise wie bei dem in Kapitel 6 behandelten Berechnungsprogramm.

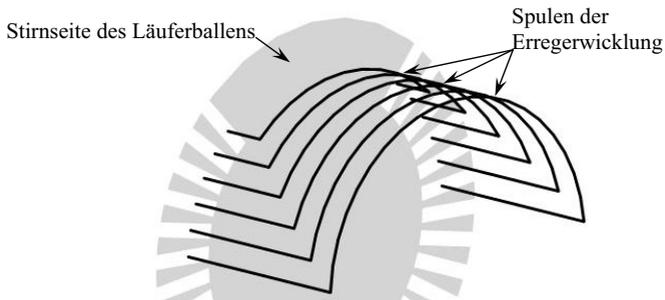


Abbildung 7.3 Modell der Spulen eines Pols der Erregerwicklung im Endbereich

7.1.3 Modellierung der Läuferwelle

Zur Berücksichtigung des im Endbereich gelegenen Teils der ferromagnetischen Läuferwelle mittels der Integralgleichungsmethode wird ein aus einzelnen, kreissegmentförmigen Teilvolumen zusammengesetztes Modell implementiert. Zur Definition dieses Modells kann die Welle in mehrere axiale Abschnitte unterteilt werden. Diese Abschnitte werden jeweils durch ihre axiale Länge, die Außenradien am Anfang und am Ende des Abschnitts, den Innenradius sowie die Anzahl der Teilvolumen in axialer-, radialer- und in Umfangsrichtung beschrieben. Entsprechend der Ausführungen in Kapitel 3.3.4 erfolgt bei der Anwendung des hier beschriebenen Berechnungsprogramms im Rahmen dieser Arbeit lediglich eine sehr grobe Diskretisierung der Läuferwelle. So besteht das in Abbildung 7.4 dargestellte Modell nur aus einem axialen Abschnitt, der in axiale Richtung und in Umfangsrichtung jeweils sieben Unterteilungen aufweist, sodass sich insgesamt 49 Teilvolumen ergeben.

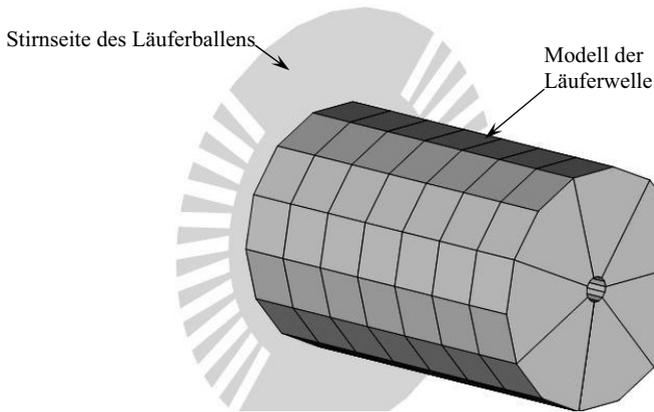


Abbildung 7.4 Modell der Läuferwelle im Endbereich

7.1.4 Berücksichtigung des aktiven Maschinenteils

Die Anwendung der Spiegelleitermethode basiert auch bei dem hier vorgestellten Programm auf den bereits in Kapitel 6.1.3 dargelegten Überlegungen. Auch hier ermöglicht diese Methode die Betrachtung der beiden Extremfälle einer komplett hochpermeablen oder gut leitenden Oberfläche an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils. Allerdings wird die Spiegelleitermethode hier nicht nur auf die Modelle der Wicklungen, sondern auch auf das Modell der ferromagnetischen Läuferwelle angewendet. Die Magnetisierungsvektoren in den Mittelpunkten der Teilvolumen werden hierbei nicht nur für das originale, sondern auch für das gespiegelte Modell der Läuferwelle berechnet. Einen Eindruck des vollständigen Modells aus originaler und gespiegelter Anordnung soll Abbildung 7.5 vermitteln. Der Übersicht halber ist allerdings nur jeweils eine Spule von Ständer- und Erregerwicklung dargestellt.

Auch bei dem hier beschriebenen Endbereichsmodell erfolgt eine Berücksichtigung des Luftspaltstreufeldes durch im Luftspalt, in Umfangsrichtung fließende Ströme, welche wie in Kapitel 6.1.3 beschrieben, aus den Strömen in den einzelnen Wicklungen überlagert werden. Um eine beliebige Läuferposition vorgeben zu können, werden diese Ströme hier zu zwei Luftspaltleitern zusammengefasst, die räumlich die gleiche Position einnehmen und von denen einer die Ströme in den Ständerwicklungen, der andere die Ströme in den Spulen der Erregerwicklung berücksichtigt. Allerdings verfügt das hier vorgestellte Modell nicht über die in Kapitel 6.1.3 eingeführten, radialen Leitersegmente zur Nachbildung der in den Endbereich

eindringenden Streufelder der Nutquerfelder. Ferner wird die Stirnverbindung zwischen Oberlage- und Unterlagestab nicht nachgebildet. Diese beiden Umstände müssen bei der Interpretation und vor allem beim Vergleich der Ergebnisse mit denen der beiden anderen Berechnungsprogramme berücksichtigt werden. Ferner ist anzumerken, dass hier die globale Nebenbedingung $\text{div } \vec{J} = 0$ nicht erfüllt ist [1].

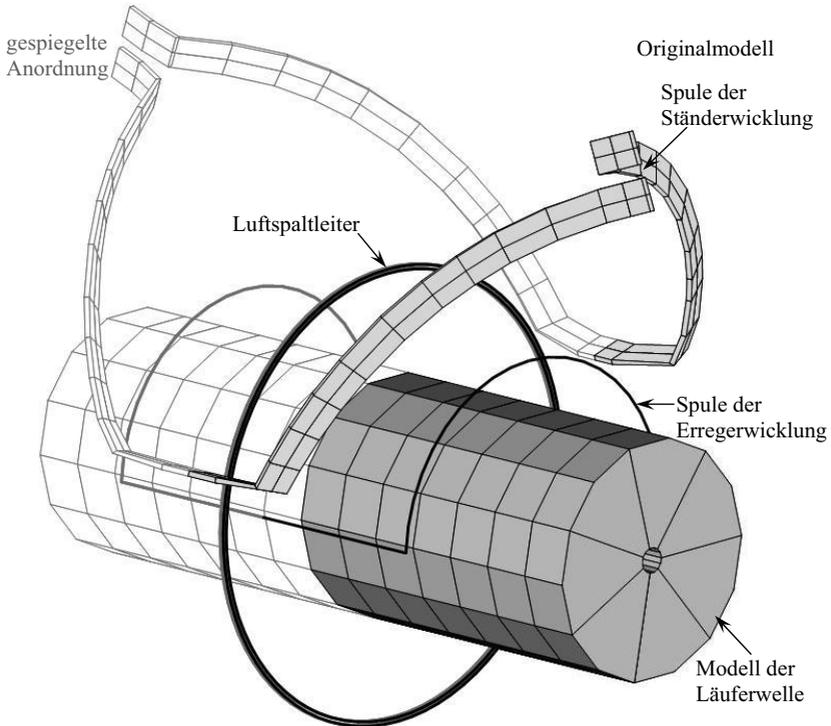


Abbildung 7.5 Bestandteile des originalen und des gespiegelten Berechnungsmodells

7.2 Ablauf der elektromagnetischen Kraftberechnung

Wie bereits erwähnt, wird das von FREI-SPREITER im Rahmen von [1] implementierte Berechnungsprogramm hier dazu eingesetzt, die momentanen Kraftvektoren im Bereich der Ständerwicklung zu ausgewählten Zeitpunkten zu bestimmen. In Abbildung 7.6 ist daher der Ablauf der Berechnung der elektromagnetischen Kräfte für einen Zeitpunkt dargestellt.

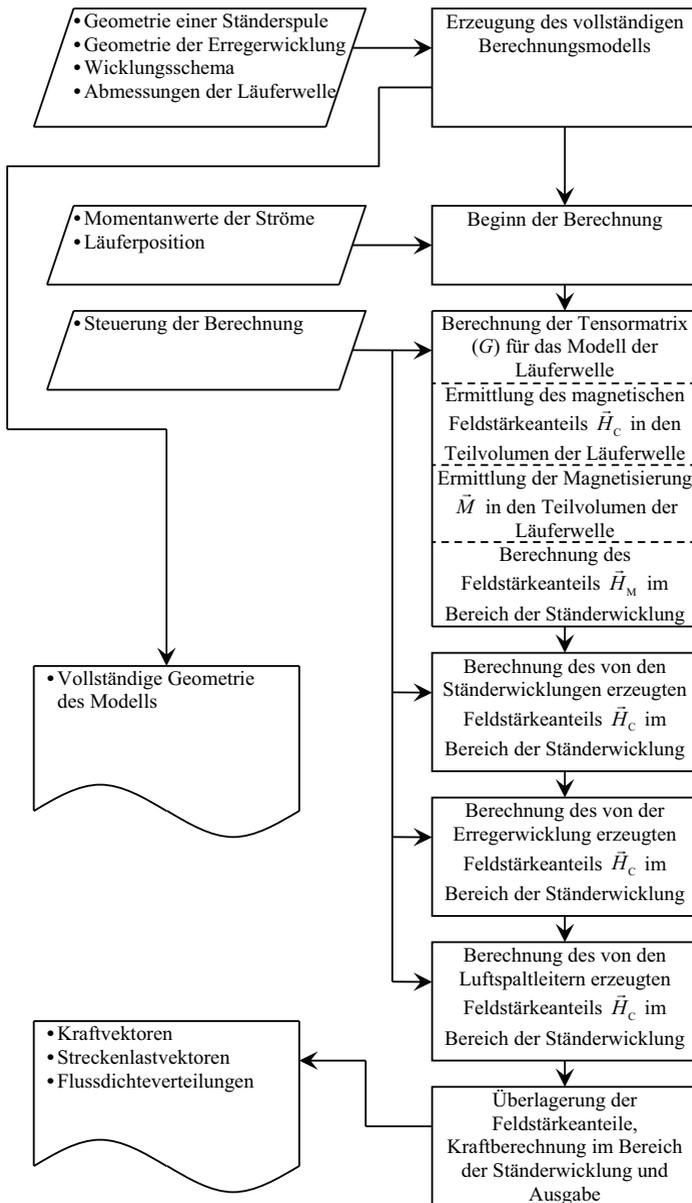


Abbildung 7.6 Ablauf der Berechnung

7.2 ABLAUF DER ELEKTROMAGNETISCHEN KRAFTBERECHNUNG

Zunächst wird auf der Basis des Eingabedatensatzes das Berechnungsmodell erzeugt. Im Anschluss wird die Berechnung für den betrachteten Zeitpunkt durchgeführt. Eingabeparameter zur Programmsteuerung erlauben hierbei eine Auswahl der Modellbestandteile, die bei der Berechnung berücksichtigt werden. Im Falle der Berücksichtigung der ferromagnetischen Läuferwelle kommt die in Kapitel 3.3 beschriebene Integralgleichungsmethode zur Berechnung des wirbelfreien Feldstärkeanteils \vec{H}_M zum Einsatz. Die Berechnung des von den Ständerwicklungen erzeugten Beitrags zum quellenfreien Feldstärkeanteil \vec{H}_C erfolgt mittels des Biot-Savart'schen Gesetzes nach Gleichung (3.18). In ähnlicher Weise wie in Kapitel 6.2 beschrieben wird auch hier die diskrete Rotationssymmetrie der Ständerwicklungen durch den Einsatz von Wirkungskoeffizienten ausgenutzt. Die Berechnung des von der Erregerwicklung und den Luftspaltleitern erzeugten Beitrags zum quellenfreien Feldstärkeanteil \vec{H}_C erfolgt ebenfalls unter Verwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes, auf Grund der fadenförmigen Leitermodelle allerdings entsprechend Gleichung (3.14). Die Beiträge aller Segmente der berücksichtigten Modellbestandteile werden in den Eckpunkten der Leitersegmente der Ständerwicklung zum resultierenden Gesamtfeld überlagert. Im Anschluss erfolgt zunächst die Berechnung der Kraftdichte \vec{b} in diesen Punkten nach Gleichung (3.77). Die Berechnung der Kräfte in den Eckpunkten und die anschließende Ermittlung der Kräfte in den Mittelpunkten der Stabquerschnitte erfolgt wie in Kapitel 3.5.2 beschrieben entsprechend Gleichung (3.76) und (3.78).

Kapitel 8

Berechnung mittels dreidimensionaler finiter Elemente

Um vor allem der Frage nachzugehen, in wie weit die vereinfachten Betrachtungsweisen bei den Endbereichsmodellen, die den bisher vorgestellten Berechnungsprogrammen zu Grunde liegen, eine ausreichend genaue Berechnung der elektromagnetischen Wickelkopfkkräfte ermöglichen, wird im Rahmen dieser Arbeit die dreidimensionale finite Elemente Software FLUX 3D® [29] eingesetzt. Diese stellt verschiedene Formulierungen zur stationären, harmonischen oder transienten Simulationen dreidimensionaler, elektromagnetischer Probleme bereit.

Ein wesentlicher Unterschied der Methode der finiten Elemente zu den beiden anderen, in dieser Arbeit behandelten Berechnungsverfahren besteht in dem Berechnungsmodell, welches auf einer Diskretisierung des gesamten Volumens des Endbereichs in einzelne Teilvolumen sowie einer Begrenzung des auf die Weise erhaltenen Rechengebietes durch geeignete Randbedingungen basiert. Allerdings führen die räumliche Ausdehnung der gesamten Anordnung des Endbereichs eines Turbogenerators und die im Vergleich hierzu kleinen Abmessungen mancher Einzelheiten der zu modellierenden Bauteile bereits bei einer relativ groben Diskretisierung zu einer großen Anzahl finiter Elemente. Hieraus ergeben sich erhebliche Anforderungen an die zur Verfügung stehende Rechnerleistung sowie Rechenzeiten, die durchaus im Bereich mehrerer Tage liegen können.

Unter Verwendung des im Folgenden beschriebenen Berechnungsmodells eignet sich die finite Elemente Software daher zum einen zur stationären Berechnung der Wickelkopfkkräfte zu ausgewählten Zeitpunkten. Zum anderen können auch transiente Simulationen unter Berücksichtigung der in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme über einen kürzeren Zeitraum von einer halben bis zu einer Periode innerhalb eines akzeptablen Zeitrahmens durchgeführt werden. Die Berechnung der Kräfte über einen längeren Zeitraum von einigen Perioden ist auf Grund des großen Zeitbedarfs allerdings nicht sinnvoll.

8.1 Aufbau des Berechnungsmodells

Wie bereits in Kapitel 3.4.1 dargelegt, sind die stromführenden Wicklungen des Generators bei der hier eingesetzten Berechnungsmethode nicht Bestandteil des finite Elemente Modells, sondern werden diesem als eine Verteilung vorgegebener Ströme überlagert. Das dreidimensionale finite Elemente Modell, welches ferromagnetische Bauteile wie das Ständerblechpaket und den Läuferballen sowie, im Falle einer transienten Simulation, die leitfähige Läuferkappe berücksichtigt, stellt also lediglich einen Teil des vollständigen Berechnungsmodells dar. Dieses ergibt sich durch die Kombination des finite Elemente Modells mit dem Modell der Wicklungen des Generators. Beide Modelle können hierbei unabhängig voneinander variiert werden.

Analog zu den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Berechnungsmodellen wird auch hier ein Zylinderkoordinatensystem zu Grunde gelegt, dessen Ursprung in der Blechpaketstirnseite liegt und dessen z -Achse der Maschinenachse entspricht. Letztere ist hierbei vom Ursprung in Richtung des Endbereichs orientiert.

8.1.1 Das finite Elemente Modell des Endbereichs

Da sowohl stationäre als auch transiente Berechnungen durchgeführt werden sollen, kommen in dieser Arbeit zwei Variationen des finite Elemente Modells zum Einsatz. Die Modellversion für die stationären Berechnungen beinhaltet hierbei lediglich Bauteile, die auf Grund ihrer ferromagnetischen Eigenschaften einen Einfluss auf das Magnetfeld im Endbereich ausüben. Auf diese Modellbestandteile wird im Folgenden zuerst eingegangen.

Abbildung 8.1 zeigt die ferromagnetischen Bestandteile des Endbereichsmodells eines vierpoligen Generators der oberen Leistungsklasse, welches auch im weiteren Verlauf dieses Kapitels zur Beschreibung der Modellierungsweise herangezogen wird. Um die Feldverhältnisse im Bereich der Stirnseite des aktiven Maschinenteils genauer nachzubilden als dies beim Einsatz der Spiegelleitermethode möglich ist, wird ein Teil des Ständerblechpaketes und des Läuferballens modelliert. Das Berechnungsmodell endet daher nicht an der Blechpaketstirnseite, sondern an einer zu dieser parallelen Ebene, welche innerhalb des aktiven Maschinenteils liegt. Wie in der Abbildung zu erkennen, ermöglicht der Einsatz finiter Elemente eine detaillierte Nachbildung der Ständer und Läufernuten sowie der Abtreppe des Blechpaketes. Ferner verfügt das Modell über eine Nachbildung des bei dem hier betrachteten Generator vorhandenen, ferromagnetischen Streufeldsammelringes.

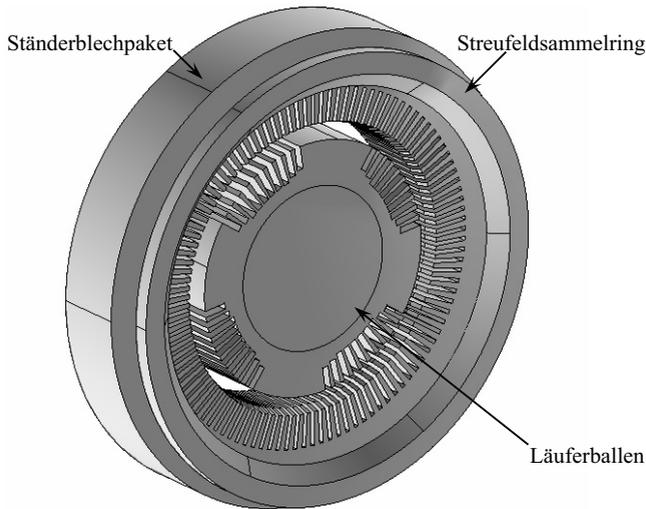


Abbildung 8.1 Ferromagnetische Bestandteile des finite Elemente Modells

Als weitere Bestandteile des Modells für die stationären Berechnungen kommen, auf Grund ihrer ferromagnetischen Eigenschaften, die im Endbereich gelegene Läuferwelle und die Druckplatte in Frage. Bezüglich der bei dem hier betrachteten Generator vom Endbereich aus gesehen hinter dem Streifeldsammelring liegenden Druckplatte ist allerdings zu erwarten, dass der Streifeldsammelring, bedingt durch seine abschirmende Wirkung, einen deutlich größeren Einfluss auf des Magnetfeld im Endbereich ausübt. Auch im Falle der Läuferwelle kann gemäß der bereits in [1] gewonnen Erkenntnisse davon ausgegangen werden, dass deren Wirkung auf das Magnetfeld im Bereich der Ständerwicklung gering ist. Da, wie zu Anfang dieses Kapitels erwähnt, das finite Elemente Modell hier die Grenzen der zur Verfügung stehenden Rechnerkapazität erreicht, wird hier auf eine Nachbildung der beiden letztgenannten Bauteile verzichtet, wodurch sich die zur Modellierung erforderlichen finiten Elemente auf eine noch zu beherrschende Gesamtanzahl reduzieren lassen.

Die Behandlung der als ferromagnetisch definierten Modellbestandteile erfolgt bei der hier verwendeten Berechnungsmethode mittels der Formulierung des totalen magnetischen Skalarpotentials Ψ_M . Die Materialeigenschaften werden hierbei durch die Vorgabe einer linearen, relativen Permeabilität μ_r oder eine nach Gleichung (3.67) angenäherte Magnetisierungskennlinie beschrieben.

Zur Verwendung des finite Elemente Modells in der transienten Simulation, bei der in dieser Arbeit die Betrachtung des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses erfolgt, wird das Modell um eine Nachbildung der unmagnetischen aber leitfähigen Läuferkappe ergänzt. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme im Wesentlichen von dem Magnetfeld im Endbereich des Generators hervorgerufen werden. Der Anteil des in der Läuferkappe fließenden Stromes, der auf die in der Dämpferwicklung und im leitfähigen Läuferballen induzierten Wirbelströme zurückzuführen ist, wird nicht berücksichtigt, da die entsprechenden Vorgänge im aktiven Maschinenteil mit dem hier verwendeten Modell des Endbereichs nicht erfasst werden können. Eine Nachbildung der sowohl ferromagnetischen als auch leitfähigen Druckplatte erfolgt auch bei der Modellversion für die transiente Berechnung nicht. Hierbei wird angenommen, dass auch der Einfluss der in diesem Bauteil auftretenden Wirbelströme in Folge der abschirmenden Wirkung des bei diesem Generator vorhandenen Streufeldsammelringes gering ist.

Für die Diskretisierung leitfähiger, wirbelstrombehafteter Bereiche eines finite Elemente Modells gilt die Empfehlung, dass die Maschenweite die halbe Eindringtiefe δ mit:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\gamma}}, \quad (8.1)$$

nicht überschreiten sollte [40]. Bei dem unmagnetischen Stahl der Läuferkappe und einer Frequenz von 50 Hz ist demzufolge eine Maschenweite von etwa 15 bis 20 mm erforderlich. Bedingt hierdurch würde die Nachbildung der Läuferkappe mittels finiter Volumenelemente zu einer nicht mehr zu bewältigenden Zunahme der Gesamtzahl der Elemente führen. Aus diesem Grund wird die von der Software bereitgestellte Möglichkeit genutzt, die Läuferkappe, wie in Abbildung 8.2 dargestellt, unter Verwendung finiter Flächenelemente nachzubilden, deren Behandlung bei der Berechnung mittels einer entsprechend angepassten Form der T- Ω -Formulierung erfolgt.

Hierbei ist neben der elektrischen Leitfähigkeit γ die Angabe einer dem Läuferkappenmodell zugeordneten Schichtdicke erforderlich. Um die Zulässigkeit der vereinfachten Modellierung der Läuferkappe zu überprüfen, erfolgten die im Anhang B beschriebenen Berechnungen an einem einfachen Modell mit einer rechteckigen Leiterschleife vor der Oberfläche eines leitfähigen Gebietes. Zur Modellierung wurden sowohl Volumen- als auch Flächenelemente eingesetzt. Ferner wurden der Einfluss der Schichtdicke und der Maschenweite betrachtet. Hierbei wurde festgestellt, dass auch die Maschenweite der finiten Flächenelemente 20 mm nicht überschreiten sollte.

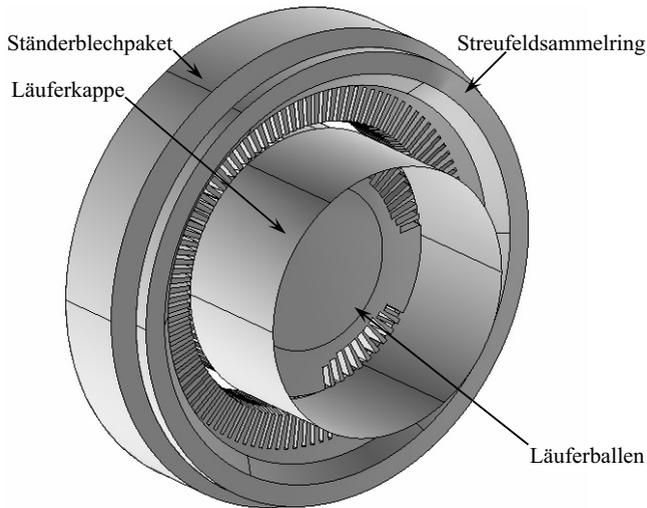


Abbildung 8.2 Endbereichsmodell mit Nachbildung der Läuferkappe

Dem restlichen Bereich des finite Elemente Modells, der die bis hier beschriebenen, elektromagnetisch wirksamen Modellbestandteile umgibt, werden die Materialeigenschaften des Vakuums zugewiesen. Allerdings wird, wie in Abbildung 8.3 dargestellt, auch dieser Bereich in mehrere Gebiete unterteilt, welche unterschiedlichen, im Folgenden beschriebenen Zwecken dienen. Zur Begrenzung des Rechengebietes werden ferner Randbedingungen festgelegt.

Da die in negativer axialer Richtung gelegene Außenfläche des Modells innerhalb des aktiven Maschinenteils liegt, kann bei einem ausreichend großen Abstand von der Blechpaketstirnseite davon ausgegangen werden, dass an dieser Fläche keine wesentlichen axialen Magnetfeldkomponenten auftreten. Die Begrenzung des Rechengebietes erfolgt an dieser Außenfläche daher mittels der homogenen Neumann-Bedingung (3.64) für die hier verwendeten, magnetischen Skalarpotentiale Ψ_M und Φ_M . In die übrigen Richtungen wird das eigentliche Rechengebiet von einem äußeren Bereich umgeben. Dieser dient der Simulation einer unendlichen Ausdehnung des Modells in diese Richtungen, welche der bereits in Kapitel 5 begründeten Vernachlässigung des Einflusses des Maschinengehäuses entspricht. In dem äußeren Bereich, der ebenfalls unter Verwendung klassischer finiter Volumelemente diskretisiert wird, kommt hierzu eine von der Software bereitgestellte, bijektive Transformation zum Einsatz. Auf der Außengrenze des äußeren Bereichs nehmen die zur Beschreibung des Problems verwendeten Potentiale und

Feldgrößen hierbei den Wert Null an [29]. In den Bereichen des Modells, die weder leitfähig noch magnetisierbar sind, kommt die Formulierung des reduzierten magnetischen Skalarpotentials Φ_M zum Einsatz. Hierdurch wird gemäß der Erläuterungen in Kapitel 3.4.1 ermöglicht, dass dem finite Elemente Modell in diesen Bereichen das Modell der Wicklungen überlagert werden kann. Die Anwendung der T- Ω -Formulierung auf die Fläche des Läuferkappenmodells erlaubt hier jedoch keine direkte Kopplung mit Bereichen, in denen die Φ_M -Formulierung angewendet wird. Das Modell der Läuferkappe wird daher von einem Bereich umgeben, der die Materialeigenschaften des Vakuums besitzt und mit der Ψ_M -Formulierung behandelt wird.

