

Einfluss stark nichtlinearer
Materialeigenschaften
auf die induktive
Längsfelderwärmung

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informatik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur
(abgekürzt: Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Marcel Jestremski

geboren am 11. Januar 1984
in Hannover

2014

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Bernard Nacke

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Bernd Ponick

Tag der Promotion: 04. August 2014

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter zwischen 2009 und 2014 am Institut für Elektroprozessentechnik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Bernard Nacke, der mir als geschäftsführender Direktor des Instituts die Anfertigung dieser Arbeit ermöglicht hat und stets mit seinem fachlichen Rat und wertvollen Anregungen zur Seite stand. Vielen Dank für das entgegengebrachte Vertrauen bei der Durchführung aller Projekte.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Ponick als Korreferent und bei Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Gockenbach als Vorsitzenden der Prüfungskommission.

Ich danke den wissenschaftlichen Mitarbeitern des Instituts, die mir mit Denkanstößen und hilfreicher Unterstützung stets zur Verfügung standen, insbesondere Herrn Dr. Alexander Nikanorov, Herrn Holger Schülbe, Herrn Dirk Schlesselmann und Herrn Sebastian Mikulski sowie den ehemaligen Mitarbeitern Herrn Dr. Jörg Neumeyer und Herrn Dr. Kirill Blinov.

Darüber hinaus danke ich den technischen Mitarbeitern Herrn Alexander Köppen und Herrn Dieter Lohan für die vielseitige Unterstützung bei den technischen Fragen und Herausforderungen.

Ein großer Dank gilt ebenso meiner Familie und meiner Freundin Tanja Heemeier, die mich die Zeit über immer motiviert und unterstützt haben.

Kurzfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit mit dem Titel “Einfluss stark nichtlinearer Materialeigenschaften auf die induktive Längsfelderwärmung” ist die Analyse des induktiven Erwärmungsprozesses von Metallprodukten im magnetischen Längsfeld. Hierbei liegt der Fokus auf der Entwicklung und dem Vergleich numerischer Methoden zur Simulation des Erwärmungsvorgangs von Bändern im kontinuierlichen Durchlauf und der Analyse des Einflusses stark nichtlinearer Materialeigenschaften.

Bei der induktiven Erwärmung im magnetischen Längsfeld kann die in das Band eingebrachte Flächenleistung nicht über alle Grenzen erhöht werden. Es wird gezeigt, dass bei der Betrachtung die relative Permeabilität mit ihrer stark nichtlinearen Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke und der Temperatur einen erheblichen Einfluss auf die Auslegung induktiver Erwärmungsanlagen hat.

Durch moderne und modulare Umrichtertechnologien sind bei der Erwärmungsleistung und -frequenz nahezu keine Grenzen mehr gesetzt. Analytische und numerische Berechnungen zeigen die Möglichkeiten der induktiven Längsfelderwärmung, ferromagnetische Bänder bis oberhalb der Curie-Temperatur oder auch dünne paramagnetische Bänder zu erwärmen.

Ein Vergleich der Simulationsmodelle verschiedener Abstraktionsgrade zeigt die Vorteile zweidimensionaler Modelle bezüglich der Berechnungslaufzeit gegenüber vollständigen dreidimensionalen Modellen.

Des Weiteren stellen moderne Produkte aus flexibel gewalzten Bändern neue Herausforderungen an die induktive Erwärmung im magnetischen Längsfeld. Der Einfluss der Frequenz kann hierbei gezielt ausgenutzt und das Produkt ohne regelungstechnischen Eingriff auf konstante Endtemperatur erwärmt werden.

Schlagwörter: Induktive Erwärmung, magnetisches Längsfeld, nichtlineare Materialeigenschaften

Abstract

Subject of this thesis with the title “Influence of strongly nonlinear material properties for the longitudinal field induction heating process” is to analyse the induction heating process of metal products in longitudinal magnetic flux. The focus is the development and comparison of numerical methods to simulate the heating process of ferromagnetic strip in continuous throughput and the numerical investigation of strongly nonlinear material properties.

For the induction heating in longitudinal magnetic flux, the power density can not grow over all limits. It is shown that the influence of the relative permeability and its strongly nonlinear dependence on the magnetic flux and temperature has a significant impact on the design of inductive heating systems.

With modern and modular converter technologies, the heating power and frequency have nearly no limits. Analytical and numerical calculations show the possibility of heating ferromagnetic strip above the curie temperature or of heating considerably thinner paramagnetic strips in longitudinal magnetic flux.

A comparison of simulation models with different levels of abstraction shows the advantage of two-dimensional models in calculation time compared to three-dimensional models.

Furthermore, new products of tailored rolled strips are a new challenge for induction heating processes in longitudinal magnetic flux. The influence of the frequency can be used to heat up the product to homogeneous temperature without a closed-loop control.

Keywords: induction heating, longitudinal magnetic flux, nonlinear material properties

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Problemstellung und Zielsetzung der wissenschaftlichen Arbeit	3
2.1	Technische Wärmebehandlung von Metallprodukten . . .	3
2.1.1	Stahl und Stahlprodukte	3
2.1.2	Aluminium und Aluminiumlegierungen	5
2.1.3	Titan und Titanlegierungen	5
2.2	Elektrothermische Verfahren	6
2.2.1	Indirekte Erwärmungsverfahren	6
2.2.2	Direkte Erwärmungsverfahren	6
2.3	Zielsetzung der wissenschaftlichen Arbeit	8
3	Wissenschaftliche und technische Grundlagen	11
3.1	Mathematische und physikalische Grundlagen	11
3.1.1	Grundgleichungen des quasi-stationären elektromagnetischen Feldes	11
3.1.2	Die elektromagnetische Eindringtiefe	12
3.1.3	Wirbelströme in ebenen Platten	14
3.1.4	Grundgleichungen des Temperaturfeldes	17
3.2	Induktive Erwärmung im elektromagnetischen Feld . . .	19
3.2.1	Elektromagnetisches Längsfeld	19
3.2.2	Elektromagnetisches Querfeld	22
3.3	Technische Grundlagen	24
3.3.1	Aufbau induktiver Erwärmungsanlagen	24
3.3.2	Auslegung des Induktors	26
3.4	Untersuchte Materialien und ihre Anwendungsbereiche .	26
3.4.1	Kontinuierliches Band	27
3.4.2	Flexibel gewalzte Bänder	27
4	Numerische Modellierung der induktiven Erwärmung	28
4.1	Numerische Feldeberechnung	28
4.1.1	Finite-Elemente-Methode	28
4.1.2	Elektromagnetisches Feld	29
4.1.3	Temperaturfeld	30

4.2	Beschreibung der numerischen Methoden	30
4.2.1	Modelle der zwei- und dreidimensionalen Untersuchungen	31
4.2.2	Berechnungsablauf zur Kopplung der Felder	35
4.2.3	Berücksichtigung der relativen Permeabilität	36
4.2.4	Berücksichtigung des Bandvorschubs	38
4.2.5	Optimierung der Berechnungsabläufe	40
4.3	Materialeigenschaften	41
4.3.1	Elektromagnetische Berechnungen	41
4.3.2	Thermische Berechnungen	46
5	Numerische Analyse des Erwärmungsprozesses	50
5.1	Zweidimensionale Betrachtung des Erwärmungsvorgangs im Längsschnitt	52
5.1.1	Allgemeiner Einfluss der Banddicke und der Frequenz	53
5.1.2	Allgemeiner Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit und der Bandbreite	55
5.2	Betrachtung ferromagnetischer Materialeigenschaften	56
5.2.1	Einfache Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der Feldstärke	56
5.2.2	Vollständige Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der Feldstärke	60
5.2.3	Betrachtung der Bandvorschubgeschwindigkeit	65
5.2.4	Frequenzeinfluss	66
5.2.5	Auswirkung der magnetischen Eigenschaften	67
5.2.6	Einfluss der Induktorgeometrie	70
5.3	Betrachtung paramagnetischer Materialeigenschaften	71
5.3.1	Aluminium und TiAl6V4	72
5.3.2	Frequenzeinfluss	77
5.4	Zusammenfassung der zweidimensionalen Untersuchungen	79
6	Dreidimensionale Untersuchung des Erwärmungsprozesses	81
6.1	Vergleich unterschiedlicher Berechnungsmodelle	81
6.1.1	Dreidimensionale Extrapolation der Ergebnisse	81
6.1.2	3D-Untersuchung unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie	83
6.1.3	Vollständige 3D-Untersuchung	85

6.2	Bandkanteneffekt bei der Längsfelderwärmung	88
6.2.1	Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung	88
6.2.2	Frequenzeinfluss	91
6.3	Zusammenfassung der dreidimensionalen Untersuchungen	93
7	Längsfelderwärmung flexibel gewalzter Bänder	95
7.1	Untersuchung eines einfachen Bandübergangs	96
7.2	Rückwirkung des Bandübergangs auf den Schwingkreis .	102
7.3	Einfluss der Steigung und des Abwalzgrades	103
7.4	Dreidimensionale Untersuchung von flexibel gewalztem Band	106
7.5	Zusammenfassung der Untersuchungen eines Bandüber- gangs	109
8	Zusammenfassung und Ausblick	110
	Literaturverzeichnis	113

Abkürzungsverzeichnis

α	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	Wärmeübergangskoeffizient
Δ		Laplace-Operator
δ	m	Stromeindringtiefe
ε		Emissionsgrad
ε	$\text{A}\cdot\text{s}\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	Permittivität
ε_0	$\text{A}\cdot\text{s}\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	elektrische Feldkonstante
ε_r		relative Permittivität
η_{el}		elektrischer Wirkungsgrad
ϑ	$^{\circ}\text{C}$	Celsius-Temperatur
ϑ_F	$^{\circ}\text{C}$	Fluidtemperatur
ϑ_O	$^{\circ}\text{C}$	Oberflächentemperatur
ϑ_{max}	$^{\circ}\text{C}$	maximale Temperatur
ϑ_{min}	$^{\circ}\text{C}$	minimale Temperatur
κ	$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$	elektrische Leitfähigkeit
λ	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
μ	$\text{V}\cdot\text{s}\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	magnetische Permeabilität
μ_0	$\text{V}\cdot\text{s}\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	magnetische Feldkonstante
μ_{Δ}		Überlagerungspermeabilität
μ_{dif}		differentielle Permeabilität
μ_i		Anfangspermeabilität
μ_{max}		maximale Permeabilität
μ_r		relative Permeabilität
$\underline{\mu}_r$		komplexe relative Permeabilität
μ'		Realteil der komplexen relativen Permeabilität
μ''		Imaginärteil der komplexen relativen Permeabilität
ρ	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	Dichte
ρ_{el}	$\Omega\cdot\text{m}$	spezifischer elektrischer Widerstand

Φ	V·s	magnetischer Fluss
χ		magnetischen Suszeptibilität
ω	s ⁻¹	Kreisfrequenz
∇		Nabla-Operator
\vec{A}	V·s·m ⁻¹	magnetisches Vektorpotential
\vec{B}	V·s·m ⁻²	magnetische Flussdichte
\vec{B}_M	V·s·m ⁻²	mittlere magnetische Flussdichte
\vec{B}_{sat}	V·s·m ⁻²	Sättigungsflussdichte
b	m	Breite
C	F	Kapazität
C_s	W·m ⁻² ·K ⁻⁴	Strahlungskonstante des schwarzen Körpers
cosh		Kosinus Hyperbolicus
c_p	J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹	spezifische Wärmekapazität
d	m	Dicke
E	J	Energie
\vec{E}	V·m ⁻¹	elektrische Feldstärke
\vec{E}_0	V·m ⁻¹	elektrische Oberflächenfeldstärke
f	s ⁻¹	Frequenz
f_0	s ⁻¹	Resonanzfrequenz
f_{opt}	s ⁻¹	optimale Frequenz
\vec{H}	A·m ⁻¹	magnetische Feldstärke
\vec{H}_0	A·m ⁻¹	magnetische Oberflächenfeldstärke
h	m	Koppelspalt
I	A	elektrische Stromstärke
\vec{J}	A·m ⁻²	Stromdichte
j		komplexe Einheit
k		Spulenfaktor
k^2	m ⁻²	Wirbelstrom-Konstante
L	H	Induktivität
l	m	Länge

l_{Ind}	m	mittlere Windungslänge des Induktors
M	$W \cdot m^{-2}$	spezifische Ausstrahlung eines Körpers
M_s	$W \cdot m^{-2}$	spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers
m	kg	Masse
\dot{m}	$kg \cdot s^{-1}$	Massendurchsatz
P	W	Leistung
P_{Band}	W	umgesetzte Leistung im Band
P_{Ind}	W	umgesetzte Leistung im Induktor
$\frac{P}{A}$	$W \cdot m^{-2}$	Flächenleistung
$\frac{P}{V}$	$W \cdot m^{-3}$	Volumenleistung
p	$W \cdot m^{-3}$	Wärmequellendichte
$\vec{q}_{Leitung}$	$W \cdot m^{-2}$	Wärmestromdichte aufgrund von Wärmeleitung
$q_{Konvektion}$	$W \cdot m^{-2}$	Wärmestromdichte aufgrund von Konvektion
$q_{Strahlung}$	$W \cdot m^{-2}$	Wärmestromdichte aufgrund von Wärmestrahlung
R	Ω	elektrischer Widerstand
rot		Rotation
sinh		Sinus Hyperbolicus
T	K	absolute Temperatur
t	m	Polbreite
t	s	Zeitschritt
T_C	$^{\circ}C$	Curie-Temperatur
$\tan \delta$		Verlustfaktor
tanh		Tangens Hyperbolicus
V	m^3	Volumen
v	$m \cdot s^{-1}$	Bandvorschubgeschwindigkeit

1 Einleitung

Der Endenergieverbrauch des industriellen Sektors stellte im Jahr 2012 mit 2599 Petajoule fast 30 % der in Deutschland verbrauchten Endenergie dar, wovon etwa drei Viertel auf prozessspezifische Wärmeanwendungen entfallen [1]. Die Prozesswärme ist dabei für verschiedenste Anwendungsgebiete, wie zum Beispiel für die Erwärmung und Wärmebehandlung von Metallen oder das Schmelzen von Stahl, Halbleitern oder Glas von Bedeutung. Eines der Erwärmungsverfahren stellt dabei die induktive Erwärmung dar, die als ein direktes Erwärmungsverfahren hohe Leistungsdichten, Erwärmungsgeschwindigkeiten und elektrische Wirkungsgrade bietet [2,3]. Durch moderne Umrichtertechnologien und computerunterstützte Berechnungen zur Auslegung von Erwärmungsanlagen ist die induktive Erwärmung im 21. Jahrhundert stets in Betracht zu ziehen. Bei der induktiven Erwärmung kann dabei eine Differenzierung über die Ausrichtung des magnetischen Feldes zu dem Erwärmungsgut vorgenommen werden. Während zu den Anfängen der induktiven Erwärmung von metallischen Bändern im magnetischen Quersfeld die Arbeit von R.M. BAKER aus dem Jahr 1944 eine Pionierarbeit darstellt [4], reichen die Ursprünge der induktiven Erwärmung im magnetischen Längsfeld bis in die frühen 20er Jahren des 19. Jahrhunderts zurück. Hierbei kann das US-amerikanische Patent von E.F. NORTHRUP über den Induktionsofen zu den Anfängen gezählt werden [5].

Einen Aufschwung erfuhr die induktive Erwärmung in der Nachkriegszeit des zweiten Weltkriegs, um die stetig steigende Nachfrage nach Stahl und Stahlprodukten decken zu können. Ebenso entwickelte sich die zur induktiven Erwärmung notwendige Leistungsversorgung weiter, wobei die Übergänge von Funken- und Motorgeneratoren mit elektrischen Wirkungsgraden von 75 % bis 90 % hin zu Vakuumröhrengeneratoren und Frequenzumrichtern mittels MOSFET- (Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor) und IGBT-Halbleiterbauelementen (Bipolartransistor mit isolierter Gate-Elektrode) mit einem elektrischen Wirkungsgrad von über 90 % zu erwähnen sind. Hierbei konnte neben dem benötigten Platzbedarf auch die Verlustleistung erheblich reduziert werden und darüber hinaus die Flexibilität der Ausgangsleistung und -frequenz gesteigert werden [6].

Des Weiteren entstand durch den nicht trivialen Entwurf induktiver Erwärmungsanlagen der Zweig der computerunterstützten Berechnungsverfahren. Mittels der Methode der finiten Elemente ist die numerische Simulation ein umfangreiches Werkzeug der Ingenieurwissenschaften zur Auslegung, zum Design und zur Optimierung von induktiven Erwärmungsprozessen geworden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der induktive Erwärmungsprozess von metallischen Bändern im magnetischen Längsfeld mittels der numerischen Simulation untersucht und der Einfluss der Materialeigenschaften des zu erwärmenden Gutes analysiert. Die Berechnungen basieren dabei auf der Kopplung der elektromagnetischen und thermischen Feldprobleme und deren gegenseitiger Abhängigkeit. Die Beschreibung der wissenschaftlichen und technischen Grundlagen trägt zum Verständnis der induktiven Erwärmung bei und bildet das Grundgerüst der numerischen Modellierung. Die computerunterstützte Nachbildung des elektromagnetisch-thermisch gekoppelten Erwärmungsvorgangs wird dabei mittels dreidimensionaler und auf zwei Dimensionen abstrahierter Modelle durchgeführt. Die stark nichtlinearen Materialeigenschaften des zu erwärmenden Gutes haben dabei einen signifikanten Einfluss auf die Auslegung des induktiven Erwärmungsprozesses und die sich ausbildende Temperaturverteilung.

Für die Anwendungen der industriellen Längsfelderwärmung im kontinuierlichen Durchlauf können schließlich verschiedene Prozesseinflüsse und Optimierungen dargestellt und neue technische Möglichkeiten aufgezeigt werden. Hierzu zählen zum Beispiel die Produkte aus flexibel gewalzten Bändern, für die bei der Auslegung induktiver Erwärmungsanlagen weitere Randbedingungen berücksichtigt werden müssen.

2 Problemstellung und Zielsetzung der wissenschaftlichen Arbeit

Die technische Wärmebehandlung von Metall ist im gesamten Herstellungsprozess von Metallprodukten wiederzufinden und verändert dessen Gefüge und Eigenschaften wie Verformbarkeit und Festigkeit. Die Einteilung der Wärmebehandlungsverfahren für Stahl erfolgt dabei in drei Gruppen: in Glühen, Härten und Vergüten. Alle diese Verfahren basieren auf einer bestimmten Temperatur-Zeit-Folge, wobei die Erwärmungsphase, die Haltephase und die Abkühlphase durchlaufen werden [7,8]. Auch Nichteisenmetalle (NE-Metalle) müssen einer Wärmebehandlung unterzogen werden, wobei als Vertreter das paramagnetische Aluminium und Titan betrachtet werden. Für die Erwärmung metallischer Werkstoffe haben sich neben der Erwärmung innerhalb eines gasbeheizten Ofens die elektrothermischen Verfahren etabliert, wobei im Detail auf die Beschreibung des induktiven Verfahrens eingegangen wird.

2.1 Technische Wärmebehandlung von Metallprodukten

Die Wärmebehandlung von Metallprodukten ist unumgänglich und verfolgt verschiedene Ziele. Neben der Beseitigung der Kaltverfestigung oder von Seigerungen ist die Herabsetzung der Festigkeit zum wirtschaftlichen Umformen ein Grund der Behandlung. In dieser Arbeit wird einerseits die Erwärmung von ferromagnetischem Stahl betrachtet, andererseits von paramagnetischem Aluminium und Titan bzw. deren Legierungen.

2.1.1 Stahl und Stahlprodukte

Die weltweite Rohstahlproduktion von 1545 Millionen Tonnen im Jahr 2012 verdeutlicht, dass Stahl im heutigen Zeitalter als metallischer Werkstoff in vielen Bereichen unumgänglich geworden ist [9]. Sowohl zur Produktion als auch im weiteren Bearbeitungsverlauf muss stets

eine Wärmebehandlung durchgeführt werden, wobei zwischen Glühen, Härten und Anlassen unterschieden werden kann.

Glühen

Beim Glühen kann zwischen werkstoffunabhängigen Verfahren (Grobkorn-, Spannungsarm-, Diffusions- und Rekristallisationsglühen) und werkstoffabhängigen Verfahren (Normal- und Weichglühen) unterschieden werden. Allen gemeinsam ist die Veränderung der Werkstoffeigenschaften im gesamten Querschnitt und eine Veränderung der Gefügestruktur. Die Bandbreite der Temperaturen für das Glühen beginnt bei 500 °C bis 650 °C für das Spannungsarmglühen und endet bei 1050 °C bis hin zu 1300 °C für das Diffusionsglühen. Auch variiert die zeitliche Dauer der Erwärmungs-, Halte- und Abkühlphase und ist sehr stark von den Legierungsbestandteilen abhängig. Die Haltephase kann dabei von wenigen Minuten bis hin zu mehreren Tagen dauern. Für den Glühprozess kann zwischen dem Hauben- und Durchlaufglühen unterschieden werden. Beim Haubenglühen wird das Stahlband aufgewickelt und als Rolle (Bandstahlrolle, engl. coil) in Haubenöfen der Wärmebehandlung unterzogen. Das Durchlaufglühen ist dagegen ein kontinuierlicher Prozess (Kontiglühe), bei dem das abgewickelte Band kontinuierlich einen Ofen durchläuft. Die maximale Dauer der Haltephase ist dabei durch die Länge des Ofens und die Durchlaufgeschwindigkeit vorgegeben [7].

Härten

Durch das Härten (Austenitisieren) kann sowohl der gesamte Querschnitt als auch nur der Randbereich des Gutes in seiner Härte verändert werden. Auch der Härteprozess besteht im Wesentlichen aus drei Phasen, dem Erwärmen des Härtebereichs auf die Härtetemperatur, einer kurzen Haltedauer bei der Härtetemperatur und dem Abschrecken mit großer Abkühlgeschwindigkeit, wodurch eine Martensitbildung hervorgerufen wird. Die Härtetemperatur ist dabei in der Regel von dem Kohlenstoffgehalt abhängig und liegt für unlegierte Stähle bei etwa 800 °C bis 900 °C [7].

Anlassen und Vergüten

Für das Anlassen kann zwischen einem niedrigen und einem höheren Temperaturbereich unterschieden werden. Während Temperaturen von 150 °C bis 250 °C in der Regel zur Verminderung der Sprödigkeit und dem Abbau von mechanischen Spannungen dienen, erfolgt bei Temperaturen von 500 °C bis 680 °C eine Verbesserung der Zähigkeit und Erhöhung der Warmfestigkeit. Diesem Erwärmungsprozess geht in der Regel ein Härteprozess voraus, wobei durch das Anlassen die Martensitbildung in ein stabileren Zustand überführt werden soll. Das Vergüten stellt ein Zusammenspiel aus Härten und Anlassen bei erhöhter Temperatur dar und dient dem Erreichen einer vorgegebenen Festigkeit des Stahls bei gleichzeitig hoher Zähigkeit [7].

2.1.2 Aluminium und Aluminiumlegierungen

Den Hauptmarkt für Aluminium und Aluminiumlegierungen in Deutschland stellte im Jahr 2011 mit fast 1,9 Millionen Tonnen der Bereich der Walzprodukte dar [10,11]. Aluminium besticht dabei durch die günstigen Verhältnisse der Festigkeit zur Dichte und der elektrischen Leitfähigkeit zur Dichte sowie seine Witterungs- und Korrosionsbeständigkeit. Zu den Hauptbestandteilen einer Aluminiumknetlegierung zählen Magnesium, Silizium, Kupfer, Zink, Nickel und Mangan, welche die mechanischen Eigenschaften des Aluminiums sehr stark ändern [12].