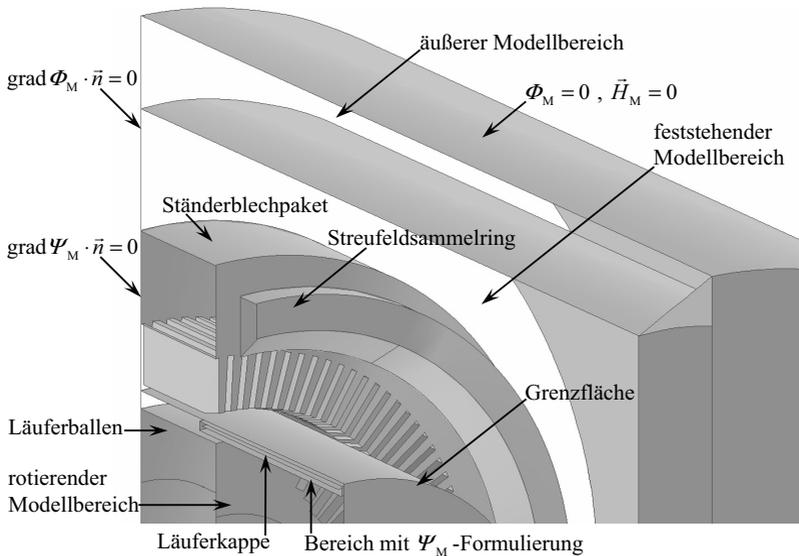


Abbildung 8.3 Bereiche des finite Elemente Modells

Um die Drehung des Läufers bei der transienten Simulation berücksichtigen zu können, erfolgt ferner eine Unterteilung des Rechengebietes in einen feststehenden und einen rotierenden Teil. Letzterer, der das Modell des Läuferballens und der Läuferkappe beinhaltet, kann hierbei gegenüber dem restlichen Berechnungsmodell verdreht werden. Hierzu werden die finiten Flächenelemente in der Grenzfläche dupliziert und gegeneinander verschoben. Bei der Berechnung werden die Werte der Potentiale in den betroffenen Knoten des finite Elemente Modells interpoliert. Auch bei den stationären Berechnungen zu verschiedenen Zeitpunkten wird der Läufer auf diese Weise in die jeweilige Position gedreht. Bis auf die Nachbildung der Läuferkappe

und des diese umgebenden Bereichs mit Ψ_M -Formulierung entspricht das Modell für die stationären Berechnungen daher der Darstellung in Abbildung 8.3.

Zur Diskretisierung des finite Elemente Modells werden die in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Tetraederelemente eingesetzt. Hierzu stellt die Software eine Routine zur automatischen Vermaschung des Modells bereit. Über die Vorgabe der Maschenweite in der Umgebung einzelner Punkte oder entlang ausgewählter Linien kann hierbei der Diskretisierungsgrad der einzelnen Modellbestandteile gezielt beeinflusst werden. So erfolgt, wie in Abbildung 8.4 zu erkennen, eine relativ feine Diskretisierung der Fläche des Läuferkappenmodells mit einer Maschenweite um 20 mm.

Der erkennbar niedrigere Diskretisierungsgrad der ferromagnetischen Bauteile hängt stark von der Rahmenbedingung ab, dass die Gesamtzahl der finiten Elemente des Modells angesichts der zur Verfügung stehenden Rechnerkapazität 500.000 nicht überschreiten sollte. Die genaue Berechnung des Magnetfeldes in nächster Nähe hochpermeabler Oberflächen erfordert jedoch eine feine Diskretisierung der entsprechenden Bereiche. Bei der Ermittlung des Magnetfeldes könnten daher in der unmittelbaren Umgebung des Nutaustrittes Ungenauigkeiten auftreten. Entlang des überwiegenden Teils des Stabverlaufs kann allerdings davon ausgegangen werden, dass der Abstand zu den ferromagnetischen Bauteilen ausreichend groß ist, sodass dieser Effekt nur einen geringen Einfluss auf die Ergebnisse der Kraftberechnung hat.

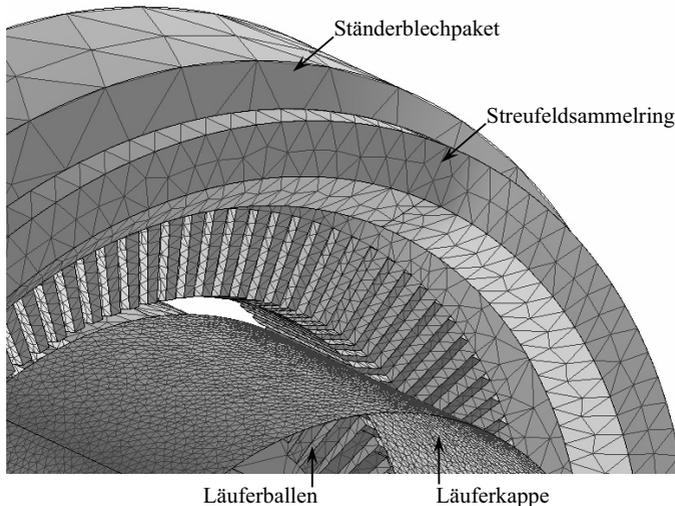


Abbildung 8.4

Diskretisierung des finite Elemente Modells

8.1.2 Das Modell der Wicklungen

Die verwendete Software ermöglicht die Implementierung beliebiger Anordnungen stromführender Leiter zur Überlagerung mit einem finite Elemente Modell. Die räumliche Lage der Leiter wird durch die Definition mehrerer Punkte entlang des Leiterverlaufs beschrieben. Die Leiter können als fadenförmig oder mit einem bestimmten Leiterquerschnitt modelliert werden. Ein rechteckiger Querschnitt wird hierbei durch seine Abmessungen und einen Winkel beschrieben, der die Orientierung des Querschnitt in der Ebene senkrecht zur Leiterrichtung festlegt. Die Stromdichte ist grundsätzlich homogen über den Leiterquerschnitt verteilt. Die in den Leitern fließenden Ströme werden durch Formelausdrücke festgelegt. Für die Bereiche des finite Elemente Modells, in denen die Leiteranordnungen bei der Überlagerung zu liegen kommen, muss, wie bereits erwähnt, die Formulierung des reduzierten magnetischen Skalarpotentials Φ_M verwendet werden. Da die Berechnung des von den Leitern erzeugten Feldanteils \vec{H}_C hierbei durch Anwenden des Biot-Savart'schen Gesetzes auf die einzelnen Abschnitte der Leiter erfolgt, ist es nicht zwingend erforderlich, dass die globale Nebenbedingung $\text{div} \vec{J} = 0$ von der Leiteranordnung erfüllt wird. So ist es beispielsweise zulässig, dass die Leiteranordnungen Unterbrechungen aufweisen oder, wie bei dem im Folgenden beschriebenen Wicklungsmodell der Fall, der Übergang von einem Leiterabschnitt mit rechteckigem Querschnitt zu einem fadenförmigen Leiter erfolgt.

Grundsätzlich können alle im Rechengebiet liegenden Wicklungen des Generators nachgebildet werden. Allerdings hat die Anzahl und die Komplexität der modellierten Wicklungen einen erheblichen Einfluss auf den Zeitbedarf der Simulation. Dieser lässt sich reduzieren, wenn die Kraftberechnung auf bestimmte, vor der Simulation ausgewählte Stäbe oder Stababschnitte beschränkt und das Wicklungsmodell in den übrigen Bereichen des Ständerwickelkopfes lediglich stark vereinfacht aufgebaut werden kann.

Bei dem Turbogenerator, dessen Modell in diesem Kapitel zur Beschreibung der Vorgehensweise bei der Modellierung herangezogen wird, konzentriert sich die Berechnung der elektromagnetischen Kräfte beispielsweise auf die in der Nähe des Blechpaketes gelegenen, geraden Abschnitte der Ständerwicklungsstäbe im Bereich der Phasengrenze in der Oberlage. Die Berechnungen, auf deren Resultate in Kapitel 9 dieser Arbeit eingegangen wird, dienen hierbei der Überprüfung von Ergebnissen des in Kapitel 6 beschriebenen Berechnungsprogramms.

Zur Nachbildung der Spulen der Ständerwicklungen kommen hier die drei verschiedenen, in Abbildung 8.5 dargestellten Leitermodelle zum Einsatz. Anfang und Ende der Leiter liegen

hierbei in der im aktiven Maschinenteil gelegenen Außenfläche des finite Elemente Modells, sodass die Leiter ein Stück in den Nuten des Ständerblechpaketmodells verlaufen.

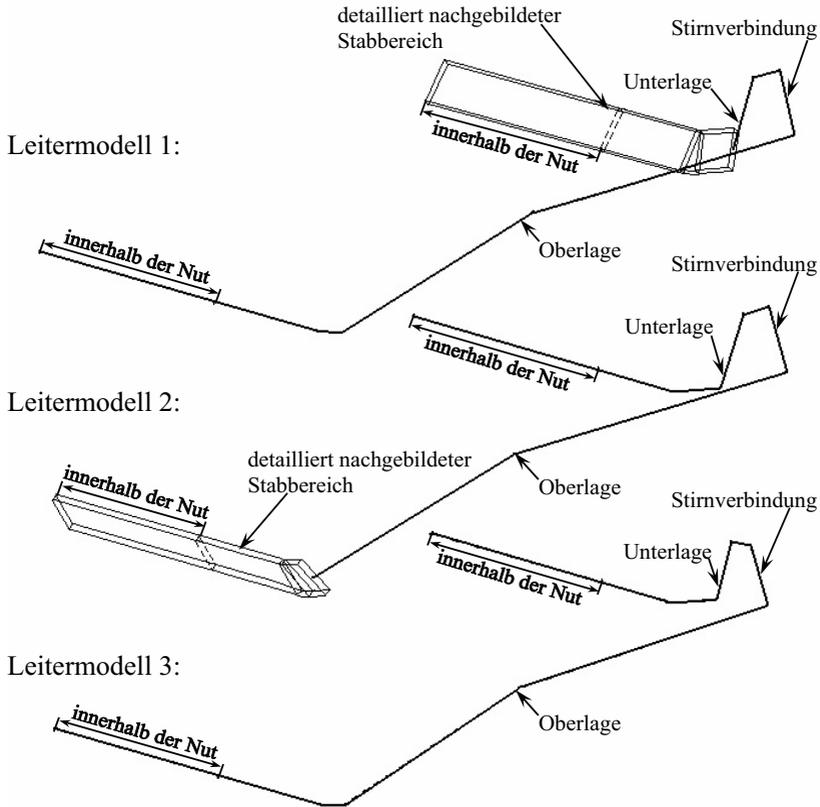


Abbildung 8.5 Leitermodelle der Ständerspulen

Die Anordnung der Leitermodelle 1 und 2 im Wicklungsmodell erfolgt derart, dass in dem bei der Kraftberechnung betrachteten Bereich des Ständerwickelkopfes, in Ober- und Unterlage jeweils sechs mit dem tatsächlichen Querschnitt nachgebildete, gerade Stababschnitte nebeneinander liegen. Die übrigen Spulen der Ständerwicklung werden unter Verwendung des Leitermodells 3 nachgebildet, welches komplett aus fadenförmigen Leitersegmenten aufgebaut ist. Eine weitere

Vereinfachung des Wicklungsmodells lässt sich erreichen, wenn nicht alle Spulen der Ständerwicklung nachgebildet werden. So werden mit zunehmendem Abstand von dem detailliert betrachteten Bereich zunächst jeweils drei Spulen der Ständerwicklung durch einen Leiter des Wicklungsmodells nachgebildet. Auf der gegenüberliegenden Seite wird schließlich nur noch eine der neun Spulen pro Spulengruppe modelliert. Der Strom in dem jeweiligen Leitermodell wird entsprechend vervielfacht.

Von den fünf Spulen eines Pols der Erregerwicklung werden hier, wie in Abbildung 8.6 dargestellt, lediglich zwei nachgebildet, wobei die Windungszahl eines Pols auf die beiden Leitermodelle aufgeteilt wird. Analog zum Ständerwicklungsmodell verlaufen die Leitermodelle in den Nuten der Nachbildung des Läuferballens bis zur Außenfläche des finite Elemente Modells. Durch die Verwendung eines läuferfesten Koordinatensystems wird das Modell der Erregerwicklung an den rotierenden Teil des finite Elemente Modells gekoppelt.

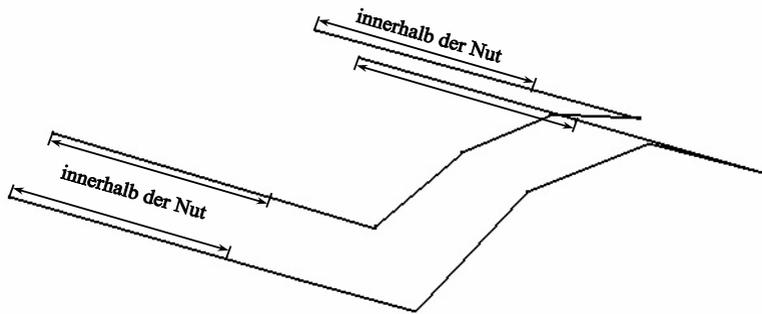


Abbildung 8.6 Nachbildung der Erregerwicklungsspulen eines Pols

Ein Überblick über das vollständige Wicklungsmodell ist in Abbildung 8.7 gegeben. Zur Orientierung ist ferner die Frontalansicht des finite Elemente Modells schemenhaft dargestellt. Die Kennzeichnung der Leiter entsprechend des Wicklungsschemas bezieht sich hierbei auf die Lage der Stirnverbindung der Leitermodelle.

In der im aktiven Maschinenteil gelegenen Außenfläche des finite Elemente Modells, an der die Leiter des Wicklungsmodells enden, wird durch die homogene Neumann-Bedingung ein tangentialer Verlauf des Magnetfeldes festgelegt. Der von dem Wicklungsmodell erzeugte, erregende Magnetfeldanteil \vec{H}_C muss ebenfalls diese Randbedingung erfüllen. Hierzu wird das Wicklungsmodell an der besagten Außenfläche gespiegelt. Die Stromrichtung im gespiegelten

Modell wird derart gewählt, dass auch der Feldanteil \vec{H}_c allein einen tangentialen Verlauf in der Außenfläche aufweist. Originale und gespiegelte Leiter ergeben hierbei geschlossene Leiterschleifen.

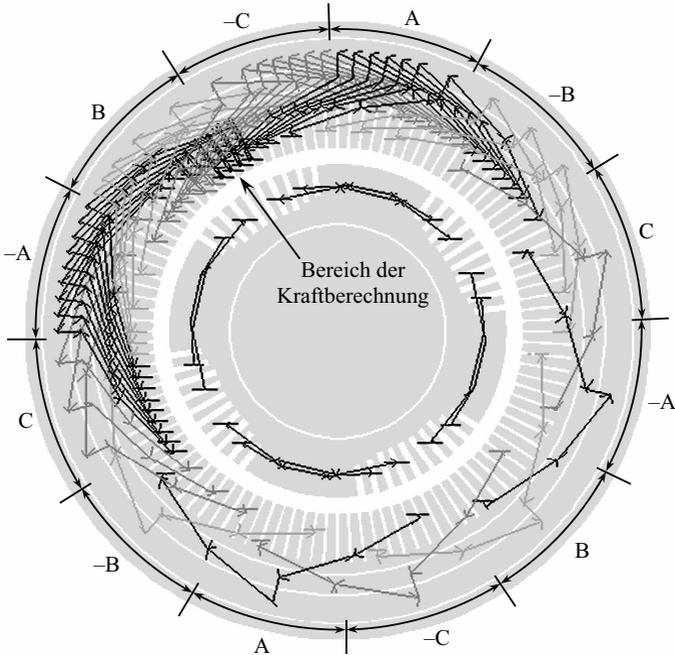


Abbildung 8.7 Ansicht des vollständigen Wicklungsmodells

Die getrennt vom finite Elemente Modell erfolgende Nachbildung der Wicklungen gestattet es, das Wicklungsmodell zu modifizieren, ohne das finite Elemente Modell aufwendig bearbeiten zu müssen. So wird beispielsweise im Falle des ebenfalls betrachteten, zweipoligen Generators mit 78 Ständernuten ein finite Elemente Modell mit einer vollständigen Nachbildung aller Spulen im Endbereich verwendet, wobei die Ständerwicklung einmal unter Verwendung fadenförmiger Leiter und einmal mit dem tatsächlichen Leiterquerschnitt modelliert wird. Durch die explizite Nachbildung aller Ständer- und Läufernuten, besteht diese Möglichkeit der Modifikation des Wicklungsmodells auch bei dem Berechnungsmodell des vierpoligen Generators in uneingeschränkter Weise.

8.2 Vorgehensweise bei der Magnetfeld- und Kraftberechnung

Abbildung 8.8 gibt eine Übersicht über die grundsätzliche Vorgehensweise, die bei der Anwendung der finite Elemente Software FLUX 3D[®] im Rahmen dieser Arbeit gewählt wurde. Alle Schritte bis zur Auswertung der Flussdichteverteilung erfolgen hierbei unter Verwendung der interaktiven Benutzeroberflächen der einzelnen Module der Software.

Zur Erstellung des finite Elemente Modells werden zunächst die geometrischen Abmessungen der zu modellierenden Bauteile und des Rechengebietes definiert. Im Anschluss erfolgt die automatische Diskretisierung des Modells unter Berücksichtigung der Vorgaben des Benutzers bezüglich der Maschenweite. Im darauf folgenden Schritt werden den einzelnen Bereichen des Modells die jeweilige finite Elemente Formulierung und die entsprechenden Materialeigenschaften zugewiesen. Ferner werden die Randbedingungen festgelegt. Zur Vervollständigung des Berechnungsmodells wird abschließend das überlagerte Modell der Wicklungen des Generators implementiert.

Zur Durchführung einer stationären Berechnung sind nun die Momentanwerte der Ströme in den Wicklungen sowie die Läuferposition anzugeben. Im Falle einer transienten Simulation werden die Ströme in den Wicklungen durch Formelausdrücke beschrieben. Hierzu ist bei Betrachtung eines Zeitraums von weniger als einer Periode in der Regel die Summe aus einer Sinusfunktion und einem Gleichanteil ausreichend. Des Weiteren muss die Anfangsposition und die Drehzahl des Läufers festgelegt werden. Die Zeitschrittweite und die Anzahl der zu berechnenden Zeitschritte vervollständigen die Daten zur Simulationsteuerung.

Über die numerische Berechnung der feldbeschreibenden Potentiale liefert die finite Elemente Software als Ergebnis der Simulation die momentane, dreidimensionale Verteilung der magnetischen Flussdichte im Rechengebiet zu dem bei einer stationären Berechnung betrachteten Zeitpunkt oder, im Falle einer transienten Simulation, zu mehreren aufeinander folgenden Zeitpunkten. Der Zeitbedarf für eine stationäre Berechnung liegt hierbei im Bereich von 10 bis 15 Stunden, während die transiente Berechnung über eine halbe Periode und mit einer relativ groben Zeitschrittweite von 1 ms bereits einen Zeitraum von etwa einer Woche in Anspruch nimmt.

Da die Leiter des Wicklungsmodells bei der hier gewählten Modellierungsweise von der Software lediglich als vorgegebene Ströme bzw. Stromdichteverteilungen interpretiert werden, ist keine direkte Berechnung der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes möglich. Die Ermittlung der Kraft- oder Streckenlastvektoren wird daher nach der in Kapitel 3.5.3 beschriebenen Vorgehensweise durchgeführt. Hierzu erfolgt, unter Verwendung der interaktiven

8.2 VORGEHENSWEISE BEI DER MAGNETFELD- UND KRAFTBERECHNUNG

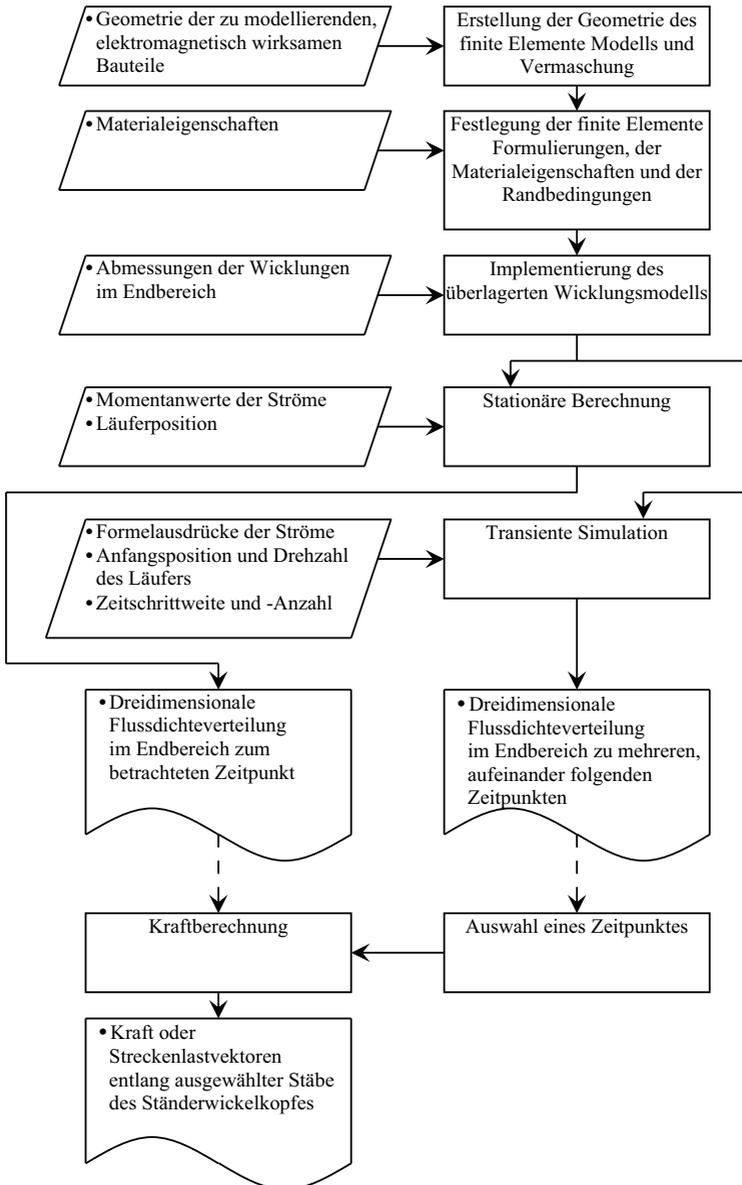


Abbildung 8.8

Vorgehensweise bei der Magnetfeld- und Kraftberechnung

KAPITEL 8 BERECHNUNG MITTELS FINITER ELEMENTE

Benutzeroberfläche, die komponentenweise numerische Integration der Flussdichte über Volumen oder Flächen, beziehungsweise die direkte Ausgabe des Flussdichtevektors in Punkten im Bereich des jeweils betrachteten Leitermodells. Im Anschluss können die elektromagnetischen Kraft- oder Streckenlastvektoren unter Verwendung der Wicklungsgeometrie und der Strommomentanwerte nach den Gleichungen (3.79), (3.80) oder (3.73) bis (3.75) berechnet werden, welche hierzu in ein Hilfsprogramm implementiert werden.

Kapitel 9

Auswertung und Interpretation der Ergebnisse der elektromagnetischen Kraftberechnungen

Das wesentliche Ziel der vorliegenden Arbeit ist, ein in der Praxis einsetzbares Verfahren zur Berechnung der in den Ständerwickelköpfen großer Turbogeneratoren auftretenden elektromagnetischen Kräfte aufzuzeigen. Dieses Verfahren soll die Betrachtung beliebiger stationärer Betriebszustände und elektrischer Störungen ermöglichen. An das eingesetzte Berechnungsprogramm werden hierbei die folgenden Anforderungen gestellt:

Um eine nachfolgende Simulation des Schwingungsverhaltens mittels eines mechanischen finite Elemente Verfahrens zu unterstützen, sollte das Programm die Berechnung der Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kraftvektoren im Bereich des gesamten Ständerwickelkopfes ermöglichen.

Zur Ermittlung einer realistischen Kraftverteilung muss das Berechnungsmodell ferner die Einflüsse der verschiedenen, elektromagnetisch wirksamen Bauteile in der Umgebung des Ständerwickelkopfes ausreichend genau erfassen.

Schließlich sollte sowohl die Implementierung des Berechnungsmodells als auch die Durchführung der Simulation mit einem vertretbaren Zeitaufwand möglich sein. In diesem Zusammenhang ist beispielsweise zu berücksichtigen, dass die Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kräfte zur mechanischen Simulation des Schwingungsverhaltens in der Regel über einen Zeitraum von einigen Perioden vorliegen müssen.

Um ein im Hinblick auf die formulierten Anforderungen geeignetes Kraftberechnungsverfahren zu identifizieren, wurden in einem ersten Schritt vergleichende Berechnungen der elektromagnetischen Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes mit den drei in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Programmen durchgeführt. Da allerdings die

Berechnung der Kraftvektoren an mehreren Stellen jedes Ober- und Unterlagestabes bereits bei der Betrachtung eines einzigen Zeitpunktes leicht auf eine vierstellige Anzahl von Werten führt, wurde es hierbei als sinnvoll erachtet, zum Vergleich der Verfahren lediglich bestimmte Bereiche des Ständerwickelkopfes, wie beispielsweise einzelne Stäbe, sowie ausgewählte Zeitpunkte während eines geeigneten Betriebsfalles zu betrachten. Im Anschluss wurde auf der Basis der im folgenden Unterkapitel 9.1 beschriebenen Ergebnisse der mit den drei Programmen durchgeführten Berechnungen und unter Berücksichtigung der genannten Anforderungen eines der Kraftberechnungsprogramme ausgewählt. In einem zweiten Schritt wurde das ausgewählte Programm zur Untersuchung der im Ständerwickelkopf verschiedener Turbogeneratoren auftretenden elektromagnetischen Kraftverteilungen beim stationären Bemessungsbetrieb und beim dreisträngigen Klemmenkurzschluss aus dem Leerlauf bei Bemessungsspannung eingesetzt. Die Auswertung der hierbei erhaltenen Ergebnisse erfolgt im Unterkapitel 9.2.

9.1 Vergleich der Kraftberechnungsprogramme

Wie bereits in Kapitel 3 einleitend erwähnt, gestaltet sich der Einsatz der dreidimensionalen finite Elemente Software FLUX 3D® [29] derart zeitintensiv, dass von der Verwendung dieses Programms zur Berechnung der Kräfte im gesamten Wickelkopfbereich über einen Zeitraum von mehreren Perioden abgesehen wird. Die Auswahl eines geeigneten Verfahrens zur Untersuchung der elektromagnetischen Kraftverteilungen und deren zeitlichen Verhaltens beschränkt sich aus diesem Grund auf die beiden in den Kapiteln 6 und 7 vorgestellten Berechnungsprogramme. Auf Grund der Möglichkeit, einzelne Bauteile im Endbereich explizit nachzubilden, spielt die finite Elemente Software allerdings eine wichtige Rolle bei der Bewertung der vereinfachten Modellierungsansätze, die den Berechnungsmodellen der zwei anderen Verfahren zu Grunde liegen. Die Unterschiede zwischen den beiden zur Auswahl stehenden Berechnungsverfahren sind im Wesentlichen auf Unterschiede zwischen den verwendeten Endbereichsmodellen zurückzuführen. Zur Klärung der Frage nach einem geeigneten Verfahren ist es daher sinnvoll, zu untersuchen, wie sich die verschiedenen Modellierungsansätze auf die Ergebnisse der Kraftberechnung auswirken und welche Modellbestandteile für eine möglichst genaue Kraftberechnung erforderlich sind oder entfallen können.

Hierzu erfolgt nun zunächst eine vergleichende Gegenüberstellung der verwendeten Berechnungsmodelle. Im Anschluss wird anhand der Ergebnisse verschiedener, mit allen drei zur Verfügung stehenden Programmen durchgeführter Berechnungen möglichst gezielt auf den Einfluss einzelner Modellbestandteile eingegangen.

9.1.1 Gegenüberstellung der Berechnungsmodelle

Die Abbildungen 9.1 und 9.2 zeigen zwei Endbereichsmodelle des in Kapitel 6 vorgestellten Berechnungsprogramms, welches, da es hauptsächlich auf der Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes auf Linienleitersegmente basiert, im Folgenden abkürzend als Biot-Savart-Programm bezeichnet werden soll. Das in Abbildung 9.1 dargestellte Modell zur Betrachtung transienter Ausgleichsvorgänge besitzt an Stelle der Nachbildung der Erregerwicklung eine Ersatzleiteranordnung, die wie in Kapitel 6.1.4 beschrieben den Einfluss der leitfähigen Läuferkappe nachbilden soll. Das in Abbildung 9.2 dargestellte Modell verfügt stattdessen über eine Nachbildung der Erregerwicklung und ist daher zum einen zur Betrachtung stationärer Betriebszustände vorgesehen. Allerdings wird dieses Endbereichsmodell im Folgenden auch zur Betrachtung des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses eingesetzt, um in vergleichenden Berechnungen beispielsweise eine Abschätzung des Einflusses der Läuferkappe zu ermöglichen.

In Abbildung 9.3 ist ein Berechnungsmodell des in Kapitel 7 vorgestellten Programms dargestellt. Da dieses Programm die Integralgleichungsmethode zur Berücksichtigung der ferromagnetischen Läuferwelle verwendet, wird es im Folgenden abkürzend als Integralverfahren bezeichnet. Neben dem Modell der Läuferwelle besteht der wesentliche Unterschied zu den Modellen des Biot-Savart-Programms in der Nachbildung der Ständerwicklung mit dem tatsächlichen Leiterquerschnitt.

Abbildung 9.4 zeigt ein Berechnungsmodell für die dreidimensionale finite Elemente Software. Dieses Modell, welches bereits im Rahmen von [52] erprobt wurde, verfügt im Gegensatz zu dem in Kapitel 8 beschriebenen Berechnungsmodell über eine vollständige Nachbildung aller Ständer und Läuferwicklungen aus Linienleitersegmenten.

Gegenstand der dargestellten Berechnungsmodelle ist der Endbereich auf der Nichtverbindungsseite des bereits erwähnten, zweipoligen Generators des unteren Leistungsbereichs mit 78 Ständernuten. Zur Diskretisierung der Ständerwicklung werden bei den Modellen für das Biot-Savart-Programm jeweils 14 Punkte für die Oberlage- und die Unterlagestäbe verwendet. Das Ständerwicklungsmodell für das Integralverfahren geht aus diesem Modell hervor, indem zusätzlich die Abmessungen des Leiterquerschnitts und der Neigungswinkel des Querschnitts in jedem der Punkte von dem Berechnungsprogramm verarbeitet werden. Die Nachbildung der Ständerwicklung bei dem dargestellten finite Elemente Modell entspricht von der Geometrie her wiederum dem Ständerwicklungsmodell für das Biot-Savart-Programm.

Sowohl das Biot-Savart-Programm als auch das Integralverfahren verwenden zur Nachbildung des Einflusses des aktiven Maschinenteils die Spiegelleitermethode. Um hierbei

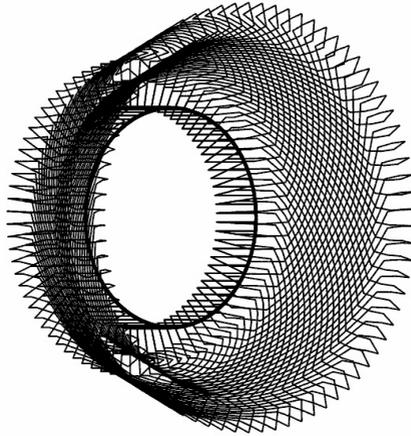


Abbildung 9.1 Endbereichsmodell des Biot-Savart-Programms mit Leiteranordnung zur Berücksichtigung der Läuferkappe

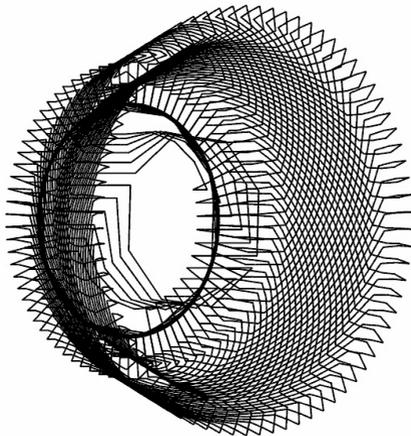


Abbildung 9.2 Endbereichsmodell des Biot-Savart-Programms mit Nachbildung der Erregerwicklung

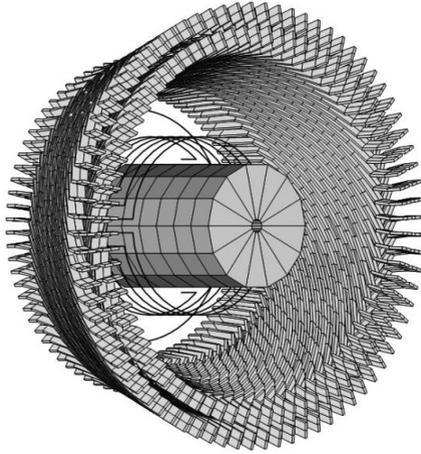


Abbildung 9.3 Endbereichsmodell des Integralverfahrens

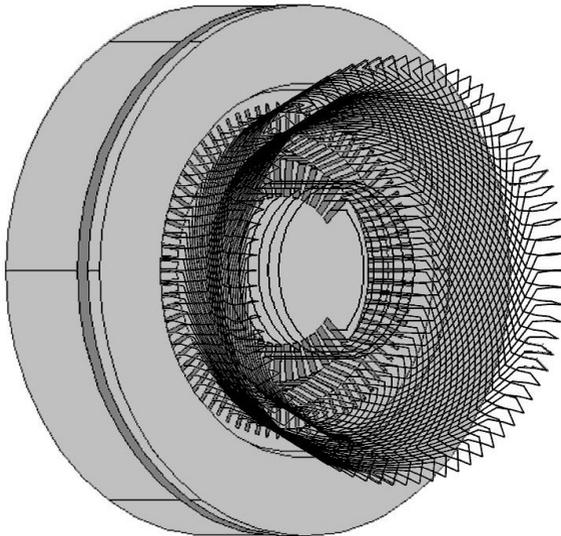


Abbildung 9.4 Finite Elemente Modell des Endbereichs

einerseits den Einfluss der ferromagnetischen Bauteile wie des Ständerblechpaketes und des Läuferballens, andererseits die Wirbelströme, die in leitfähigen Bauteilen wie der Druckplatte oder einem gut leitenden Abschirmring auftreten, berücksichtigen zu können, sind bei der Verwendung beider Programme abschätzende Berechnungen unter der Annahme eines senkrechten Feldlinieneintritts sowie eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite erforderlich. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, dass die Berechnungsmodelle beider Programme über zusätzliche Linienleiter zur Nachbildung von Streufeldern aus dem aktiven Maschinenteil verfügen, welche bei der Annahme einer hochpermeablen Stirnseite und eines entsprechenden senkrechten Feldeintritts einen Einfluss auf das Magnetfeld im Endbereich ausüben. Während hierbei zusätzliche Leiter zur Nachbildung des Luftspaltstreufeldes bei beiden Berechnungsmodellen vorhanden sind, werden beim Biot-Savart-Programm außerdem die Streufelder der Nutquerfelder durch die in Kapitel 6.1.3 eingeführten, radialen Leitersegmente berücksichtigt.

Um Erkenntnisse über die Genauigkeit der den beiden Programmen eigenen, vereinfachten Berücksichtigung der Stirnseite des aktiven Maschinenteils und insbesondere über die zu einer möglichst genauen Nachbildung der Streufelder erforderlichen, zusätzlichen Leitersegmente zu gewinnen, erfolgten stationäre Berechnungen mit dem in Abbildung 9.4 dargestellten Endbereichsmodell der finite Elemente Software, für die im Folgenden die abkürzende Bezeichnung 3D-FE-Software verwendet wird. Zur genaueren Nachbildung der Feldverhältnisse an der Stirnseite wurden ein Teil des Läuferballens und des Ständerblechpaketes inklusive der Nuten in die Modellierung einbezogen. Ferner verfügt das Modell über eine Nachbildung der Druckplatte. Ein Streufeldsammelring oder ein Abschirmring sind bei dem hier betrachteten Generator nicht vorhanden. Da beide zur Auswahl für die nachfolgenden Untersuchungen stehenden Programme allerdings die Durchführung der erwähnten, abschätzenden Berechnungen vorsehen und die Anwendung der Spiegelleitermethode unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite bei beiden Berechnungsmodellen in gleicher Weise erfolgt, wurde an dieser Stelle von einer zeitintensiven, transienten Simulation zur Untersuchung des Einflusses der in der Druckplatte auftretenden Wirbelströme abgesehen, sodass hier lediglich die ferromagnetischen Eigenschaften dieses Bauteils berücksichtigt werden.

Eine transiente Simulation unter Verwendung der 3D-FE-Software erfolgte im Rahmen dieser Arbeit um zu klären, in wie weit die Ersatzleiteranordnung des in Abbildung 9.1 dargestellten Berechnungsmodells für das Biot-Savart-Programm geeignet ist, den Einfluss der bei transienten Ausgleichsvorgängen in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme zu erfassen. Hierzu wurde das in Kapitel 8 beschriebene finite Elemente Modell des ebenfalls betrachteten, vierpoligen Generators eingesetzt, welches im Gegensatz zu dem in Abbildung 9.4 dargestellten Berechnungsmodell auch über eine Nachbildung der Läuferkappe verfügt.

Eine Übersicht über die zur Implementierung der Endbereichsmodelle aller drei Programme und weitere, zur Durchführung der Berechnungen zusammenzustellende Daten wird im Anhang C gegeben.

9.1.2 Einfluss des aktiven Maschinenteils

In diesem Zusammenhang wird im Folgenden betrachtet, wie genau sich der Einfluss des aktiven Maschinenteils mit den Berechnungsmodellen der beiden, zur Auswahl stehenden Programme erfassen lässt. Als Betriebsfall wurde der dreisträngige Klemmenkurzschluss aus dem Leerlauf bei Bemessungsspannung ausgewählt. Der Kurzschlusseintritt erfolgte zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs der Klemmenspannung im Wicklungsstrang A, sodass in diesem Strang der maximale Kurzschlussstrom auftrat. Ausgewertet wurde die Streckenlastverteilung entlang des in Drehrichtung ersten Oberlagestabes und des in Drehrichtung letzten Unterlagestabes einer Spulengruppe des Wicklungsstranges A, welche relativ große Streckenlasten erfahren. Betrachtet wurde der Zeitpunkt des Strommaximums eine halbe Periode nach Kurzschlusseintritt. Die Berechnung der in den Abbildungen 9.5 und 9.6 dargestellten, komponentenweisen Streckenlastverteilungen entlang der beiden betrachteten Stäbe erfolgte hierbei unter Verwendung aller drei zur Verfügung stehenden Programme. Da die hier eingesetzten, in den Abbildungen 9.3 und 9.4 dargestellten Berechnungsmodelle des Integralverfahrens und der 3D-FE-Software die Läuferkappe nicht berücksichtigen, wurde bei der Berechnung mittels des Biot-Savart-Programms das in Abbildung 9.2 gezeigte Modell mit der expliziten Nachbildung der Erregerwicklung verwendet, um die Konzentration auf die hier zu untersuchenden Einflüsse zu ermöglichen.

Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Biot-Savart-Programms unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts an der Blechpaketstirnseite und der 3D-FE-Software ohne Berücksichtigung des Sättigungseinflusses liegen im überwiegenden Teil der betrachteten Stäbe unter 10 %, bezogen auf das Maximum des jeweiligen Verlaufs. Die größeren Differenzen, die zum einen beim Unterlagestab bei der radialen und der tangentialen Streckenlastkomponente in der Nähe der Stirnverbindung, zum anderen bei der radialen Komponente am Anfang der Evolvente des Oberlagestabes bei $z = 280$ mm auftreten, könnten auf die relativ grobe Diskretisierung des Stabverlaufs zurückzuführen sein, der an den entsprechenden Stellen starke Krümmungen aufweist. Eine andere mögliche Ursache sind Ungenauigkeiten bei der Festlegung der Punkte zur Ausgabe der Flussdichtevektoren bei der 3D-FE-Software, die, wie in Kapitel 3.5.3 beschrieben, exakt im Mittelpunkt der kleinen, kreisförmigen Querschnitte der zur Auswertung vorgesehenen Stäbe liegen müssen.

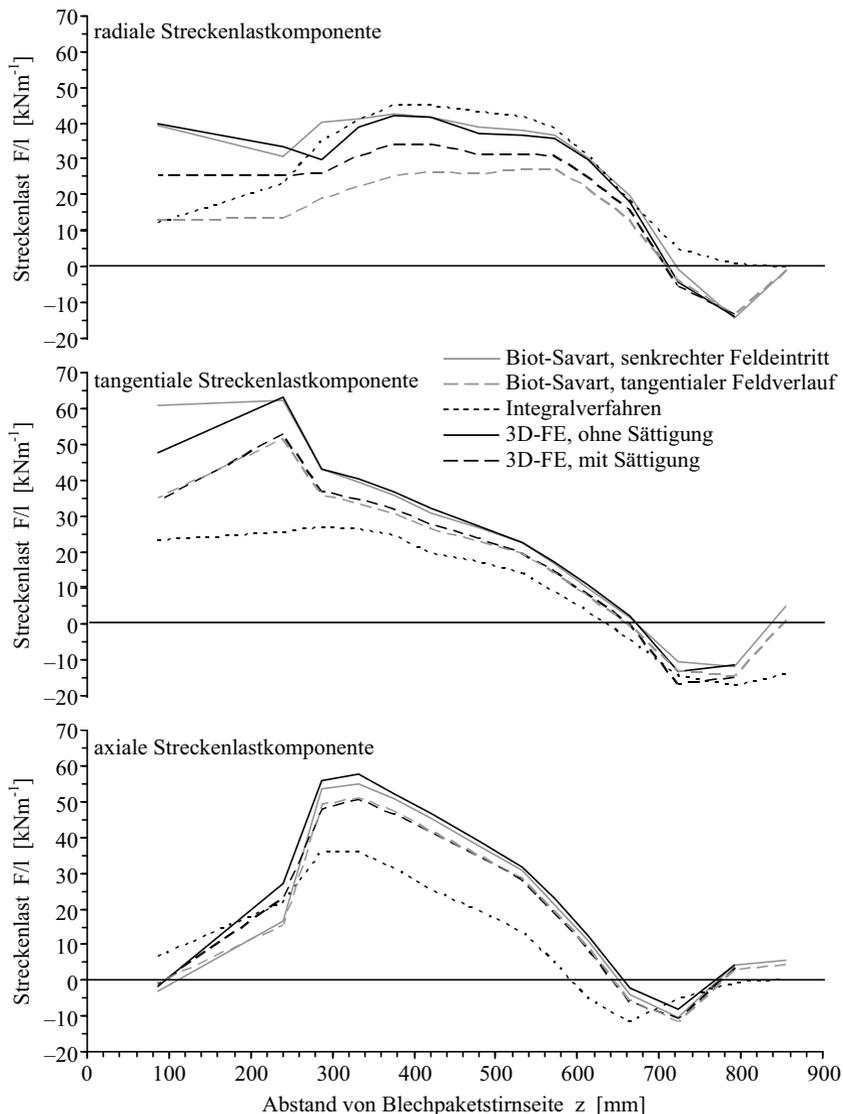


Abbildung 9.5 Komponentenweise Streckenlastverteilung entlang des in Drehrichtung ersten Oberlagestabes des Wicklungsstranges A zum Zeitpunkt des Strommaximums beim Klemmenkurzschluss

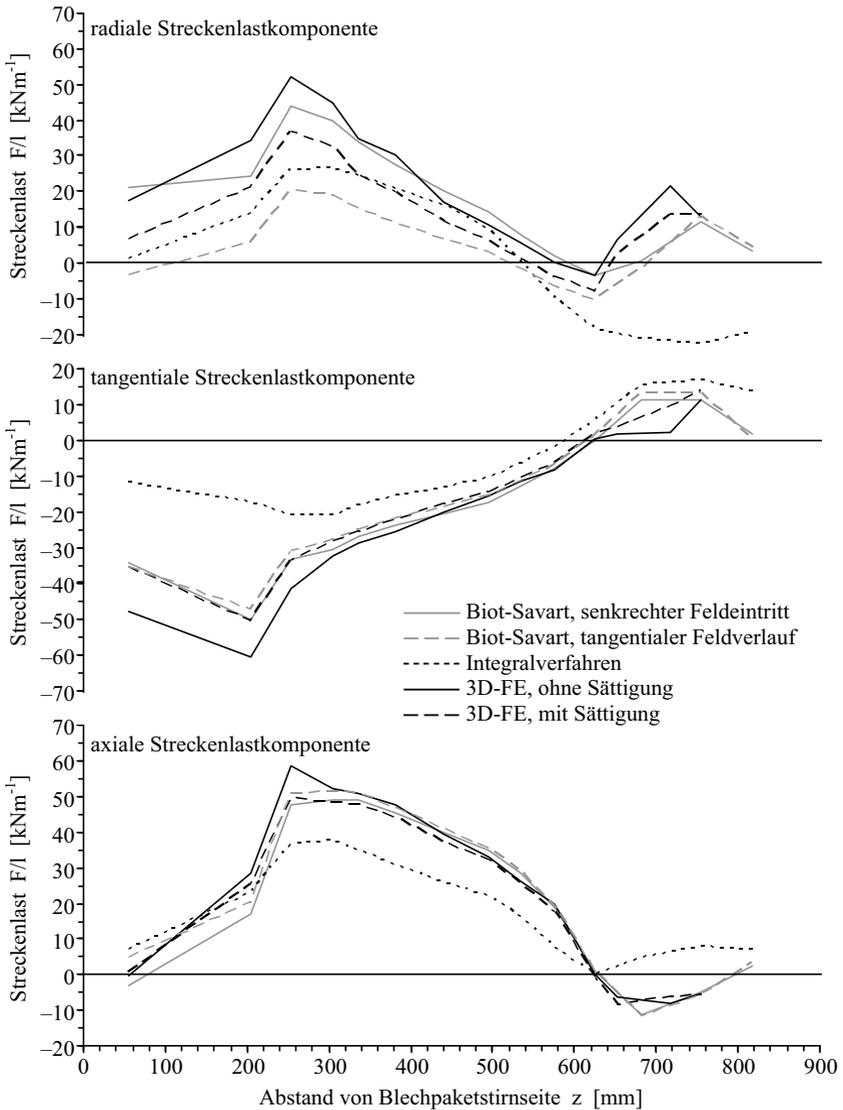


Abbildung 9.6 Komponentenweise Streckenlastverteilung entlang des in Drehrichtung letzten Unterlagestabes des Wicklungsstranges A zum Zeitpunkt des Strommaximums beim Klemmenkurzschluss

Die deutlicheren Abweichungen, die in der Nähe des Blechpaketes und der Druckplatte auftreten, sind schließlich auf die unterschiedliche Art der Berücksichtigung des aktiven Maschinenteils zurückzuführen. Es zeigt sich allerdings, dass die Spiegelleitermethode, zumindest unter Vernachlässigung von in der Druckplatte auftretenden Wirbelströmen und der Eisensättigung, die Feldverhältnisse an der Blechpaketstirnseite in einem Maße erfasst, das zur globalen Betrachtung der Streckenlastverteilung im gesamten Wickelkopfbereich als ausreichend genau bezeichnet werden kann.

Wird die Eisensättigung berücksichtigt, in dem für den Läuferballen, das Ständerblechpaket und die Druckplatte vereinfachte Magnetisierungskennlinien gemäß Gleichung (3.67) vorgegeben werden, fällt die mittels der 3D-FE-Software berechnete Streckenlastverteilung insgesamt, vor allem jedoch in der Nähe der ferromagnetischen Modellbestandteile, geringer aus. Abbildung 9.7 zeigt hierzu die Verteilung der Flussdichtevektoren im Endbereich des betrachteten Generators sowohl mit als auch ohne Sättigungseinfluss, in einer Ebene entlang der Maschinenachse.

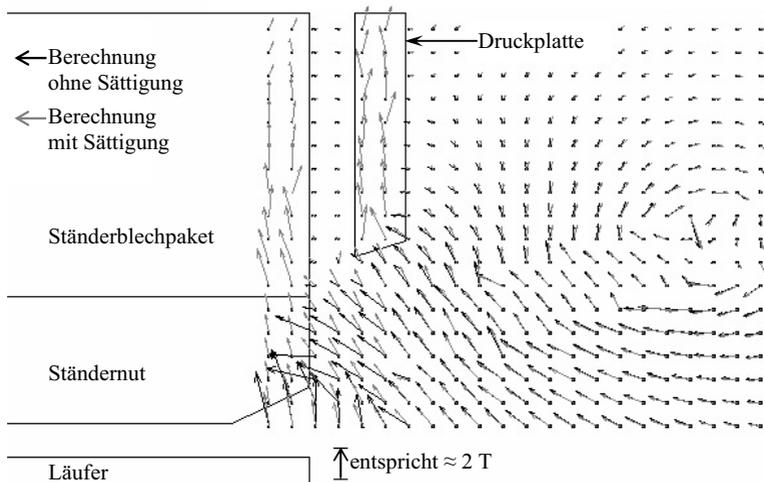


Abbildung 9.7 Radiale und axiale Flussdichtekomponente im Endbereich beim Klemmenkurzschluss, als Vektordarstellung in einer Ebene entlang der Maschinenachse

Auf Grund der Darstellung sind allerdings nur die radiale und die axiale Komponente der Vektoren zu erkennen. Der Bereich der dem finite Elemente Modell überlagerten Leiter des Ständerwickelkopfes kann teilweise an der Verwirbelung der Feldvektoren am rechten Rand der

Abbildung identifiziert werden. Vor allem im Ständerblechpaket werden unter Annahme einer linearen Permeabilität unrealistisch hohe Flussdichten berechnet. Eine Darstellung der für diesen Fall ermittelten Vektoren erfolgt daher nicht in den ferromagnetischen Bereichen. In der Nähe der ferromagnetischen Bauteile ist der Betrag der unter Berücksichtigung der Eisensättigung ermittelten Flussdichtevektoren teilweise deutlich geringer. Ferner ergeben sich Unterschiede bei der Richtung der Feldvektoren. Die Berücksichtigung des Sättigungseinflusses wirkt sich hierbei auch in den von der Blechpaketstirnseite entfernteren Teilen des Ständerwickelkopfes aus.

Erfolgt die Anwendung der Spiegelleitermethode, wie hier beispielsweise bei der Berechnung mittels des Biot-Savart-Programms, unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils, um den Einfluss von in diesem Bereich auftretenden Wirbelströmen abzuschätzen, ergibt sich ebenfalls eine Verringerung der ermittelten Streckenlasten. Bei den Verteilungen der axialen und der tangentialen Streckenlastkomponente entlang des betrachteten Oberlagestabes ähnelt diese Verringerung bezüglich der Größenordnung dem mit der 3D-FE-Software berechneten Einfluss der Eisensättigung. Bei den Verteilungen der entsprechenden Streckenlastkomponenten entlang des Unterlagestabes sind die Abweichungen sogar geringer. Die radiale Streckenlastkomponente fällt bei beiden betrachteten Stäben nun allerdings erheblich kleiner aus als unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts. Die Differenzen zwischen den Ergebnissen der beiden Berechnungen mit dem Biot-Savart-Programm sind an der Blechpaketstirnseite grundsätzlich am größten und nehmen bis zur Stirnverbindung fast vollständig ab.