Zur Herstellung von Flachprodukten aus Aluminium dient an erster Stelle der Walzprozess, der einen entscheidenden Einfluss auf die Werkstoffeigenschaften hat. Hierbei kann zwischen dem Bandgießen, dem Warmwalzen und dem Kaltwalzen unterschieden werden. Ausgangspunkt einer Gießbandwalzstraße ist die Gießrinne zur Erzeugung des Gießbandes, wobei der folgende Walzprozess bei einer Temperatur um 400 °C stattfindet. Während die Bandtemperatur beim Warmwalzen zwischen 400 °C und 500 °C liegt, findet der Kaltwalzprozess nach dem Erkalten des Bandes statt [13].

2.1.3 Titan und Titanlegierungen

Mit weltweit 304.000 Tonnen stellt die Produktion von Titan aus Titanschwamm einen verhältnismäßig kleinen Anteil der gesamten Metallindustrie dar. Produkte aus Titan und dessen Legierungen sind allerdings

für Spezialanwendungen im Flugzeugbau oder für Konstruktionsteile aufgrund ihrer hohen Festigkeiten und zugleich sehr guten Korrosionsbeständigkeiten unumgänglich. Ebenso werden sie aufgrund ihrer Biokompatibilität im Bereich der Implantate in der Medizintechnik verwendet. Die Titanlegierung TiAl6V4, nach ASTM INTERNATIONAL auch Titan Grade 5 genannt, hat dabei die wirtschaftlich bedeutendste Rolle. Das Walzen von Titanlegierungen findet im Allgemeinen bei Temperaturen von etwa 800 °C statt, eine spätere Warmumformung folgt dann bei Temperaturen zwischen 150 °C und 450 °C [12,14,15].

2.2 Elektrothermische Verfahren

Für die Wärmebehandlung von Metallprodukten haben sich im Laufe der Zeit verschiedene elektrothermische Verfahren etabliert, die in indirekte und direkte Erwärmungsverfahren eingeteilt werden können [3,16].

2.2.1 Indirekte Erwärmungsverfahren

Bei indirekten Erwärmungsverfahren wird die zur Erwärmung notwendige Energie über die Oberfläche des Gutes zugeführt. Hierzu zählen z.B. die Widerstands-, Infrarot-, Lichtbogen- und Laserstrahlerwärmung. Die indirekten Erwärmungsverfahren beruhen auf unterschiedlichen Wärmeübertragungsarten. Im Wesentlichen handelt es sich hierbei um Wärmestrahlung bei höheren Temperaturen, um Konvektion bei niedrigen Temperaturen und um Wärmeleitung, sofern das zu erwärmende Gut mit dem Heizsystem im thermischen Kontakt steht. Bei allen Verfahren wirkt sich stets nachteilig aus, dass das Werkstückinnere nur über Wärmeleitung erwärmt wird. Dieses kann gerade bei massiven und dicken Werkstückgeometrien zu einer langen Erwärmungszeit führen [3].

2.2.2 Direkte Erwärmungsverfahren

Bei den direkten Erwärmungsverfahren wird die Wärme direkt im Gut erzeugt. Hierzu zählt die dielektrische, die konduktive und die induktive Erwärmung. Während die dielektrische Erwärmung auf Ionen-,

Elektronen- und Orientierungspolarisation beruht und für nicht oder nur schwach leitfähige Materialien eingesetzt werden kann, ist für die konduktive und induktive Erwärmung eine elektrische Leitfähigkeit des zu erwärmenden Gutes erforderlich. Bei der konduktiven Erwärmung stellt das zu erwärmende Material zudem einen Teil des Stromkreises dar und wird somit direkt vom Strom durchflossen [3].

Dielektrische Erwärmung

Innerhalb der dielektrischen Erwärmung kann nochmals zwischen der Hochfrequenz- (HF) und der Mikrowellenerwärmung unterschieden werden. Beide Verfahren basieren auf Rotations- und Schwingungsbewegungen polarer Moleküle bzw. der Elektronenhülle unter Einwirkung eines hochfrequenten Wechselfeldes. Die HF-Erwärmung bezieht sich dabei auf einen Frequenzbereich von etwa 300 kHz bis 300 MHz, wobei nach dem ISM-Band (Industrial, Scientific and Medical Band) ausgewählte Frequenzen zur industriellen Nutzung freigegeben sind. Bei Frequenzen oberhalb von 300 MHz wird von Mikrowellenerwärmung gesprochen.

Der Vorteil der dielektrischen Erwärmung gegenüber der induktiven oder konduktiven Erwärmung liegt bei der Erwärmung von elektrisch nicht leitfähigen Stoffen. Die im Gut umgesetzte Wärmequellendichte p ergibt sich nach Gleichung (2.1) aus der Frequenz f , der elektrischen Feldkonstante ε_0 , der relativen Permittivität ε_r , dem Verlustfaktor $\tan \delta$ und der elektrischen Feldstärke E .

$$p = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \tan \delta \cdot E^2 \quad (2.1)$$

Konduktive Erwärmung

Die konduktive Erwärmung basiert wie auch die induktive Erwärmung auf elektrisch leitfähigen Materialien. Hierbei kommt das Joulesche Gesetz zu tragen, welches besagt, dass die im Werkstück umgesetzte Leistung P proportional zum elektrischen Widerstand R und zum Quadrat der elektrischen Stromstärke I ist. Bei der Gleichstromerwärmung sind die Wärmequellen gleichmäßig über den Werkstückquerschnitt verteilt. Zu beachten ist hierbei aber, dass eine Änderung der Querschnittsfläche im Stromkreis einen direkten Einfluss auf die Wärmequellendichte hat.

Unter Verwendung von Wechselstrom ist die in Kapitel 3.1 beschriebene und von der Frequenz abhängige elektromagnetische Eindringtiefe δ zu berücksichtigen. Die maximale Stromdichte herrscht hierbei an der Oberfläche und ihr Betrag fällt zum Werkstückinneren exponentiell ab.

Induktive Erwärmung

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachtete induktive Erwärmung hat sich in vielen Bereichen als eines der elektrothermischen Verfahren etabliert, sei es für die in Kapitel 2.1 beschriebene Wärmebehandlung von Metallprodukten, das Schweißen von Bändern und Rohren oder das Schmelzen von Metallen und Gläsern. Auch im Bereich der Bandherstellung und -verarbeitung ist die induktive Erwärmung wiederzufinden [17,18].

Das bereits 1831 von MICHAEL FARADAY entdeckte Gesetz der elektromagnetischen Induktion besagt, dass in einem elektrisch leitfähigen Körper innerhalb eines magnetischen Wechselfeldes eine elektrische Spannung induziert wird. Diese induzierte Spannung verursacht Wirbelströme, die über das Joulesche Gesetz zur Erwärmung des Gutes führen.

Den im Vergleich zu konventionellen Verfahren hohen Investitionskosten einer Prozessanlage steht mit der induktiven Erwärmung ein einfach handhabbares und steuerbares Erwärmungsverfahren gegenüber. Durch hohe Leistungsdichten sind zudem schnelle Aufheizraten und hohe Erwärmungstemperaturen bei einem hohen elektrischen Wirkungsgrad möglich. In Bezug auf die notwendige Endenergie und die vorhandenen Emissionen kann somit die induktive Erwärmung als ein ökologisch effizientes Verfahren angesehen werden.

2.3 Zielsetzung der wissenschaftlichen Arbeit

Die induktive Erwärmung stellt ein modernes und sicher zu handhabendes Erwärmungsverfahren dar, bei dem hohe Leistungsdichten und Erwärmungsgeschwindigkeiten erreichbar sind. Durch moderne und modulare Hochfrequenz-Umrichtertechnologien sind die frequenz- und leistungstechnischen Grenzen, die es noch bis vor wenigen Jahren gab,

nahezu aufgehoben [19–21]. Mithilfe der verwendeten Finite-Elemente-Software ANSYS MULTIPHYSICS der ANSYS INC. kann die induktive Erwärmung computerunterstützt nachgebildet werden. Die numerischen Methoden ermöglichen eine einfache und zielgerichtete Simulation, Optimierung und Auslegung des Induktors und bilden über die elektromagnetisch und thermisch gekoppelten Prozessschritte die induktive Erwärmung nach.

Im Gegensatz zur konventionellen Bänderwärmung durch widerstands- oder gasbeheizte Öfen muss bei der induktiven Erwärmung die Leistungsdichte im Werkstück der jeweiligen Zielvorgabe entsprechend angepasst werden. Der Vorteil der Erwärmung im magnetischen Querfeld liegt bei der Verwendung von wirtschaftlicheren niedrigen Frequenzen, wodurch die in diesem Verfahren anzustrebenden hohen elektromagnetischen Eindringtiefen erreicht werden. Dieses begünstigt einerseits die Erwärmung von dünnen ferromagnetischen Bändern, andererseits die Erwärmung bis oberhalb der Curie-Temperatur. Ein weiterer Vorteil liegt in der Möglichkeit des einstellbaren Temperaturprofils entlang der Bandkante, dem allerdings der Optimierungsbedarf der dafür notwendigen Induktorgeometrie gegenübersteht [22–24].

Durch leistungsfähigere Umrichter und höhere Grenzfrequenzen ergeben sich aber auch immer mehr Möglichkeiten für die Längsfelderwärmung. Bereits in der frühen Entwicklung der induktiven Erwärmung im magnetischen Längsfeld wurden die theoretischen Grundlagen behandelt, wodurch die Erwärmung vollzylindrischer Werkstücke unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie nahezu vollständig beschrieben werden kann. Demgegenüber steht die Erwärmung plan-paralleler Werkstücke in umschließenden Spulen, wobei das Induktordesign und die sich ausbildende Temperaturverteilung nicht trivial sind [25–29].

Die im Werkstück umgesetzten Leistungsdichten sind nicht nur von den elektrischen und geometrischen Kenngrößen des Induktors abhängig, sondern auch von den Materialeigenschaften des zu erwärmenden Gutes und deren Nichtlinearitäten. Im Rahmen dieser Arbeit wird der induktive Erwärmungsprozess von ferro- und paramagnetischen Materialien im magnetischen Längsfeld untersucht. Während ein Vergleich zwischen den zwei- und dreidimensionalen Modellen durchgeführt wird, um die Vor- und Nachteile der Abstraktion des numerischen Modells zu verdeutlichen, kann am Beispiel eines Referenzinduktors der Einfluss stark nichtlinearer Materialeigenschaften dargestellt werden. Die

stark nichtlineare magnetische Permeabilität hat bei der Auslegung induktiver Erwärmungsanlagen eine entscheidene Bedeutung. Während eine vereinfachte Betrachtungsweise der Feldstärkeabhängigkeit bei der induktiven Längsfelderwärmung bereits hinreichend beschrieben wurde [30,31], wird der Unterschied zu einer vollständigen Berücksichtigung der Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit untersucht. Zudem werden zusätzlich die Auswirkungen von Änderungen der geometrischen und elektrischen Kenngrößen und deren gegenseitige Abhängigkeit analysiert, um in einer umfassenden parametrischen Untersuchung die Unterschiede darzustellen.

Des Weiteren wird bei der Entwicklung moderner Stahlprodukte für den Fahrzeugbau eine erhöhte Anforderung an die Verformbarkeit und Festigkeit des Endprodukts gestellt, wodurch sich der Markt der Tailored Rolled Products (TRP, flexibel gewalzte Produkte) entwickelt hat [32]. Diese flexibel gewalzten Produkte aus modernen Mehrphasenstählen stellen für die induktive Erwärmung eine neue Herausforderung dar. Durch eine gezielte Beeinflussung der Erwärmungsfrequenz kann ein variables und von der Banddicke unabhängiges Temperaturprofil erzeugt werden [33]. Eine systematische zwei- und dreidimensionale Untersuchung des induktiven Erwärmungsprozesses eines linearen Bandübergangs zeigt die Möglichkeiten und zudem die Grenzen der magnetischen Längsfelderwärmung ohne Prozessregelung.

3 Wissenschaftliche und technische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der induktiven Erwärmung benötigten mathematischen und physikalischen Grundlagen erläutert und die Unterschiede der Erwärmung im elektromagnetischen Quer- und Längsfeld sowie die technischen Grundlagen dargelegt. Außerdem wird auf die untersuchten Materialien und ihre möglichen Anwendungsbereiche eingegangen.

3.1 Mathematische und physikalische Grundlagen

Aufbauend auf den Grundgleichungen des quasi-stationären elektromagnetischen Feldes kann die elektromagnetische Eindringtiefe für den unendlich ausgedehnten Halbraum berechnet werden. Übertragen auf eine ebene Platte werden schließlich die umgesetzten Leistungen aufgrund von Ohmschen Verlusten bestimmt.

3.1.1 Grundgleichungen des quasi-stationären elektromagnetischen Feldes

Die Maxwell'schen Gleichungen stellen die Grundgleichungen des elektromagnetischen Feldes dar und werden durch das Durchflutungsgesetz (Gleichung (3.1)) und das Induktionsgesetz (Gleichung (3.2)) beschrieben. In ihrer differentiellen Form und für harmonische Feldgrößen lauten diese

$$\operatorname{rot} \vec{H} = (\kappa + j\omega\varepsilon) \vec{E} \quad (3.1)$$

und

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega\mu \vec{H}. \quad (3.2)$$

Hierbei stellen die Feldgrößen \vec{E} für das elektrische und \vec{H} für das magnetische Feld den komplexen und räumlichen Effektivwert, ω die

Kreisfrequenz und j die komplexe Einheit dar. Die elektrische Leitfähigkeit κ , die magnetische Permeabilität μ und die Permittivität ε werden als konstante Materialdaten angesehen. Durch Verknüpfung beider Gleichungen und mithilfe der Definition der komplexen Wirbelstrom-Konstanten \underline{k}^2 mit

$$\underline{k}^2 = -j\omega\mu\kappa$$

kann die elektrische Feldstärke $\underline{\vec{E}}$ durch

$$\Delta \underline{\vec{E}} + \underline{k}^2 \underline{\vec{E}} = 0 \quad (3.3)$$

und die magnetische Feldstärke $\underline{\vec{H}}$ durch

$$\Delta \underline{\vec{H}} + \underline{k}^2 \underline{\vec{H}} = 0 \quad (3.4)$$

beschrieben werden.

Diese Gleichungen (3.3) und (3.4) sind der Ausgangspunkt zur Berechnung der elektrischen und magnetischen Feldverteilung für die konduktive und die induktive Erwärmung [34–36].

3.1.2 Die elektromagnetische Eindringtiefe

Mithilfe eines unendlich ausgedehnten Halbraums, welcher innerhalb des kartesischen Koordinatensystems für $y > 0$ definiert wird, und einem magnetischen Feld im nicht leitenden Raum, kann die elektromagnetische Eindringtiefe bzw. die sogenannte Stromeindringtiefe δ hergeleitet und im Folgenden auf eine ebene Platte übertragen werden. Dieses kann durch die Beschränkung der Feldgrößen auf eine Richtungskomponente (z -Koordinate) und eine gemeinsame Abhängigkeitskomponente (y -Koordinate) erreicht werden. Als Lösung der z -Komponente der elektrischen Feldstärke $\underline{\vec{E}}$ nach Gleichung (3.3) ergibt sich die exponentiell abklingenden Funktion

$$\underline{E}_z(y) = \underline{E}_0 \cdot e^{-\frac{1+j}{\delta}y} \quad (3.5)$$

und ist nur von der y -Komponente abhängig. \underline{E}_0 beschreibt hierbei die Oberflächenfeldstärke und δ die Eindringtiefe, innerhalb der die Feldstärke auf den e -ten Teil abgenommen hat [34–36].

Die Eindringtiefe wird beschrieben durch

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \kappa}},$$

mit der Frequenz f und der magnetischen Permeabilität μ , die aus dem Produkt der magnetischen Feldkonstante μ_0 und der relativen Permeabilität μ_r nach Gleichung (3.6) besteht.

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (3.6)$$

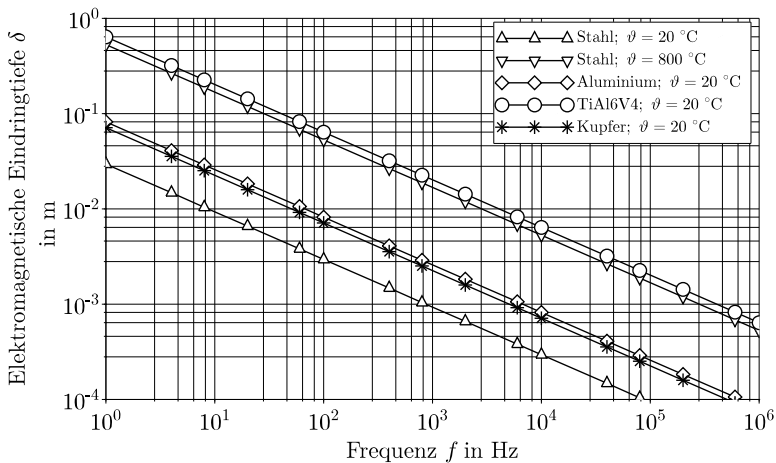


Abb. 3.1: Elektromagnetische Eindringtiefen δ in Abhängigkeit von der Frequenz f für unterschiedliche Werkstoffe.

In Abbildung 3.1 sind die elektromagnetischen Eindringtiefen δ in Abhängigkeit von der Frequenz f exemplarisch für verschiedene ferro-, dia- und paramagnetische Werkstoffe dargestellt.

Über die Verknüpfung der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (3.5) mit dem Induktionsgesetz (Gleichung (3.2)) folgt die magnetische Feldstärke zu

$$\underline{H}_x(y) = \underline{H}_0 \cdot e^{-\frac{1+j}{\delta}y},$$

wobei die Verknüpfung zwischen der elektrischen Oberflächenfeldstärke und der magnetischen Oberflächenfeldstärke über Gleichung (3.7) mit einer Phasendrehung von 45° beschrieben wird.

$$\underline{H}_0 = \frac{1-j}{\omega\mu\delta} \underline{E}_0 \quad (3.7)$$

Über die elementare Form des Ohmschen Gesetzes kann die Lösung auf die Stromdichte \vec{J} nach Gleichung (3.8) übertragen werden. Diese stellt ebenfalls eine exponentiell abklingende Funktion dar.

$$\underline{J}_z(y) = \kappa \underline{E}_z(y) \quad (3.8)$$

Die Wärmequellendichte p beträgt somit

$$p = \kappa |\underline{\vec{E}}|^2 = \kappa \underline{E}_0^2 e^{-2\frac{y}{\delta}}. \quad (3.9)$$

Für $y = \delta$ ist die Wärmequellendichte auf 13,5 % des Maximalwerts abgefallen. Innerhalb dieser Stromeindringtiefe δ wird somit aufgrund der Wirbelstromverluste 86,5 % der Leistung umgesetzt.

Durch diese Beziehungen kann gezeigt werden, dass der Wirkwiderstand des unendlichen Halbraums bzw. der eines Wechselstrom durchflossenen Leiters unendlicher Dicke dem eines Gleichstrom durchflossenen Leiters der Dicke $d = \delta$ entspricht. Es wird auch von der äquivalenten Leitschichtdicke gesprochen [34–36].

3.1.3 Wirbelströme in ebenen Platten

Die Berechnungen für den unendlich ausgedehnten Halbraum lassen sich auf ebene Platten übertragen, sofern deren Breite b und Länge l wesentlich größer angenommen werden können als die endliche Dicke d . Innerhalb eines homogenen elektromagnetischen Feldes parallel zu der Oberfläche mit der Oberflächenfeldstärke \underline{H}_0 gilt mit der konstanten Permeabilität μ nach obiger Rechnung die Lösung für die elektrische Feldstärke $\underline{E}(y)$

$$\underline{E}(y) = c_1 \cdot e^{-\frac{1+j}{\delta}y} + c_2 \cdot e^{+\frac{1+j}{\delta}y},$$

mit den Konstanten c_1 und c_2 [36]. Die elektrische Feldstärke wird hierbei durch zwei Exponentialfunktionen beschrieben und die magnetische Feldstärke \underline{H} folgt entsprechend der Gleichung (3.7) mit

$$\underline{H} = \frac{1-j}{\omega\mu\delta} \underline{E}.$$

Als Randbedingung gilt hierbei die magnetische Oberflächenfeldstärke \underline{H}_0 für $y = +\frac{d}{2}$ und $y = -\frac{d}{2}$. Die Konstanten ergeben sich somit zu

$$c_1 = -c_2 = \frac{j\omega\mu\delta\underline{H}_0}{(1+j)2 \cosh\left(\frac{\frac{d}{2}(1+j)}{\delta}\right)}.$$

Die magnetische Feldstärke \underline{H} wird somit durch die Gleichung (3.10) beschrieben und ist nur von der y -Koordinate abhängig. Die magnetische Flussdichte \underline{B} ergibt sich hierbei über die Verknüpfung mit der magnetischen Permeabilität μ , die als konstant angenommen wird.

$$\underline{B}(y) = \mu\underline{H}(y) = \mu\underline{H}_0 \frac{\cosh\left(\frac{y(1+j)}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{\frac{d}{2}(1+j)}{\delta}\right)} \quad (3.10)$$

Über die Gleichung (3.10) lässt sich die Stromdichteverteilung innerhalb der Platte zu

$$\underline{J}(y) = -\frac{(1+j)}{\delta} \underline{H}_0 \frac{\sinh\left(\frac{y(1+j)}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{\frac{d}{2}(1+j)}{\delta}\right)}$$

bestimmen. In Abbildung 3.2 ist der Betrag der Stromdichte $|\underline{J}|$ nach Gleichung (3.11) für unterschiedliche Stromeindringtiefen δ dargestellt.

$$|\underline{J}| = \frac{\sqrt{2}}{\delta} H_0 \frac{\sqrt{\cosh\left(\frac{2y}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{2y}{\delta}\right)}}{\sqrt{\cosh\left(\frac{d}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{d}{\delta}\right)}} \quad (3.11)$$

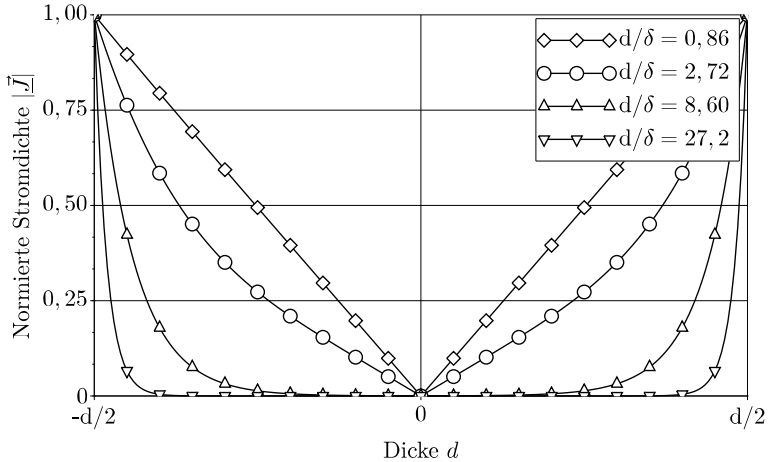


Abb. 3.2: Betrag der normierten Stromdichte $|\vec{J}|$ als Funktion der Dicke d für unterschiedliche d/δ -Verhältnisse.