Die Ergebnisse des Integralverfahrens, welche hier für den Fall eines senkrechten Feldeintritts an der Blechpaketstirnseite dargestellt sind, weisen zu den bisher diskutierten Streckenlastverteilungen deutliche Abweichungen auf. Eine mögliche Ursache für die im Bereich der Stirnverbindung vor allem bei der radialen Streckenlastkomponente auftretende Differenz könnte die Vernachlässigung des von der Verbindung zwischen Oberlage- und Unterlagestab erzeugten Feldanteils sein. In ähnlicher Weise kann vermutet werden, dass die vor allem in der Nähe des Blechpaketes auftretende, große Abweichung bei der radialen Streckenlastkomponente eine Folge der bei diesem Modell nicht vorhandenen, radialen Leitersegmente zur Berücksichtigung des Einflusses der Nutquerfelder ist. Die großen Abweichungen bei der axialen Streckenlastkomponente im Bereich der Evolvente sowie bei der tangentialen Komponente im Bereich des geraden Stabteils in der Nähe des Blechpaketes, könnten hingegen mit der Nachbildung der Ständerwicklungsstäbe mit dem tatsächlichen Querschnitt zusammenhängen. An dieser Stelle sei auf die Ausführungen zu den Abbildungen 3.11 und 3.12 in Kapitel 3.5.1 verwiesen, die auf eine Abweichung mit einer entsprechenden Tendenz hindeuten. Auf die Größe dieser Abweichung bei den hier vorgestellten Ergebnissen wird im Folgenden eingegangen.

9.1.3 Einfluss des Leiterquerschnitts der Ständerwicklung

Zur Betrachtung des Einflusses der Nachbildung der Ständerwicklungsstäbe mit dem tatsächlichen Querschnitt oder als Linienleiter wird hier auf die Ergebnisse einer weiteren Berechnung zurückgegriffen. Diese erfolgte mit der 3D-FE-Software. Bei dem verwendeten Endbereichsmodell wurden allerdings die Modelle der Ständerwicklungsspulen durch die in Abbildung 9.8 gezeigte Nachbildung mit rechteckigem Leiterquerschnitt ersetzt. Die Verbindung zwischen Oberlage- und Unterlagestab ist bei dem dargestellten Spulenmodell durch ein fadenförmiges Leitersegment nachgebildet.

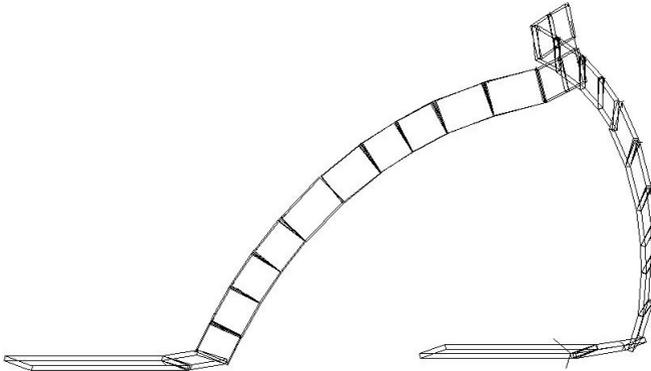


Abbildung 9.8 Modell einer Ständerspule mit rechteckigem Leiterquerschnitt für das finite Elemente Modell

In Abbildung 9.9 werden die Ergebnisse dieser Berechnung für den betrachteten Oberlagestab den bereits diskutierten Streckenlastverteilungen gegenübergestellt. Bei der tangentialen und der axialen Streckenlastkomponente im Bereich der Evolvente weisen die Ergebnisse beider Berechnungen mit rechteckigem Leiterquerschnitt im Vergleich zu den Berechnungen mit fadenförmigen Leitersegmenten Abweichungen mit der gleichen Tendenz auf. Diese sind jedoch bei den Ergebnissen des Integralverfahrens deutlich größer als bei denen der 3D-FE-Software.

Wie bereits in Kapitel 3.5.2 erwähnt, wird in [1] darauf hingewiesen, dass die Kanten der einzelnen Segmente des Ständerwicklungsmodells beim Integralverfahren zueinander ein Verhältnis nahe 1 aufweisen sollten. Die Ständerwicklungsstäbe des hier betrachteten Generators besitzen allerdings einen sehr flachen Querschnitt, mit einem Seitenverhältnis von etwa 1 zu 7, sodass auch bei der hier vorgenommenen Modellierung mit zwei Segmenten pro Leiterabschnitt ein Kantenverhältnis von 1 zu 3,5 bleibt.

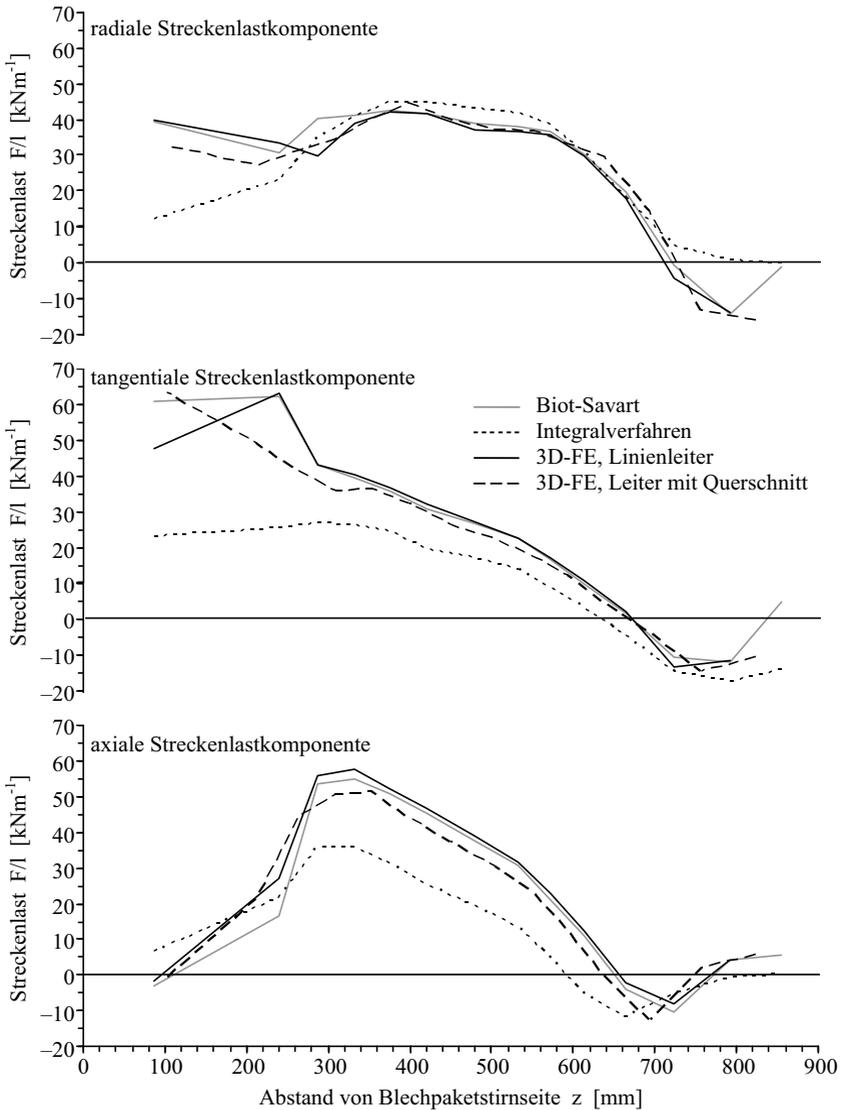


Abbildung 9.9 Streckenlastverteilung entlang des Oberlagestabes zum Zeitpunkt des Strommaximums beim Klemmenkurzschluss, Ergebnisse zum Einfluss des Stabquerschnitts

Da das Ständerwicklungsmodell des Integralverfahrens ferner auf dem des Biot-Savart-Programms aufbaut, sind die Stäbe in Längsrichtung in lediglich 14 Segmente unterteilt. Die sich zwischen den Kanten des Querschnitts und den Längskanten ergebenden Verhältnisse liegen bei der kurzen Kante des Querschnitts im Durchschnitt bei etwa 1 zu 9 und bei der längeren Kante des Querschnitts bei etwa 1 zu 2,6. Es ist daher nicht auszuschließen, dass die großen Abweichungen bei den Ergebnissen des Integralverfahrens teilweise eine Folge der großen Kantenverhältnisse sind, die sich aus der relativ groben Diskretisierung des Ständerwicklungsmodells ergeben.

9.1.4 Einfluss der Läuferwelle

Um zu untersuchen, wie sich die Berücksichtigung der ferromagnetischen Läuferwelle auf die Berechnungsergebnisse auswirkt, werden den bereits vorgestellten Ergebnissen des Integralverfahrens für den betrachteten Oberlagestab in Abbildung 9.10 die Resultate einer weiteren Berechnung mit diesem Programm, allerdings ohne Berücksichtigung der Läuferwelle gegenübergestellt.

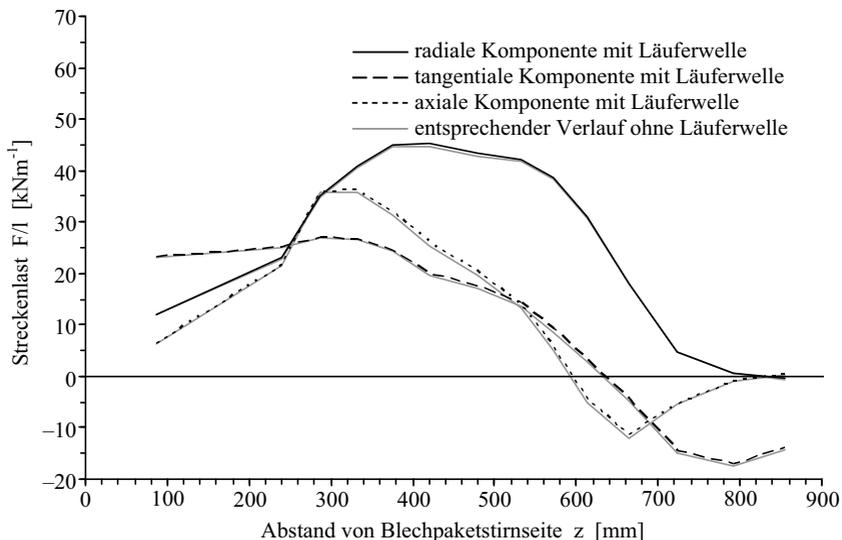


Abbildung 9.10 Streckenlastverteilung entlang des Oberlagestabes zum Zeitpunkt des Strommaximums beim Klemmenkurzschluss, Ergebnisse des Integralverfahrens zum Einfluss der Läuferwelle

Es zeigt sich, dass die ferromagnetische Läuferwelle nur einen sehr kleinen Einfluss auf die Ergebnisse der Berechnung hat. Dies entspricht von der Tendenz her Erkenntnissen, die bereits in [1] gewonnen wurden, allerdings fällt der Einfluss der Läuferwelle hier noch deutlich geringer aus. Beim Aufbau der im Rahmen der Arbeit eingesetzten finite Elemente Modelle wurden diese Erkenntnisse bereits umgesetzt, in dem auf eine Nachbildung der Läuferwelle verzichtet wurde.

9.1.5 Einfluss der Läuferkappe

An dieser Stelle soll schließlich der Frage nachgegangen werden, inwieweit die Ersatzleiteranordnung bei dem in Abbildung 9.1 gezeigten Berechnungsmodell des Biot-Savart-Programms geeignet ist, die bei transienten Ausgleichsvorgängen in der leitfähigen Läuferkappe auftretenden Wirbelströme zu berücksichtigen. Hierzu kam das in Kapitel 8 beschriebene finite Elemente Modell des vierpoligen Generators mit der Nachbildung der leitfähigen Läuferkappe zum Einsatz. Betrachtet wurde auch hier der Fall des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses aus vorangegangenem Leerlauf.

Zunächst wurden allerdings vergleichende Berechnungen mit dem Biot-Savart-Programm durchgeführt. Hierbei wurde zum einen ein Modell des betrachteten Generators mit einer Ersatzleiteranordnung wie in Abbildung 9.1 verwendet, welches auf der Annahme basiert, dass der Einfluss der Erregerwicklung gegenüber den in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströmen vernachlässigbar ist. Zum anderen kam ein Berechnungsmodell entsprechend Abbildung 9.2 zum Einsatz, bei welchem die in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme vernachlässigt werden. Da der hier betrachtete Generator über einen ferromagnetischen Streufeldsammelring verfügt, wurde bei den Berechnungen ein senkrechter Feldeintritt an der Blechpaketstirnseite angenommen.

Die Ergebnisse dieser beiden Berechnungen finden sich in den Abbildungen 9.11 und 9.12, welche die Streckenlastverteilung entlang des in Drehrichtung letzten Oberlagestabes einer Spulengruppe des Wicklungsstranges A zeigen, in dem auch bei den Berechnungen zu diesem Generator der maximale Kurzschlussstrom auftrat. Die Auswahl des hier betrachteten Stabes beruht auf dem Umstand, dass sich der Einfluss der unterschiedlichen Berücksichtigung der Läuferkappe vor allem auf den in deren Nähe gelegenen Bereich des geraden Stabteils auswirkt und der ausgewählte Stab in diesem Bereich die größten Streckenlasten erfährt. Zur Darstellung ausgewählt wurde zum einen der Zeitpunkt 7 ms nach Kurzschlusseintritt, zu dem die tangentialen Streckenlastkomponente in dem betrachteten Bereich ihr Maximum erreicht, sowie der Zeitpunkt des Strommaximums 10 ms nach Kurzschlusseintritt, zu dem die radiale Streckenlastkomponente ihr Maximum erreicht.

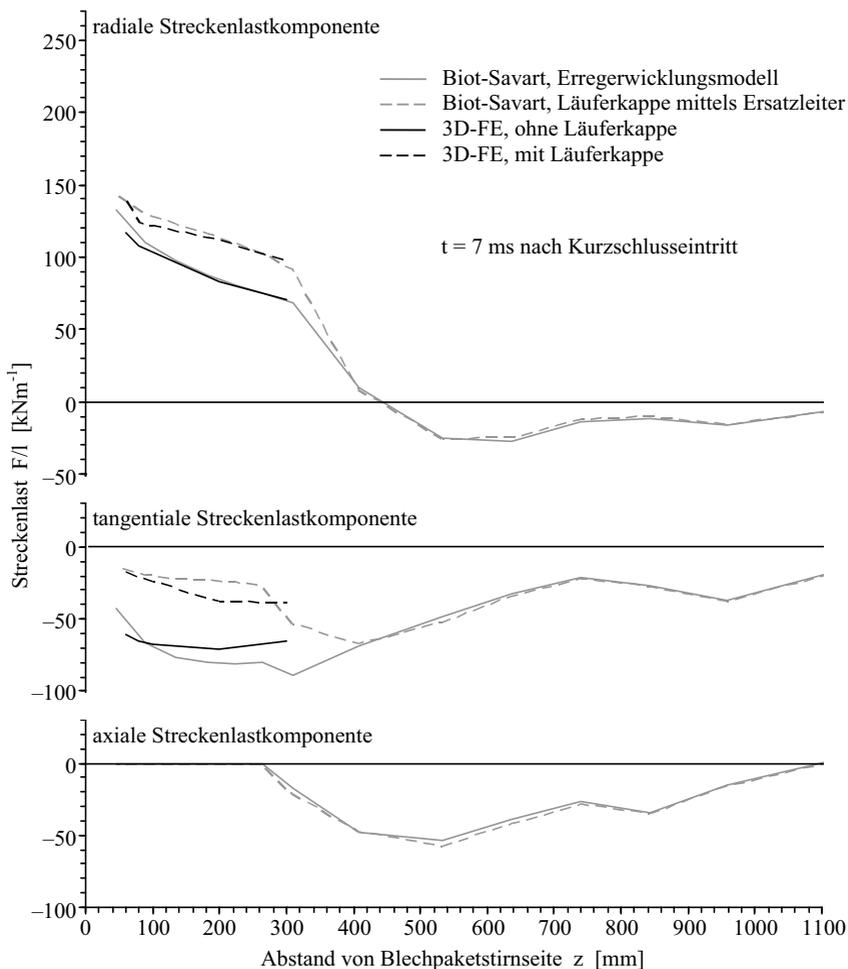


Abbildung 9.11 Komponentenweise Streckenlastverteilung entlang des in Drehrichtung letzten Oberlagestabes des Wicklungsstranges A, 7 ms nach Kurzschlusseintritt

Um die erhaltenen Ergebnisse zu überprüfen erfolgten stationäre Berechnungen zu den beiden ausgewählten Zeitpunkten mit dem in Kapitel 8 vorgestellten finite Elemente Modell ohne Nachbildung der Läuferkappe sowie eine transiente Berechnung mit Berücksichtigung der in der

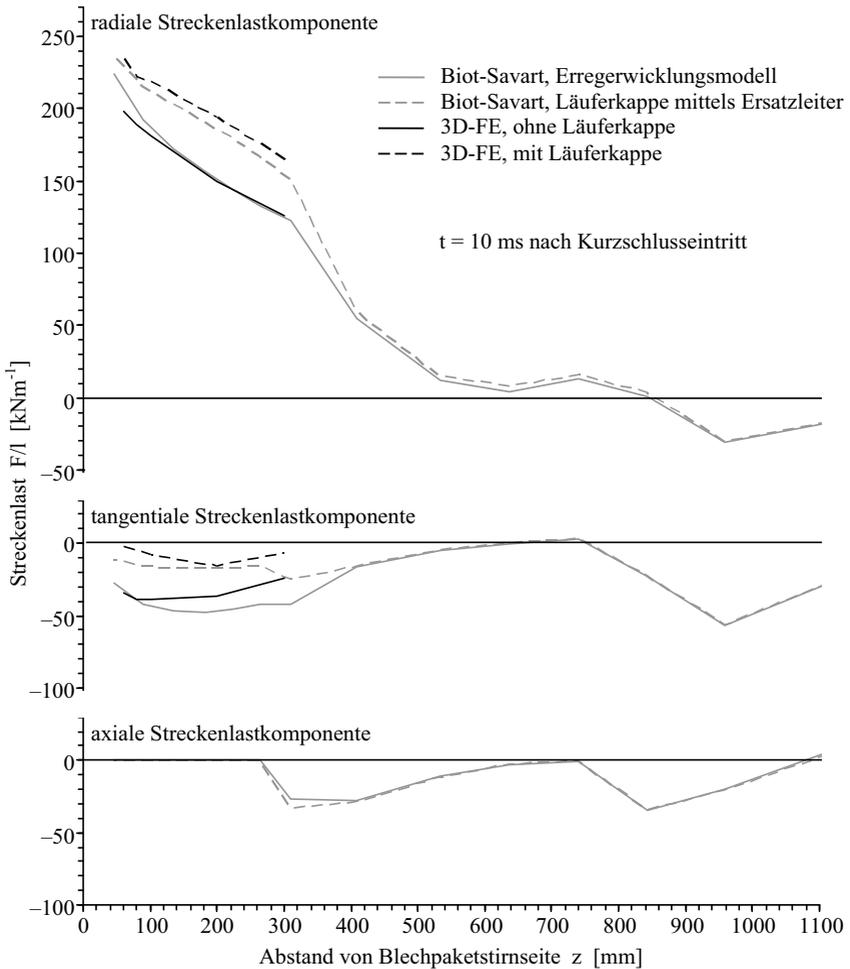


Abbildung 9.12 Komponentenweise Streckenlastverteilung entlang des in Drehrichtung letzten Oberlagestabes des Wicklungsstranges A, 10 ms nach Kurzschlusseintritt

Läuferkappe induzierten Wirbelströme. Um den Zeitbedarf der Simulation zu reduzieren, konzentrierte sich die Berechnung mit der 3D-FE-Software lediglich auf den Bereich des geraden Stabteils des ausgewählten Stabes. In den übrigen Bereichen konnte das Wicklungsmodell hierbei,

wie in Kapitel 8 beschrieben, stark vereinfacht aufgebaut werden. Die Ergebnisse der finite Elemente Berechnungen sind ebenfalls in den Abbildungen 9.11 und 9.12 dargestellt. Bei der radialen Streckenlastkomponente liegen die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der beiden Programme sowohl bei Berücksichtigung als auch bei Vernachlässigung der Läuferkappe zu beiden betrachteten Zeitpunkten unter 10 %. Bei der tangentialen Streckenlastkomponente treten größere Abweichungen auf. Allerdings bilden die Ergebnisse des Biot-Savart-Programms auch hier in beiden Fällen den mittels finiter Elemente berechneten Verlauf der Streckenlast näherungsweise nach. Die unter Berücksichtigung der Läuferkappe berechnete, radiale Streckenlastkomponente erreicht in dem Stabbereich, auf den sich der Einfluss der Läuferkappe besonders auswirkt, um etwa 30 % größere Werte. Die tangentielle Streckenlastkomponente fällt in diesem Bereich unter Berücksichtigung der Läuferkappe deutlich kleiner aus. Hierzu zeigt Abbildung 9.13 die für beide Fälle berechnete Verteilung der radialen und der axialen Flussdichtekomponente als Vektordarstellung in einer Ebene entlang der Maschinenachse, 10 ms nach Kurzschlusseintritt. Bezüglich der Umfangsrichtung liegt diese Ebene zwischen dem betrachteten Stab und dem in Drehrichtung folgenden, ersten Stab einer Spulengruppe des Wicklungsstranges C.

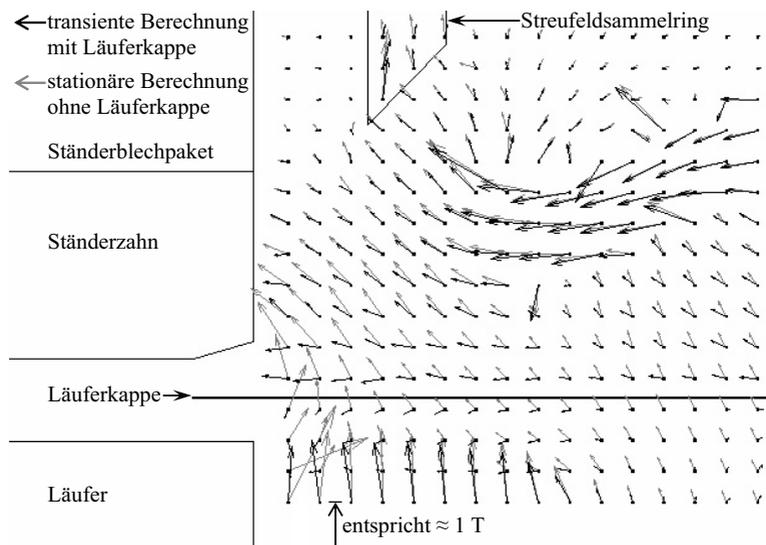


Abbildung 9.13 Radiale und axiale Flussdichtekomponente als Vektordarstellung in einer Ebene entlang der Maschinenachse, Berechnung mit und ohne Berücksichtigung der leitfähigen Läuferkappe

Die großen Flussdichtewerte, die in der rechten Hälfte sowie am unteren Rand der Darstellung auftreten, sind hier auf den Umstand zurückzuführen, dass die Aufpunkte dieser Vektoren in der unmittelbaren Nähe fadenförmiger Leitersegmente des Wicklungsmodells liegen. Infolge der abschirmenden Wirkung des aus finiten Flächenelementen aufgebauten Läuferkappenmodells treten in dessen Nähe nur sehr geringe radiale Flussdichtekomponenten auf. Dieser Effekt wirkt sich auch auf den etwa in der Mitte der Darstellung gelegenen Bereich des betrachteten Stabteils aus, was die in diesem Fall deutlich geringere tangentialen Streckenlastkomponente zur Folge hat.

9.1.6 Auswahl eines Kraftberechnungsprogramms

Bei Vernachlässigung der im Bereich der Blechpaketstirnseite auftretenden Wirbelströme und der Eisensättigung können die Feldverhältnisse mit der Spiegelleitermethode in guter Näherung nachgebildet werden. Zur Berücksichtigung von Streufeldern ist hierbei sowohl der Einsatz von Luftspaltleitern als auch von radialen Leitersegmenten im Bereich der Nutaustritte möglich. Im Hinblick auf den Einfluss der Wirbelströme und der Eisensättigung kann angenommen werden, dass die beiden Extremfälle eines senkrechten Feldeintritts und eines tangentialen Feldverlaufs an der Blechpaketstirnseite die realen Feldverhältnisse einschließen, sodass die abschätzende Durchführung von Berechnungen zu beiden Fällen eine praktikable Vorgehensweise darstellt. Ferner konnte gezeigt werden, dass eine Vernachlässigung der ferromagnetischen Läuferwelle zulässig ist, sowie, dass sich die in Abbildung 9.1 dargestellte Ersatzleiteranordnung durchaus zur näherungsweise Berücksichtigung der bei transienten Ausgleichsvorgängen in der Läuferkappe auftretenden Wirbelströme eignet.

Unter Verwendung des Biot-Savart-Programms können bereits bei einer eher groben Diskretisierung der Ständerwicklungsstäbe relativ gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen der 3D-FE-Software erzielt werden. Die vereinfachte Nachbildung der Ständerwicklungen durch Linienleitersegmente führt hierbei lediglich zu etwas größer berechneten Streckenlasten. Bezüglich eines Einsatzes des Integralverfahrens muss hingegen davon ausgegangen werden, dass eine feinere Diskretisierung der Ständerwicklungsstäbe als die hier gewählte erforderlich ist, damit bei den hexaederförmigen Stabsegmenten ein Kantenverhältnis nahe 1 vorliegt. Das Integralverfahren weist allerdings die Besonderheit auf, dass eine Berechnung der in den Eckpunkten der Stabsegmente angreifenden Kräfte möglich ist. Dieses Berechnungsprogramm ist daher vor allem dann von großem Nutzen, wenn eine nachfolgende Simulation des Schwingungsverhaltens erfolgen soll, bei der ein mechanisches finite Elemente Modell verwendet wird, welches eine Einprägung der Kräfte in den Eckpunkten der Elemente des Ständerwicklungsmodells verlangt.

Das Biot-Savart-Programm verwendet ein einfacheres Berechnungsmodell und ermöglicht somit die Berechnung der Kräfte mit zufrieden stellender Genauigkeit über einen längeren Zeitraum in kürzerer Zeit. Ferner verfügt das Berechnungsmodell über die beschriebene Ersatzleiteranordnung zur Berücksichtigung der Läuferkappe. Bei der Erstellung eines mechanischen finite Elemente Modells zur nachfolgenden Simulation des erzwungenen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes kann außerdem derart vorgegangen werden, dass auch eine Einprägung der Kräfte in den Mittelpunkten der Querschnitte des Ständerwicklungsmodells möglich ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung der im Ständerwickelkopf verschiedener Turbogeneratoren auftretenden elektromagnetischen Kraftverteilungen beim stationären Bemessungsbetrieb und beim dreisträngigen Klemmenkurzschluss, deren Ergebnisse im Folgenden vorgestellt werden, erfolgte daher unter Verwendung des Biot-Savart-Programms.

9.2 Elektromagnetische Kraftverteilung im Bereich des Ständerwickelkopfes

Zur weiteren Erprobung des in Kapitel 6 vorgestellten und im vorangegangenen Unterkapitel ausgewählten Kraftberechnungsprogramms auf der Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes und der Spiegelleitermethode, wurde dieses zur Untersuchung der dreidimensionalen Verteilung der elektromagnetischen Kräfte im Wickelkopfbereich eingesetzt. Hierbei wurde sowohl der Bemessungsbetrieb als auch der dreisträngige Stoßkurzschluss an den Generatorklemmen aus dem Leerlauf bei Bemessungsspannung betrachtet.

Bei den in diesem Zusammenhang untersuchten Turbogeneratoren handelt es sich um einen zweipoligen Generator des unteren Leistungsbereichs mit 72 Ständernuten, im Folgenden abkürzend als Generator 1 bezeichnet, sowie den bereits in den Kapiteln 9.1.2 bis 9.1.4 behandelten, ebenfalls zweipoligen Generator des unteren Leistungsbereichs mit 78 Ständernuten, der im weiteren Verlauf mit Generator 2 bezeichnet wird. Der vierpolige Generator des oberen Leistungsbereichs, der bereits im Kapitel 9.1.5 betrachtet wurde, wird im Folgenden entsprechend mit Generator 3 bezeichnet. Grundsätzlich erfolgte die Modellierung des Endbereichs auf der Nichtverbindungsseite nach der in Kapitel 6 beschriebenen Vorgehensweise.

Um den Einfluss des aktiven Maschinenteils abschätzen zu können, erfolgten die Berechnungen sowohl unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts als auch eines tangentialen Feldverlaufs an der Blechpaketstirnseite. Auch hier werden wieder die längenbezogenen Kräfte oder Streckenlasten ausgewertet.

9.2.1 Streckenlastverteilung beim Bemessungsbetrieb

Die bei den Berechnungen zum Bemessungsbetrieb verwendeten Endbereichsmodelle der betrachteten Generatoren entsprechen der in Abbildung 9.2 dargestellten Variante mit einer expliziten Modellierung der Erregerwicklung. Die Festlegung der Zeitfunktionen der Ständerströme ist derart, dass der Nulldurchgang des Stromes im Strang A zum Zeitpunkt $t = 0$ erfolgt. Die verschiedenen Berechnungen erstreckten sich über einen Zeitraum zwischen einer halben und drei Perioden. Zum besseren Verständnis der in den folgenden Abbildungen enthaltenen Zeitangaben sei ferner erwähnt, dass die Bemessungsfrequenz der Generatoren 1 und 3 50 Hz entspricht, während Generator 2 eine Bemessungsfrequenz von 60 Hz aufweist.

Die Abbildungen 9.14 und 9.15 zeigen eine Gesamtansicht der Verteilung der Streckenlastvektoren im Bereich der Ständerwickelköpfe von Generator 3 und Generator 2. Die Berechnungen zu den Darstellungen erfolgten hier unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts an der Blechpaketstirnseite. Gezeigt wird jeweils der Zeitaugenblick, in dem der Strom im Wicklungsstrang A sein Maximum erreicht. Die Streckenlasten, die bei Generator 2 maximale Werte um 350 Nm^{-1} , bei Generator 3, auf Grund der deutlich höheren Leistungsdichte, maximale Werte um 4000 Nm^{-1} erreichen, sind hierbei innerhalb der Wicklungen jedes Pols identisch verteilt, was vor allem in Abbildung 9.14 relativ gut zu erkennen ist. Wird zum Vergleich von einem tangentialen Feldverlauf an der Stirnseite ausgegangen, erreichen die Streckenlasten bei Generator 2 lediglich maximale Werte um 250 Nm^{-1} , während bei Generator 3 nur noch maximale Werte um 3000 Nm^{-1} erreicht werden.

Ein detailliertere Darstellung der Ergebnisse im Bereich einer Polteilung des Generators 2 ist in den Abbildungen 9.16 bis 9.18 gegeben, welche die komponentenweise Verteilung der Streckenlasten in Ebenen parallel zur Blechpaketstirnseite zeigen. Diese liegen in der unmittelbaren Nähe des Ständerblechpaketes in einem Abstand von $z = 70 \text{ mm}$ sowie im Bereich der Evolventen bei $z = 380 \text{ mm}$ und $z = 620 \text{ mm}$. Auch hier wird der Zeitpunkt des Strommaximums im Wicklungsstrang A betrachtet. Der in Grad elektrisch angegebene Winkel relativ zur Wicklungsachse des Stranges A entspricht hierbei der mathematisch positiven Zählrichtung. Ferner wurde zunächst ein senkrechter Feldeintritt an der Blechpaketstirnseite angenommen.

In der Nähe des Blechpaketes treten im Bereich der Stäbe des Wicklungsstranges A große radiale und tangentialer Streckenlasten auf. Die radialen Streckenlasten sind hierbei nach außen gerichtet, wobei die Oberlagestäbe, die mit Unterlagestäben desselben Stranges in einer Nut liegen, größere radiale Streckenlasten erfahren als die übrigen Oberlagestäbe der betrachteten

Spulengruppe. Bei den Unterlagestäben des Wicklungsstranges A sind die radialen Streckenlasten relativ gleichmäßig innerhalb der Spulengruppe verteilt. Die tangentialen Streckenlasten, deren Verteilung deutliche Ähnlichkeiten mit der Verteilung der radialen Streckenlasten aufweist, wirken vornehmlich in mathematisch positive Richtung, was bei Generator 2 der Drehrichtung des Läufers entspricht. Auf Grund des hauptsächlich axialen Verlaufs der Stäbe in diesem Bereich treten keine nennenswerten axialen Streckenlastkomponenten auf. Im näher an der Blechpaketstirnseite gelegenen Teil der Evolventen sind es der Ober- und der Unterlagestab des Stranges A, die der Wicklungsachse dieses Stranges am nächsten gelegen sind, bei denen zum betrachteten Zeitpunkt die größten Streckenlasten auftreten. Die radiale Streckenlastkomponente ist bei beiden Stäben nach außen, die axiale Streckenlastkomponente vom aktiven Maschinenteil weg gerichtet. Die tangentiale Streckenlastkomponente wirkt bei beiden Stäben entgegengesetzt, entsprechend einem Auseinanderziehen der beiden Stäbe. Auch im weiter von der Blechpaketstirnseite entfernt gelegenen Teil der Evolventen sind es die Stäbe des Wicklungsstranges A, bei denen die größten Streckenlasten auftreten. In der Oberlage wirkt hierbei vor allem eine radial nach außen gerichtete Streckenlast, während in der Unterlage eine in negative axiale Richtung wirkende, also auf das Blechpaket zu gerichtete Streckenlast auftritt.

Die qualitative Verteilung der Streckenlasten bei den beiden anderen Generatoren 1 und 3 weist zum betrachteten Zeitpunkt starke Ähnlichkeiten mit der in den Abbildungen 9.16 bis 9.18 dargestellten Verteilung beim Generator 2 auf. Lediglich bei Generator 1 ist die tangentiale Streckenlastkomponente in der Nähe des Blechpaketes, wie in Abbildung 9.19 gezeigt, entgegengesetzt gerichtet, was mit der anderen Drehrichtung dieser Maschine und der daher zum betrachteten Zeitpunkt anderen Läuferstellung begründet werden kann.

Unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Blechpaketstirnseite ergeben sich im Falle des Generators 2, an Stelle der in den Abbildungen 9.16 und 9.17 dargestellten Streckenlastverteilungen, die in den Abbildungen 9.20 und 9.21 gezeigten Verteilungen in den beiden Ebenen bei $z = 70$ mm und $z = 380$ mm. In der Nähe des Blechpaketes, im Bereich der am stärksten beanspruchten Oberlagestäbe des Wicklungsstranges A, wird die radiale Streckenlastkomponente um etwa 35 %, die tangentiale Streckenlastkomponente um bis zu 50 % geringer berechnet. Im Bereich der Unterlage fällt die radiale Streckenlastkomponente sogar erheblich kleiner aus, während die tangentiale Streckenlastkomponente um etwa 30 % größere Maximalwerte erreicht.

In dem für die sich einstellenden Verformungen des Ständerwickelkopfes entscheidenderen Bereich der Evolventen bei $z = 380$ mm ergeben sich erkennbar geringere Abweichungen. Hier ist in erster Linie die radiale Streckenlastkomponente betroffen, die im Bereich der Oberlage stellenweise um etwa 25 %, im Bereich der Unterlage um etwa 30 % kleiner berechnet wird.

9.2 KRAFTVERTEILUNG IM BEREICH DES STÄNDERWICKELKOPFES

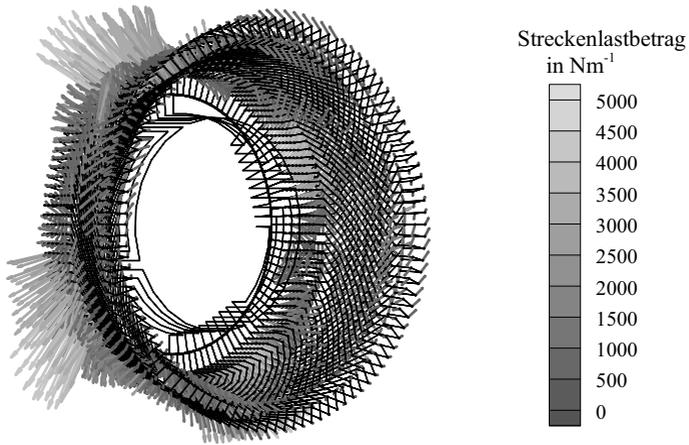


Abbildung 9.14 Dreidimensionale Streckenlastverteilung im Ständerwickelkopf von Generator 3, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 5 \text{ ms}$, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

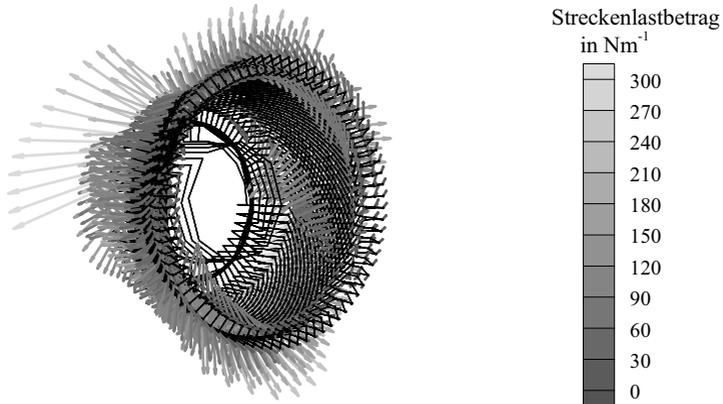


Abbildung 9.15 Dreidimensionale Streckenlastverteilung im Ständerwickelkopf von Generator 2, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 4,1\bar{6} \text{ ms}$, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

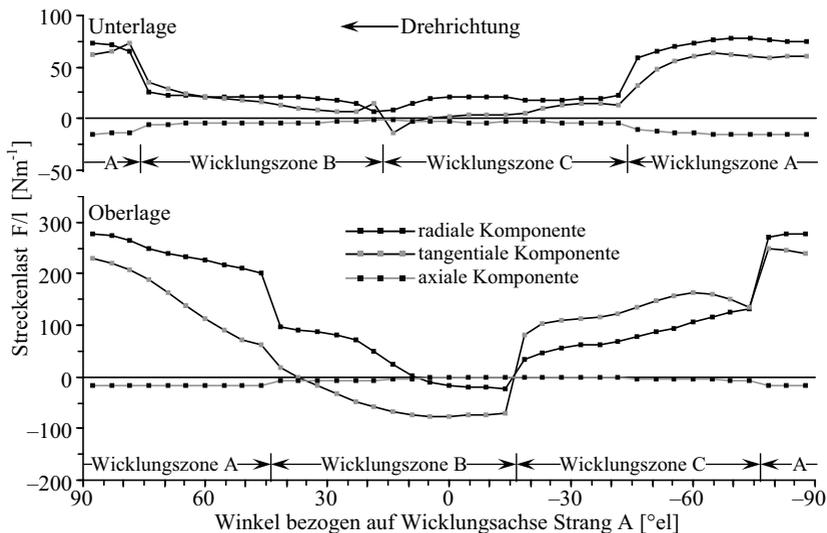


Abbildung 9.16 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 70$ mm, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 4,1\bar{6}$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

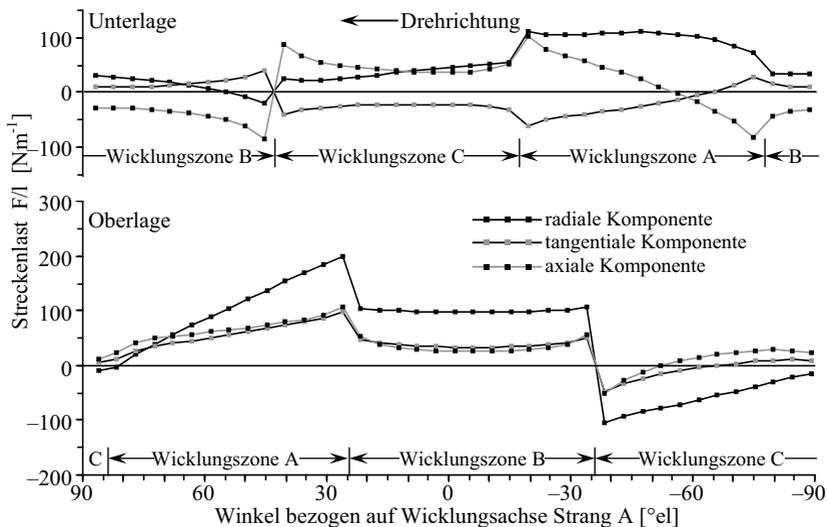


Abbildung 9.17 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 380$ mm, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 4,1\bar{6}$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

9.2 KRAFTVERTEILUNG IM BEREICH DES STÄNDERWICKELKOPFES

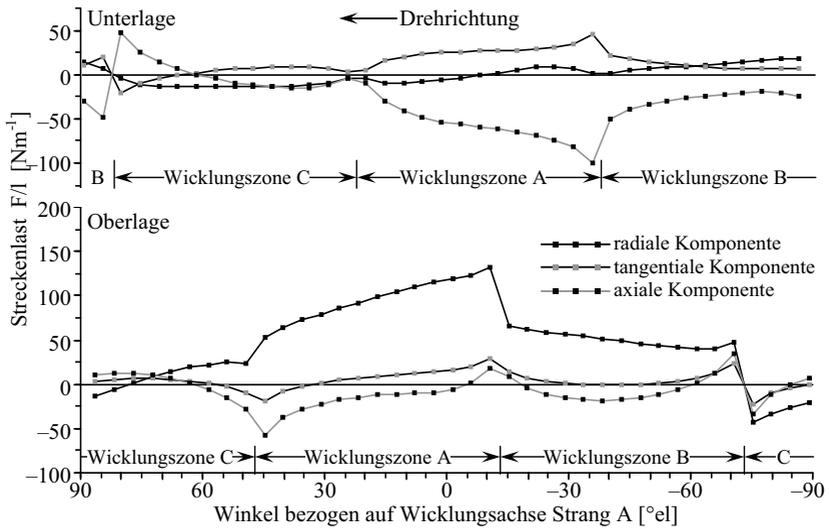


Abbildung 9.18 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 620$ mm, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 4,1\bar{6}$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

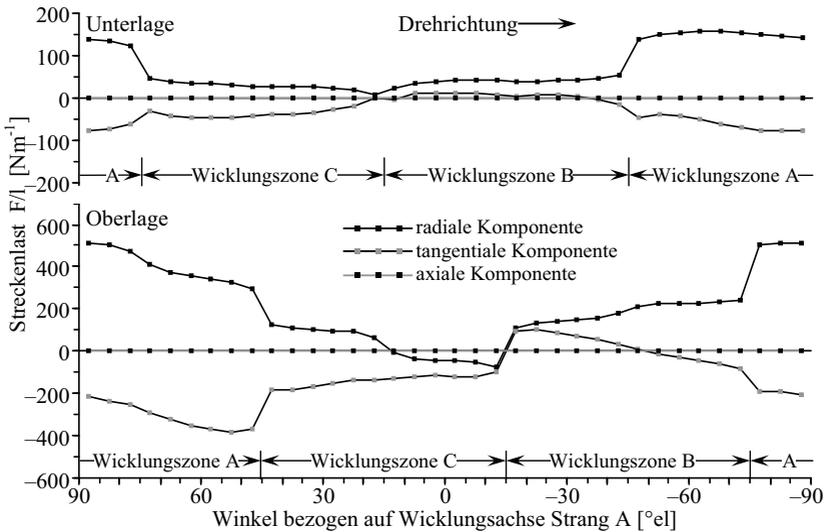


Abbildung 9.19 Streckenlastverteilung bei Generator 1, $z = 50$ mm, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 5$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

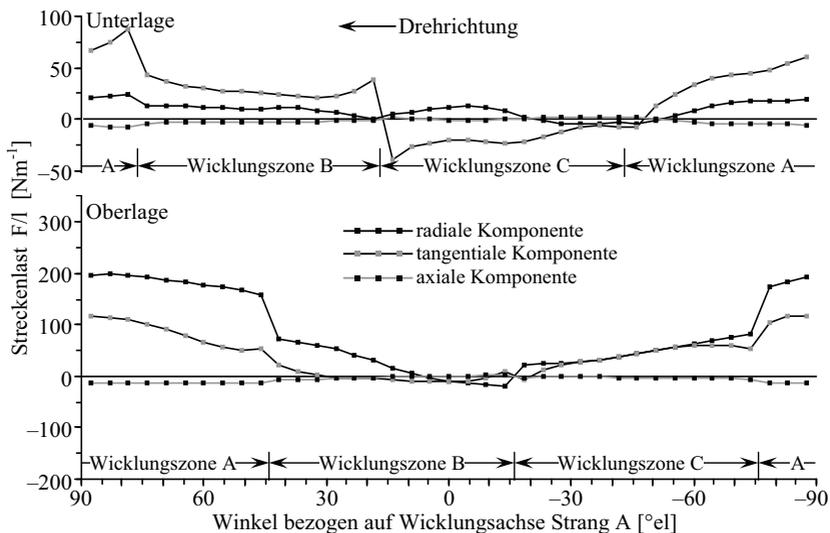


Abbildung 9.20 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 70$ mm, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 4,1\bar{6}$ ms, tangentialer Feldverlauf an der Stirnseite

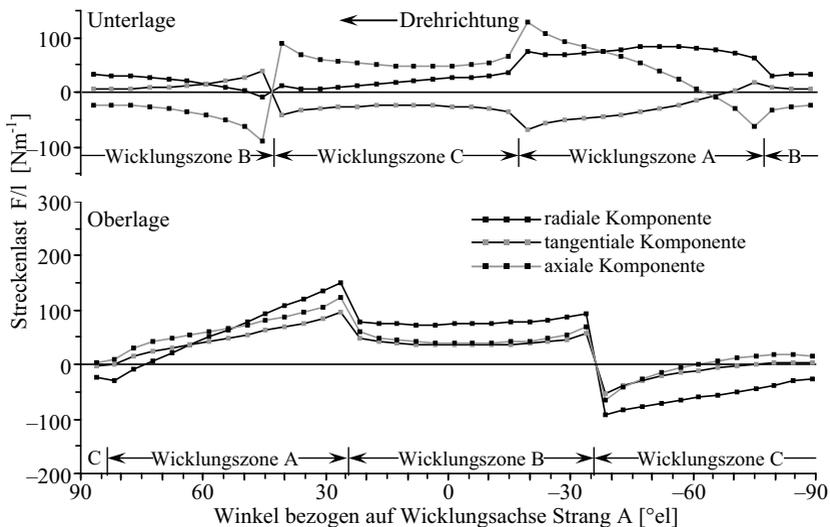


Abbildung 9.21 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 380$ mm, Bemessungsbetrieb zum Zeitpunkt $t = 4,1\bar{6}$ ms, tangentialer Feldverlauf an der Stirnseite

9.2 KRAFTVERTEILUNG IM BEREICH DES STÄNDERWICKELKOPFES

Bei der axialen Streckenlastkomponente ergeben sich teilweise um etwa 20 % größere Werte, während die tangentielle Streckenlastkomponente nur geringfügig von dem in Abbildung 9.17 dargestellten Verlauf abweicht. Mit zunehmendem Abstand vom aktiven Maschinenteil nehmen die durch die unterschiedliche Randbedingung an der Blechpaketstirnseite bedingten Abweichungen zwischen den Ergebnissen weiter ab. Global betrachtet ist daher die Wirkung der Streckenlastverteilung auf den Ständerwickelkopf in beiden Fällen sehr ähnlich, wobei die Streckenlasten bei der Berechnung unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite insgesamt etwas geringer ausfallen.

In Abbildung 9.22 sind nun die Zeitfunktionen der Streckenlastkomponenten in jeweils einem Punkt der in Drehrichtung ersten Oberlagestäbe einer Spulengruppe von Wicklungsstrang A, B und C, über einen Zeitraum von drei Perioden dargestellt.

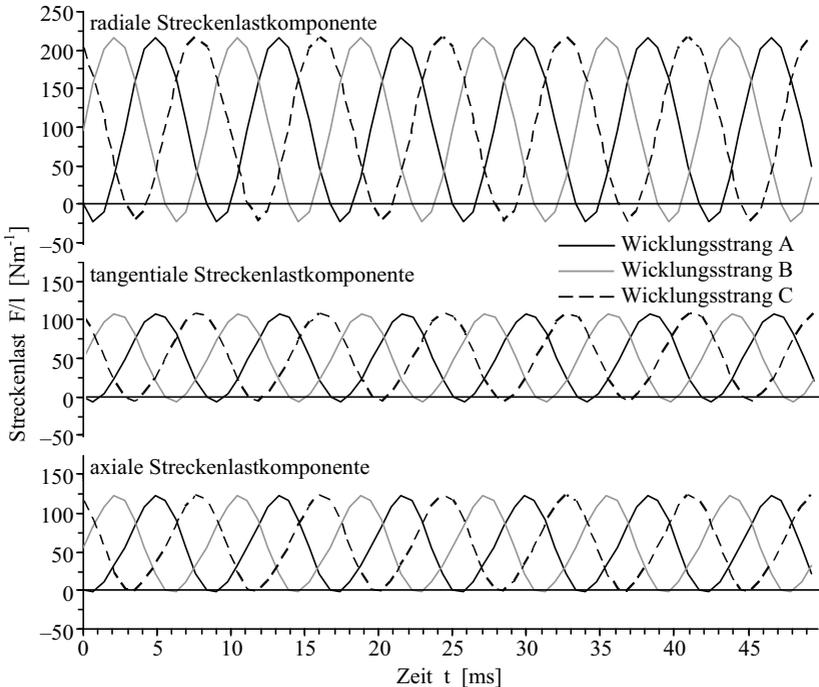


Abbildung 9.22 Zeitfunktionen der Streckenlastkomponenten im Bemessungsbetrieb bei Generator 2, Punkt bei $z = 380$ mm entlang jeweils eines Oberlagestab von Strang A, B und C, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

Diese setzen sich aus einem Gleichanteil und einem Wechselanteil mit der doppelten Bemessungsfrequenz zusammen. Ferner ist eine Phasenverschiebung von 120° zwischen den einzelnen Wicklungssträngen zu erkennen. Für das zeitliche Verhalten der Streckenlasten bedeutet dies, dass die Streckenlastverteilung, die zum Zeitpunkt des Strommaximums in einem Wicklungsstrang auftritt und durch welche die Spulen dieses Wicklungsstranges zu diesem Zeitpunkt auseinander gezogen und radial nach außen gedrückt werden, eine Sechstelperiode der Bemessungsfrequenz später, räumlich um 60° el versetzt erneut auftritt.

Im Falle eines zweipoligen Generators ist daher eine mit Bemessungsfrequenz rotierende, näherungsweise elliptische Verformung des Ständerwickelkopfes zu erwarten, welche auch als Vierknotenschwingung bezeichnet wird. Die einzelnen Stäbe vollführen hierbei Schwingungen mit doppelter Bemessungsfrequenz. Bei einem vierpoligen Generator erhöht sich die Anzahl der Schwingungsbüchse und -Knoten um den Faktor 2, während sich die Rotationsgeschwindigkeit entsprechend vermindert.

9.2.2 Streckenlastverteilung beim Klemmenkurzschluss

Zur Berechnung der Streckenlastverteilung beim dreisträngigen Klemmenkurzschluss aus dem Leerlauf bei Bemessungsspannung wurden die Endbereichsmodelle der betrachteten Turbogeneratoren, wie in Kapitel 6.1.4 beschrieben, mit einer Ersatzleiteranordnung zur Berücksichtigung der leitfähigen Läuferkappe ausgestattet. Die Berechnungen erstreckten sich hier über einen Zeitraum zwischen einer und drei Perioden. Die Zeitangaben beziehen sich im Folgenden auf den Zeitpunkt des Kurzschlusseintritts. Dieser erfolgte im Spannungsnulldurchgang im Wicklungsstrang A, sodass der maximale Kurzschlussstrom eine halbe Periode nach Kurzschlusseintritt in den entsprechenden Spulen der Ständerwicklung auftrat.