Für die Berechnung der Wärmequellendichte p wird im Allgemeinen nicht die Oberflächenflussdichte \underline{B}_0 , sondern die mittlere Flussdichte \underline{B}_M angewandt. Der magnetische Fluss $\underline{\Phi}$ zur Berechnung der mittleren Flussdichte wird durch

$$\underline{\Phi} = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} b \underline{B}(y) dy = 2b \int_0^{\frac{d}{2}} \underline{B}(y) dy = \mu \underline{H}_0 \frac{2b\delta}{(1+j)} \tanh\left(\frac{\frac{d}{2} \cdot (1+j)}{\delta}\right)$$

beschrieben. Der Betrag des magnetischen Flusses $|\underline{\Phi}|$ ergibt sich hierbei zu

$$|\underline{\Phi}| = \sqrt{2} \mu \underline{H}_0 b \delta \sqrt{\frac{\cosh\left(\frac{d}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{d}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{d}{\delta}\right)}}.$$

Über den Querschnitt $b \cdot d$ der ebenen Platte lässt sich somit der Effektivwert der mittleren Flussdichte $|\underline{B}_M|$ nach Gleichung (3.12) bestimmen.

$$|\underline{B}_M| = \sqrt{2}\mu H_0 \frac{\delta}{d} \sqrt{\frac{\cosh(\frac{d}{\delta}) - \cos(\frac{d}{\delta})}{\cosh(\frac{d}{\delta}) + \cos(\frac{d}{\delta})}} \quad (3.12)$$

Analog zu dem Vorgehen in Kapitel 3.1.2 lässt sich die in der ebenen Platte umgesetzte Flächenleistung $\frac{P}{A}$ in Abhängigkeit von der mittleren Flussdichte $|\underline{B}_M|$ und unter der Voraussetzung einer konstanten elektrischen Leitfähigkeit κ beschreiben mit

$$\frac{P}{A} = \frac{1}{\kappa} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} |\vec{J}|^2 dy = \frac{1}{8} \kappa \delta \omega^2 d^2 B_m^2 \frac{\sinh(\frac{d}{\delta}) - \sin(\frac{d}{\delta})}{\cosh(\frac{d}{\delta}) - \cos(\frac{d}{\delta})}. \quad (3.13)$$

Die in der ebenen Platte umgesetzte Flächenleistung $\frac{P}{A}$ stellt somit eine im Wesentlichen von der Dicke d und der Eindringtiefe δ abhängige Größe dar [25,34–36].

3.1.4 Grundgleichungen des Temperaturfeldes

Über die im Kapitel 3.1.3 dargestellten Gleichungen werden die zur Erwärmung des Gutes beitragende Leistung P bzw. die Wärmequellendichte p mathematisch beschrieben. Für das sich ausbildende Temperaturfeld müssen im Allgemeinen alle drei Arten der Wärmeübertragung, die Wärmeleitung, die Wärmestrahlung und die Konvektion, berücksichtigt werden [3,37,38].

Wärmeleitung

Die Wärmeleitung findet aufgrund eines Temperaturgradienten statt und kann über das Fouriersche Gesetz (Gleichung (3.14)) beschrieben werden. Es besagt, dass bei einem vorhandenen Temperaturgradienten ein Wärmestrom \vec{q}_{Leitung} vorhanden ist und für einen Temperaturausgleich innerhalb des betrachteten Körpers sorgt. Der Wärmestrom ist hierbei abhängig von der Wärmeleitfähigkeit λ und dem Temperaturgradienten der Temperatur ϑ .

$$\vec{q}_{\text{Leitung}} = -\lambda \cdot \nabla \vartheta = -\lambda \cdot \text{grad} \vartheta \quad (3.14)$$

Für die weitere Bestimmung des Temperaturfeldes kann zudem die Wärmeleitungsgleichung abgeleitet werden. Für das in unserem Fall vorliegende kartesische Koordinatensystem und unter der Vereinfachung für den eindimensionalen Fall lautet die Gleichung

$$c_p \cdot \rho \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right) + p, \quad (3.15)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Dichte ρ .

Wärmestrahlung

Wärmestrahlung ist eine nicht an Materie gebundene Wärmeübertragungsart und beruht auf elektromagnetischen Wellen, die von Körpern emittiert, absorbiert oder transmittiert werden können. Der Emissionsgrad ε gibt hierbei das Verhältnis der spezifischen Ausstrahlung M eines Körpers zur spezifischen Ausstrahlung M_s eines schwarzen Körpers bei gleicher Temperatur an. Der emittierte Wärmestrom $q_{Strahlung}$ eines Körpers wird hierbei beschrieben durch

$$q_{Strahlung} = \varepsilon \cdot C_s \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad (3.16)$$

mit der Strahlungskonstanten C_s des schwarzen Körpers und der absoluten Temperatur T .

Konvektion

Die Konvektion als Wärmeübertragungsart kann in freie und erzwungene Konvektion unterschieden werden. Beide Mechanismen basieren auf der makroskopischen Teilchenbewegung innerhalb fluider Stoffe. Die Wärmestromdichte $q_{Konvektion}$ aufgrund der Konvektion ist neben der Oberflächentemperatur ϑ_O und der Fluidtemperatur ϑ_F von dem Wärmeübergangskoeffizienten α abhängig und wird durch die Gleichung (3.17) beschrieben.

$$q_{Konvektion} = \alpha(\vartheta_O - \vartheta_F) \quad (3.17)$$

3.2 Induktive Erwärmung im elektromagnetischen Feld

Der Vorteil der induktiven Erwärmung ist die direkte Umwandlung elektrischer Energie in Prozesswärme. Hierbei kann grundlegend in zwei Klassen unterschieden werden, zum einen in die Erwärmung im elektromagnetischen Längsfeld und zum anderen im Quersfeld. Liegt der zur Erwärmung beitragende magnetische Hauptfluss parallel zur Werkstückoberfläche, wird von Längsfelderwärmung gesprochen, bei einer senkrechten Anordnung von Quersfelderwärmung. Beide Verfahren haben system- und prozessbedingte Vor- und Nachteile [39,40].

3.2.1 Elektromagnetisches Längsfeld

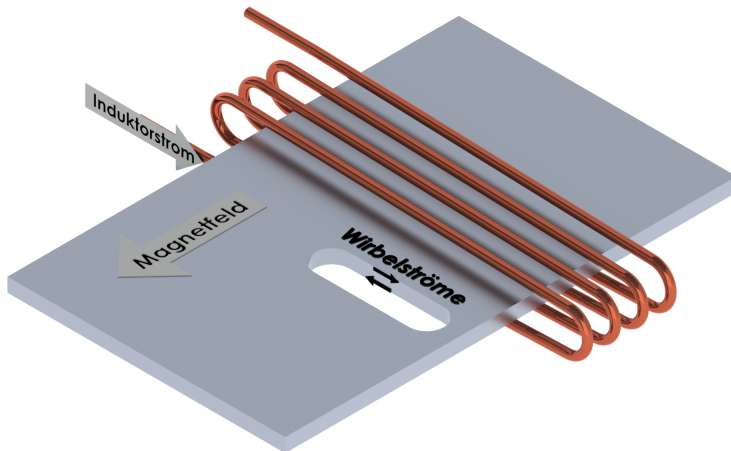


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der induktiven Erwärmung im magnetischen Längsfeld.

Zur Erwärmung im elektromagnetischen Längsfeld wird das zu erwärmende Gut typischerweise mit einem runden, ovalen oder eckigen Induktor umschlossen. Hierbei kann es sich je nach Anwendung um eine einwindige oder mehrwindige Induktorspule handeln. In Abbildung 3.3 ist ein vierwindiger Induktor zur induktiven Erwärmung im Längsfeld

schematisch dargestellt. Aufgrund des Induktorstroms bildet sich ein elektromagnetisches Feld aus, welches parallel zur Werkstückoberfläche ausgerichtet ist. Die sich im zu erwärmenden Gut ausbildenden Wirbelströme stellen hierbei aufgrund der Lenzschen Regel ein entgegengesetztes Abbild des Induktorstroms dar und schließen sich innerhalb des Bandquerschnitts.

Der elektrische Wirkungsgrad η_{el} einer Induktionsanlage wird über die umgesetzte Leistung P_{Band} im zu erwärmenden Band und der Verlustleistung P_{Ind} innerhalb des Induktors als

$$\eta_{el} = \frac{P_{Band}}{P_{Band} + P_{Ind}} \quad (3.18)$$

definiert. Eine Abschätzung des maximal erreichbaren elektrischen Wirkungsgrades in Abhängigkeit von dem zu erwärmenden Material kann über Gleichung (3.19) erfolgen [41,42].

$$\eta_{el} = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\kappa_{Band}}{\mu_{r,Band} \cdot \kappa_{Induktor}}}} \quad (3.19)$$

Hierbei wird angenommen, dass einerseits eine ideale Kopplung zwischen dem Induktor und dem Werkstück stattfindet und andererseits von einer gleichen Strompfadlänge ausgegangen wird. Somit ist der maximale elektrische Wirkungsgrad nur von der elektrischen Leitfähigkeit der Materialien des Induktors $\kappa_{Induktor}$ und des Gutes κ_{Band} sowie der relativen Permeabilität $\mu_{r,Band}$ des Gutes abhängig. Tabelle 3.1 verdeutlicht die Abschätzung nach Gleichung (3.19) für Vergütungsstahl 1.0503, für Aluminium und für TiAl6V4 bei unterschiedlichen Temperaturen.

Die theoretischen Grundlagen zur induktiven Bänderwärmung im elektromagnetischen Längsfeld bauen auf den im Kapitel 3.1.3 beschriebenen Gleichungen auf. Durch die Herleitung mit der Annahme des unendlichen Halbraums und der Übertragung auf eine ebene Platte können die Berechnungen auch auf die Längsfelderwärmung übertragen werden, wobei gewisse Randbedingungen berücksichtigt werden müssen:

- Es wird von einer langen Spule, deren Länge wesentlich größer ist als ihre Breite und Höhe, und von einer homogenen elektromagnetischen Feldverteilung parallel zum Bandvorschub ausgegangen.

- Die Breite des Bandes ist wesentlich größer als die Dicke, sodass innerhalb der analytischen Betrachtung Randeffekte an der Bandkante vernachlässigt werden können.

Bandmaterial	Temperatur	Elektr. Wirkungsgrad η_{el}
Vergütungsstahl	100 °C	95,1 %
	500 °C	96,8 %
	800 °C	88,9 %
Aluminium	100 °C	59,0 %
	500 °C	68,8 %
TiAl6V4	100 °C	90,8 %
	500 °C	91,2 %

Tab. 3.1: Maximaler elektrischer Wirkungsgrad η_{el} der induktiven Längsfelderwärmung nach Gleichung (3.19) für unterschiedliche Bandmaterialien.

Über die Verknüpfung der Gleichung (3.12) mit Gleichung (3.13) kann die Flächenleistung $\frac{P}{A}$ der induktiven Längsfelderwärmung in Abhängigkeit von der Oberflächenfeldstärke \underline{H}_0 nach Gleichung (3.20) berechnet werden.

$$\frac{P}{A} = \frac{1}{4} \kappa \delta^3 \omega^2 \mu^2 \underline{H}_0^2 \frac{\sinh\left(\frac{d}{\delta}\right) - \sin\left(\frac{d}{\delta}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{d}{\delta}\right)} \quad (3.20)$$

Für konstante elektrische Leitfähigkeit κ und Permeabilität μ stellt die Stromdichte \vec{J} im Band eine nach Gleichung (3.8) von der Oberfläche exponentiell abfallende Funktion dar. Da sich der Stromfluss innerhalb des Bandquerschnitts schließt, fließt er somit an der Ober- und Unterseite in entgegengesetzter Richtung. Für ein geringes Verhältnis von Banddicke d zu Stromeindringtiefe δ schwächt sich der Strom gegenseitig ab, der elektrische Wirkungsgrad fällt. Hierdurch muss zur wirtschaftlichen Erwärmung eine der Banddicke angepasste Frequenz gewählt werden. Abbildung 3.4 verdeutlicht die im Band induzierte Flächenleistung $\frac{P}{A}$ in Abhängigkeit von dem d/δ -Verhältnis. Für ein d/δ -Verhältnis von 3 bis 3,5 ergibt sich das theoretische Maximum der

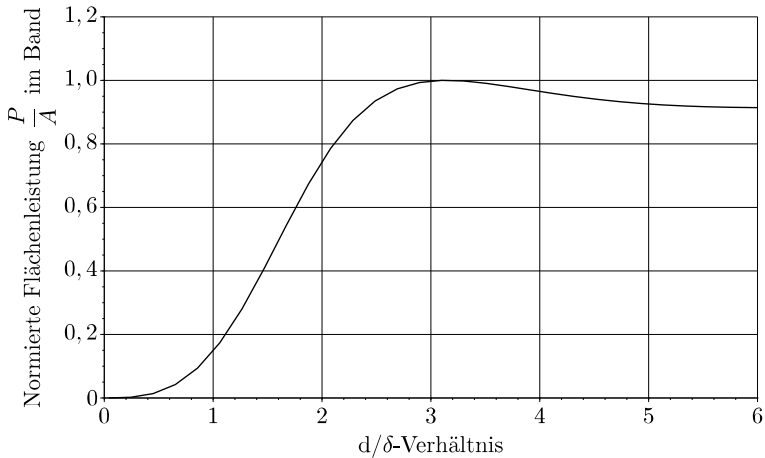


Abb. 3.4: Darstellung der normierten Flächenleistung $\frac{P}{A}$ im Band in Abhängigkeit von dem d/δ -Verhältnis.

eingebrachten Flächenleistung. Mit zunehmender Frequenz f bzw. Verkleinerung der Eindringtiefe δ sinkt der Betrag der Flächenleistung wieder leicht [26,43–46].

3.2.2 Elektromagnetisches Querfeld

Ist das vom Induktor verursachte magnetische Feld senkrecht zu dem erwärmenden Band ausgerichtet, wird von induktiver Erwärmung im magnetischen Querfeld gesprochen. Bezugnehmend auf die Banderwärmung im kontinuierlichen Vorschub, besteht somit die Möglichkeit eines ober- und unterhalb des Bandes befindlichen offenen Induktors nach Abbildung 3.5. Im Gegensatz zu der bereits beschriebenen Längsfelderwärmung muss das Band somit nicht vom Induktor vollständig umschlossen sein. Das angestrebte große Verhältnis zwischen der Banddicke d und der Stromeindringtiefe δ gilt für die Querfelderwärmung nicht mehr. Im optimalen Betrieb ist das Band für das elektromagnetische Feld transparent, was für ein d/δ -Verhältnis von weniger als eins gegeben ist. Hierdurch lassen sich Vorteile gegenüber der Längsfelderwärmung erzielen, da auch Bänder geringer Dicke bei technisch effi-

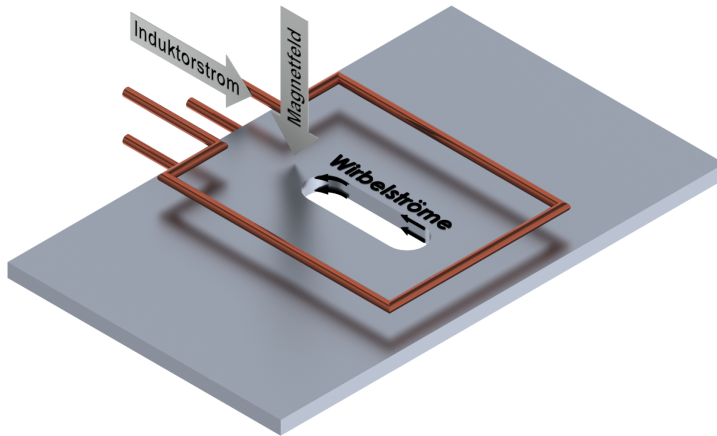


Abb. 3.5: Schematische Darstellung der induktiven Erwärmung im magnetischen Querfeld.

zienteren niedrigeren Frequenzen erwärmt werden können. Des Weiteren kann von einer über die Banddicke d homogenen Stromdichteverteilung und somit auch von einer nahezu homogenen Temperaturverteilung bei großen Banddicken ausgegangen werden.

Die Anfänge der induktiven Querfelderwärmung reichen bis in die 1940er Jahre zurück [4,47] und wurden systematisch weiterentwickelt [48–55]. Im Gegensatz zu der Längsfelderwärmung muss das Design des Induktors an den Bandkanten für eine homogene Temperaturverteilung optimiert werden. Dieser Nachteil ermöglicht wiederum auch einen gewissen Freiheitsgrad bei der Gestaltung des Temperaturprofils zu einer gezielten Überhitzung oder Unterkühlung der Bandkante [23,56,57].

Wichtige geometrische Auslegungskriterien der Querfelderwärmung sind der Koppelspalt h und die Polbreite t . Der Koppelspalt beschreibt hierbei den mittleren Abstand zwischen dem oberen und dem unteren Induktorpaar, die Polbreite den mittleren Abstand zwischen den jeweiligen Induktorleitern. Zur Verringerung des Streuflusses wird ein kleinstmöglicher Koppelspalt angestrebt, wobei zu berücksichtigen ist, dass das zu erwärmende Band zwischen den Induktorpaaren hindurchläuft. Es muss somit ein Kompromiss zwischen dem elektrischen Wir-

kungsgrad η_{el} , der entscheidend von dem Koppelspalt abhängt, und der mechanischen Bandführung bzw. der Spulensicherheit eingegangen werden. Im Gegensatz dazu wird für die Polbreite eine Größe von mindestens dem dreifachen Koppelspalt angestrebt, um den magnetischen Hauptfluss zu vergrößern [41,51].

3.3 Technische Grundlagen

Die Auslegung einer Prozessanlage zur induktiven Erwärmung kann im Allgemeinen in zwei Bereiche gegliedert werden: zum einen die geometrische, elektrische und hydraulische Auslegung des Induktors und zum anderen die Bestimmung der Arbeitspunkte des fest installierten Frequenzumrichters samt Steuerung zur Überwachung und Regelung des Erwärmungsprozesses.

3.3.1 Aufbau induktiver Erwärmungsanlagen

Zählte 1992 noch eine Frequenz von 10 kHz als technische Grenzfrequenz induktiver Erwärmungsanlagen [43], sind heute Frequenzen von weit über 100 kHz realisierbar. Durch einen modularen Aufbau moderner IGBT-Umrichter können hierbei sogar Ausgangsleistungen bis in den Bereich einiger Megawatt bereitgestellt werden [19]. Nicht zu vernachlässigen ist auch weiterhin die Röhrentechnologie, wodurch bei Frequenzen von 3000 kHz noch Leistungen bis 400 kW erreicht werden können [58].

In Abbildung 3.6 ist der schematische Aufbau eines Frequenzumrichters mit seinen Komponenten dargestellt. Der Anschluss erfolgt je nach Ausgangsleistung typischerweise an das 230 / 400 Volt Drehstromnetz, wobei der Leistungsfaktor $\cos \varphi$ entsprechend den Netzanschlussregeln des Energieversorgers zu berücksichtigen ist. Bei Anschluss an das Drehstromnetz folgt innerhalb des Frequenzumrichters typischerweise ein thyristorgesteuerter B6-Brückengleichrichter, der die Kapazitäten des Gleichspannungszwischenkreises des Wechselrichters speist. Die Wechselrichtung erfolgt in der Regel über MOSFET- oder IGBT-Module, die als Vollbrücke geschaltet sind und die Versorgungsleistung dem Schwingkreis bereitstellen. Stand der Technik sind digitale Ansteuerungen der IGBT-Module bzw. deren Treiberstufen über Lichtwellenleiter,

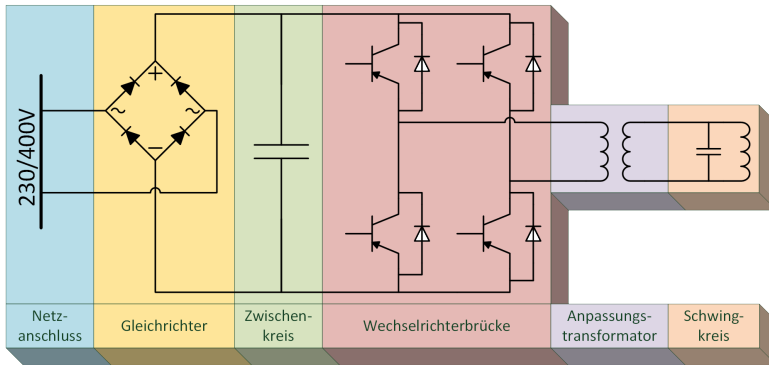


Abb. 3.6: Schematischer Aufbau eines Frequenzumrichters.

um Störsignale ausschließen zu können. Die Schaltzeitpunkte der einzelnen IGBTs sind ausschlaggebend für die in ihnen umgesetzte Verlustleistung. Während die Durchgangsverluste proportional zum Ausgangsstrom sind und nur einen kleinen Teil der Verlustleistung ausmachen, verhalten sich die Schaltverluste proportional zur Schaltfrequenz und sind zudem von dem Schaltzeitpunkt abhängig. Vorzugsweise liegen die Schaltpunkte in dem Strom- oder Spannungsnulldurchgang, sodass der weich schaltende Betrieb stattfindet [59,60].

Innerhalb des Schwingkreises bildet der Induktor die Hauptinduktivität L und eine Kondensatorbank die Hauptkapazität C . Gegebenenfalls wird zur Frequenzanpassung eine weitere Drossel hinzugefügt. Die Impedanzanpassung an die Zwischenkreisspannung erfolgt je nach Notwendigkeit über einen Anpassungstransformator. Unter Vernachlässigung der Ohmschen Verluste gilt für die Resonanzfrequenz f_0 eines idealen Schwingkreises bekannterweise

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (3.21)$$

Mit Erwärmung des Bauteils und der damit verbundenen Änderung der Ausgangsimpedanz kann eine unerwünschte Verschiebung der Resonanzfrequenz erfolgen. Diese Problematik kann für gewisse Anwendungsgebiete durch moderne pulsweitenmodulierte Umrichtertechnologien umgangen werden [61].

3.3.2 Auslegung des Induktors

Die Auslegung des Induktors besteht einerseits aus der elektrischen und andererseits aus der hydraulischen Auslegung des Kupferprofils. Hierbei wird die Kühlung des Induktors in der Regel über einen vom Frequenzumrichter gespeisten und überwachten Wasserkreislauf gewährleistet. Ein Richtwert für die maximale Stromdichte in einem wassergekühlten Kupferleiter beträgt hierbei ca. $25 \text{ A}\cdot\text{mm}^{-2}$. Dieser Wert ergibt sich über die maximale Stromstärke und den kleinsten Kupferquerschnitt innerhalb des Systems. Für die maximal abführbare Leistung ist die Umfangsfläche des Wasserquerschnitts ausschlaggebend. Hierbei gilt ein maximaler Wert von etwa $200 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ bis $300 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$.

Für die hydraulische Auslegung sind sowohl die mittlere Fließgeschwindigkeit des Kühlwassers, die $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ bis $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ aufgrund von Kavitation nicht übersteigen sollte, als auch der mittlere Massendurchsatz \dot{m} des Wassers entscheidend. Letzterer ist maßgebend für die Temperaturdifferenz zwischen Vor- und Rücklauf. Die zu berücksichtigende abzuführende Leistung ergibt sich bei dieser Betrachtung aus den maximal auftretenden Stromwärmeverlusten innerhalb des Induktors. Gegebenenfalls müssen zusätzlich noch die vom Werkstück abgegebenen Verluste durch Wärmestrahlung und Konvektion mit berücksichtigt werden, die den Induktor erwärmen.

3.4 Untersuchte Materialien und ihre Anwendungsbereiche

Durch induktive Erwärmung im elektromagnetischen Quer- und Längsfeld können prinzipiell alle elektrisch leitfähigen Materialien erwärmt werden. Als Massenträger sei die Rohstahlproduktion erwähnt. Im Jahr 2012 lag die Stahlerzeugung einschließlich der unlegierten, nichtrostenden und anders legierten Stähle weltweit bei 1545 Millionen Tonnen, wovon 95,3 % auf die Herstellung mittels Stranggussverfahren entfallen [9]. Für die innerhalb dieser Arbeit untersuchte Erwärmung im kontinuierlichen Durchlauf können verschiedenste Produkte wie kontinuierliche oder flexibel gewalzte Bänder oder auch Platinen, deren Länge l wesentlich größer als die Breite b ist, in Betracht gezogen werden.