Die Abbildungen 9.23 und 9.24 zeigen, analog zu den Abbildungen 9.14 und 9.15, eine Gesamtansicht der Verteilung der Streckenlastvektoren im Bereich der Ständerwickelköpfe von Generator 3 und Generator 2, zum Zeitpunkt des Strommaximums im Wicklungsstrang A. Die Berechnungen zu den Darstellungen erfolgten ebenfalls unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils. Auch hier sind die Streckenlasten innerhalb der Wicklungen jedes Pols identisch verteilt.

Um einen Eindruck von der Größenordnung der beim Klemmenkurzschluss auftretenden Streckenlasten sowie von dem Einfluss der für die Stirnseite des aktiven Maschinenteils gewählten Randbedingung zu vermitteln, dient Tabelle 9.1. Betrachtet wird der ungefähr zum Zeitpunkt des Strommaximums auftretende Maximalwert des Streckenlastbetrages in einem Punkt im Bereich

9.2 KRAFTVERTEILUNG IM BEREICH DES STÄNDERWICKELKOPFES

der Evolvente des Oberlagestabes des Wicklungsstranges A, welcher der Wicklungsachse dieses Stranges am nächsten gelegen ist.

Bei den Generatoren 1 und 2 handelt es sich bei den angegebenen Werten in dem betrachteten Punkt um das globale Streckenlastmaximum. Gleiches gilt für Generator 3 unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils. Unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts an der Stirnseite tritt jedoch das globale Streckenlastmaximum von 242776 Nm^{-1} bei diesem Generator in dem bezüglich der Verformungen weniger entscheidenden Bereich in der unmittelbaren Nähe des Blechpaketes auf. Der in der Tabelle angegebene Wert stellt allerdings das Streckenlastmaximum für den Evolventenbereich dar.

Tabelle 9.1 Maximale Streckenlastbeträge im Bereich der Evolventen

Generator	Maximale Streckenlastbeträge im betrachteten Punkt in Nm^{-1}				Verhältnisse Kurzschluss vs. Bemessungsbetrieb	
	Kurzschluss		Bemessungsbetrieb		Streckenlast (Mittelwert)	Stromamplitude Strang A
	senkrechter Feldeintritt	tangentialer Feldverlauf	senkrechter Feldeintritt	tangentialer Feldverlauf		
1	90755	81257	507	468	176	12,6
2	88289	78381	273	245	322	16,9
3	209266	193564	3303	3079	63	7,8

Diese Werte werden in der Tabelle den maximalen Streckenlastwerten, die beim Bemessungsbetrieb an den entsprechenden Stellen auftreten, sowie dem Verhältnis vom maximalen Kurzschlussstrom zum Amplitudenwert des Bemessungsstromes gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass sowohl die Verhältnisse der Ströme als auch die Verhältnisse der auftretenden Streckenlastbeträge durchaus außerhalb des in Kapitel 1 erwähnten Bereichs von 100 bis 225 bei den Streckenlasten bzw. 10 bis 15 bei den Strömen liegen können. Unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils ergeben sich im Mittel um etwa 10 % kleinere Streckenlastmaxima. Auf das Verhältnis der Streckenlasten übt die Randbedingung an der Stirnseite allerdings kaum einen Einfluss aus.

Die Abbildungen 9.25 bis 9.27 zeigen wiederum die komponentenweise Streckenlastverteilung im Bereich einer Polteilung des Generators 2 in den drei Ebenen bei $z = 70 \text{ mm}$, $z = 380 \text{ mm}$ und $z = 620 \text{ mm}$, diesmal zum Zeitpunkt des Strommaximums beim Klemmenkurzschluss. Auch hier wird zunächst der Fall eines senkrechten Feldeintritts an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils

betrachtet. Die gezeigten Verteilungen entsprechen qualitativ sehr genau den in Abbildung 9.16 bis 9.18 gezeigten Verteilungen beim Bemessungsbetrieb, was auf den Umstand zurückzuführen ist, dass das Verhältnis der Ständerströme zueinander zu dem betrachteten Zeitpunkt mit dem Verhältnis zum Zeitpunkt des Strommaximums im Strang A beim Bemessungsbetrieb übereinstimmt.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den Verteilungen beim Kurzschluss und denen des Bemessungsbetriebes betrifft allerdings die in Abbildung 9.25 dargestellte, tangentielle Streckenlastkomponente in der Nähe des Blechpaketes. Diese ist im Falle des Kurzschlusses, im Vergleich zur radialen Streckenlastkomponente, deutlich geringer als beim Bemessungsbetrieb, was teilweise auch in Abbildung 9.24, im Vergleich mit der entsprechenden Darstellung zum Bemessungsbetrieb in Abbildung 9.15, zu erkennen ist. Gleiches gilt bei der in Abbildung 9.28 gezeigten Streckenlastverteilung für Generator 3. Dieser Umstand spricht dafür, dass die tangentielle Komponente in dem entsprechenden Bereich stark vom Magnetfeld des Läufers beeinflusst wird.

Die Abbildungen 9.29 und 9.30 zeigen die komponentenweisen Streckenlastverteilungen beim Generator 2, in den Ebenen bei $z = 70$ mm und $z = 380$ mm, für den Fall eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite. Bei der radialen Streckenlastkomponente ergeben sich nahezu die gleichen Abweichungen gegenüber der Berechnung unter Annahme eines senkrechten Feldeintritts wie beim Bemessungsbetrieb, bei den übrigen Komponenten sind die Unterschiede geringer.

Obwohl beim Klemmenkurzschluss erheblich größere Streckenlasten auftreten, ist die charakteristische Verteilung der beim Bemessungsbetrieb sehr ähnlich. Zum betrachteten Zeitpunkt des Strommaximums wirken die Streckenlasten auch hier auf eine im Falle eines zweipoligen Generators elliptische Verformung des Ständerwickelkopfes hin. Wiederum werden unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite etwas geringere Werte für die Streckenlasten berechnet.

In Abbildung 9.31 sind abschließend die Zeitfunktionen der Streckenlastkomponenten in jeweils einem Punkt der in Drehrichtung ersten Oberlagestäbe einer Spulengruppe von Wicklungsstrang A, B und C, über einen Zeitraum von drei Perioden dargestellt. Im Gegensatz zum Bemessungsbetrieb entspricht die Frequenz des Wechselanteils der einfachen Bemessungsfrequenz. Auch sind die Verteilungen der Streckenlasten im Bereich der einzelnen Wicklungsstränge bezüglich ihrer Amplituden nicht gleich. Die Streckenlasten gehen ferner im gesamten Wickelkopfbereich zum Zeitpunkt eines ganzzahligen Vielfachen einer Periode nach Kurzschlusseintritt auf den Wert Null zurück. Als Folge ist hier ebenfalls eine je nach Polzahl Vier- oder Achtknotenschwingung zu erwarten, die allerdings an- und abschwillt anstatt zu rotieren.

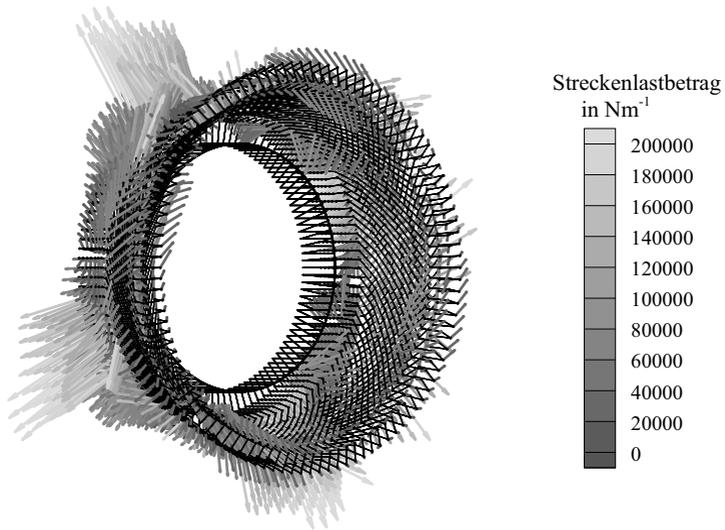


Abbildung 9.23 Dreidimensionale Streckenlastverteilung im Ständerwickelkopf von Generator 3, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 10 \text{ ms}$, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

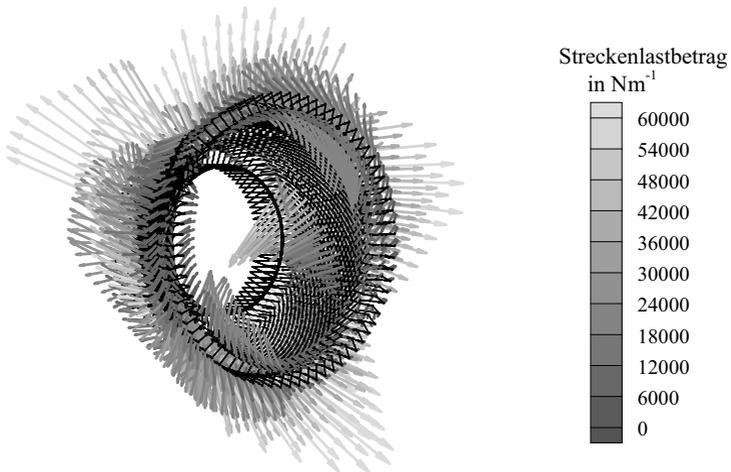


Abbildung 9.24 Dreidimensionale Streckenlastverteilung im Ständerwickelkopf von Generator 2, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 8,3 \text{ ms}$, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

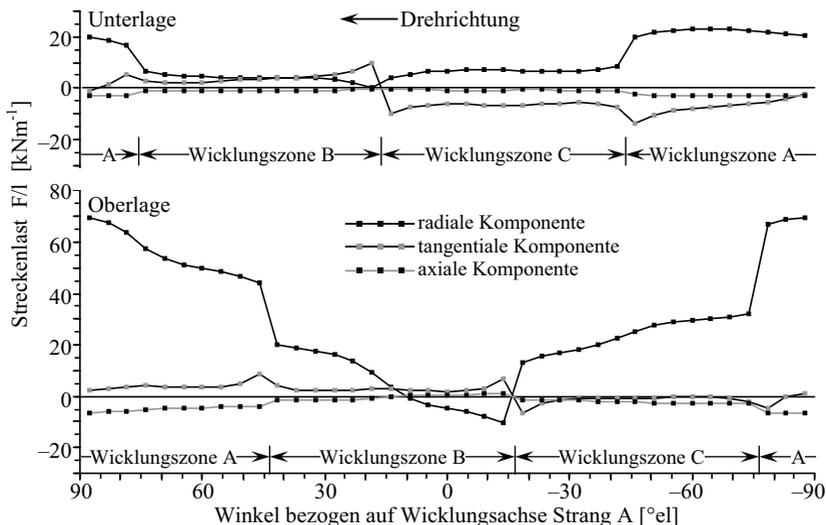


Abbildung 9.25 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 70$ mm, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 8, \bar{3}$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

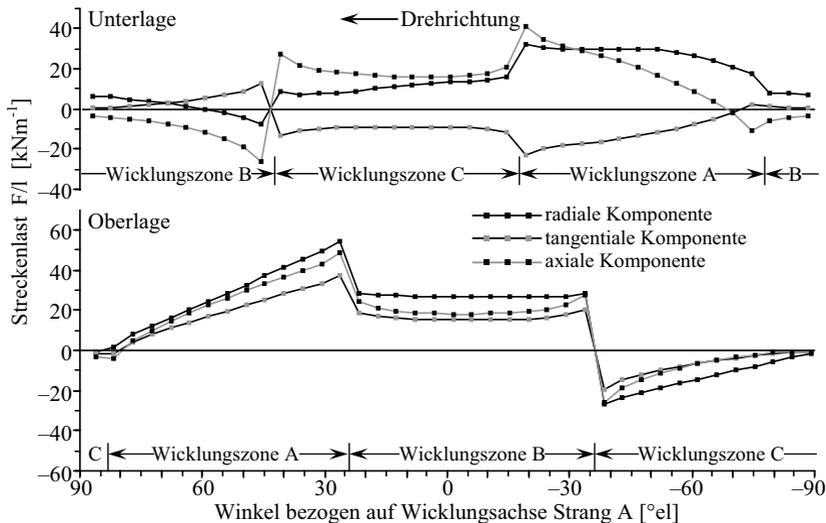


Abbildung 9.26 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 380$ mm, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 8, \bar{3}$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

9.2 KRAFTVERTEILUNG IM BEREICH DES STÄNDERWICKELKOPFES

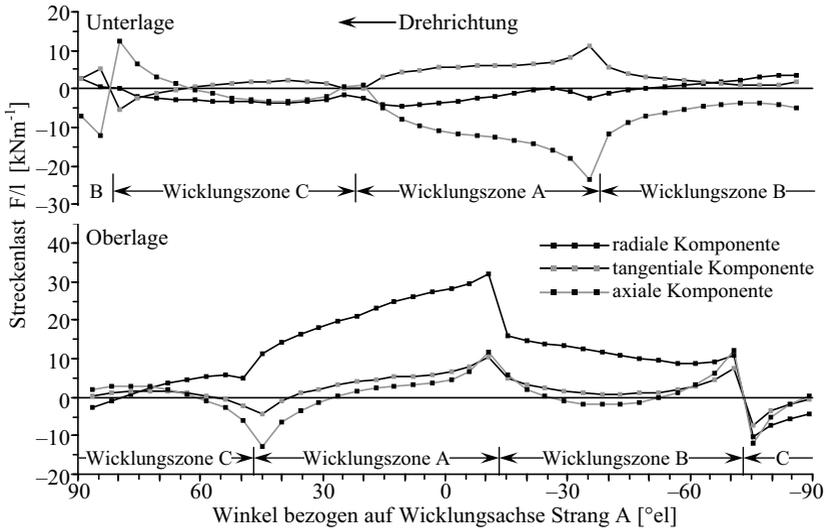


Abbildung 9.27 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 620$ mm, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 8, \bar{3}$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

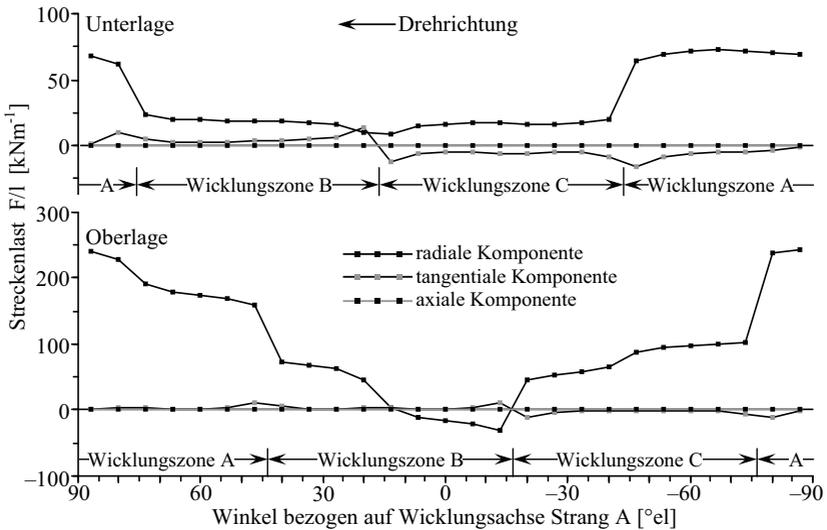


Abbildung 9.28 Streckenlastverteilung bei Generator 3, $z = 50$ mm, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 10$ ms, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

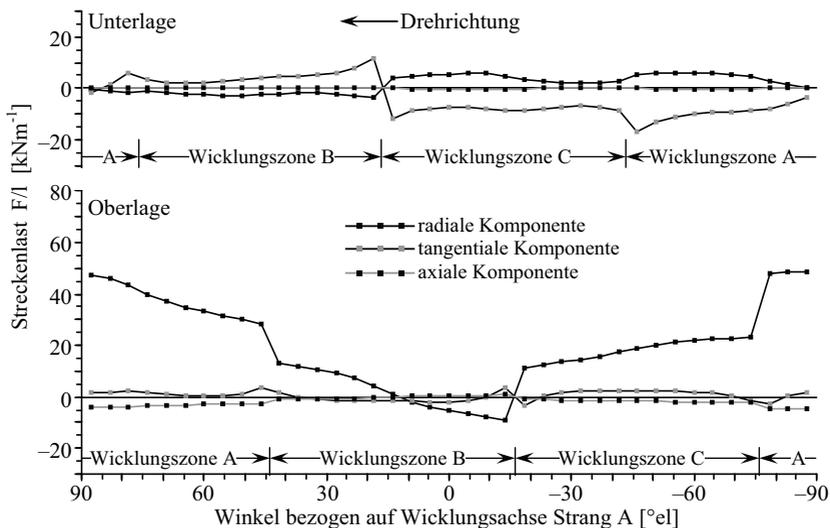


Abbildung 9.29 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 70$ mm, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 8, \bar{3}$ ms, tangentialer Feldverlauf an der Stirnseite

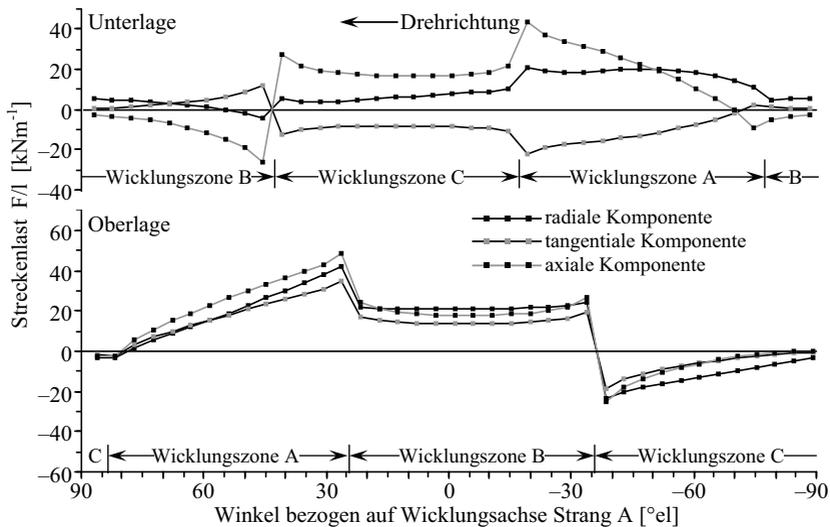


Abbildung 9.30 Streckenlastverteilung bei Generator 2, $z = 380$ mm, Klemmenkurzschluss zum Zeitpunkt $t = 8, \bar{3}$ ms, tangentialer Feldverlauf an der Stirnseite

9.2 KRAFTVERTEILUNG IM BEREICH DES STÄNDERWICKELKOPFES

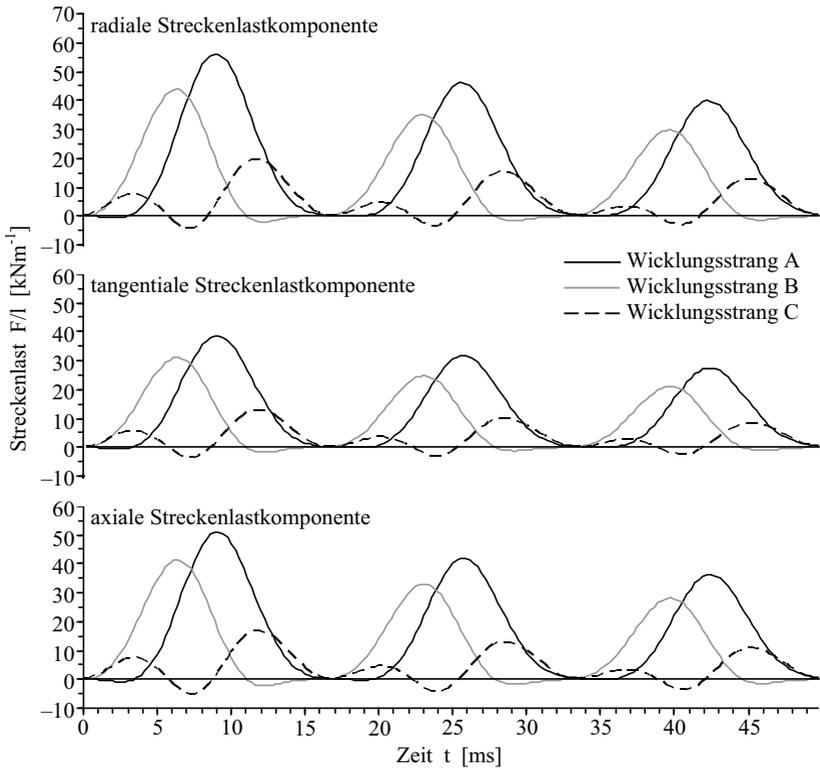


Abbildung 9.31 Zeitfunktionen der Streckenlastkomponenten beim Klemmenkurzschluss, Generator 2, Punkt bei $z = 380$ mm entlang jeweils eines Oberlagestab von Strang A, B und C, senkrechter Feldeintritt an der Stirnseite

Kapitel 10

Simulation des mechanischen Verhaltens des Ständerwickelkopfes

Abschließend stellte sich die Frage, inwieweit sich das im vorangegangenen Kapitel zur Untersuchung der elektromagnetischen Kraftverteilung eingesetzte Berechnungsprogramm auf der Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes und der Spiegelleitermethode zur Verwendung in einer kombinierten Simulation des elektromechanischen Verhaltens des Ständerwickelkopfes eignet. Um dieser Frage nachzugehen, wurde die Möglichkeit genutzt, das Programm bei der im Rahmen von [53] durchgeführten Simulation des erzwungenen, mechanischen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes zur Berechnung der Zeitfunktionen der anregenden elektromagnetischen Kräfte einzusetzen. Bei dieser Gelegenheit konnte ferner die Auswirkung der für den Magnetfeldverlauf an der Blechpaketstirnseite gewählten Randbedingung auf die errechneten Verformungen betrachtet werden. Schließlich war es möglich, die Ergebnisse der kombinierten elektromechanischen Simulation mit im Prüffeld des Generatorherstellers durchgeführten Verformungsmessungen zu vergleichen. Die mechanische Simulation erfolgte unter Verwendung des finite Elemente Softwarepaketes ANSYS®. Die anregenden Kraftfunktionen für den Fall des stationären Bemessungsbetriebes sowie des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses aus dem Leerlauf bei 50 % und 70 % der Bemessungsspannung wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelt. Zur Einprägung in das mechanische finite Elemente Modell war hierbei allerdings die Berechnung der Kräfte anstatt der längenbezogenen Streckenlasten erforderlich.

10.1 Das mechanische finite Elemente Modell des Ständerwickelkopfes

Gegenstand der mechanischen Simulation war der bereits betrachtete, zweipolige Generator des unteren Leistungsbereichs mit 78 Ständernuten. In Abbildung 10.1 ist das mechanische finite

Elemente Modell dieses Generators für die transiente Simulation der erzwungenen Schwingungen dargestellt.

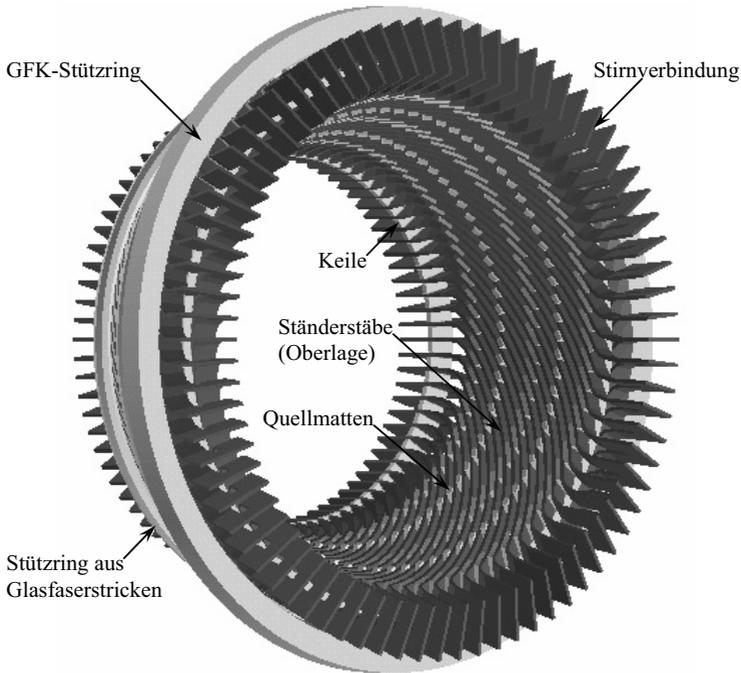


Abbildung 10.1 Mechanisches finite Elemente Modell des Ständerwickelkopfes

Zur Versteifung des Wickelkopfverbandes dienen bei dieser Maschine ein Stützring aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK), weitere Stützringe aus gebündelten Glasfaserstricken, die sowohl außen auf den Unterlagestäben als auch zwischen den beiden Wicklungslagen liegen, sowie als Distanzierungselemente eingesetzte Keile aus GFK und Quellmatten. Die Modellierung dieser Bauteile sowie der Stäbe der Ständerwicklung erfolgte unter Verwendung von hexaederförmigen Volumenelementen mit 8 Knoten und linearen Ansatzfunktionen. In der Abbildung 10.1 nicht dargestellte, dünne Quellmatten zwischen den Keilen und den Oberlagestäben wurden durch Schalenelemente mit ebenfalls linearen Ansatzfunktionen nachgebildet [53].

Die einzelnen Komponenten des Ständerwickelkopfes werden, wie in Kapitel 1 in Abbildung 1.1 zu erkennen, durch Bandagen aus Glasfaserstricken miteinander verbunden. Zu

deren Modellierung wurden lineare Federelemente eingesetzt, die aus Gründen der Übersichtlichkeit allerdings nicht in Abbildung 10.1 dargestellt sind.

Zwischen den auf der Druckplatte montierten Stützkonsolen und dem GFK-Stützring ist bei dem hier betrachteten Generator ein Luftspalt vorhanden, sodass die Stützkonsolen erst bei größeren Auslenkungen des Wickelkopfverbandes im Kurzschlussfall wirksam werden. Aus diesem Grund wurden die Stützkonsolen nicht in die Modellierung einbezogen.