3.4.1 Kontinuierliches Band

Vom kontinuierlichen Band kann gesprochen werden, wenn die Bandlänge wesentlich größer als die Breite ist. Typischerweise wird Warm- oder Elektroband in Bandstahlrollen transportiert und weiterverarbeitet. Die induktive Erwärmung kann hierbei an unterschiedlichen Positionen der Produktionsstraße angesiedelt sein. Bei der Erwärmung von Brammen oder Vorbrammen, zur Warmbandglühung oder auch bei dem Zwischen- oder Schlussglühen des Kaltwalzprozesses können mittels der induktiven Erwärmung unterschiedliche Temperaturhübe vollzogen werden. Neben weiteren Anwendungsgebieten wie zum Beispiel der Trocknung von Beschichtungen sind auch zunehmend weitere Materialien bei der Erwärmung zu berücksichtigen: Aluminiumlegierungen als Bestandteile im Fahr- und Flugzeugbau aufgrund ihres geringen spezifischen Gewichts oder auch Titanlegierungen angesichts ihrer hohen Festigkeit.

3.4.2 Flexibel gewalzte Bänder

Flexibel gewalzte Bänder stellen ein relativ neues Produktspektrum im Bereich der Bandverarbeitung dar. Ein während des Walzprozesses veränderter Walzspalt führt zu einer in Längsrichtung veränderlichen Banddicke. Durch den anschließenden Zuschnitt können Bauteile mit lokal angepassten Banddicken hergestellt werden. Das flexible Walzen stellt hierbei keinen neuen Prozessschritt dar und kann anstelle des herkömmlichen Kaltwalzens eingesetzt werden. Die aufgrund des Kaltwalzprozesses auftretende Verfestigung erfordert auch bei diesem Ausgangsmaterial eine nachträgliche Wärmebehandlung. Kaltgewalzte Produkte finden vor allem zur gezielten Gewichtseinsparung in der Automobilindustrie ihren Einsatz. Die Steigungen der Bandübergänge liegen bei diesen flexibel gewalzten Bändern typischerweise zwischen 1/100 und 1/1000 und der Abwalzgrad bei maximal 50 % [33].

4 Numerische Modellierung der induktiven Erwärmung

Durch die numerischen Verfahren zur Lösung von Differentialgleichungen und immer leistungsfähigere Rechner nimmt die numerische Modellierung innerhalb der Ingenieurwissenschaften immer weiter an Bedeutung zu. Die Anfänge der numerischen Simulation reichen mehr als 60 Jahre zurück, wobei die Berechnungen 1956 von TURNER über Aeroelastizität und Strukturmechanik als der erste Meilenstein genannt werden [62]. Im Laufe der Zeit entwickelte sich die numerische Analyse zu einem umfassenden Werkzeug mit Einsatzgebieten u.a. in der Statik und Dynamik, bei Strömungs- und Temperaturproblemen und in der Elektrotechnik und Akustik. Dieses ist einer Reihe von Vorteilen zu verdanken, wie z.B. der Einsparung von Entwicklungszeit und -kosten oder der Qualitätssteigerung durch numerische Optimierungen.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen zur Untersuchung der induktiven Erwärmung muss zum einen das elektromagnetische Feld- und zum anderen das Temperaturfeldproblem gelöst werden. Hierzu wird die Geometrie in diskrete Elemente eingeteilt, die Materialdaten hinterlegt und die Feldprobleme numerisch gelöst. Die durchgeführten Untersuchungen basieren auf Berechnungen mit dem kommerziellen Programmpaket ANSYS MULTIPHYSICS.

4.1 Numerische Feldberechnung

Zur numerischen Lösung von partiellen Differentialgleichungen haben sich verschiedene Verfahren wie die Finite-Differenzen- oder die Finite-Elemente-Methode etabliert. Die Lösungen der Randwertaufgaben, die die Feldprobleme der induktiven Erwärmung beschreiben, führen auf die elektromagnetischen und thermischen Feldverteilungen.

4.1.1 Finite-Elemente-Methode

Innerhalb der Finite-Elemente-Methode wird das zu untersuchende Gebiet in eine endliche Anzahl von Teilgebieten zerlegt. Diese Teilgebiete bestehen innerhalb eines zweidimensionalen Modells im Allgemeinen

aus Dreiecken oder Vierecken, in einem dreidimensionalen Modell aus Tetraedern oder Quadern. Festgelegte Knotenpunkte an den Ecken bilden die Schnittpunkte der Nachbarelemente. Für jedes erstellte Element wird die zu lösende Potentialverteilung approximiert und eine Elementgleichung aufgestellt. Mithilfe der Elementgleichungen wird die Systemgleichung mit ihren Randbedingungen aufgestellt und das vorhandene Randwertproblem näherungsweise gelöst. Hierzu wird das Problem in ein lineares Gleichungssystem überführt. Zur Lösung hat sich von einer geringen Anzahl von Unbekannten der Gaußsche Algorithmus als direkter Löser etabliert. Mit steigender Anzahl von Unbekannten kann allerdings ein iteratives Verfahren schneller zum Ziel führen. Hier findet z.B. das PCG-Verfahren seinen Einsatz. Dieses Verfahren basiert auf dem Verfahren der konjugierten Gradienten (CG-Verfahren), verringert aber, durch die Vorkonditionierung der Koeffizientenmatrix A des zu lösenden Gleichungssystems, die Laufzeit erheblich. Das CG-Verfahren macht sich zunutze, dass die Lösung des linearen Gleichungssystems $Ax = b$ gleichzeitig die quadratische Funktion

$$F(x) = \frac{1}{2}x^T Ax - b^T x$$

minimiert. Die Lösung der Funktion führt hierbei auf eine Potentialverteilung für die Gesamtheit der Elemente bzw. Knoten. Dieses Ergebnis stellt innerhalb der quasi-stationären elektromagnetischen Feldberechnung das magnetische Vektorpotential \vec{A} dar und ist somit die Grundlage der zwei- und dreidimensionalen Untersuchungen [63–65].

4.1.2 Elektromagnetisches Feld

Die Grundlagen zur Bestimmung der Wärmequellendichte bilden die in Kapitel 3.1 beschriebenen Gleichungen. Das Vektorpotential \vec{A} nach Gleichung (4.1) ist dabei das mathematische Hilfsmittel zur Bestimmung der magnetischen Flussdichte \vec{B} .

$$\vec{B} = \text{rot}\vec{A} \tag{4.1}$$

In Verknüpfung mit der ersten und zweiten Maxwellschen Gleichung ergibt sich für harmonische Größen die zu lösende Differentialgleichung zu

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\vec{A}\right) = -j\omega\kappa\vec{A} + \vec{J}.$$

Hierüber kann die Wärmequellendichte p nach Gleichung (3.9) als Ausgangspunkt für das Temperaturfeld auch in Abhängigkeit von dem magnetischen Vektorpotential \vec{A} mit

$$p = \kappa|\underline{E}|^2 = \kappa\omega^2|\underline{A}|^2 \quad (4.2)$$

beschrieben werden.

Somit können die primären Größen des quasi-stationären elektromagnetischen Feldes einschließlich der Wärmequellendichte p über das magnetische Vektorpotential \vec{A} berechnet werden [64,66,67].

4.1.3 Temperaturfeld

Die induktive Erwärmung stellt eine instationäre und nichtlineare Wärmeübertragung dar. Das Temperaturfeld wird hierbei über die Wärmeleitungsgleichung nach Gleichung (3.15) bestimmt. Die aus der elektromagnetischen Feldberechnung ermittelten Wärmequellen bilden hierbei eine Neumann-Randbedingung der numerischen Berechnungen. Des Weiteren können Temperaturwerte als Dirichlet-Randbedingung festgelegt werden [63,67].

4.2 Beschreibung der numerischen Methoden

Zur Untersuchung der induktiven Erwärmung im Längsfeld haben sich zweidimensionale und dreidimensionale Modelle etabliert. Während bei einem vollständigen 3D-Modell ein Kompromiss zwischen der Modellgenauigkeit und der Berechnungslaufzeit eingegangen werden muss, kann durch die Abstraktion in ein zweidimensionales Modell ein erheblicher Zeitvorteil gewonnen werden. Unabhängig vom Abstraktionsgrad muss dabei eine stetige Kopplung der elektromagnetischen und thermischen Berechnungen durchgeführt werden.

4.2.1 Modelle der zwei- und dreidimensionalen Untersuchungen

Ein vollständiges und detailliertes dreidimensionales Modell zur Darstellung der Längsfelderwärmung einer typischen Anordnung nach Abbildung 3.3 ist in der heutigen Zeit technisch möglich, aber nicht zwingend erforderlich, um den Erwärmungsprozess zu beschreiben. In den meisten Fällen stellt der erste Schritt die Modellierung eines planaren 2D-Modells nach Abbildung 4.1 dar. Hierdurch können u.a. keine Randeﬀekte an den Bandkanten oder unterschiedliche Bandbreiten untersucht werden, da eine Abstraktion auf eine unendlich breite Anordnung stattfindet. Die numerische Feldberechnung beschränkt sich somit auf den regulären Bereich innerhalb der Spulenmitte, es handelt sich um ein zweidimensionales Modell im Längsschnitt. Wird der Versatz der oberen und unteren Spulenwindungen vernachlässigt, kann das Modell durch die horizontale Bandmittelebene als Symmetrieebene, wie in Abbildung 4.1 eingezeichnet, weiter vereinfacht werden.

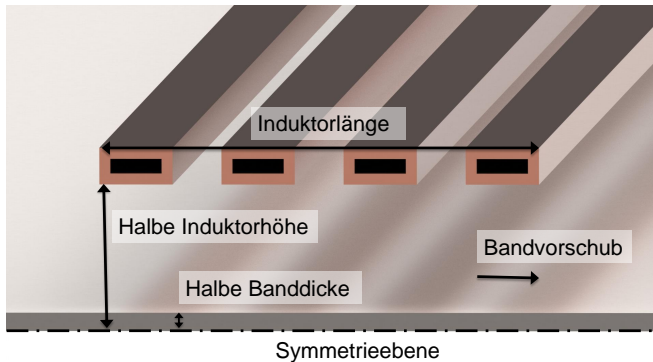


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des für die zweidimensionalen Berechnungen verwendeten Längsschnitts.

Das für den Längsschnitt verwendete numerische Modell ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Flächen (Abbildung 4.2 links) stellen hierbei den vierwindigen Induktor (orange), das Band (schwarz), aufgrund der Symmetrie mit seiner halben Banddicke, und die umgebende Luft (blau) dar. Die Diskretisierung (Abbildung 4.2 rechts) wurde hierbei für gleichmäßige Strukturen, wie den Induktor und das Band, bevorzugt

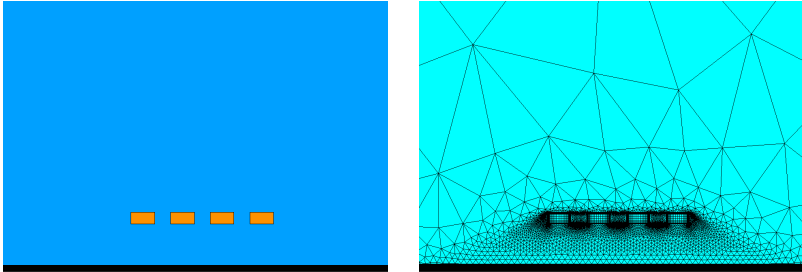


Abb. 4.2: Aufbau des zweidimensionalen numerischen Modells im Längsschnitt mit der Darstellung der Flächen (links) und der Elemente (rechts).

mit Vierecken und für die Luft mit Dreiecken durchgeführt. Für den Induktor und das zu erwärmende Gut muss dabei die Stromeindringtiefe berücksichtigt werden. Für eine ausreichend genaue Berechnung sollte stets eine Diskretisierung von vier Elementen innerhalb dieser Eindringtiefe vorliegen [66].

Der prinzipielle Aufbau von Erwärmungsanlagen sieht einen wassergekühlten Induktor vor. Da die Erwärmung des Induktors und somit die thermische Wechselwirkung zwischen dem Induktor und dem Band eine untergeordnete Rolle spielt, muss der Wasserquerschnitt des Kupferprofils nicht modelliert werden.

Allgemein gelten für die elektromagnetische Berechnung folgende Randbedingungen:

- Der Induktorstrom oder die über dem Induktor abfallende elektrische Spannung bestimmt die im System eingepreiste Last. Eine Leistungsvorgabe ist hierbei nicht direkt möglich und kann unter vollständiger Beachtung der magnetischen Feldstärke nur über einen zusätzlichen Berechnungsschritt mit entsprechender Anpassung des Stromes bzw. der Spannung erfolgen.
- Die äußere Umrandung der umgebenden Luft stellt den Rand des Berechnungsgebietes dar. Hierbei wird davon ausgegangen, dass der magnetische Fluss diesen Bereich nicht verlässt.

Trotz vorhandener Wärmequellen im Kupferinduktor, infolge der Stromwärmeverluste, wird in der thermischen Umgebung nur die Erwärmung des Bandmaterials berechnet. Eine zu berücksichtigende Erwärmung des Induktors kann aufgrund der Wasserkühlung vernachlässigt werden.

Als Randbedingungen der thermischen Berechnung werden hierbei folgende Punkte berücksichtigt:

- Die Erwärmung findet beginnend bei Raumtemperatur bis zum Erreichen des quasi-stationären Zustandes statt, sodass als Startbedingung eine homogene Temperaturverteilung von 20 °C angenommen wird.
- Die Erwärmung im kontinuierlichen Durchlauf bedeutet, dass stets zu erwärmendes Bandmaterial nachgeführt wird. Innerhalb des Modells wird hierzu am Bandanfang bzw. am einseitigen Modellrand kontinuierlich 20 °C angenommen. Die genaue Implementierung des Bandvorschubs wird in Kapitel 4.2.4 beschrieben.
- An der Bandoberfläche wird die nach Kapitel 4.3.2 beschriebene Wärmestrahlung und Konvektion berücksichtigt.

Die Ergebnisse der zweidimensionalen Berechnung können bei ausreichend breiten Anordnungen wie beschrieben auf den regulären Bereich eines Längsfeldinduktors übertragen werden. Sie sind hierbei immer auf die dritte Dimension bezogen und pro Meter angegeben. Eine vereinfachte Extrapolation auf eine dreidimensionale Anordnung ist dennoch möglich. Hierbei werden die Ohmschen Verluste im Induktor auf dessen mittlere Windungslänge l_{Ind} und die Wirbelstromverluste im Band auf dessen Breite b bezogen. Eine Gegenüberstellung dieser Berechnungsgrundlage mit einer dreidimensionalen Berechnung erfolgt im Kapitel 6.1. Der elektrische Wirkungsgrad einer dreidimensionalen Anordnung ergibt sich dabei zu

$$\eta_{el,Extrapoliert} = \frac{P_{Band,2D} \cdot b}{(P_{Band,2D} \cdot b) + (P_{Ind,2D} \cdot l_{Ind})}. \quad (4.3)$$

Unter der Vernachlässigung der Spulensteigung und der Anschlusszuführung kann eine vereinfachte dreidimensionale Betrachtung unter Ausnutzung einer zweifachen Flächensymmetrie durchgeführt werden. Eine Symmetrieebene wird hierbei vertikal durch die Mitte der Bandbreite und die zweite Ebene wie bei dem zweidimensionalen Modell ho-

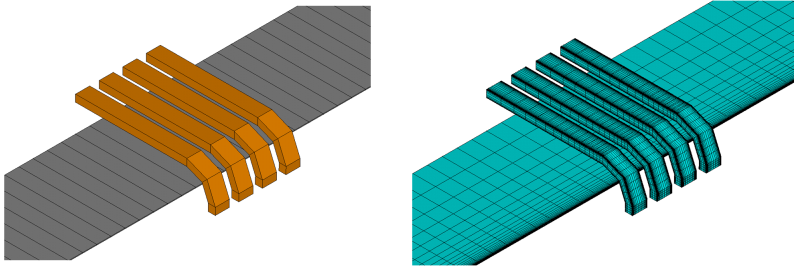


Abb. 4.3: Darstellung des dreidimensionalen Modells unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie (links) und der Elemente (rechts).

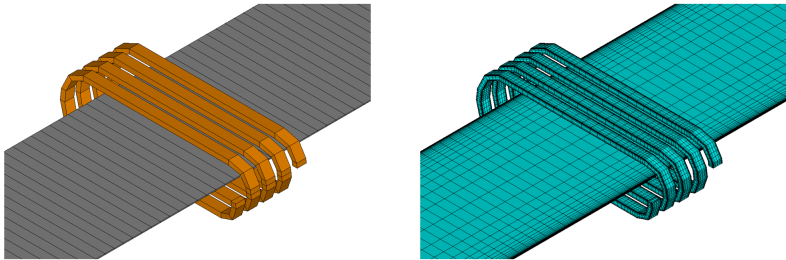


Abb. 4.4: Darstellung des vollständigen dreidimensionalen Modells (links) und der Elemente (rechts).

horizontal durch die Mitte der Banddicke gelegt. In Abbildung 4.3 (links) sind der Induktor und das Band in der Viertelsymmetrie dargestellt. Abbildung 4.3 (rechts) stellt die Vernetzung des entsprechenden FE-Modells ohne die Elemente der umgebenden Luft dar.

Eine Berücksichtigung der Anschlusszuführung und der Steigung der Spulenwindungen kann nur innerhalb eines komplexen dreidimensionalen Modells erfolgen. In Abbildung 4.4 ist das für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Berechnungen verwendete dreidimensionale Modell (links) mit seinen Elementen (rechts) abgebildet.

4.2.2 Berechnungsablauf zur Kopplung der Felder

Für die numerische Berechnung der induktiven Erwärmung werden einerseits die Wärmequellen in der elektromagnetischen Umgebung ermittelt und andererseits die Temperaturverteilung in der thermischen Umgebung. Hierbei ist eine gegenseitige Abhängigkeit gegeben, da die zu berücksichtigenden Materialdaten im Allgemeinen stark temperaturabhängig sind. Es ist somit zwingend erforderlich eine stetige Kopplung der Feldberechnungen durchzuführen. Die Kopplung sieht für die harmonische Analyse der elektromagnetischen Berechnung vor, dass die Randbedingungen, in diesem Fall die Temperatur, zu jedem Berechnungsschritt aus den Ergebnissen der thermischen Berechnung geladen werden. Hierbei wird für den ersten Schritt eine homogene Temperaturverteilung von 20 °C angenommen. Die darauf aufbauende transiente Analyse zur Berechnung der Temperatur sieht als eingeprägte Last die Wärmequellen der elektromagnetischen Berechnung vor. Zu jedem Berechnungsschritt werden die hinterlegten temperaturabhängigen Materialdaten den entsprechenden Knotentemperaturen angepasst und aktualisiert. Durch hinreichend kleine Zeitschritte muss gewährleistet werden, dass stark von der Temperatur abhängige Prozesse, wie z.B. das Durchlaufen einer Phasenumwandlung, berücksichtigt werden.

Der Berechnungsablauf für eine einfache Darstellung des induktiven Erwärmungsprozesses ist aus Abbildung 4.5 ersichtlich. Zu Beginn einer jeden Berechnung steht die Analyse des zu betrachtenden Prozesses und die Abstraktion in ein Berechnungsmodell mit der anschließenden Geometrierstellung. Unter dem Aspekt der Laufzeit sollte immer eine größtmögliche Vereinfachung stattfinden, da die Elementanzahl des FE-Modells etwa quadratisch in die Berechnungszeit eingeht. Mit der Vernetzung der Umgebung und der Einprägung von Randbedingungen und Lasten kann die Berechnungsschleife zwischen der elektromagnetischen und der thermischen Berechnung durchlaufen werden. Mit Erreichen des Abbruchkriteriums, das im Allgemeinen eine Endzeit oder -temperatur ist, findet das Postprocessing mit der Auswertung und Analyse der Berechnungsergebnisse statt.

Für die Berücksichtigung der von der magnetischen Feldstärke abhängigen relativen Permeabilität und des Bandvorschubs muss der vorhandene Ablauf, wie in Kapitel 4.2.3 und 4.2.4 beschrieben, angepasst werden.

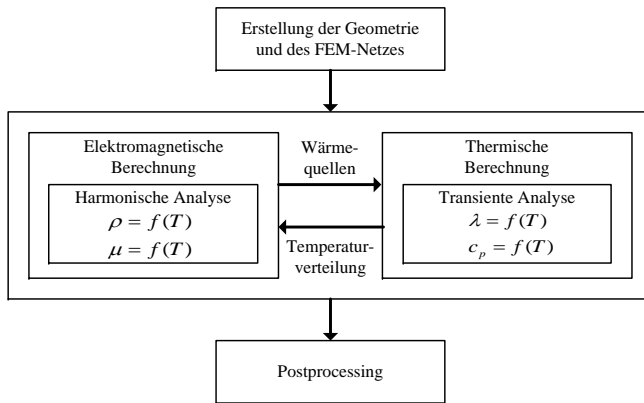


Abb. 4.5: Berechnungsablauf der elektromagnetisch-thermisch gekoppelten numerischen Simulation.

4.2.3 Berücksichtigung der relativen Permeabilität

Die in Kapitel 4.3.1 beschriebene relative Permeabilität hat als Materialeigenschaft des zu erwärmenden Gutes bei der Auslegung induktiver Prozesse eine entscheidende Bedeutung. Während ihre Temperaturabhängigkeit schon durch den allgemeinen Berechnungsablauf berücksichtigt wird, muss auch ihre bereits beschriebene starke Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke berücksichtigt werden.

In Abbildung 4.6 wird die grundsätzliche Herangehensweise zur Anpassung der relativen Permeabilität an die magnetische Feldstärke aufgezeigt [68]. Während an den thermischen Analysen keine Änderungen durchgeführt werden, muss die elektromagnetische Berechnung vor der Übergabe der Wärmequellen erweitert werden. Hierbei werden zusätzliche iterative Berechnungen zur Anpassung der relativen Permeabilität an die Feldstärke durchgeführt. Das Abbruchkriterium ist hierbei gegeben, wenn der quasi-stationäre Zustand erreicht ist. In [42] wird gezeigt, dass bereits nach der vierten Iteration vom quasi-stationären Zustand ausgegangen werden kann.

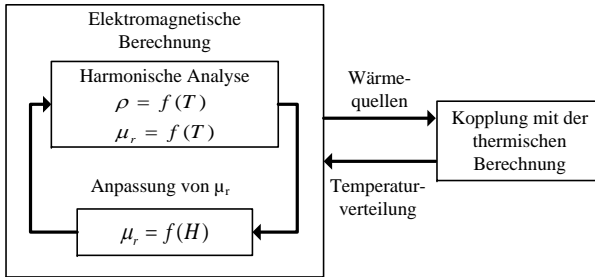


Abb. 4.6: Berechnungsablauf zur Anpassung der relativen Permeabilität an die magnetische Feldstärke.

Im Folgenden wird zwischen der einfachen und der vollständigen Abhängigkeit der Permeabilität von der magnetischen Feldstärke unterschieden.