Um eine Randbedingung für das mechanische finite Elemente Modell festzulegen, wurde angenommen, dass die am Nutaustritt gelegenen Knoten der Ständerwicklungsstäbe keine Verschiebungen erfahren. Die Materialeigenschaften der mittels Volumen- oder Schalenelemente modellierten Bauteile wurden durch das Elastizitätsmodul, die Dichte und die Querkontraktionszahl festgelegt. Die Beschreibung der Eigenschaften der Federelemente erfolgte über die Angabe der Federsteifigkeit. Hierbei wurde teilweise auf die Ergebnisse der in [6] beschriebenen Untersuchungen zurückgegriffen [53].

Zur Einprägung der elektromagnetischen Kräfte in das finite Elemente Modell wurden jeweils 14 Punkte entlang der Mittelpunktslinie jedes Ober- und Unterlagestabes festgelegt. Hierbei wurden zunächst die Stellen ausgewählt, an denen die Stäbe über Bandagen mit den Stützringen verbunden sind. Weitere Punkte wurden an den Positionen der Quellmatten oder der Keile definiert. Bei der Festlegung der übrigen Punkte wurde darauf geachtet, dass sich eine möglichst gleichmäßige Verteilung entlang der Stäbe ergibt. Beim Aufbau des Linienleitermodells der Ständerwicklungen des betrachteten Generators für das elektromagnetische Kraftberechnungsprogramm wurden die hier festgelegten Punkte dann als Kraftberechnungspunkte übernommen. Auf Grund ihrer Lage entlang der Mittelpunktslinien der Ständerwicklungsstäbe, sind die festgelegten Punkte kein direkter Bestandteil des finite Elemente Modells. Da diese Punkte jedoch in den Querschnittsflächen liegen, an denen zwei Elemente des Stabmodells aneinander grenzen, konnte die Übertragung der in den Punkten angreifenden elektromagnetischen Kräfte auf diese Querschnittsflächen in Form von so genannten Node-to-Surface Kontaktregionen realisiert werden. Für eine ausführliche Beschreibung der diesbezüglichen Vorgehensweise sei an dieser Stelle allerdings auf [53] verwiesen.

Zur Durchführung der transienten Simulationen des erzwungenen Schwingungsverhaltens war es schließlich erforderlich, die zuvor berechneten Zeitfunktionen der drei räumlichen Komponenten der elektromagnetischen Kraftvektoren für jeden der festgelegten Punkte in eine gesonderte Datei zu schreiben. Es ergaben sich bei dem hier betrachteten Generator mit 78 Ständernuten und bei insgesamt 28 Übergabepunkten entlang des Modells jeder Ständerwicklungsspule somit 6552 einzelne Datensätze für jeden der betrachteten Betriebsfälle, die anschließend von der mechanischen Simulationssoftware verarbeitet wurden.

10.2 Verformungen beim Bemessungsbetrieb

Die Simulation des Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes beim Bemessungsbetrieb erstreckte sich über einen Zeitraum von fünf Perioden. Bei der Berechnung der anregenden Kraftfunktionen wurde hierbei von einem tangentialen Verlauf der Feldlinien an der Blechpaketstirnseite ausgegangen.

Die größten Auslenkungen erfahren die Ständerwicklungsstäbe im Bereich der Stirnverbindungen. Abbildung 10.2 zeigt hierzu den Zeitverlauf der radialen Auslenkung im Bereich der Stirnverbindung der in Drehrichtung ersten Ständerspule des Wicklungsstranges A.

Um den Vergleich mit den im folgenden Unterkapitel behandelten Auslenkungen beim Klemmenkurzschluss zu erleichtern, ist die dargestellte radiale Auslenkung $\Delta_{r, \text{norm}}$ auf den an der entsprechenden Stelle während des Klemmenkurzschlusses bei 50 % der Bemessungsspannung gemessenen und in Abbildung 10.6 gekennzeichneten, maximalen Wert der radialen Auslenkung $\Delta_{r, \text{max}50}$ normiert.

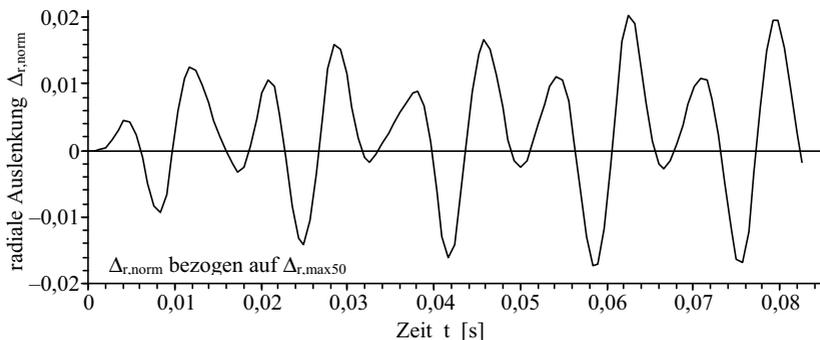


Abbildung 10.2 Normierte radiale Auslenkung im Bereich der Stirnverbindung beim Bemessungsbetrieb

Die Schwingung mit der doppelten Bemessungsfrequenz von 120 Hz ist in Abbildung 10.2 einerseits deutlich zu erkennen. Andererseits ist der Verlauf erheblich unregelmäßiger als die in Kapitel 9, in Abbildung 9.22 dargestellten Zeitfunktionen der elektromagnetischen Kräfte beim Bemessungsbetrieb. Eine mögliche Ursache hierfür könnte der Umstand sein, dass sich das Berechnungsmodell zu Beginn der transienten Simulation im unausgelenkten Zustand befindet. Bei den Unregelmäßigkeiten könnte es sich somit um die Folgen eines Einschwingvorgangs handeln.

10.3 Verformungen beim Klemmenkurzschluss

Die Simulationen zum dreisträngigen Klemmenkurzschluss aus vorangegangem Leerlauf bei 50 % und 70 % der Bemessungsspannung erstreckten sich ebenfalls über einen Zeitraum von fünf Perioden. Abbildung 10.3 zeigt hierzu die errechneten Zeitfunktionen der radialen Auslenkung im Bereich der auch in Abbildung 10.2 betrachteten Stirnverbindung für diese beiden Betriebsfälle. In Abbildung 10.4 ist die Verformung des Ständerwickelkopfes zum Zeitpunkt $t = 0,083$ s nach Eintritt des Klemmenkurzschlusses bei 50 % der Bemessungsspannung dargestellt. Wiederum erfolgte eine Normierung der dargestellten Auslenkungen auf den Wert $\Delta_{r,max50}$.

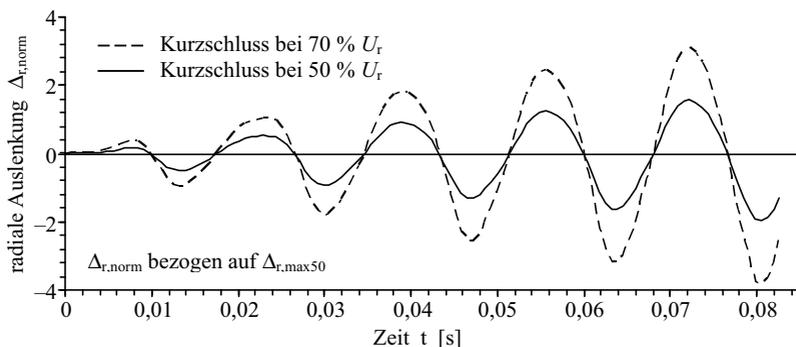


Abbildung 10.3 Normierte radiale Auslenkung im Bereich der Stirnverbindung beim Klemmenkurzschluss, Simulation ohne Berücksichtigung der Materialdämpfung, siehe hierzu gemessene Auslenkung in Abbildung 10.6

Auch hier wurde bei der Berechnung der anregenden Kraftfunktionen zunächst von einem tangentialen Verlauf der Feldlinien an der Blechpaketstirnseite ausgegangen. Die Wahl der beiden betrachteten Fälle anstatt des Klemmenkurzschlusses bei 100 % der Bemessungsspannung beruht auf dem Umstand, dass der Stoßkurzschlussversuch im Prüffeld des Herstellers bei diesen beiden Klemmenspannungen erfolgte und somit Verformungsmessungen vorlagen.

Während, wie in Kapitel 9, in Abbildung 9.31 dargestellt, das Kraftmaximum bei der ersten Periode nach Kurzschlusseintritt auftritt und die Amplituden der elektromagnetischen Kräfte im Folgenden abklingen, ist in Abbildung 10.3 zu erkennen, dass die Amplitude der radialen Auslenkung im Laufe der harmonischen Anregung mit einfacher Bemessungsfrequenz zunimmt.

Hierbei ist allerdings zu beachten, dass in der Simulation die Materialdämpfung, welche die Amplituden wieder abklingen lässt, nicht berücksichtigt wurde [53].

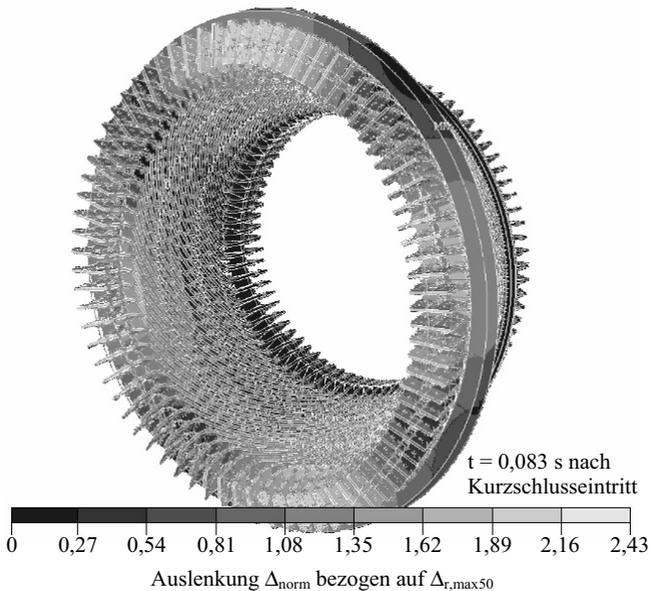


Abbildung 10.4 Verformung des Ständerwickelkopfes beim Klemmenkurzschluss bei 50 % der Bemessungsspannung

Das Verhältnis zwischen den in Abbildung 10.3 dargestellten Amplituden der radialen Auslenkung bei den beiden betrachteten Fällen beträgt etwa 50 %. Betrachtet man, wie in Tabelle 9.1, das absolute Streckenlastmaximum von 38407 Nm^{-1} im Falle des Kurzschlusses bei 70 % und 19595 Nm^{-1} im Falle des Kurzschlusses bei 50 % der Bemessungsspannung, ergibt sich ebenfalls ein Verhältnis von etwa 50 %.

In Abbildung 10.4 ist deutlich die elliptische Verformung des Ständerwickelkopfes zu erkennen. Es zeigt sich jedoch bei der Betrachtung der Verformung über den Zeitraum der Simulation, dass sich auch im Falle des Klemmenkurzschlusses eine hier allerdings mit halber Bemessungsfrequenz rotierende Verformung einstellt. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Kraftmaxima in den einzelnen Wicklungssträngen, wie in Abbildung 9.31 zu erkennen, zeitlich versetzt auftreten.

10.3.1 Einfluss der Randbedingung für das Magnetfeld an der Blechpaketstirnseite

Um den Einfluss der für den Magnetfeldverlauf an der Blechpaketstirnseite gewählten Randbedingung auf die Ergebnisse der mechanischen Simulation zu betrachten, erfolgte eine weitere transiente Schwingungsberechnung für den Fall des Klemmenkurzschlusses bei 70 % der Bemessungsspannung, diesmal unter Verwendung von Kraftfunktionen, die unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils ermittelt worden waren. In Abbildung 10.5 werden die hierbei erhaltenen Ergebnisse dem zuvor berechneten Zeitverlauf der radialen Auslenkung im Bereich der betrachteten Stirnverbindung gegenübergestellt. Allerdings wird auch hier die Ordinate auf den Bezugswert $\Delta_{r,max50}$ normiert.

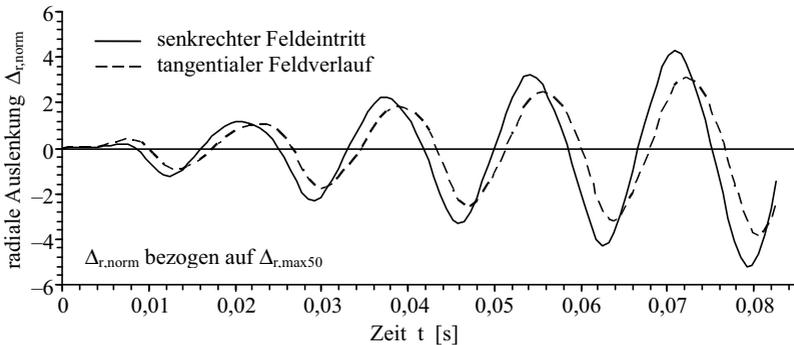


Abbildung 10.5 Normierte radiale Auslenkung im Bereich der Stirnverbindung beim Klemmenkurzschluss bei 70 % der Bemessungsspannung, Simulation ohne Berücksichtigung der Materialdämpfung, siehe hierzu Abbildung 10.6

Von ihrer grundsätzlichen Charakteristik her sind die beiden Verläufe sehr ähnlich. Allerdings ergibt sich unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts bei der elektromagnetischen Kraftberechnung eine um etwa 35 % größere radiale Auslenkung bei der mechanischen Simulation. Ferner weisen die beiden Verläufe eine leichte zeitliche Verschiebung auf.

10.3.2 Vergleich der Simulation mit der Verformungsmessung

In Abbildung 10.6 ist schließlich die während des Stoßkurzschlussversuchs bei 50 % der Bemessungsspannung an der betrachteten Stirnverbindung gemessene radiale Auslenkung sowie

der entsprechende, in der mechanischen Simulation ermittelte Zeitverlauf dargestellt. Da die elektromagnetische Kraftberechnung, die den in der Abbildung gezeigten Simulationsergebnissen zu Grunde liegt, unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils erfolgte, lässt sich im Hinblick auf die in Abbildung 10.5 dargestellten Zeitverläufe feststellen, dass diese Annahme hier zu einer besseren Übereinstimmung mit der Messung führt. In diesem Zusammenhang ist allerdings zu berücksichtigen, dass, wie in Kapitel 9 beschrieben, nicht nur die an der Blechpaketstirnseite auftretenden Wirbelströme, sondern auch weitere, hier nicht berücksichtigte Einflüsse wie der der Eisensättigung und der des tatsächlichen, rechteckigen Stabquerschnitts etwas geringer berechnete elektromagnetische Kräfte zur Folge haben.

Auffällig ist ferner, dass die Amplitude der Messung ab der dritten Schwingungsperiode nicht mehr zunimmt, während die Amplitude der simulierten Auslenkung weiter ansteigt. Ab der sechsten Periode ist bei der Messung ein Abnehmen der Schwingungsamplitude festzustellen. Wie bereits erwähnt, kann dieser Umstand auf die Vernachlässigung der Materialdämpfung bei dem hier verwendeten, mechanischen Berechnungsmodell zurückgeführt werden [53].

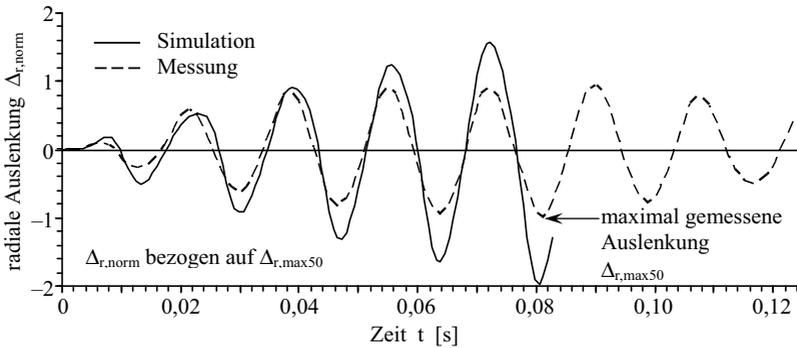


Abbildung 10.6 Vergleich der simulierten Auslenkung mit der Messung gemäß [53], Simulation ohne Berücksichtigung der Materialdämpfung

Im Hinblick auf den relativ langen Weg von der Ermittlung der Zeitfunktionen der Ströme in den Wicklungen über die elektromagnetische Kraftberechnung bis zur mechanischen Simulation des Schwingungsverhaltens, der zu einem guten Teil bereits vor der Fertigstellung des betrachteten Generators zurückgelegt wurde, können die erzielten Übereinstimmungen mit den Messungen als durchaus zufrieden stellend betrachtet werden. Dies bestätigt ferner die Eignung des im vorangegangenen Kapitel ausgewählten Kraftberechnungsprogramms zur Verwendung bei der kombinierten elektromechanischen Simulation.

Kapitel 11

Abschließende Bemerkungen und Ausblick

Das im Rahmen der Arbeit erweiterte Berechnungsverfahren auf der Basis des Biot-Savart'schen Gesetzes und der Spiegelleitermethode ermöglicht eine hinreichend genaue Berechnung der während verschiedener Betriebsfälle im Bereich des Ständerwickelkopfes auftretenden, dreidimensionalen Verteilung der elektromagnetischen Kräfte. Diese Erkenntnis, die sich aus vergleichenden Berechnungen mit dem ebenfalls vorgestellten Programm auf der Basis der Integralgleichungsmethode sowie mit der dreidimensionalen finite Elemente Software FLUX 3D® ergab, konnte durch den Einsatz des Biot-Savart-Programms bei einer kombinierten, elektromechanischen Untersuchung des erzwungenen Schwingungsverhaltens des Ständerwickelkopfes eines Turbogenerators bestätigt werden.

Ein weiterer Vorteil des Programms ist der geringe Zeitbedarf einer Untersuchung, der sich sowohl aus dem relativ einfach aufgebauten Berechnungsmodell als auch aus der kurzen Rechenzeit ergibt. So kann ein geübter Anwender, unter der Voraussetzung, dass die Koordinaten zur Beschreibung des Ständerwicklungsmodells bereits vorhanden sind, die Modellierung und die Durchführung einer Berechnung innerhalb eines Tages abschließen.

Eine genauere Berechnung der Wickelkopfkräfte in einer transienten Simulation mittels dreidimensionaler finiter Elemente, bei der eine explizite Nachbildung ferromagnetischer Bauteile sowie der leitfähigen Läuferkappe erfolgt, ist durchführbar. Das hier verwendete Berechnungsmodell gestattet ferner die Berücksichtigung der Eisensättigung sowie des tatsächlichen Querschnitts der Ständerwicklungsstäbe. Auf Grund der großen Anforderungen an die Rechnerkapazität ist hierbei allerdings nur die Betrachtung einzelner Zeitpunkte oder, bei einer transienten Simulation über einen kurzen Zeitraum, ausgewählter Teilbereiche des Ständerwickelkopfes mit vertretbarem Zeitaufwand möglich.

Eine Verbesserung der Anwendbarkeit des finite Elemente Verfahrens ist vor allem durch eine weitere Optimierung des Berechnungsmodells denkbar. So könnte die Gesamtzahl der finiten Elemente des Modells und somit der Berechnungsaufwand durch eine günstigere Verteilung der

KAPITEL 11 ABSCHLIESSENDE BEMERKUNGEN UND AUSBLICK

einzelnen Bereiche mit unterschiedlich feiner Vermaschung oder durch die teilweise Verwendung von hexaederförmigen Elementen anstatt der hier ausschließlich eingesetzten Tetraederelemente erreicht werden. Bei einer weiteren Steigerung der zur Verfügung stehenden Rechnerkapazität wäre so auch eine transiente Simulation, bei der neben der leitfähigen Läuferkappe auch die in der Druckplatte auftretenden Wirbelströme berücksichtigt werden, in absehbarer Zeit denkbar.

Auch das in Kapitel 10 vorgestellte, mechanische Berechnungsmodell bietet Ansatzpunkte für weitere Optimierungen. So erfolgte im Rahmen von [53] bereits die Implementierung eines nachfolgenden Berechnungsmodells, bei dem die Materialdämpfung berücksichtigt wird.

Die Verwendung des Biot-Savart-Programms in der kombinierten elektromechanischen Simulation verlangte eine spezielle Lösung, um die in den Stabmittelpunkten berechneten Kräfte auf die Knoten des mechanischen finite Elemente Modells zu übertragen [53]. An dieser Stelle ist auch der Einsatz des in Kapitel 7 beschriebenen Berechnungsprogramms denkbar, bei dem die Modellierung der Ständerwicklungsstäbe mit dem tatsächlichen Querschnitt eine direkte Einprägung der errechneten Kräfte in den Eckpunkten der Stäbe ermöglicht.

Anhang A

Überprüfung des implementierten Modells der Erregerwicklung

Während das in Kapitel 6.1.4 beschriebene Berechnungsmodell ohne explizite Nachbildung der Erregerwicklung bereits bei einigen Untersuchungen erprobt werden konnte, musste das im Rahmen der Arbeit neu implementierte Modell der Erregerwicklung auf eine korrekte Funktionsweise überprüft werden. Zu diesem Zweck wurden Berechnungen bei verschiedenen Läuferstellungen durchgeführt und jeweils die Flussdichtevektoren in Punkten entlang der Ständerwicklungsstäbe ausgegeben. Hierdurch konnte zunächst die korrekte Nachbildung der Läuferdrehung sichergestellt werden. Um ferner die gemäß Kapitel 6.1.3 programmierte Berücksichtigung der Stirnseite des aktiven Maschinenteils überprüfen zu können, wurden die Berechnungen für die beiden Fälle eines senkrechten Eintritts und eines tangentialen Verlaufs des Magnetfeldes an der Blechpaketstirnseite durchgeführt.

Die Abbildungen A.1 und A.2 zeigen die Ergebnisse für diese beiden Fälle am Beispiel des Läufers eines vierpoligen Generators. Die Flussdichtevektoren, deren Betrag stellenweise annähernd 0,5 T erreicht, lassen deutlich die vier Pole der Maschine erkennen. Im Fall eines senkrechten Feldeintritts treten in der Nähe der Blechpaketstirnseite große radiale und axiale Flussdichten auf. Diese werden vornehmlich von den Luftspaltleitersegmenten hervorgerufen, in denen die Ströme aller Wicklungen des jeweiligen Pols und der zugehörigen, gespiegelten Wicklungen überlagert werden. Im Fall eines tangentialen Feldverlaufs heben sich die Ströme in den zusätzlichen Leitersegmenten der Originalanordnung und der gespiegelten Anordnung gegenseitig auf. Die Flussdichtevektoren in der Nähe der Blechpaketstirnseite weisen keine axiale Komponente auf und sind von ihrem Betrag her deutlich geringer.

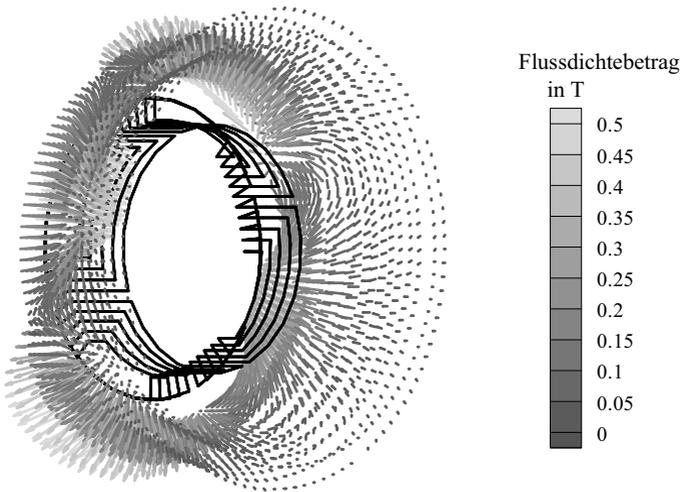


Abbildung A.1 Feld der Erregerwicklung unter der Annahme eines senkrechten Feldeintritts in die Stirnseite des aktiven Maschinenteils

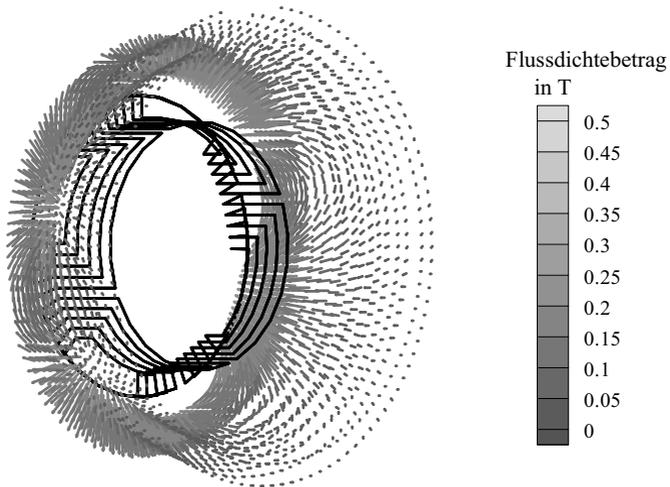


Abbildung A.2 Feld der Erregerwicklung unter der Annahme eines tangentialen Feldverlaufs an der Stirnseite des aktiven Maschinenteils

Anhang B

Zur Modellierung der Läuferkappe mittels finiter Flächenelemente

Zur Erprobung der von der finite Elemente Software FLUX 3D® [29] bereitgestellten Möglichkeit, leitfähige Bauteile unter Verwendung finiter Flächenelemente nachzubilden, wurde das Berechnungsmodell einer einfachen Anordnung implementiert. Diese besteht aus einer rechteckigen Leiterschleife mit einer Kantenlänge von 20 cm und einem Querschnitt von 1 cm mal 8 cm, in einem Abstand von 10 cm vor der Oberfläche eines leitfähigen Bereichs, dessen Ausdehnungen sehr viel größer sind als die der Leiterschleife.

Zunächst erfolgte die Diskretisierung des leitfähigen Bereichs unter Verwendung finiter Volumelemente. In der näheren Umgebung der Leiterschleife wurde hierbei eine sehr feine Maschenweite von 1,8 mm gewählt. Dem Bereich wurde eine elektrische Leitfähigkeit von $\gamma = 1 \cdot 10^6 \text{ Sm}^{-1}$ und eine relative Permeabilität von $\mu_r = 1$ zugewiesen. Die Leiterschleife wurde dem finite Elemente Modell als unvermaschte Wicklung überlagert.