Einfache Abhängigkeit

Eine einfache Berücksichtigung der Feldstärkenabhängigkeit basiert auf der Funktion nach Gleichung (4.4) und wird im Kapitel 4.3.1 detaillierter beschrieben.

$$\mu_r(\vartheta) = \varphi(\vartheta) \cdot (\mu_{r,(273\text{ K})} - 1) + 1 \quad (4.4)$$

Während durch die innere Funktion $\varphi(\vartheta)$ bereits die Temperaturabhängigkeit im grundlegenden Berechnungsablauf beschrieben wird, wird der absolute Wert der relativen Permeabilität $\mu_{r,(273\text{ K})}$ entsprechend den hinterlegten Materialdaten nach Kapitel 4.3 angepasst. Die für diese Bestimmung zugrunde liegende magnetische Feldstärke wird hierbei über den Mittelwert der magnetischen Oberflächenfeldstärke \underline{H}_0 unterhalb des Induktors bestimmt. Dieser Wert der relativen Permeabilität ist dabei maßgebend für alle Elemente des zu erwärmenden Gutes, hierdurch ist eine einfache Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der magnetischen Feldstärke, bei einer gleichzeitig kurzen Berechnungslaufzeit, gegeben. Als entscheidender Nachteil kann angesehen werden, dass keine Effekte bezüglich der elektromagnetischen Eindringtiefe und

der damit behafteten Feldstärkenverringering innerhalb der Banddicke berücksichtigt werden. Auch gehen die Randeffekte außerhalb des Induktors nicht in die Berücksichtigung mit ein.

Vollständige Abhängigkeit

Die vollständige Feldstärkenabhängigkeit wird berücksichtigt, wenn zu jedem Zeitpunkt in jedem Element des Bandes die relative Permeabilität der vorherrschenden Feldstärke angepasst wird. Hierbei werden alle bisher beschriebenen Effekte berücksichtigt. Nachteilig wirken sich die hierbei notwendigen zusätzlichen Iterationsschritte zum Erreichen eines quasi-stationären Zustandes auf die Berechnungszeit aus.

4.2.4 Berücksichtigung des Bandvorschubs

Bei der Berücksichtigung des Bandvorschubs muss zwischen zwei Berechnungsabläufen unterschieden werden. Hierbei greift einer in den globalen Berechnungsablauf ein, der andere nur in die thermisch-transiente Berechnung.

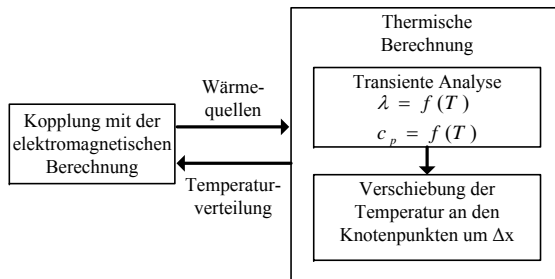


Abb. 4.7: Berechnungsablauf zur Implementierung eines Bandvorschubs innerhalb der numerischen Simulation für konstante Bandquerschnitte.

Ändert sich der Bandquerschnitt des zu erwärmenden Gutes bei der kontinuierlichen Erwärmung im Durchlauf nicht, kann der vereinfachte Ablauf nach Abbildung 4.7 verwendet werden [69,70]. Hierbei wird

die berechnete Temperaturverteilung an den Knotenpunkten nach jeder transienten Berechnung um einen Betrag Δx in Vorschubrichtung weitergegeben. Bei einer äquidistanten Knotenverteilung werden die Temperaturen des direkten Knotennachbarn verwendet, andernfalls muss eine Interpolation des Temperaturwertes zwischen den beiden nächsten Nachbarknoten stattfinden. Die hierdurch ermittelte neue Temperaturverteilung bildet dann als eingeprägte Last die Randbedingung des nachfolgenden elektromagnetischen Berechnungsschrittes. Der Zeitschritt t der thermisch-transienten Berechnung wird über den Quotienten aus Δx und der Bandvorschubgeschwindigkeit v ermittelt.

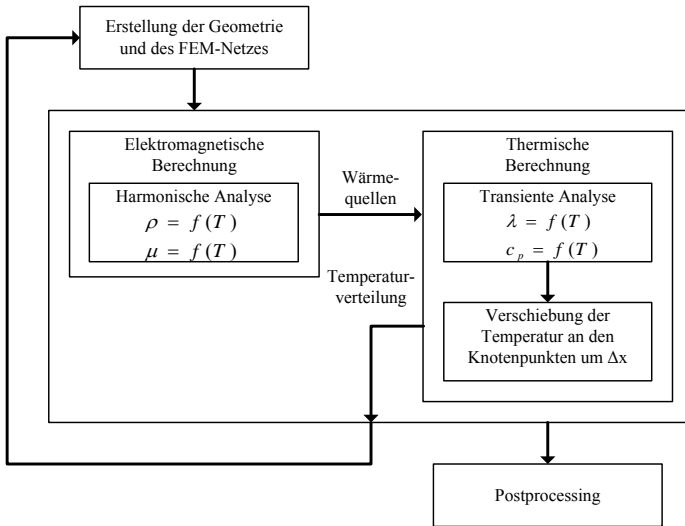


Abb. 4.8: Berechnungsablauf zur Implementierung eines Bandvorschubs innerhalb der numerischen Simulation für sich ändernde Bandgeometrien.

Ändert sich die Bandbreite b oder die Banddicke d , wie zum Beispiel bei flexibel gewalzten Bändern, kann nicht der vereinfachte Ablauf verwendet werden. Ein sich ändernder Bandquerschnitt bedeutet in diesem Fall für jeden untersuchten Zeitschritt die Erstellungen einer neuen Geometrie und eines neuen FEM-Netzes. Für die Berechnung

muss somit der Ablauf nach Abbildung 4.8 verwendet werden. Jedem thermisch-transienten Berechnungsschritt folgt eine neue Modellerstellung mit einer um Δx verschobenen Bandgeometrie. Auch für diesen Fall bildet die zuvor bestimmte Temperaturverteilung die Randbedingung der neuen elektromagnetischen Berechnung. Die Bandvorschubgeschwindigkeit wird entsprechend dem vereinfachten Ablauf berechnet.

4.2.5 Optimierung der Berechnungsabläufe

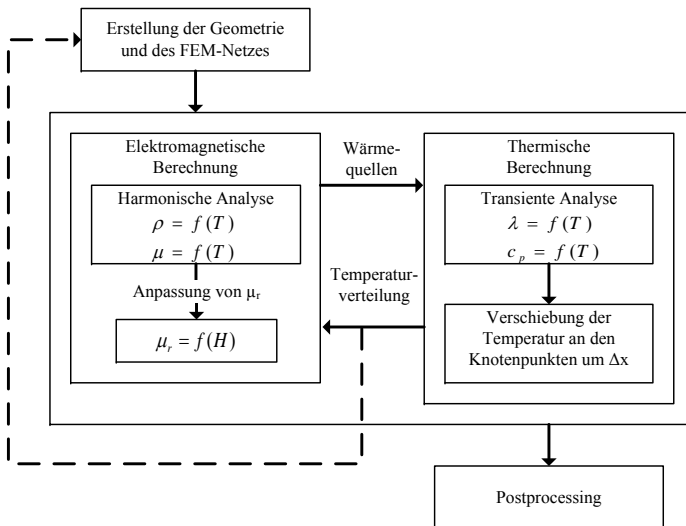


Abb. 4.9: Optimierter Berechnungsablauf der elektromagnetisch und thermisch gekoppelten Simulation.

Bei der numerischen Berechnung der induktiven Erwärmung wird der transiente Erwärmungsvorgang von einer homogenen Starttemperatur von $20\text{ }^\circ\text{C}$ ausgehend durchlaufen, bis der quasi-stationäre Zustand erreicht wird. Der transiente Startvorgang hat im Zusammenhang mit den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit allerdings keinen Einfluss auf den quasi-stationären Zustand und kann somit vernachlässigt werden. Der Einfluss transienter Vorgänge wird z.B. in [71] untersucht.

Es ist somit naheliegend, zu jeder elektromagnetischen Berechnung keine zeitaufwändigen Iterationsschritte durchzuführen, sondern die neuen Berechnungen auf den Ergebnissen der zuvor durchgeführten aufzubauen. Die folgenden Berechnungen und Analysen basieren allesamt auf den Abläufen nach Abbildung 4.9, sodass eine gemeinsame und schnelle Kopplung der Berechnungsabläufe unter Verfälschung des transienten Startvorgangs durchgeführt wird. Hierdurch kann ein wesentlicher Zeitvorteil gewonnen werden, eine Unterscheidung zwischen den Abläufen ist nur noch für konstante oder sich ändernde Bandquerschnitte erforderlich und wird durch die Strichlinie innerhalb Abbildung 4.9 kenntlich gemacht.

4.3 Materialeigenschaften

Das Berechnungsgebiet der numerischen Simulation umfasst bei der induktiven Erwärmung im Allgemeinen den Induktor, das zu erwärmende Gut und die umgebende Luft. Hierbei können die notwendigen Materialeigenschaften für das elektromagnetische und das thermische Modell unterschieden werden. Während für die elektromagnetische Berechnung der spezifische elektrische Widerstand ρ_{el} und die relative Permeabilität μ_r von entscheidender Bedeutung sind, müssen für die thermische Berechnung neben der spezifischen Wärmekapazität c_p , der Dichte ρ und der Wärmeleitfähigkeit λ auch der Emissionsgrad ε und der Wärmeübergangskoeffizient α als charakteristische Größen für die Wärmestrahlung und Konvektion berücksichtigt werden.

4.3.1 Elektromagnetische Berechnungen

Spezifischer elektrischer Widerstand

Die elektrische Leitfähigkeit κ entspricht dem Kehrwert des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{el} und stellt den Zusammenhang zwischen der Stromdichte und der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (3.8) dar. Der Betrag des spezifischen elektrischen Widerstandes von Eisenwerkstoffen ist wesentlich von den Legierungsbestandteilen abhängig. Mit Zunahme der Temperatur nimmt der Widerstand aufgrund der Gitterschwingungen und der damit verbundenen Bremsung der Elektronen zu. Die Steigung des elektrischen Widerstandes flacht nach dem

Erreichen des paramagnetischen Zustandes ab und hat bei der Curie-Temperatur einen Wert von etwa $1,1 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$. In Abbildung 4.10 sind die spezifischen elektrischen Widerstände für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt [8,72–74].

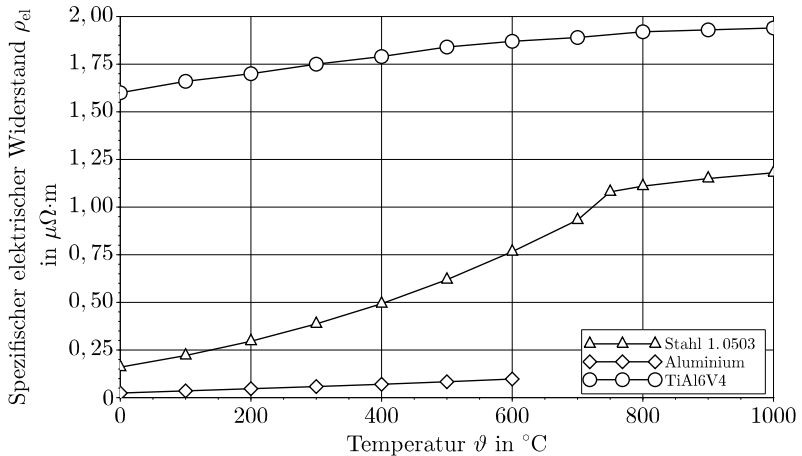


Abb. 4.10: Der spezifische elektrische Widerstand ρ_{el} für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 in Abhängigkeit von der Temperatur ϑ .

Permeabilität

Der Magnetismus von Materie kann in fünf Arten unterteilt werden. Neben der grundsätzlichen Einteilung in Ferro-, Dia- und Paramagnetismus sei noch der hier nicht weiter betrachtete Ferri- und Antiferromagnetismus erwähnt. Diamagnetische Materialien wie Blei, Gold oder Kupfer haben eine relative Permeabilität kleiner eins, paramagnetische Materialien wie Aluminium, Titan oder Platin größer eins. Diese Materialien besitzen keine Hystereseerscheinungen und ihre Permeabilitäten haben nahezu keine Temperatur- oder Feldstärkenabhängigkeit.

Allgemein beschreibt die Permeabilität die Abschwächung (diamagnetisch) bzw. die Verstärkung (paramagnetisch) des Magnetfeldes im Ma-

terial. Die Permeabilitäten ferromagnetischer Materialien, hierzu zählen bei Raumtemperatur Nickel, Eisen und Kobalt, haben dagegen eine stark ausgeprägte Abhängigkeit von der Temperatur, der magnetischen Feldstärke und der Frequenz [75].

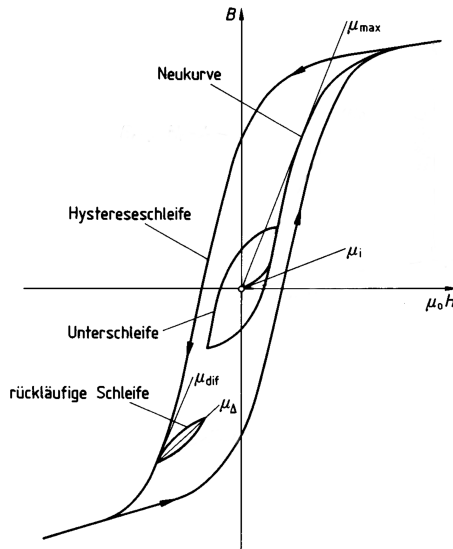


Abb. 4.11: Hystereseschleife eines magnetischen Materials nach [76].

Die magnetische Permeabilität μ bzw. die relative Permeabilität μ_r mit $\mu = \mu_r \cdot \mu_0$ stellt eine nicht direkt messbare Materialeigenschaft dar. Sie ist über $\mu_r = 1 + \chi$ mit der magnetischen Suszeptibilität χ verbunden und ist ein Maß für die magnetische Leitfähigkeit. Für ferromagnetische Stoffe ist eine einfache Definition der Permeabilität nicht ohne Weiteres möglich. Nach [76] wird u.a. zwischen der relativen Permeabilität μ_r , der Anfangspermeabilität μ_i , der maximalen Permeabilität μ_{max} , der differentiellen Permeabilität μ_{dif} und der Überlagerungspermeabilität μ_{Δ} unterschieden.

Abbildung 4.11 verdeutlicht die Hystereseschleife eines magnetischen Materials. Für kleine magnetische Feldstärken nimmt die Permeabilität beginnend von ihrem Anfangswert μ_i zu und erreicht ihren Ma-

ximalwert μ_{max} . Mit weiterer Zunahme der magnetischen Feldstärke nimmt die Permeabilität dann wieder stetig ab. Ihr differentieller Wert $\mu_{dif} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}$ ergibt sich aus der Steigung bei einer festen magnetischen Feldstärke H . Die Überlagerungspermeabilität μ_{Δ} kann durch die Überlagerung eines kleinen Wechselfeldes und eines Gleichfeldes bestimmt werden [77].

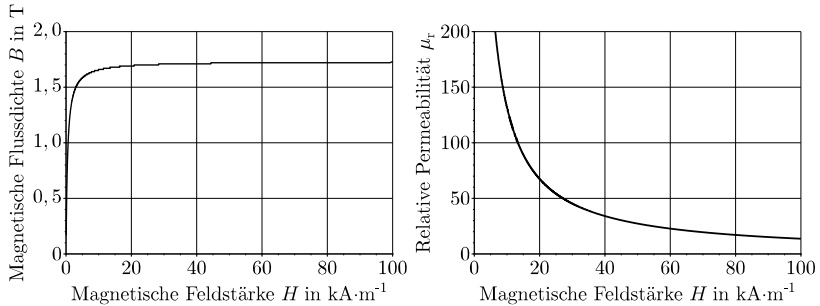


Abb. 4.12: Die magnetische Flussdichte B (links) und die relative Permeabilität μ_r (rechts) für Vergütungsstahl 1.0503 in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H .

In [78–83] werden verschiedene Ansätze gezeigt, die Magnetisierungskurven in die Berechnung der Wirbelströme einfließen zu lassen. Die Fröhlich-Kennelly-Approximation stellt hierbei einen guten Ansatz dar, die magnetische Flussdichte B in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H mathematisch zu beschreiben [84]. Gleichung (4.5) verdeutlicht diese gegenseitige Abhängigkeit.

$$B = \mu \cdot H = \frac{H}{a + (b \cdot |H|)} \quad (4.5)$$

Hierbei wird mit der Konstanten a die Anfangssteigung der Kurve und mit der Konstanten b die Sättigungsflussdichte B_{sat} des Materials beschrieben. Eine gute Näherung für den betrachteten Vergütungsstahl 1.0503 erfolgt mit $a = 270$ und $b = 0,577$. In Abbildung 4.12 ist die magnetische Flussdichte B (links) und die daraus resultierende relative Permeabilität μ_r (rechts) in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H dargestellt.

Aufgrund der ausgeprägten Temperaturabhängigkeit der Permeabilität kann bei der induktiven Erwärmung nicht auf die Betrachtung dieses Einflusses verzichtet werden. Unterhalb der Curie-Temperatur T_C besitzen die Stoffe durch permanent ausgerichtete Dipolmomente ausgeprägte ferromagnetische Eigenschaften. Mit Erreichen der Curie-Temperatur ändern Ferromagnete ihre physikalischen Eigenschaften und folgen dem Curie-Weiss-Gesetz; sie sind dann paramagnetisch [85–87].

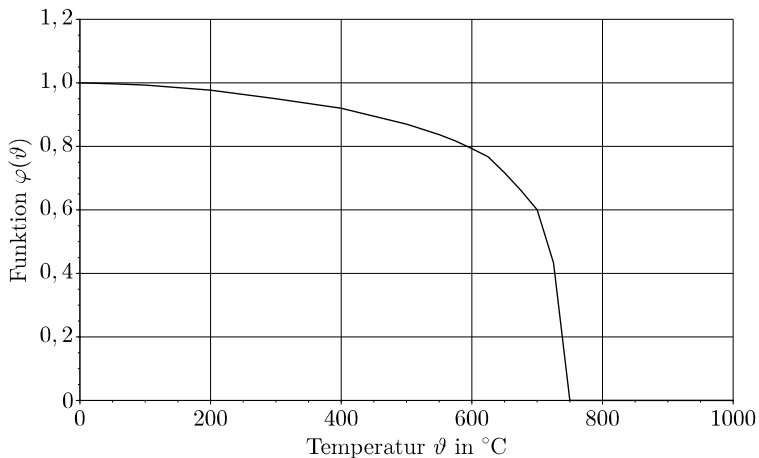


Abb. 4.13: Die Funktion $\varphi(\vartheta)$ zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der relativen Permeabilität μ_r .

Bei der Betrachtung der induktiven Erwärmung kann die Temperaturabhängigkeit der relativen Permeabilität durch die Gleichung (4.6) beschrieben werden.

$$\mu_r(\vartheta) = \varphi(\vartheta) \cdot (\mu_{r,(273\text{ K})} - 1) + 1 \quad (4.6)$$

Die Funktion $\varphi(\vartheta)$ beschreibt hierbei eine Temperaturabhängigkeit mit einem Wert kleiner gleich eins und gibt den Proportionalitätsfaktor bezogen auf die Permeabilität $\mu_{r,(273\text{ K})}$ bei einer Temperatur von 273 K wieder. Hierdurch kann die relative Permeabilität innerhalb der numerischen Berechnungen getrennt nach der Feldstärke- und Temperaturabhängigkeit betrachtet werden [27,66,88,89].

Die Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität spielt bei der induktiven Erwärmung eine untergeordnete Rolle. Ein signifikanter Einfluss findet erst bei Frequenzen im Bereich von $10^8 - 10^{10}$ Hz statt [75]. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Frequenzen liegen im Bereich bis 10^6 Hz, wodurch ein Frequenzeinfluss vernachlässigt werden kann.

Für die vollständige Beschreibung der relativen Permeabilität bei zeit-harmonischen Größen kann diese nicht als rein reell betrachtet werden. Die relative Permeabilität wird somit durch die komplexe relative Permeabilität $\underline{\mu}_r = \mu' - j\mu''$ beschrieben. Hierbei trägt der Realteil der komplexen Permeabilität μ' zu den Wirbelstromverlusten und der Imaginärteil μ'' zu den Hystereseverlusten bei. Es kann allerdings gezeigt werden, dass mit zunehmender Frequenz die Hystereseverluste gegenüber den Wirbelstromverlusten vernachlässigt werden können [75,90,91]. Analoges gilt für hohe magnetische Feldstärken, die bei der induktiven Erwärmung typischerweise im Bereich von bis zu $100 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ liegen [66]. Auch in diesem Bereich stellen die Hystereseverluste einen verhältnismäßig kleinen Anteil der Gesamtverluste dar. Somit kann, wie auch innerhalb der numerischen Berechnungen durchgeführt, die Permeabilität als rein reelle Größe angenommen werden [75,86,89,92].

4.3.2 Thermische Berechnungen

Dichte

Die Dichte ρ stellt den Quotienten aus der Masse m und dem Volumen V dar und verringert sich im Allgemeinen mit zunehmender Temperatur. Da innerhalb des numerischen Modells keine Volumenänderung berücksichtigt wird, kann mit einer temperaturunabhängigen Dichte bezogen auf die homogene Starttemperatur gerechnet werden. Tabelle 4.1 verdeutlicht die verwendeten Materialdaten für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 [72,73,93–95].

Material	Dichte ρ
Vergütungsstahl 1.0503	7820,9 kg·m ⁻³
Aluminium	2702,9 kg·m ⁻³
TiAl6V4	4430,0 kg·m ⁻³

Tab. 4.1: Auflistung der verwendeten Dichten ρ für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 bei einer Temperatur ϑ von 20 °C.

Spezifische Wärmekapazität

Die spezifische Wärmekapazität c_p gibt die Energie an, die benötigt wird, um die Temperatur eines Materials mit einer Masse von einem Kilogramm um ein Kelvin zu erhöhen. Phasen- oder Gefügeumwandlungen sind innerhalb des Verlaufs der wahren spezifischen Wärmekapazität c_p in Abhängigkeit von der Temperatur ϑ als deutliche Spitzen ersichtlich. Hierdurch wird die Energie berücksichtigt, die für die entsprechende Umwandlung aufgebracht werden muss. Die für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 innerhalb der numerischen Berechnungen verwendete spezifische Wärmekapazität c_p ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Deutlich ersichtlich ist die dabei für Stahl notwendige Umwandlungsenergie bei ca. 750 °C bis 800 °C zwischen dem ferromagnetischen und dem paramagnetischen α – Eisen [72,73,93–95].

Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit λ ist nach dem Fourierschen Gesetz (Gleichung (3.14)) der Proportionalitätsfaktor zwischen dem Wärmestrom und dem Temperaturgradienten und ist über das Wiedemann-Franzsche Gesetz mit der elektrischen Leitfähigkeit κ verknüpft. In Abbildung 4.15 ist die Wärmeleitfähigkeit für Vergütungsstahl 1.0503 und TiAl6V4 bis 1000 °C und für Aluminium bis 500 °C dargestellt. Für Eisenwerkstoffe nähert sich die Wärmeleitfähigkeit mit Erreichen der Curie-Temperatur einem Wert um 25 W·m⁻¹·K⁻¹ an. Im folgenden paramagnetischen Zustand nimmt, analog zu der elektrischen Leitfähigkeit, der Einfluss der Legierungsbestandteile ab. Im Vergleich zum untersuchten Vergü-

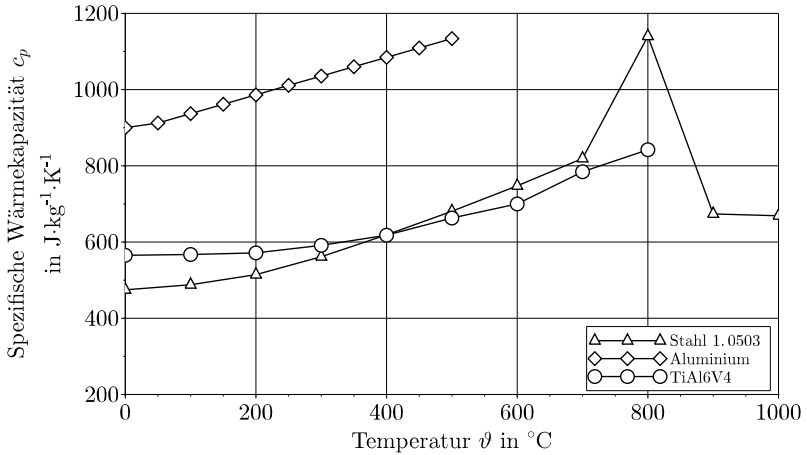


Abb. 4.14: Die spezifische Wärmekapazität c_p für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 in Abhängigkeit von der Temperatur ϑ .

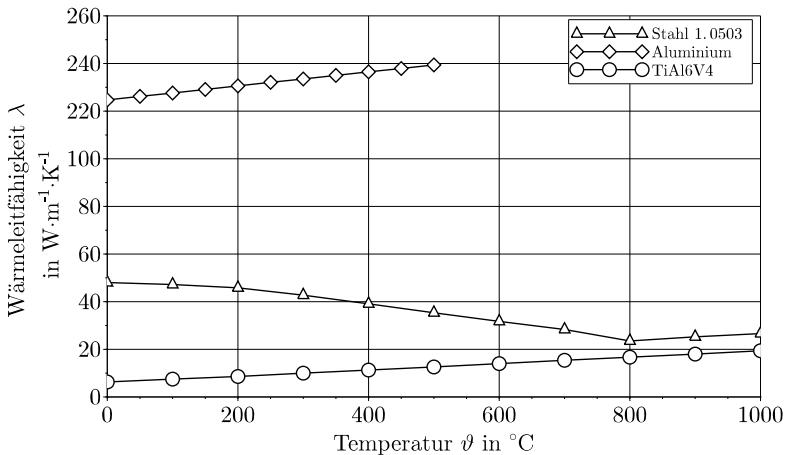


Abb. 4.15: Die Wärmeleitfähigkeit λ für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 in Abhängigkeit von der Temperatur ϑ .

tungsstahl hat die Titanlegierung TiAl6V4 eine bei Raumtemperatur um den Faktor 5 höhere Wärmeleitfähigkeit und Aluminium eine um den Faktor 4 geringere [72,73,93–95].

Emissionsgrad

Der Emissionsgrad ε stellt nach Kapitel 3.1.4 ein Maß für die spezifische Ausstrahlung eines Körpers dar und liegt zwischen 0 und 1. Allgemein ist er unter anderem von der Wellenlänge, dem Abstrahlwinkel und der Temperatur abhängig, wird allerdings in den numerischen Berechnungen als hemisphärischer Gesamt-Emissionsgrad berücksichtigt. Da der Emissionsgrad im Erwärmungsprozess von vielen Faktoren abhängig ist, wie zum Beispiel von der Oberflächenbeschaffenheit und der Atmosphäre, innerhalb der das Gut erwärmt wird, kann keine strikte Temperaturabhängigkeit angegeben werden. Innerhalb der numerischen Berechnungen wird somit von einem gemittelten und über die Temperatur konstanten Emissionsgrad ausgegangen. Der Wärmestrom $q_{\text{Strahlung}}$ aufgrund der Wärmestrahlung ist nach Gleichung (3.16) proportional zur vierten Potenz der Temperatur, wodurch für hohe Temperaturen die Verluste aufgrund der Wärmestrahlung überwiegen [37].

Wärmeübergangskoeffizient

Über den Wärmeübergangskoeffizienten α werden nach dem Newtonschen Abkühlungsgesetz (Gleichung (3.17)) die Verluste aufgrund der freien Konvektion berechnet. Dieser Koeffizient ist sowohl von Stoff- und Zustandswerten als auch von der Geometrie abhängig. Für die numerischen Berechnungen der Banderwärmung im induktiven Längsfeld kann mit einem gemittelten und konstanten Wärmeübergangskoeffizienten gerechnet werden.

Die Wärmeverluste stellen etwa 5 % bis 10 % der Verlustleistung dar und müssen zusätzlich über die bereitgestellte Leistung dem Gut zugefügt werden.

5 Numerische Analyse des Erwärmungsprozesses

Über die Grundgleichungen des quasi-stationären elektromagnetischen Feldes nach Kapitel 3 kann für die induktive Längsfelderwärmung eine optimale Frequenz f_{opt} bestimmt werden. Diese Frequenz entspricht einem Verhältnis der Banddicke d zu der elektromagnetischen Eindringtiefe δ von etwa 3,5 und ist in Abbildung 5.1 für Vergütungsstahl 1.0503 mit einer relativen Permeabilität μ_r von 30, für Aluminium und für TiAl6V4 bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Entsprechend diesem d/δ -Verhältnis wird für Materialien gleicher Banddicke, aber mit kleinerer Permeabilität und kleinerer elektrischer Leitfähigkeit für den optimalen Betrieb eine höhere Frequenz benötigt. Des Weiteren verliert der Vergütungsstahl bei etwa 750 °C seine ferromagnetischen Eigenschaften, wodurch die optimale Frequenz stark und nahezu sprunghaft ansteigt. Für das paramagnetische Aluminium und die Titanlegierung TiAl6V4 ist die optimale Frequenz mit Zunahme der Temperatur nur von der Änderung des spezifischen elektrischen Widerstandes abhängig. Dieser nimmt bei Aluminium zwischen den dargestellten 100 °C und 500 °C um ca. 134 % und bei TiAl6V4 um ca. 11 % zu. Hierdurch ist ein wesentlich größerer Temperatureinfluss für das Aluminium ersichtlich.

Zur Darstellung des Erwärmungsvorgangs von metallischen Bändern im induktiven Längsfeld wird eine fiktive, aber realitätsnahe technische Anlage untersucht, die den Stand der Technik widerspiegelt. Hierbei erfolgt die Betrachtung der induktiven Erwärmung mit einer kontinuierlichen Bandvorschubgeschwindigkeit. Bei der Erwärmung von Platinen oder Stückgut kommen weitere Randeffekte zum Tragen, die nachfolgend nicht untersucht werden. Auch werden die dynamischen Vorgänge, wie das Einschwingverhalten des Umrichters oder transiente Startprozesse, vernachlässigt und nur der quasi-stationäre Erwärmungsvorgang betrachtet [71,96–98].

Bei der kontinuierlichen Erwärmung sind der Massendurchsatz \dot{m} und der zu erzielende Temperaturhub ΔT für die Auslegung einer Induktionsanlage maßgebend. Die notwendige Wärmeenthalpie zur Erwärmung von Vergütungsstahl 1.0503 auf 500 °C liegt bei einer Durchlaufgeschwindigkeit von $1 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ beispielsweise bei ca. 33,3 kW pro

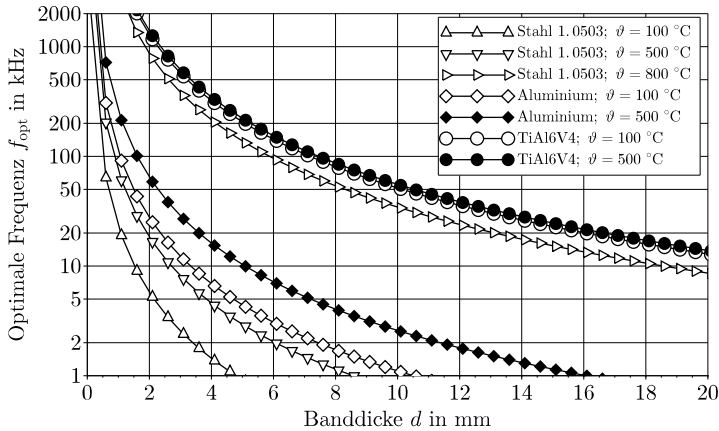


Abb. 5.1: Graphische Darstellung der rechnerisch optimalen Frequenz f_{opt} für ein d/δ -Verhältnis von 3,5 in Abhängigkeit von der Banddicke d für Vergütungsstahl 1.0503, Aluminium und TiAl6V4 bei unterschiedlichen Temperaturen ϑ .

Meter Bandbreite und Millimeter Banddicke. Im Vergleich dazu wird für Aluminium eine Enthalpie von ca. 21,7 kW und für TiAl6V4 von ca. 20,7 kW benötigt. Der Energiebedarf zur Erwärmung einer Masse von einer Tonne auf 500 °C liegt für Vergütungsstahl bei etwa 70,9 kW·h, für Aluminium bei etwa 133,9 kW·h und für TiAl6V4 bei etwa 77,8 kW·h. Neben der reinen Wärmeenthalpie müssen zudem die Wärmeverluste aufgrund von Wärmestrahlung und Konvektion ausgeglichen werden, gegebenenfalls auch aufgrund von Wärmeleitung im Bereich der Bandführung oder -stabilisierung. Zusätzlich zu der Energie, die direkt im Gut umgesetzt wird, ergibt sich aufgrund der Ohmschen Verluste eine im Induktor umgesetzte Verlustleistung. Die für die Erwärmung gesamte aufzubringende Leistung muss vom Frequenzumrichter zur Verfügung gestellt werden.

5.1 Zweidimensionale Betrachtung des Erwärmungsvorgangs im Längsschnitt

Die folgenden numerischen Berechnungen werden nach dem bisherigen Stand der Technik durchgeführt, analysiert und ausgewertet. Als Berechnungsumgebung wird das nach Kapitel 4.2.1 beschriebene zweidimensionale Modell im Längsschnitt verwendet. Als Referenzinduktor dient im Folgenden ein vierwindiger Induktor mit einem Kupferquerschnitt von 20 mm x 10 mm bei einem Spulenfaktor von 0,6. Der Spulenfaktor k entspricht hierbei dem Verhältnis der Kupferbreite zu dem mittleren Abstand zweier Spulenwindungen. Die aktive Gesamtlänge des Induktors beträgt somit etwa 133 mm und die Induktorhöhe 80 mm. Die Vorschubgeschwindigkeit wird auf $1 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$ und die Zieltemperatur auf $500 \text{ }^\circ\text{C}$ festgelegt, um Einflüsse einer Phasenumwandlung auszuschließen. Das allgemeine Abbruchkriterium der elektromagnetisch-thermisch gekoppelten Berechnung ist mit dem Erreichen der Zieltemperatur im quasi-stationären Zustand gegeben, wobei eine Temperaturgenauigkeit von $\pm 2 \text{ K}$ einzuhalten ist.

Der induktive Erwärmungsvorgang von ferromagnetischem Vergütungsstahl 1.0503 wird dabei mit einer temperaturabhängigen, aber von der magnetischen Feldstärke unabhängigen relativen Permeabilität $\mu_r = 30$ betrachtet. In Abbildung 5.2 (oben) ist die über das 2 mm dicke Band aufsummierte Volumenleistung im quasi-stationären Zustand dargestellt. Die innerhalb der Abbildung durch zwei vertikale Linien kenntlich gemachte Induktorposition liegt zwischen 0,4 m und 0,53 m. Innerhalb dieses aktiven Bereichs des Induktors werden im Band etwa 81 % der Leistung umgesetzt. Der sich einstellende Temperaturverlauf wird in Abbildung 5.2 (unten) verdeutlicht. Die Bandtemperatur am Einlauf in den Induktor beträgt dabei $20 \text{ }^\circ\text{C}$ und die Zieltemperatur $500 \text{ }^\circ\text{C}$, die an der Position 0,58 m erreicht wird. Es folgt ein Abfall der Temperatur aufgrund der Wärmeverluste. Der Emissionsgrad wird hierbei stets mit 0,85 und der Wärmeübergangskoeffizient mit $5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ angenommen. Der sich ausbildende Temperaturunterschied zwischen der Bandoberfläche und der Bandmitte liegt für das untersuchte 2 mm dicke Band bei weniger als 1 % und kann somit vernachlässigt werden.

Für die hier betrachtete optimale Frequenz von 10 kHz beträgt die im 2 mm dicken Band umgesetzte Leistung für den quasi-stationären Zustand 77 kW je Meter Bandbreite, inbegriffen sind zudem die aus-

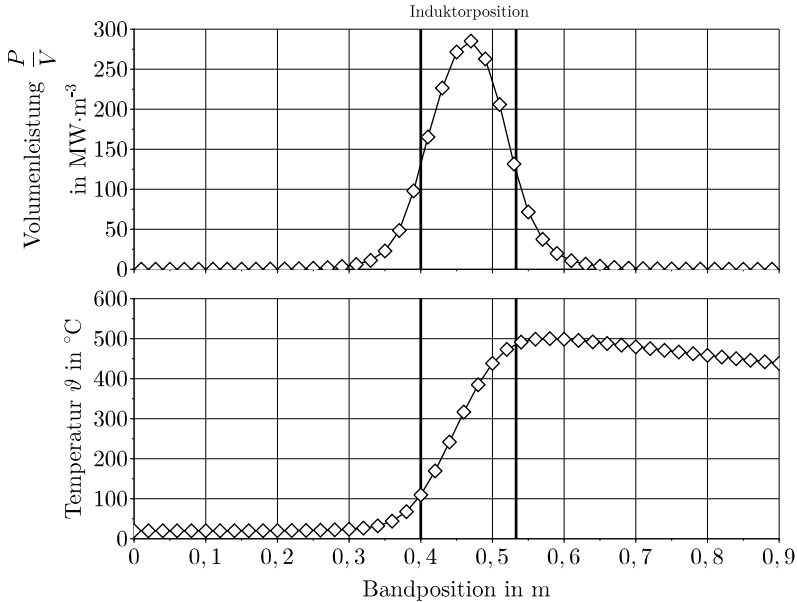


Abb. 5.2: Volumenleistung $\frac{P}{V}$ (oben) und Temperatur ϑ (unten) entlang der Bandoberfläche im quasi-stationären Zustand für den Erwärmungsvorgang von Vergütungsstahl 1.0503 auf 500 °C.

zugleichenden Wärmeverluste. Innerhalb des Erwärmungsbereichs des Induktors betragen diese etwa 5 kW je Meter Bandbreite.

5.1.1 Allgemeiner Einfluss der Banddicke und der Frequenz

In Abbildung 5.3 ist für den beschriebenen Referenz-Induktor die Abhängigkeit des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} von der Banddicke für fünf unterschiedliche Frequenzen ersichtlich. Das Zielkriterium ist weiterhin mit dem Erreichen der Endtemperatur von 500 °C erfüllt. Die Berechnungen zeigen, dass für eine feste Frequenz eine minimale Banddicke nicht unterschritten werden sollte, da sich der elektrische Wir-

kungsgrad dann stark verringert. Dagegen hat eine Vergrößerung der Banddicke über das optimale d/δ -Verhältnis hinaus nahezu keinen Einfluss auf den Wirkungsgrad.

Mit zunehmender Banddicke oder Frequenz vergrößert sich das d/δ -Verhältnis, wodurch eine Verschiebung der Wärmequellendichte zur Oberfläche stattfindet. Die Bandmitte wird somit weitgehend über Wärmeleitung erwärmt, was zu Inhomogenitäten der Temperaturverteilung führen kann.

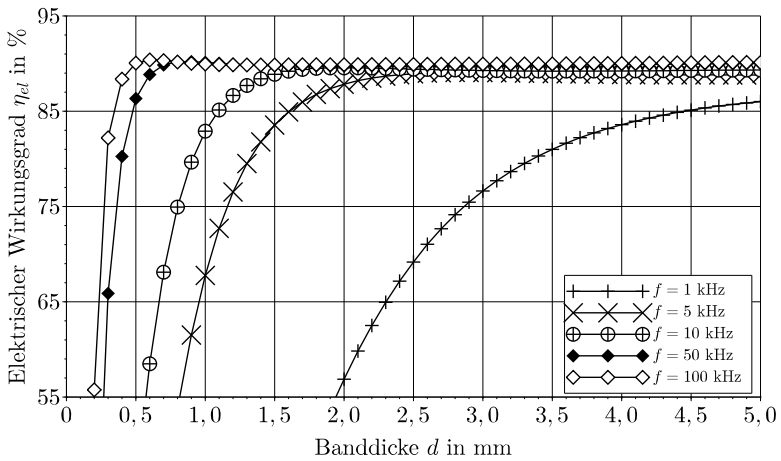


Abb. 5.3: Darstellung des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} der induktiven Erwärmung von Vergütungsstahl 1.0503 als Funktion der Banddicke d für unterschiedliche Frequenzen f bei einer Zieltemperatur von 500 °C.

Tabelle 5.1 verdeutlicht hierzu die optimale Banddicke d für das Erreichen eines maximalen elektrischen Wirkungsgrades η_{el} bei den untersuchten Frequenzen. Das hierdurch ermittelte Verhältnis zwischen der Banddicke d und der Eindringtiefe δ bei einer Temperatur von 500 °C liegt bei ca. 2,6. Die Verschiebung zu dem theoretischen Optimum von ca. 3,5 tritt auf, da die mittlere Bandtemperatur bzw. die effektiv wirkende Temperatur unterhalb des Induktors geringer ist als die Temperatur, die für die theoretische Betrachtung angenommen wurde. Die rechnerischen Eindringtiefen für den untersuchten Vergü-

tungsstahl liegen als Beispiel für 10 kHz und 20 °C bei 381 µm und für 500 °C bei 774 µm. Für die Banddicke von 2 mm entspricht dieses einem d/δ -Verhältnis zwischen 5,2 und 2,6. Das optimale Verhältnis von 3,5 entspricht hierbei in etwa genau der Berechnung bei einer mittleren Temperatur von 260 °C.

Frequenz in kHz	1	5	10	50	100
Optimale Banddicke d in mm	> 5,0	2,9	2,0	0,9	0,6
d/δ -Verhältnis bei 500 °C	> 2,0	2,6	2,6	2,6	2,5
d/δ -Verhältnis bei 260 °C	> 2,9	3,7	3,6	3,6	3,4

Tab. 5.1: Übersicht der optimalen Banddicken d und der rechnerischen d/δ -Verhältnisse für die untersuchten Frequenzen.

5.1.2 Allgemeiner Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit und der Bandbreite

Für die Betrachtung der Bandvorschubgeschwindigkeit v kann zwischen der elektromagnetischen und thermischen Berechnung unterschieden werden. Bei der bisherigen Berechnung mit einer von der magnetischen Feldstärke unabhängigen relativen Permeabilität verhält sich die im Band erzeugte Joulesche Wärme quadratisch zu der magnetischen Feldstärke H und diese proportional zu der Induktorstromstärke I . Weitere Einflüsse, wie beispielsweise von der magnetischen Feldstärke abhängige Materialdaten, werden dabei nicht berücksichtigt. Hierdurch sind die elektrischen Kenngrößen, wie der elektrische Wirkungsgrad oder die Spulengüte bzw. der Leistungsfaktor $\cos \varphi$, unabhängig von der untersuchten Bandvorschubgeschwindigkeit.

Die zur Erwärmung notwendige Enthalpie ist proportional zu der Bandvorschubgeschwindigkeit. Da die Zeit, die das Band den Erwärmungsbereich des Induktors durchläuft, umgekehrt proportional zu der Geschwindigkeit ist, kann eine einfache Extrapolation der Kenngrößen auf unterschiedliche Vorschubgeschwindigkeiten vorgenommen werden. Die Leistungserhöhung erfolgt durch eine entsprechende Anpassung des Induktorstroms oder der Induktorspannung innerhalb der elektromagnetischen Berechnung. Die Wärmeverluste aufgrund von Strahlung und

Konvektion sind dabei unabhängig von der Bandgeschwindigkeit und müssen somit nicht direkt berücksichtigt werden.

Die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulation im Längsschnitt beziehen sich immer auf die dritte Dimension, die Bandbreite, wodurch sich nach Kapitel 6.1 die Möglichkeit der Extrapolation der elektrischen Kenngrößen in das Dreidimensionale ergibt. Somit entfällt bei der zweidimensionalen Abstraktion eine Berücksichtigung der Bandbreite.

5.2 Betrachtung ferromagnetischer Materialeigenschaften

Neben der Temperaturabhängigkeit der relativen Permeabilität muss für eine tiefgreifende Untersuchung des Erwärmungsvorgangs ihre magnetische Feldstärkenabhängigkeit mit berücksichtigt werden. Hierbei werden im Folgenden Berechnungen durchgeführt, die die in Kapitel 4.2.3 beschriebene Betrachtung der einfachen und der vollständigen Abhängigkeit berücksichtigen.

5.2.1 Einfache Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der Feldstärke

In Kapitel 4.3 wird für hohe magnetische Feldstärken gezeigt, dass mit deren Zunahme die Permeabilität μ_r stetig abnimmt. Es resultiert eine Vergrößerung der elektromagnetischen Eindringtiefe, das d/δ -Verhältnis und auch der elektrische Wirkungsgrad η_{el} sinken. Die in das Band eingebrachte Flächenleistung $\frac{P}{A}$ kann somit nicht weiter erhöht werden. Eine weitere Erhöhung der eingebrachten Energie kann also nicht über eine Vergrößerung der magnetischen Feldstärke H erfolgen, sondern nur über eine Verlängerung der Erwärmungsstrecke. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Oberflächenverluste durch Wärmestrahlung und Konvektion mit zunehmender Erwärmungsstrecke ebenfalls ansteigen. Ab einer gewissen Erwärmungslänge können die Wärmeverluste die in das Band eingebrachte Energie übersteigen [43,45].

Durch eine vereinfachte analytische Betrachtung nach Kapitel 3.1.3 kann die Flächenleistung $\frac{P}{A}$ im zu erwärmenden Band in Abhängig-

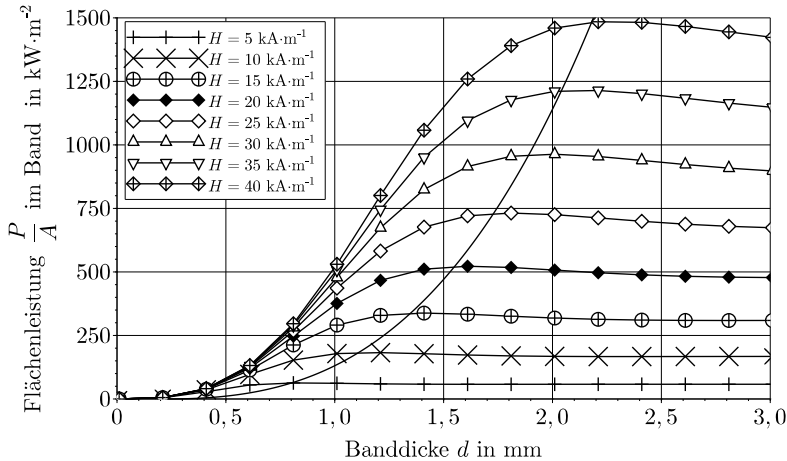


Abb. 5.4: Analytisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ im Band in Abhängigkeit von der Banddicke d und der magnetischen Feldstärke H bei einer Frequenz von 10 kHz und Materialeigenschaften von Vergütungsstahl bei einer Temperatur von 500 °C. Dargestellt ist zudem die Kennlinie für ein d/δ -Verhältnis von 3.

keit von der Banddicke d , der magnetischen Feldstärke H und der Frequenz f berechnet werden. In Abbildung 5.4 wird die Berechnung für Materialwerte von Vergütungsstahl 1.0503 bei einer Temperatur von 500 °C und einer Frequenz von 10 kHz durchgeführt. Der Wert der relativen Permeabilität wird hierbei entsprechend Abbildung 4.12 in Abhängigkeit von der Oberflächenfeldstärke H_0 angepasst. Zur Verdeutlichung der optimalen Arbeitspunkte ist zudem deren Verlauf ersichtlich, der sich für ein d/δ -Verhältnis von 3 ergibt.