Die Berechnungen erfolgten unter der Vorgabe eines Stroms in der Leiterschleife mit einer Amplitude von 45 kA und einer Frequenz von $f = 50 \text{ Hz}$ sowie einer Frequenz von $f = 60 \text{ Hz}$. Abbildung B.1 zeigt die an der Oberfläche des leitfähigen Bereichs auftretende Stromdichteverteilung im Falle der Berechnung mit $f = 60 \text{ Hz}$.

Das Kriterium für eine ausreichend genaue Nachbildung des leitfähigen Gebietes ist allerdings die auf die Leiterschleife wirkende Kraft. Hierzu erfolgte die Berechnung der zur Oberfläche des Gebietes senkrechten Streckenlastkomponente an einer Stelle der Leiterschleife durch Anwenden von Gleichung (3.80) auf die in der Abbildung dargestellte Querschnittsfläche.

Im Falle einer Frequenz von $f = 50 \text{ Hz}$ ergab sich eine Streckenlast von $F/l = 154 \text{ Nm}^{-1}$, bei einer Frequenz von $f = 60 \text{ Hz}$ wurde eine Streckenlast von $F/l = 175 \text{ Nm}^{-1}$ berechnet. In beiden Fällen war die Kraftwirkung zwischen dem leitfähigen Bereich und der Leiterschleife abstoßend.

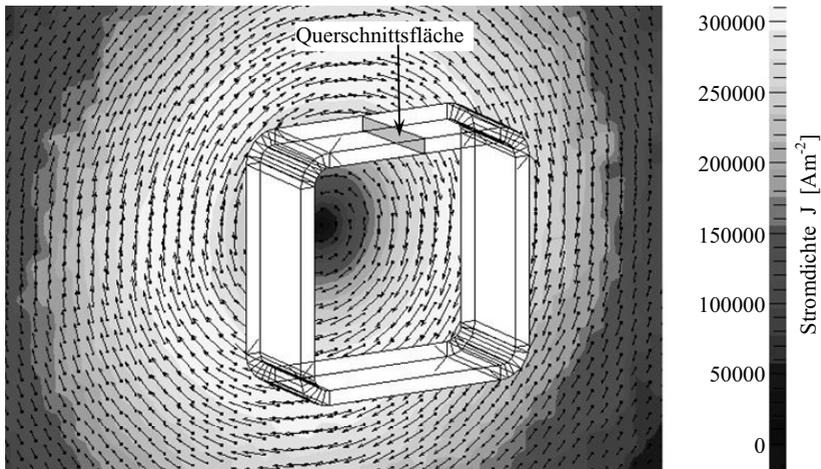


Abbildung B.1 Anordnung der Leiterschleife und Stromdichteverteilung im leitfähigen Bereich

Nun wurden der leitfähige Bereich durch eine unter Verwendung der finiten Flächenelemente modellierte Oberfläche ersetzt und die Berechnungen wiederholt. Bei einer Maschenweite der Flächenelemente zwischen 15 mm und 20 mm sowie einer der Fläche zugewiesenen Schichtdicke, die jeweils der Eindringtiefe δ entsprach, wichen die berechneten Streckenlastwerte von den im Falle des leitfähigen Volumens gewonnenen Ergebnissen um weniger als 5 % ab. Bei einer Vergrößerung der Maschenweite auf bis zu 40 mm ergaben sich allerdings Abweichungen von bis zu 25 %. Eine Reduzierung der angegebenen Schichtdicke auf den halben Wert der Eindringtiefe hatte eine weitere Zunahme der Abweichungen auf etwa 50 % zur Folge, während eine Vergrößerung der Schichtdicke ohne wesentlichen Einfluss blieb.

Für die zu modellierende Läuferkappe ergab sich anhand der oben beschriebenen Ergebnisse, dass die Maschenweite der finiten Flächenelemente einen Wert von 20 mm nicht überschreiten sollte. Für die dem Läuferkappenmodell zuzuweisende Schichtdicke wird die Stärke der Läuferkappe verwendet, welche etwa der doppelten Eindringtiefe des Läuferkappenmaterials entspricht.

Anhang C

Zusammenstellung der zur Berechnung erforderlichen Daten

Im Folgenden wird eine Übersicht über die Daten gegeben, die für die elektromagnetischen Kraftberechnungen mit den in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren erforderlich sind.

C.1 Daten zur Berechnung der Stromzeitfunktionen

Zur Durchführung der elektromagnetischen Kraftberechnung müssen, unabhängig vom verwendeten Berechnungsprogramm, zunächst die Zeitfunktionen der Ströme in den Wicklungen des Generators vorliegen.

Das Minimum an Maschinenparametern, welches zur Ermittlung der Zeitfunktionen der Ströme während eines stationären Betriebszustandes nach den in Kapitel 4 aufgeführten Gleichungen erforderlich ist, besteht aus den synchronen Reaktanzen der d- und q-Achse X_d und X_q , der Hauptreaktanz der d-Achse X_{hd} sowie dem Widerstand der Ständerwicklung R_a . Ferner werden die Bemessungsspannung U_r , die Bemessungsscheinleistung S_r , die Bemessungsfrequenz f_r und der Wert des Erregerstromes im Leerlauf bei Bemessungsspannung I_{r0} benötigt. Der zu betrachtende Betriebszustand wird schließlich durch den Effektivwert der Leiter-Erd-Spannung an den Generator клемmen U_{eff} , die abgegebene Scheinleistung S und den Leistungsfaktor $\cos \varphi$ festgelegt.

Zur Berechnung der Zeitfunktionen der Ströme während des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses aus vorangegangenen Leerlauf nach Gleichung (4.9) und (4.10), werden die in Tabelle C.1 zusammengestellten Kenngrößen benötigt. Ferner geht auch hier die Bemessungsfrequenz f_r ein. Der Leerlauf vor Eintritt des Kurzschlusses wird durch den Wert der

Klemmenspannung U_{eff} und den zugehörigen Erregerstrom I_{10} beschrieben. Die Läuferstellung zum Zeitpunkt des Kurzschlusseintritts ist durch den Winkel θ_0 gegeben.

Tabelle C.1 Kenngrößen zur Berechnung der Kurzschlussströme

Reaktanzen		Zeitkonstanten	
Symbol	Beschreibung	Symbol	Beschreibung
X_d	synchrone Reaktanz, d-Achse	T'_d	transiente Kurzschlusszeitkonstante, d-Achse
X'_d	transiente Reaktanz, d-Achse	T''_d	subtransiente Kurzschlusszeitkonstante, d-Achse
X''_d	subtransiente Reaktanz, d-Achse	T_a	Zeitkonstante der Ständerwicklung
X''_q	subtransiente Reaktanz, q-Achse	$T_{D\text{dsr}}$	Strefeldzeitkonstante der Dämpferwicklung, d-Achse

C.2 Daten zur Implementierung der Berechnungsmodelle

Hier erfolgt eine Zusammenstellung der Angaben, die zur Implementierung der einzelnen Bestandteile der Endbereichsmodelle erforderlich sind, welche den vorgestellten Berechnungsprogrammen zu Grunde liegen.

Ständerwicklungsmodell

Den wesentlichen Teil der Berechnungsmodelle stellen die Ständerwicklungen dar. Um diese für das in Kapitel 6 beschriebene Programm, unter Verwendung fadenförmiger Leitersegmente nachzubilden, werden die Eckpunkte der einzelnen Segmente des Modells einer Spule der Ständerwicklung im Endbereich benötigt. Diese können aus den Konstruktionszeichnungen abgeleitet werden oder bereits als Daten einer CAD Anwendung vorliegen. In Tabelle C.2 sind als Beispiel die Koordinaten für eine Ständerwicklungsspule des zweipoligen Generators mit 78 Ständernuten aufgeführt. Die Angabe des Winkels φ bezieht sich in dem hier verwendeten Zylinderkoordinatensystem auf die Lage der Stirnverbindung der betrachteten Spule. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Schnittpunkt der Maschinenachse mit der Stirnseite des aktiven Maschinenteils.

Um ein Ständerwicklungsmodell mit dem tatsächlichen Leiterquerschnitt zu erzeugen, wie es dem in Kapitel 7 vorgestellten Berechnungsprogramm zu Grunde liegt, werden außerdem die Breite b und die Höhe h des Stabquerschnitts sowie die Winkel α zwischen den Normalenvektoren

C.2 DATEN ZUR IMPLEMENTIERUNG DER BERECHNUNGSMODELLE

der Stabquerschnitte an den einzelnen Punkten und der Maschinenachse benötigt, welche ebenfalls in Tabelle C.2 angegeben sind.

Die bei der finite Elemente Software eingesetzten Modelle der Leiter des Ständerwickelkopfes entsprechen von ihrer Geometrie her den Ständerwicklungsmodellen der beiden anderen Programme und werden ebenfalls unter Verwendung der in Tabelle C.2 aufgeführten Daten implementiert. Die Zuordnung der einzelnen Spulen des Modells zu den Ständerwicklungssträngen erfolgt schließlich anhand des Wicklungsschemas des Generators.

Tabelle C.2 Angaben zur Geometrie des Ständerwicklungsmodells

Punkt	Oberlage				Unterlage			
	r (mm)	φ (°)	z (mm)	α (°)	r (mm)	φ (°)	z (mm)	α (°)
(Stirnseite) 0	618,0	73,85	0,0	0,0	713,0	-73,85	0,0	0,0
1	618,0	73,85	86,0	0,0	713,0	-73,85	55,0	0,0
2	634,0	73,14	240,0	20,0	745,0	-73,09	204,0	20,0
3	657,0	67,64	286,0	20,0	763,0	-67,01	254,0	20,0
4	674,0	60,66	332,0	20,0	781,0	-59,12	304,0	20,0
5	690,0	53,92	376,0	20,0	793,0	-54,00	336,0	20,0
6	706,0	47,08	421,0	20,0	809,0	-46,84	381,0	20,0
7	728,0	37,82	480,0	20,0	831,0	-37,42	440,0	20,0
8	747,0	29,81	532,0	20,0	851,0	-28,58	496,0	20,0
9	761,0	23,54	572,0	20,0	865,0	-22,41	534,0	20,0
10	777,0	17,04	613,0	20,0	880,0	-15,76	575,0	20,0
11	795,0	8,86	665,0	20,0	898,0	-7,72	625,0	20,0
12	817,0	0,82	723,0	20,0	918,0	-0,61	681,0	20,0
13	842,0	0,00	791,0	20,0	945,0	0,00	754,0	20,0
14	865,0	0,00	854,0	20,0	968,0	0,00	817,0	20,0
Leiterquerschnitt	b (mm)	12,0	h (mm)	81,6	b (mm)	12,0	h (mm)	81,6

Erregerwicklungsmodell

Die Spulen der Erregerwicklung werden bei allen Berechnungsmodellen aus fadenförmigen Leitersegmenten aufgebaut. Die hierzu erforderlichen Spulenweiten ergeben sich aus der ideellen Nutzahl des Läufers und der Anzahl der ausgeführten Nuten. Um den außerdem benötigten Abstand der Spulen von der Stirnseite und deren mittleren Radius zu ermitteln, wird auf die entsprechenden Konstruktionszeichnungen zurückgegriffen. Schließlich müssen noch die Windungszahlen der einzelnen Erregerwicklungsspulen angegeben werden.

Nachbildung der Stirnseite des aktiven Maschinenteils

Bei den beiden in den Kapiteln 6 und 7 vorgestellten Programmen, bei denen der Einfluss der Stirnseite des aktiven Maschinenteils mittels der Spiegelleitermethode nachgebildet wird, ist für die Implementierung der zusätzlichen Leitersegmente zur Berücksichtigung von Streufeldern lediglich der mittlere Radius des Luftspaltes erforderlich.

Die explizite Modellierung eines Teils des Ständerblechpaketes und des Läuferballens bei dem finite Elemente Modell erfolgt anhand der zugehörigen Konstruktionszeichnungen. Diesen werden im Einzelnen der Bohrungsradius und der Außenradius des Blechpaketes, der Außenradius des Läufers sowie die Abmessungen der Ständernnuten, der Läufernuten und gegebenenfalls der Abtreppung im Bereich der Endbleche entnommen. Gleiches gilt für die Abmessungen weiterer Bauteile wie der Druckplatte oder des Streufeldsammelringes. Um die ferromagnetischen Eigenschaften der modellierten Bauteile zu beschreiben, kann eine konstante relative Permeabilität angegeben werden. In Rücksprache mit einem Hersteller von Turbogeneratoren wurde für das Ständerblechpaket beispielsweise ein Wert von $\mu_r = 500$ und für den Läuferballen ein Wert von $\mu_r = 100$ angenommen. Zur Berücksichtigung der Eisensättigung muss die Magnetisierungskennlinie des jeweiligen Materials vorliegen, welche dann unter Verwendung von Gleichung (3.67), durch Variieren der Sättigungsmagnetisierung M_{Sat} und der Anfangspermeabilität $\mu_{r,\text{anf}}$ angenähert wird.

Läuferkappe

Aus dem Innen- und dem Außenradius der Läuferkappe sowie deren axialen Abmessungen wird die Lage der bei dem in Kapitel 6 beschriebenen Programm verwendeten Ersatzleiteranordnung abgeleitet. Auch bei der finite Elemente Software wird das aus Flächenelementen aufgebaute Modell der Läuferkappe auf der Basis dieser Abmessungen implementiert. Hier muss allerdings außerdem die elektrische Leitfähigkeit γ des Läuferkappenmaterials angegeben werden.

Läuferwelle

Zur Nachbildung der Läuferwelle bei dem in Kapitel 7 beschriebenen Berechnungsmodell wird lediglich der Außenradius der Läuferwelle benötigt. Da auf der hier betrachteten Nichtverbindungsseite des Generators keine Bohrung zur Zuführung des Erregerstromes vorhanden ist, wird der innere Radius des Modells klein im Vergleich zu den übrigen Abmessungen der Welle gewählt. Die axiale Länge entspricht in etwa den axialen Abmessungen des gesamten Endbereichsmodells. Zum Zweck der Abschätzung des Einflusses der Läuferwelle wird hier eine relativ große, konstante Permeabilität von $\mu_r = 1000$ vorgegeben.

Literaturverzeichnis

- [1] FREI-SPREITER B.: *Ein Beitrag zur Berechnung der Kräfte im Wickelkopfbereich großer Synchronmaschinen*, Dissertation am Institut für elektrische Maschinen, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1998.
- [2] DRUBEL O., KULIG S., SENSKE K.: “End Winding Deformations in Different Turbo Generators During 3-Phase Short Circuit and Full Load Operation”, *Electrical Engineering*, Springer Verlag, vol. 82, pp. 145-152, 2000.
- [3] RICHTER C.-G.: *Berechnung elektromagnetischer Kräfte auf die Spulenseiten im Wickelkopf von Turbogeneratoren*, Diplomarbeit am Institut für elektrische Maschinen und Antriebe, Universität Hannover, 1996.
- [4] *Europäische Norm EN 60034-3:1995, Drehende elektrische Maschinen, Besondere Anforderungen an Dreiphasen-Turbogeneratoren*, VDE-Verlag, Berlin, 1995.
- [5] JANBEN W., SEINSCH H. O.: “Zur Optimierung der Wickelkopfabsteifung von Hochspannungsmaschinen”, *Archiv für Elektrotechnik*, Springer Verlag, vol. 73, pp. 309-317, 1990.
- [6] SENSKE K., KULIG S., HAUHOFF J., WÜNSCH D.: “Oscillation Behaviour of the End Winding Region of a Turbo Generator During Electrical Failures”, *Conference Proceedings CIGRE*, 29 October 1997, Yokohama.
- [7] RICHARD N., DUFFEAU F., LEGER A. C., SZYLOWICZ N.: “Computation of Forces and Stresses on Generator End Windings Using a 3D Finite Element Method”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 32, no. 3, pp. 1689-1692, 1996.
- [8] NITSCH E.: “Kräfte im Wickelkopf bei Stoßkurzschlüssen”, *ELIN-Zeitschrift*, ELIN-Union, vol. 31, no. 3, pp. 102-112, 1979.

LITERATURVERZEICHNIS

- [9] NITSCHKE E.: “Vergleichende Beanspruchung am Wickelkopf bei Stoßkurzschluss – ein ganzheitlicher Lösungsversuch”, *ELIN-Zeitschrift*, ELIN-Union, vol. 38, no. 1/2, pp. 4-7, 1986.
- [10] CARPENTER C. J.: “The Application of the Method of Images to Machine End-Winding Fields”, *Proceedings IEE Part A*, vol. 107, pp. 487-500, 1960.
- [11] LAWRENSON P. J.: “Forces on Turbogenerator End Windings”, *Proceedings IEE*, vol. 112, pp. 1144-1158, 1965.
- [12] DORNAU U.: *Berechnung und Messung der Stirnstreuung von Asynchronmaschinen mit Käfigläufer*, Dissertation am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 1990.
- [13] KARMAKER H. C.: “End Winding Fields and Forces in Salient-Pole Synchronous Machines”, *Proceedings ICEM 2000*, vol. 2, pp. 1139-1142, Helsinki, 2000.
- [14] FRÄNKEL D., NUSCHELER R.: “Dreidimensionale numerische Berechnung magnetischer Felder mit Hilfe eines Summationsverfahrens”, *Archiv für Elektrotechnik*, Springer Verlag, vol. 62, pp. 327-333, 1980.
- [15] REICHERT K., FREUNDL H.: *Dreidimensionale Berechnung magnetischer Felder mit einem Summationsverfahren*, Vortrag, gehalten bei einem Kolloquium zur numerischen Berechnung elektromagnetischer Felder an der TU Aachen, 1972.
- [16] URANKAR L.: “High Accuracy Field Computation of Magnetized Bodies”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. MAG-21, no. 6, pp. 2169-2172, 1985.
- [17] URANKAR L.: “Dreidimensionale magnetostatische Feldberechnung nach der Integralgleichungsmethode”, *Archiv für Elektrotechnik*, Springer Verlag, vol. 69, pp. 301-305, 1986.
- [18] KAHN G. K. M., BUCKLEY G. W., BROOKS N.: “Calculation of Forces and Stresses on Generator End Windings”, *IEEE Transactions on Energy Conversion*, vol. 4, no. 4, pp. 661-670, 1989.

- [19] WEN X., YAO R., TEGOPOULOS J. A.: “Transient Quasi 3D Method in the Transient Electromagnetic Field Calculation of End Region of Turbo Generator”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 30, no. 5, pp. 3709-3712, 1994.
- [20] WEN X., YAO R., TEGOPOULOS J. A.: “Calculation of Forces on the Stator End Windings of Turbo Generator by the Transient Quasi-3D Method”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 32, no. 3, pp. 1669-1672, 1996.
- [21] YAMASHITA H., YAMAJI A., ČINGOSKI V., KANEDA K.: “A Novel Tetrahedral Mesh Generation Method for Rotating Machines Including End Coil Region”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 32, no. 3, pp. 1353-1356, 1996.
- [22] COULOMB J. L.: “Finite Element Three Dimensional Magnetic Field Computation”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. MAG-17, no. 6, pp. 3241-3246, 1981.
- [23] RICHARD N.: “Calculation of Electromagnetic Forces on Large Generator End-Windings under Fault Conditions Using a Three-Dimensional Finite Element Method”, *Mathematics and Computers in Simulation*, IMACS / Elsevier Science B. V., vol. 46, pp. 257-263, 1998.
- [24] TEGOPOULOS J. A.: “Determination of the Magnetic Field in the End Zone of Turbine Generators”, *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. 81, no. 8, pp. 562-571, 1963.
- [25] TEGOPOULOS J. A.: “End Component of Armature Leakage Reactance of Turbine Generators”, *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. 82, no. 6, pp. 632-637, 1964.
- [26] UNGRUH F.: “Felder und Stromkräfte in den Wickelköpfen von Turbogeneratoren”, *ETZ-A*, VDE-Verlag, vol. 84, pp. 285-291, 1963.
- [27] BERGER H., FRITZ W., JUEN P.: “Wickelkopfbeanspruchung bei Fehlsynchronisation von Turbogeneratoren”, *ETZ-A*, VDE-Verlag, vol. 96, pp. 188-194, 1975.

LITERATURVERZEICHNIS

- [28] OBERRETL K.: "Streifelder, Wirbelstromverluste, Erwärmungen, Kräfte und Eisenbrand im Stirnraum von Turbogeneratoren", *Elektrotechnik und Maschinenbau*, Springer-Verlag in Wien, vol. 80, no. 23, pp. 539-550, 1963.
- [29] *FLUX 2D & 3D[®], CAD Package for Electromagnetic and Thermal Analysis Using Finite Elements, User's Guide*, Cedrat, 2003.
- [30] KOST A.: *Numerische Methoden in der Berechnung elektromagnetischer Felder*, Springer Verlag, 1994.
- [31] GENZ D.: *Magnetische Flussdichte an Kabeltrassen der elektrischen Energieversorgung*, Diplomarbeit am Institut für elektrische Energietechnik, Technische Universität Berlin, 2000.
- [32] KULIG S.: *Skriptum zur Vorlesung Theoretische Elektrotechnik*, Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 2000.
- [33] PURCELL E. M.: *Elektrizität und Magnetismus, Berkeley Physik Kurs 2. Aus dem Englischen übersetzte und bearbeitete deutsche Ausgabe*, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 1976.
- [34] HAMMOND P.: *Applied Electromagnetism*, Pergamon Press, 1978.
- [35] REICHERT K.: *FEMAG, Ein System zur interaktiven numerischen Berechnung elektromagnetischer Felder*, Institut für Elektrische Maschinen, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1998.
- [36] BRONSTEIN I. N., SEMENDJAJEW K. A.: *Taschenbuch der Mathematik, 2. Auflage*, Verlag Harri Deutsch, 1995.
- [37] SILVESTER P. P., FERRARI R. L.: *Finite Elements for Electrical Engineers*, Cambridge University Press, 1983.
- [38] KRAWCZYK A., TEGOPOULOS J. A.: *Numerical Modelling of Eddy Currents*, Clarendon Press, Oxford, 1993.

- [39] RENHART W., STÖGNER H., PREIS K.: "Calculation of 3D Eddy Current Problems by Finite Element Method Using Either an Electric or a Magnetic Vector Potential", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 122-125, 1988.
- [40] FETZER J., HAAS M., KURZ S.: *Numerische Berechnung elektromagnetischer Felder, Kontakt & Studium, Band 627*, Expert Verlag, 2002
- [41] KLOCKE M.: *Zur Berechnung dynamischer Vorgänge bei von einem Drehstromsteller gespeisten Antrieben mit Asynchronmaschinen und mehreren gekoppelten Massen mittels Finite-Differenzen-Zeitschrittrechnung*, Dissertation am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 1999
- [42] HERING E., MARTIN R., STÖHRER M.: *Physik für Ingenieure*, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1992.
- [43] BONFERT K.: *Betriebsverhalten der Synchronmaschine*, Springer Verlag, Berlin / Göttingen / Heidelberg, 1963.
- [44] KAPPEL U.: *Bestimmung der Streureaktanzen des Ersatzschaltbildes der Synchronmaschine unter Berücksichtigung der Sättigung*, Diplomarbeit am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 1997.
- [45] *Eingabevorschrift für das Programm NETOMAC[®] zur Berechnung von elektrischen Systemen, bestehend aus Netz, Maschinen, Regel- und Steuereinrichtungen*, Siemens AG, Bereich Energieübertragung und -verteilung, Netzplanung, 1996.
- [46] KULIG S.: *Skriptum zur Vorlesung Elektrische Antriebe und Mechatronik*, Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 2000.
- [47] CANAY M.: *Ersatzschemata der Synchronmaschine sowie Vorausberechnung der Kenngrößen mit Beispielen*, Dissertation an der Polytechnischen Universität Lausanne, 1968.

LITERATURVERZEICHNIS

- [48] DRUBEL O.: *Elektromagnetische Vorgänge und Temperaturverteilungen im Rotor großer Turbogeneratoren im gestörten Betrieb*, Dissertation am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 2001.
- [49] UMMELMANN R.: *Erweiterung eines Finite Differenzen Zeitschritt Programmsystems auf Synchronmaschinen*, Diplomarbeit am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 1997.
- [50] GOTTKEHASKAMP R.: *Nichtlineare Berechnung von Asynchronmaschinen mit massiveisernem Rotor und zusätzlichen Käfig im transienten Zustand mittels Finiter Differenzen und Zeitschrittrechnung*, Dissertation am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 1993.
- [51] SEQUENZ H. UND ANDERE: *Herstellung der Wicklungen elektrischer Maschinen*, Springer Verlag, Wien / New York, 1973.
- [52] KUDUZOVIC N.: *Berechnung elektromagnetischer Kräfte im Bereich des Ständerwickelkopfes eines Turbogenerators während des dreisträngigen Klemmenkurzschlusses*, Studienarbeit am Lehrstuhl für elektrische Antriebe und Mechatronik, Universität Dortmund, 2006.
- [53] WERKMEISTER S.: *Erstellung eines parametrisierten Generatorkopfmodells für ANSYS® zur modularen und transienten Analyse des Betriebsverhaltens*, Diplomarbeit am Fachbereich Maschinenbau, Fachrichtung Energie und Umwelttechnik, Fachhochschule Dortmund, 2006.

Lebenslauf

Personalien

Name	Arne Grüning
Geburtsdatum	28. Juli 1973
Geburtsort	Iserlohn, Nordrhein-Westfalen
Familienstand	ledig

Bildungsgang

1979 - 1983	Gemeinschaftsgrundschule Schwerte-Villigst
1983 - 1992	Friedrich-Bährens-Gymnasium, Schwerte Abschluss: allgemeine Hochschulreife
1992 - 2001	Studium der Elektrotechnik an der Universität Dortmund Abschluss: Diplom

Berufstätigkeit

Juli 2001 - Dezember 2005	Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Elektrische Antriebe und Mechatronik der Universität Dortmund unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. S. Kulig
seit Januar 2006	Anstellung bei der Winergy AG, Abteilung Engineering Generatoren, Ruhstorf an der Rott