Bei der Betrachtung einer einfachen Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der magnetischen Feldstärke wird innerhalb der numerischen Simulation für das gesamte Bandmaterial eine konstante relative Permeabilität angenommen. Hierbei ist deren Betrag von der maximalen magnetischen Oberflächenfeldstärke H_0 des Bandes unterhalb des Induktors abhängig und wird nach Kapitel 4.3.1 mit $a = 270$ und $b = 0,577$ bestimmt. Die numerisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ un-

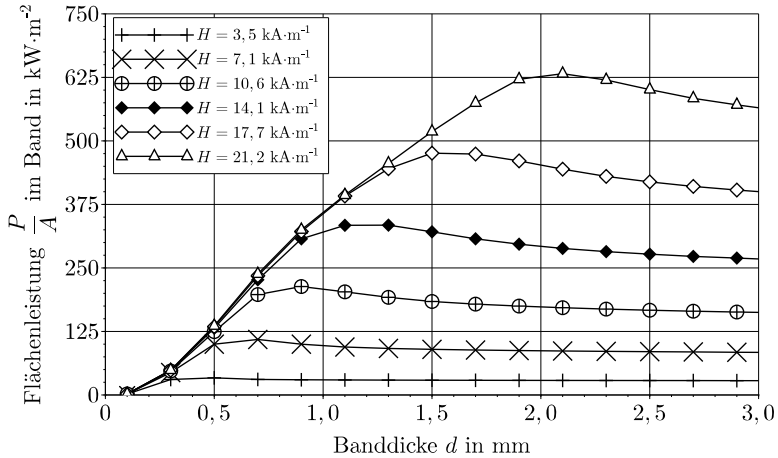


Abb. 5.5: Numerisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ im Band in Abhängigkeit von der Banddicke d und der magnetischen Feldstärke H bei einer Frequenz von 10 kHz.

terhalb des Induktors ist in Abbildung 5.5 ersichtlich und spiegelt die analytisch berechneten Werte wider. Die numerische Simulation berücksichtigt hierbei den gesamten Erwärmungsvorgang und die damit verbundene Änderung der Materialeigenschaften. Aufgrund der Einflüsse dieser Temperaturberücksichtigung ergibt sich die erkennbare Abweichung zwischen der analytischen Berechnung in Abbildung 5.4 und der numerischen Berechnung in Abbildung 5.5.

Die induktive Banderwärmung findet wie beschrieben im kontinuierlichen Durchlauf statt, wodurch sich für den quasi-stationären Zustand am Induktorausgang eine konstante Endtemperatur nach Abbildung 5.6 ausbildet. Da sowohl nach der analytischen als auch nach der numerischen Berechnung die Flächenleistung $\frac{P}{A}$ für eine bestimmte Banddicke ein jeweiliges Maximum erreicht, ergibt sich für die Endtemperatur ebenfalls ein Maximum in Abhängigkeit von der Banddicke. Weiterhin ist bekannt und in Abbildung 5.6 ersichtlich, dass für hohe magnetische Feldstärken und dementsprechend hohe umgesetzte Leistungen die Temperaturen für ferromagnetischen Stahl im Bereich der Curie-Temperatur stagnieren. Für den Übergang zwischen dem ferromagne-

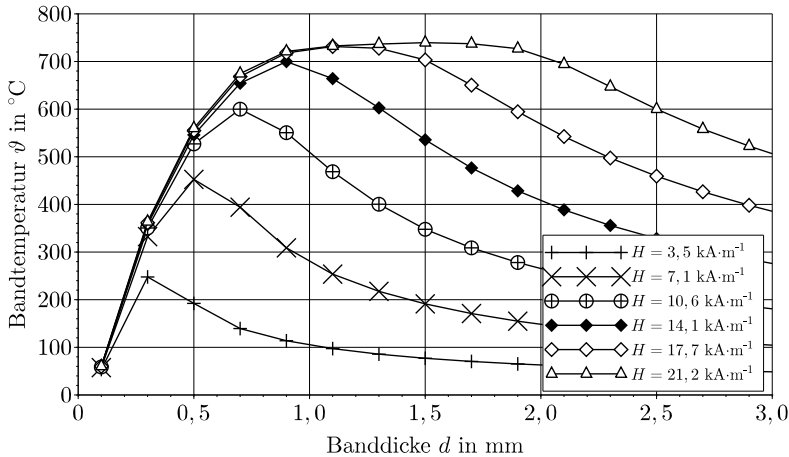


Abb. 5.6: Numerisch berechnete Endtemperatur ϑ des Bandes in Abhängigkeit von der Banddicke d und der magnetischen Feldstärke H bei einer Frequenz von 10 kHz.

tischen und dem paramagnetischen Zustand ist ein erhöhter Energiebedarf notwendig, der auch in Abbildung 4.14 innerhalb des Verlaufs der spezifischen Wärmekapazität ersichtlich ist. Der Verlust der ferromagnetischen Eigenschaften und der Übergang in den paramagnetischen Zustand bedeutet außerdem einen sehr starken Anstieg der Stromeindringtiefe und, unter Beibehaltung der zuvor optimalen Frequenz, eine Verringerung des elektrischen Wirkungsgrades. Ist eine Zieltemperatur am Curie-Punkt erwünscht, kann dieser beim Übergang zum paramagnetischen Zustand auftretende Effekt gezielt ausgenutzt werden. Da die Endtemperatur in einem gewissen Bereich unempfindlich gegenüber der magnetischen Feldstärke erscheint und auch der elektrische Wirkungsgrad aufgrund der Stromeindringtiefe abfällt, stabilisiert sich die Temperatur selbstständig am Curie-Punkt.

5.2.2 Vollständige Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der Feldstärke

Zu der vollständigen Untersuchung des Erwärmungsvorgangs kann für die Permeabilität nicht nur die Abhängigkeit von der magnetischen Oberflächenfeldstärke H_0 betrachtet werden. Aufgrund der elektromagnetischen Feld- bzw. Stromverdrängung stellt sich im zu erwärmenden Band eine mit der Erwärmungstiefe sinkende Feldstärke ein und somit eine damit verbundene steigende relative Permeabilität. Für die nachfolgende Betrachtung wird der nach Kapitel 4.2.3 beschriebene Berechnungsablauf zur Anpassung der relativen Permeabilität μ_r verwendet. Die elektromagnetischen Berechnungsschritte werden mit Iterationsschritten zur Anpassung der Materialeigenschaften aller Elemente des Bandes gekoppelt. Hierbei werden die Berechnungen durchgeführt, bis der quasi-stationäre Zustand erreicht und das Abbruchkriterium erfüllt ist.

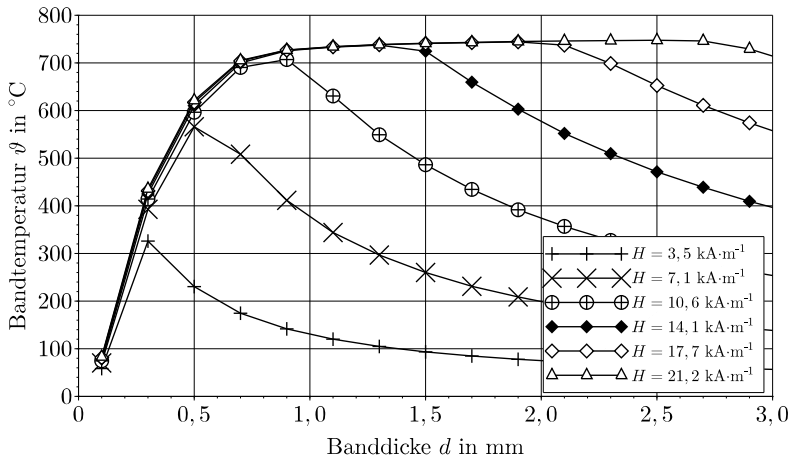


Abb. 5.7: Numerisch berechnete Endtemperatur ϑ des Bandes in Abhängigkeit von der Banddicke d und der magnetischen Feldstärke H unter Berücksichtigung der vollständigen Abhängigkeit der Permeabilität bei einer Frequenz von 10 kHz.

In Abbildung 5.7 ist unter vollständiger Berücksichtigung der magnetischen Feldstärke die in dem Band erreichte Endtemperatur für unterschiedliche Oberflächenfeldstärken ersichtlich. Im Vergleich zur einfachen Betrachtungsweise ergibt sich eine höhere Leistungsumsetzung, wodurch schließlich eine höhere Endtemperatur erreicht wird. Bereits in [82,99] wird gezeigt, dass eine vollständige Berücksichtigung der Magnetisierungskurve notwendig erscheint. Unter der Annahme einer im gesamten Bereich veränderlichen Permeabilität wird je nach magnetischer Feldstärke eine bis zu 31 % größere Stromeindringtiefe ermittelt. Die eindimensionale analytische Berechnung führt dabei unter Verwendung der Fröhlich-Kennelly-Approximation zu einer um bis zu 33 % größeren Verlustleistung innerhalb des ferromagnetischen Materials. Da für die Auslegung der induktiven Erwärmung die Stromeindringtiefe ausschlaggebend für die Wahl der optimalen Frequenz ist, müssen die Materialeigenschaften und ihre Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke stets vollständig berücksichtigt werden. Auch hier ist mit dem Erreichen der Curie-Temperatur von etwa 750 °C die erhöhte Enthalpie durch das Stagnieren der Temperatur ersichtlich.

Eine genauere Betrachtung wird für eine magnetische Feldstärke von $10,6 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ und eine Banddicke von 2,0 mm durchgeführt. In Abbildung 5.8 sind die wesentlichen elektromagnetischen Eigenschaften des Erwärmungsprozesses mit einer einfachen (links) und einer vollständigen Abhängigkeit (rechts) der relativen Permeabilität von der magnetischen Feldstärke dargestellt. Hierbei ist der quasi-stationäre Zustand gegeben und der Induktor ist entsprechend Abbildung 5.2 zwischen 0,40 m und 0,53 m positioniert, aber nicht graphisch dargestellt.

Die magnetische Feldstärke H ist an der Bandoberfläche, aufgrund der gleichen Ausgangsparameter, nahezu identisch und nimmt zur Bandmitte hin ab. Während bei der einfachen Betrachtungsweise für alle Elemente des zu erwärmenden Bandes eine relative Permeabilität von etwa 124 angenommen wird, bildet sich demzufolge bei der erweiterten Betrachtung ein von der magnetischen Feldstärke abhängiger Verlauf aus. Entsprechend den Materialeigenschaften nach Abbildung 4.12 folgt mit zunehmender Feldstärke eine Abnahme der Permeabilität. Infolge der elektromagnetischen Eindringtiefe ist wie beschrieben davon auszugehen, dass innerhalb der Bandmitte die geringste bzw. keine magnetische Feldstärke vorhanden ist, wodurch die Permeabilität dort ihren Maximalwert annimmt. Eine leichte Absenkung mit zunehmender Band-

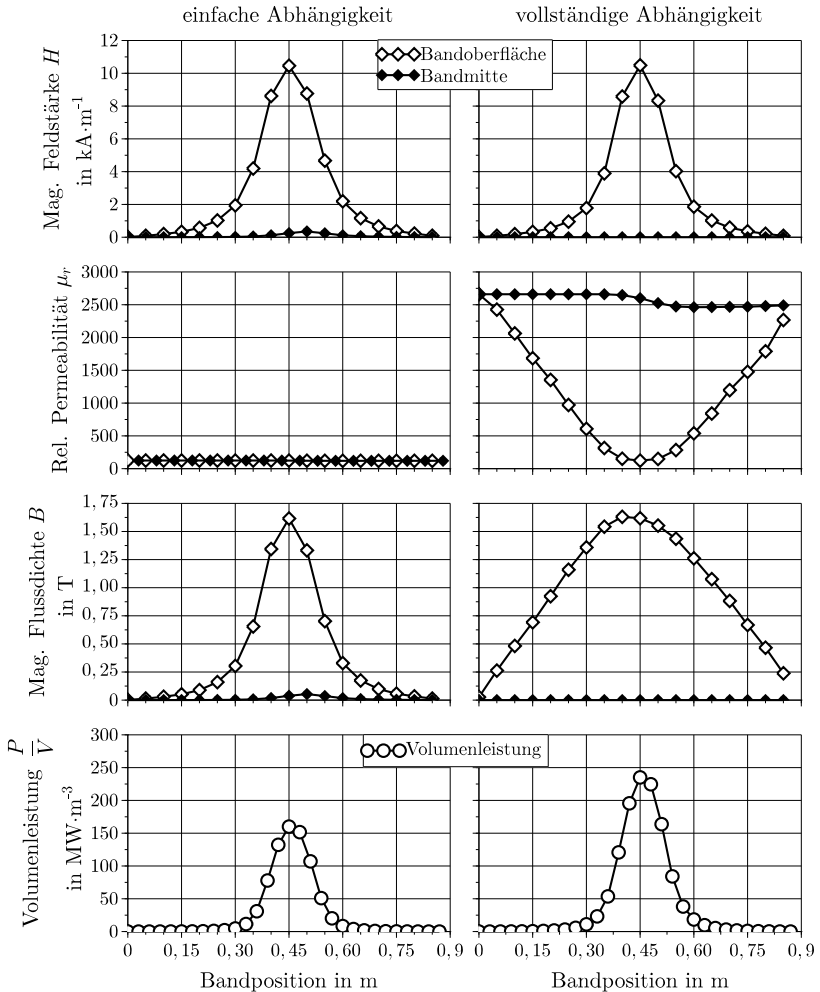


Abb. 5.8: Vergleich elektromagnetischer Eigenschaften bei einfacher (links) und vollständiger Abhängigkeit (rechts) der relativen Permeabilität von der magnetischen Feldstärke H im quasi-stationären Zustand, dargestellt entlang der Erwärmungsstrecke in Vorschubrichtung.

position findet entsprechend der Funktion $\varphi(\vartheta)$ nach Gleichung (4.6) aufgrund der Banderwärmung statt. Die magnetische Flussdichte ist dabei nach Gleichung (3.10) das Produkt aus magnetischer Feldstärke und Permeabilität μ . Die im Band umgesetzte Volumenleistung $\frac{P}{V}$ stellt hierbei die über die Banddicke integrierte Flächenleistung dar und ist über die Gleichungen (4.1) und (4.2) direkt mit dem magnetischen Vektorpotential respektive der magnetischen Flussdichte verbunden. Abbildung 5.8 (unten) verdeutlicht die über die Erwärmungstrecke aufgeweitete und vom Betrag größere Volumenleistung bei der vollständigen Betrachtungsweise.

In Tabelle 5.2 sind die wesentlichen elektrischen Kenngrößen des induktiven Erwärmungsprozesses, unter Beibehaltung einer konstanten Banddicke von 2 mm und der Erwärmung bis zu der Zieltemperatur von 500 °C durch Anpassung der magnetischen Feldstärke, aufgeführt. Für die Erwärmung des Bandes auf Zieltemperatur ist innerhalb des Referenzinduktors eine Flächenleistungsdichte von ca. 380 kW·m⁻² notwendig. Hierbei ergibt die einfache Betrachtungsweise einen um 2,8 % geringeren Wirkungsgrad. Der um ca. 29 % größere Induktorstrom und die um ca. 20 % größere Induktorspannung resultieren aus den Unterschieden im Leistungsfaktor $\cos \varphi$ bzw. der Induktivität L .

Die relative Permeabilität steht bei der einfachen Betrachtungsweise über die magnetische Flussdichte und das magnetische Vektorpotential im direkten Zusammenhang mit dem elektrischen Wirkungsgrad. Es ist somit davon auszugehen, dass eine Vergrößerung der relativen Permeabilität zu einer höheren Leistungsumsetzung im Band und einer damit verbundenen Steigerung des elektrischen Wirkungsgrades führt. Diesbezüglich kann für diese Berechnung eine effektive Permeabilität μ_{eff} definiert werden, bei der die einfache Betrachtungsweise zu dem gleichen Erwärmungsbild führt wie die vollständige Betrachtung. Tabelle 5.3 zeigt den Vergleich der elektrischen Kenngrößen für die Zieltemperatur von 500 °C. Trotz einer gleichen Bandendtemperatur bei der gleichen magnetischen Feldstärke verhalten sich die elektrischen Kenngrößen unterschiedlich zueinander. Es kann zwar für den Anwendungsfall eine effektive Permeabilität definiert werden, allerdings führt diese im quasi-stationären Zustand nur zu der gleichen Endtemperatur. Ein Vergleich der elektrischen Parameter zeigt dagegen weiterhin große Abweichungen.

Betrachtung der Permeabilität	Einfach	Vollständig
Induktorstrom I	1049 A	815 A
Induktorspannung U	273 V·m ⁻¹	228 V·m ⁻¹
Leistungsfaktor $\cos \varphi$	0,14	0,22
Flächenleistung $\frac{P}{A}$	378 kW·m ⁻²	385 kW·m ⁻²
Magnetische Feldstärke H	16,4 kA·m ⁻¹	12,8 kA·m ⁻¹
Elektr. Wirkungsgrad η_{el}	92,6 %	95,4 %
Induktivität L	4,1 μH	4,4 μH
Relative Permeabilität μ_r	82	variabel

Tab. 5.2: Elektrische Kenngrößen des induktiven Erwärmungsprozesses unter einfacher und vollständiger Betrachtung der relativen Permeabilität μ_r bei einer Endtemperatur von 500 °C für 2 mm Banddicke und einer Frequenz von 10 kHz.

Betrachtung der Permeabilität	Vollständig	Effektiv
Induktorstrom I	815 A	880 A
Induktorspannung U	228 V·m ⁻¹	252 V·m ⁻¹
Leistungsfaktor $\cos \varphi$	0,22	0,18
Induktivität L	4,4 μH	4,5 μH
Relative Permeabilität μ_r	variabel	212

Tab. 5.3: Elektrische Kenngrößen des induktiven Erwärmungsprozesses mit einer effektiven Permeabilität im Vergleich zu der vollständigen Betrachtung bei gleicher magnetischer Feldstärke H von 12,8 kA·m⁻¹.

Bei der Prozessauslegung von induktiven Erwärmungsanlagen ist stets eine Leistungsreserve vorzusehen, da nachträgliche Anpassungen mit einem wesentlichen Zeit- und Kostenaufwand verbunden sind. Da mittels der einfachen Berücksichtigung der Permeabilität ein erhöhter Leistungsbedarf aufgrund eines geringeren elektrischen Wirkungsgrades angenommen wird, ist hierbei keine zusätzliche Fehlerabschätzung notwendig. Im Folgenden wird aber stets von der vollständigen Betrachtungsweise der Permeabilität ausgegangen.

5.2.3 Betrachtung der Bandvorschubgeschwindigkeit

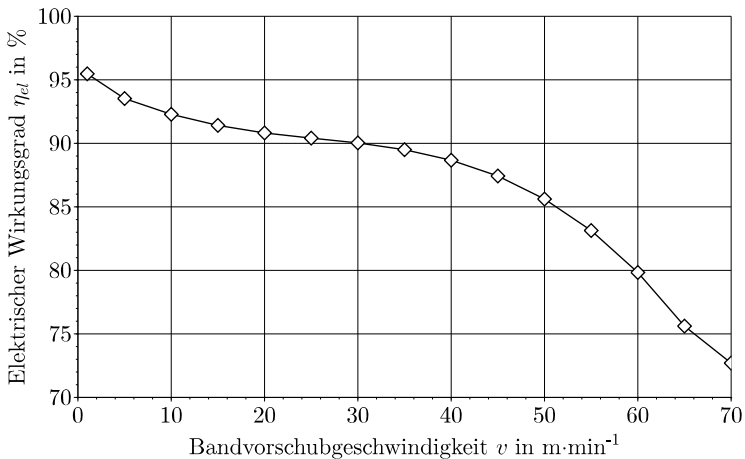


Abb. 5.9: Darstellung des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} der induktiven Erwärmung von Vergütungsstahl auf $500\text{ }^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit von der Bandvorschubgeschwindigkeit v .

Mit der Berücksichtigung einer feldstärkeabhängigen Permeabilität ergibt sich entgegen Kapitel 5.1.2 eine Abhängigkeit von der Bandvorschubgeschwindigkeit v . Die im Band umzusetzende Leistung ist dabei proportional zu der Bandgeschwindigkeit. Diese notwendige Leistungserhöhung ist innerhalb eines festen Induktordesigns nur durch die Vergrößerung der magnetischen Feldstärke möglich. Deren Anhebung ist wiederum mit einem effektiven Absinken der Permeabilität verbunden,

wodurch der elektrische Wirkungsgrad fällt. Abbildung 5.9 verdeutlicht dieses Abfallen mit zunehmender Bandvorschubgeschwindigkeit v . Die Ergebnisse der numerischen Simulation beruhen wiederum auf der Zieltemperatur von 500 °C für eine Banddicke von 2 mm bei der optimalen Frequenz von 10 kHz . Für die untersuchte Vorschubgeschwindigkeit von $1\text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ ist innerhalb des Induktors eine magnetische Feldstärke H von $12,8\text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ notwendig, welche mit zunehmender Geschwindigkeit auf ca. $171\text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ für $50\text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$ steigt.

5.2.4 Frequenzeinfluss

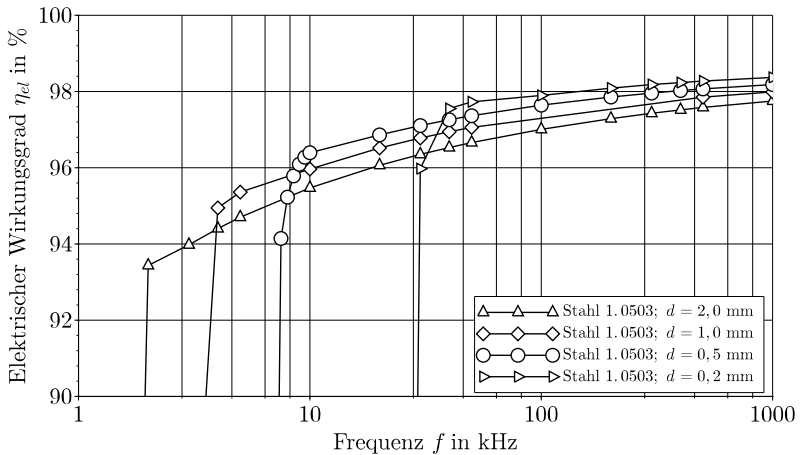


Abb. 5.10: Elektrischer Wirkungsgrad η_{el} der induktiven Erwärmung von Vergütungsstahl bis 500 °C in Abhängigkeit von der Frequenz f für unterschiedliche Banddicken.

Die bisher betrachtete Frequenz von 10 kHz begrenzt den Anwendungsbereich der induktiven Längsfelderwärmung erheblich. Abbildung 5.10 stellt den elektrischen Wirkungsgrad der induktiven Erwärmung von Vergütungsstahl für einen Frequenzbereich bis zu 1000 kHz und eine Zieltemperatur von 500 °C für unterschiedliche Banddicken dar.

Unter der vollständigen Berücksichtigung der relativen Permeabilität verhalten sich die Ergebnisse erst einmal äquivalent zu einer Betrachtung mit einer feldstärkeunabhängigen Permeabilität nach Kapitel 5.1.1. Mit dem Unterschreiten einer kritischen Frequenz, die entsprechend dem d/δ -Verhältnis für dünnere Bänder steigt, fällt der elektrische Wirkungsgrad der Anlage sehr schnell ab. Mit der Vergrößerung der Frequenz steigt entgegen Kapitel 5.1.1 der elektrische Wirkungsgrad noch weiter an. Hierbei spielt ein weiterer Einfluss eine Rolle, da mit größerer Frequenz eine geringere magnetische Feldstärke für die gleiche Leistungsdichte notwendig ist. Entsprechend steigt die Permeabilität und somit der elektrische Wirkungsgrad für kleinere magnetische Feldstärken.

5.2.5 Auswirkung der magnetischen Eigenschaften

Die Abhängigkeit der relativen Permeabilität von der magnetischen Feldstärke kann nach Kapitel 4.3.1 mithilfe der Fröhlich-Kennelly-Approximation, die über die Gleichung

$$B = \frac{H}{a + (b \cdot |H|)}$$

beschrieben wird, dargestellt werden.

Abbildung 5.11 verdeutlicht den Einfluss der Konstanten b , indem die magnetische Flussdichte B in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H dargestellt ist. Mit Vergrößerung der Konstanten b verringert sich die Sättigungsflussdichte B_{sat} , wobei die Feldstärke zum Erreichen der magnetischen Sättigung immer bei etwa $25,0 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ liegt.

Der Einfluss der Sättigungsflussdichte wird anhand der in Tabelle 5.4 dargestellten magnetischen Eigenschaften untersucht. Für die folgenden Berechnungen wird der Erwärmungsvorgang von ferromagnetischem Material innerhalb des Referenzinduktors betrachtet. Hierbei wird für alle Elemente die relative Permeabilität in Abhängigkeit der magnetischen Feldstärke nach dem in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Berechnungsablauf durchgeführt. Die Endtemperatur beträgt weiterhin 500°C bei einer Bandvorschubgeschwindigkeit von $1 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$. Die Verringerung der magnetischen Flussdichte bedeutet für eine konstante Feldstärke auch eine Verringerung der relativen Permeabilität. Wie in Kapitel 5.2.2 verdeutlicht, sinkt hierdurch der elektrische Wirkungsgrad

der Anlage nur geringfügig. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 5.4 aufgelistet.

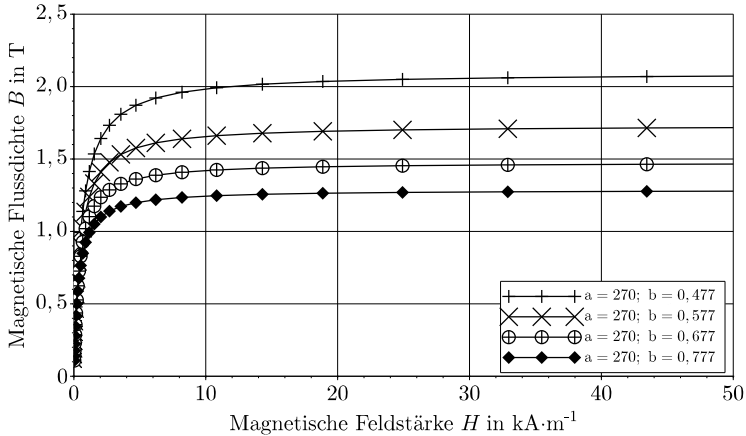


Abb. 5.11: Darstellung der magnetischen Flussdichte B in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H für unterschiedliche Werte von b nach der Fröhlich-Kennelly-Approximation.

a	b	B_{sat}	Elektr. Wirkungsgrad η_{el}
270	0,477	2,02	95,8 %
270	0,577	1,67	95,5 %
270	0,677	1,42	95,2 %
270	0,777	1,24	94,9 %

Tab. 5.4: Vergleich des elektrischen Wirkungsgrades des Referenzinduktors bei der Erwärmung ferromagnetischer Materialien mit unterschiedlichen Sättigungsflussdichten.

Die Konstante a der Fröhlich-Kennelly-Approximation hat dagegen nahezu keinen Einfluss auf den Betrag der Sättigungsflussdichte, sondern beschreibt die Anfangssteigung der Kennlinie. In Abbildung 5.12 ist der Einfluss der Konstanten a für eine magnetische Feldstärke bis $5 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ dargestellt. Eine Verringerung von a bedeutet eine größere Anfangssteigung, wodurch die jeweils gleiche Sättigungsflussdichte bereits bei kleinerer magnetischer Feldstärke erreicht wird. Die Ergebnisse der numerischen Simulation in Tabelle 5.5 zeigen, dass die Steigung der Kennlinie nahezu keinen Einfluss auf den elektrischen Wirkungsgrad der Anlage hat. Die im Referenzinduktor vorherrschende magnetische Feldstärke liegt bereits für den untersuchten Fall geringer Flächenleistungsdichten nach Tabelle 5.2 bei etwa $12,8 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$. Hierdurch ist der Einfluss der Anfangssteigung der magnetischen Flussdichte B , der nur bei geringen magnetischen Feldstärken kleiner ca. $5 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ erkennbar sein wird, zu vernachlässigen.

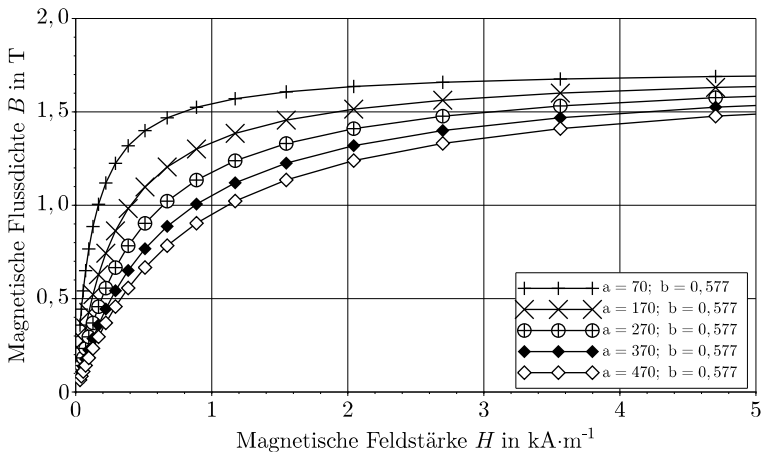


Abb. 5.12: Darstellung der magnetischen Flussdichte B in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H für unterschiedliche Werte von a nach der Fröhlich-Kennelly-Approximation.

a	b	B_{sat}	Elektr. Wirkungsgrad η_{el}
70	0,577	1,70	95,7 %
170	0,577	1,68	95,6 %
270	0,577	1,67	95,5 %
370	0,577	1,66	95,4 %
470	0,577	1,65	95,3 %

Tab. 5.5: Vergleich des elektrischen Wirkungsgrades des Referenzinduktors bei der Erwärmung ferromagnetischer Materialien mit unterschiedlichen Steigungen der magnetischen Flussdichte nach der Fröhlich-Kennelly-Approximation.

5.2.6 Einfluss der Induktorgeometrie

Die Induktorgeometrie hat einen entscheidenden Einfluss auf den elektrischen Wirkungsgrad des Induktors und die Temperaturverteilung im Werkstück. Die zweidimensionale Berechnung bezieht sich, wie bereits beschrieben, auf den regulären Bereich, wodurch die Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung nur über die in Kapitel 6.1 durchgeführten dreidimensionalen Berechnungen bestimmt werden kann. Der elektrische Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Induktorhöhe, welche das Lichte Maß der horizontalen Komponenten des Induktors beschreibt, ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Mit zunehmender Induktorhöhe vergrößert sich der magnetische Streufluss, wodurch der elektrische Wirkungsgrad fällt.

Ebenfalls einen signifikanten Einfluss auf den elektrischen Wirkungsgrad hat der Spulenfaktor k . Dieser beschreibt das Verhältnis der effektiven Breite des Kupferprofils zu der Induktorlänge. Der Spulenfaktor k liegt somit zwischen 1, was idealisiert keinen Abstand zwischen den Spulenwindungen bedeutet, und 0, einem unendlichen großen Abstand. Abbildung 5.14 verdeutlicht die Abhängigkeit des elektrischen Wirkungsgrades von dem Spulenfaktor. Mit kleiner werdendem Spulenfaktor vergrößert sich der elektrische Widerstand des Induktors und somit dessen Verlustleistung stetig, wodurch der elektrische Wirkungsgrad sinkt. Für die untersuchte Anordnung bildet sich somit ein flaches Maximum des elektrischen Wirkungsgrades für einen Spulenfaktor von etwa 0,8 aus.

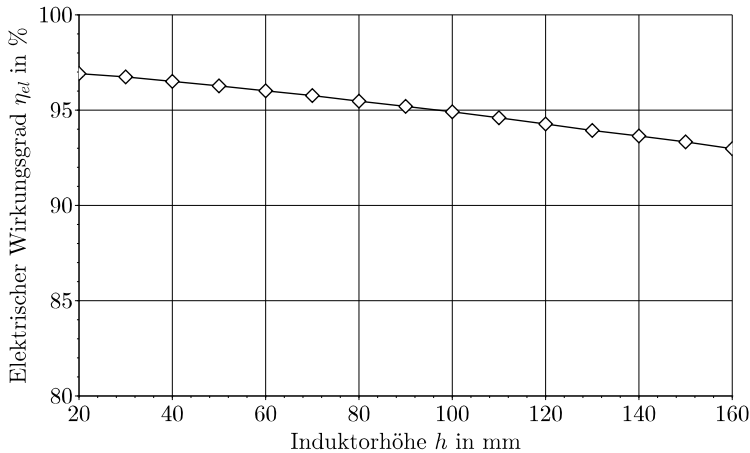


Abb. 5.13: Darstellung des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} in Abhängigkeit von der Induktorhöhe h bei der Erwärmung bis 500 °C und mit einer Frequenz von 10 kHz.

5.3 Betrachtung paramagnetischer Materialeigenschaften

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, kann heutzutage eine Wechselrichtereffizienz bis in den Megahertz-Bereich mit ausreichender Leistungsversorgung bereitgestellt werden. Hierdurch besteht die Möglichkeit, mit der induktiven Längsfelderwärmung einerseits wesentlich dünnere Bänder bis zur Curie-Temperatur, andererseits bisher übliche Banddicken ferromagnetischer Materialien bis oberhalb der Curie-Temperatur zu erwärmen. Abbildung 5.1 verdeutlicht die notwendigen hohen Frequenzen für dünne Bänder und nicht ferromagnetische Materialien. Im Folgenden wird von einer möglichen Frequenz f von bis zu 1000 kHz ausgegangen, wodurch sich Anwendungen für Titanlegierungen mit Dicken bis zu minimal ca. 2,0 mm, für Aluminium bis minimal ca. 0,3 mm und für Vergütungsstahl im ferromagnetischen Zustand mit $\mu_r = 30$ bis minimal ca. 0,1 mm, im paramagnetischen Zustand bis minimal ca. 1,9 mm ergeben.

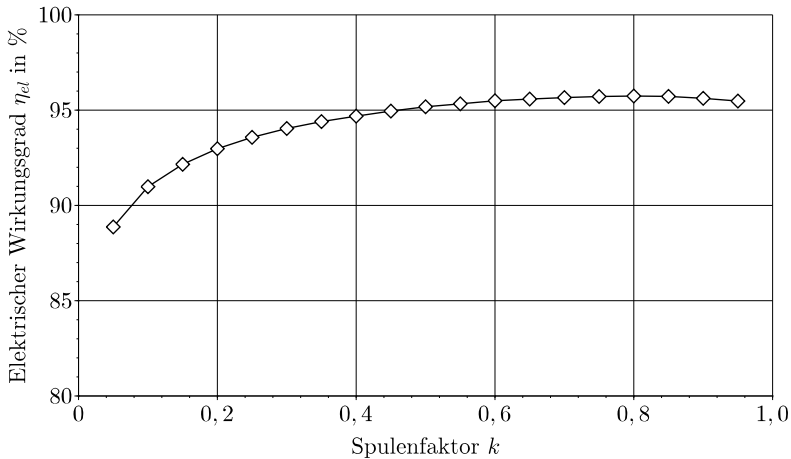


Abb. 5.14: Darstellung des elektrischen Wirkungsgrades η_{el} in Abhängigkeit von dem Spulenfaktors k bei der Erwärmung bis $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ und mit einer Frequenz von 10 kHz .

5.3.1 Aluminium und TiAl6V4

In Abbildung 5.1 ist die optimale Frequenz f_{opt} für die induktive Längsfelderwärmung neben dem bereits untersuchten Vergütungsstahl 1.0503 auch für Aluminium und die Titanlegierung TiAl6V4 ersichtlich. Während bei Vergütungsstahl eine starke Abhängigkeit von dem magnetischen Zustand des Materials vorhanden ist, steigt die optimale Frequenz der Banderwärmung für das stets paramagnetische Aluminium und die Titanlegierung nur sehr gering mit zunehmender Temperatur. Hierbei hat nur die elektrische Leitfähigkeit κ , die sich mit der Temperatur ändert, einen Einfluss auf die Verschiebung.

In Tabelle 5.6 ist der über Gleichung (3.19) abgeschätzte elektrische Wirkungsgrad η_{el} für unterschiedliche Bandmaterialien bei Raumtemperatur ersichtlich. Aluminium kann aufgrund seiner ähnlich hohen elektrischen Leitfähigkeit κ wie Kupfer innerhalb der Längsfelderwärmung nur mit einem elektrischen Wirkungsgrad von maximal etwa 55% erwärmt werden. Aufgrund des hohen elektrischen Widerstandes hat TiAl6V4 mit etwa 90% einen sehr hohen möglichen Wirkungsgrad,

Bandmaterial	Elektr. Leitfähigkeit κ	Elektr. Wirkungsgrad η_{el}
Stahl 1.0503	$5,81 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	94,5 %
Aluminium	$3,78 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	55,4 %
TiAl6V4	$0,62 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	90,6 %

Tab. 5.6: Maximaler elektrischer Wirkungsgrad η_{el} der induktiven Längsfelderwärmung für unterschiedliche Bandmaterialien bei Raumtemperatur.

nachteilig wirken sich aber die zu der Erwärmung erforderlichen hohen Frequenzen aus, die für ein optimales d/δ -Verhältnis notwendig sind.

Eine analytische Abschätzung der Flächenleistung $\frac{P}{A}$ im Band nach Gleichung (3.13) ist für Aluminium in Abbildung 5.15 und für TiAl6V4 in Abbildung 5.17 gegeben. Für eine untersuchte Frequenz von 10 kHz und Materialeigenschaften bei einer Temperatur von 500 °C ist bei beiden paramagnetischen Bandmaterialien nahezu keine Verschiebung des optimalen Arbeitspunkts mit Änderung der magnetischen Feldstärke H zu erkennen. Für Vergütungsstahl hat diese Verschiebung, wie in Abbildung 5.4 ersichtlich, im Wesentlichen zwei Gründe: zum einen die starke Abhängigkeit der Permeabilität μ von der magnetischen Feldstärke H und deren Einfluss auf die Eindringtiefe δ und zum anderen eine Vergrößerung des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{el} mit Zunahme der Temperatur. Aufgrund des stets paramagnetischen Zustandes von Aluminium und TiAl6V4 ist dort die erste Abhängigkeit nicht gegeben. Der Anstieg des elektrischen Widerstandes mit der Temperatur, wie in Abbildung 4.10 ersichtlich, fällt zudem geringer aus, als bei dem untersuchten Vergütungsstahl. Hierdurch tritt nahezu keine Verschiebung des optimalen Arbeitspunkts mit zunehmender magnetischer Feldstärke auf. Somit spiegelt die aus der analytischen Berechnung für eine maximale Flächenleistung zu entnehmende optimale Banddicke von etwa 4 mm für Aluminium und etwa 20 mm für TiAl6V4 die Berechnungen nach Abbildung 5.1 wider.

Abbildungen 5.16 und 5.18 verdeutlichen die über die numerische Simulation ermittelte Flächenleistung im Band $\frac{P}{A}$ für Aluminium und TiAl6V4. Hierbei wird der gesamte Erwärmungsvorgang für unterschiedliche Banddicken d und magnetischen Feldstärken H bis zum Erreichen

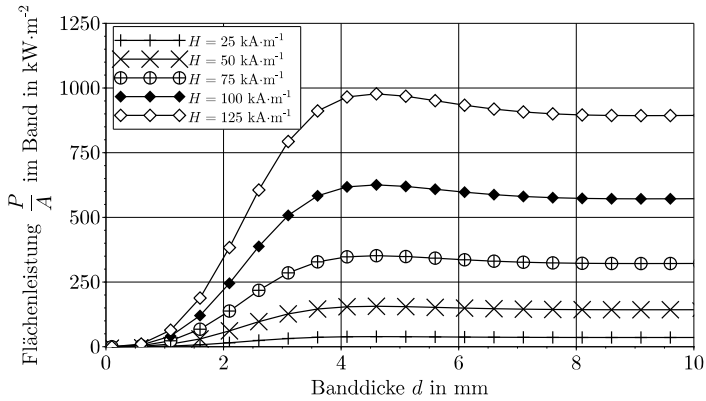


Abb. 5.15: Analytisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ innerhalb des Bandes in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H und der Banddicke d bei einer Frequenz f von 10 kHz und einer Temperatur ϑ von 500 °C für Aluminium.

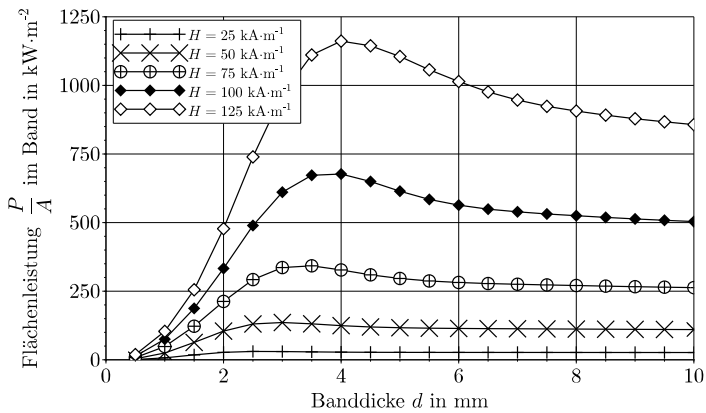


Abb. 5.16: Numerisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ innerhalb des Bandes in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H und der Banddicke d bei einer Frequenz f von 10 kHz für Aluminium.

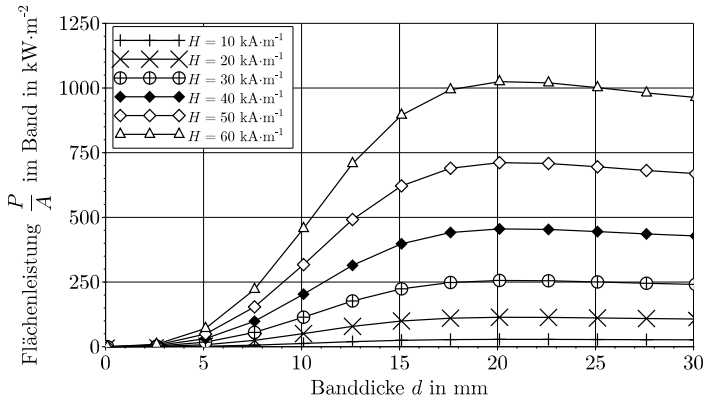


Abb. 5.17: Analytisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ innerhalb des Bandes in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H und der Banddicke d bei einer Frequenz f von 10 kHz und einer Temperatur ϑ von 500 °C für TiAl6V4.

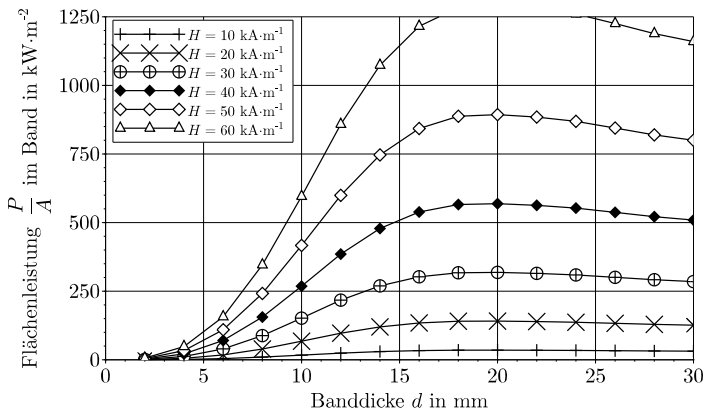


Abb. 5.18: Numerisch berechnete Flächenleistung $\frac{P}{A}$ innerhalb des Bandes in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke H und der Banddicke d bei einer Frequenz f von 10 kHz für TiAl6V4.

des quasi-stationären Zustandes betrachtet. Mit zunehmender Flächenleistung und somit auch zunehmender Temperatur ist eine leichte Verschiebung der optimalen Banddicke ersichtlich. Diese Verschiebung ist aufgrund einer größeren Temperaturabhängigkeit der elektrische Leitfähigkeit κ für Aluminium stärker ausgeprägt als für TiAl6V4. Des Weiteren ist die numerisch ermittelte Flächenleistung $\frac{P}{A}$ betragsmäßig größer als numerisch berechnet. Für die Ermittlung der Flächenleistung im Band müssen bei der numerischen Simulation zwei Größen herangezogen werden, wodurch es zu den ersichtlichen Abweichungen der Flächenleistung kommt. Zum einen wird die im Induktor maximale magnetische Feldstärke H , deren Verlauf beispielsweise in Abbildung 5.8 dargestellt ist, für die Berechnung verwendet. Zum anderen muss für die Berechnung eine Fläche angenommen werden, innerhalb der die Leistung umgesetzt wird. Aufgrund der zweidimensionalen Berechnung im Längsschnitt und des magnetischen Streufeldes ist diese effektive Länge größer als die Induktorlänge.

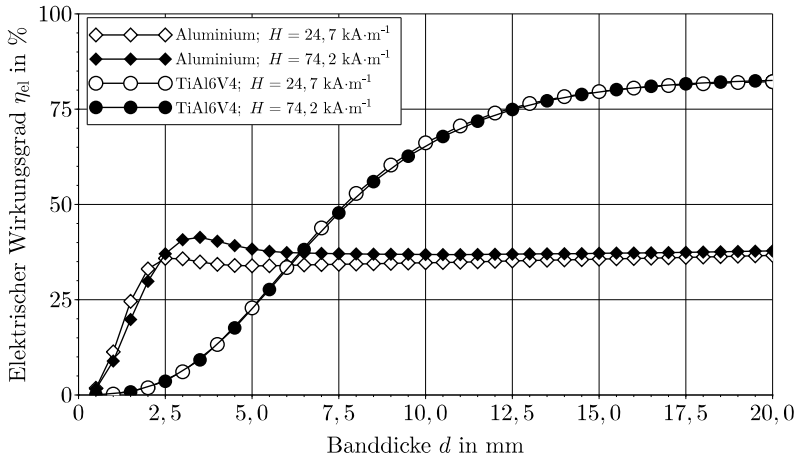


Abb. 5.19: Vergleich des elektrischen Wirkungsgrades zur Erwärmung von Aluminium und TiAl6V4 in Abhängigkeit der Banddicke für unterschiedliche Feldstärken.

Unter Beibehaltung der bisherigen Frequenz von 10 kHz ergeben sich für die untersuchten Materialien die elektromagnetischen Eindringtiefen bei Raumtemperatur für Aluminium zu 0,8 mm und für TiAl6V4 zu 6,3 mm. Abbildung 5.19 verdeutlicht den durch die numerischen Berechnungen ermittelten Einfluss des Bandmaterials auf den elektrischen Wirkungsgrad. Entsprechend dem d/δ -Verhältnis von 3,5 ergibt sich rechnerisch eine minimale Banddicke für TiAl6V4 von 22,3 mm und für Aluminium von 2,7 mm, was direkt mit den Ergebnissen der numerischen Berechnungen in Abbildung 5.19 vergleichbar ist. Die numerische Simulation berücksichtigt hierbei stets die Änderung der Materialeigenschaften aufgrund des Temperaturanstiegs. Für die untersuchte magnetische Feldstärke von $74,2 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ liegt der elektrische Wirkungsgrad im Maximum für Aluminium bei 41,4 % und für TiAl6V4 bei 82,7 % und verhält sich damit in der Größenordnung gemäß der Abschätzung nach Tabelle 5.6.

5.3.2 Frequenzeinfluss

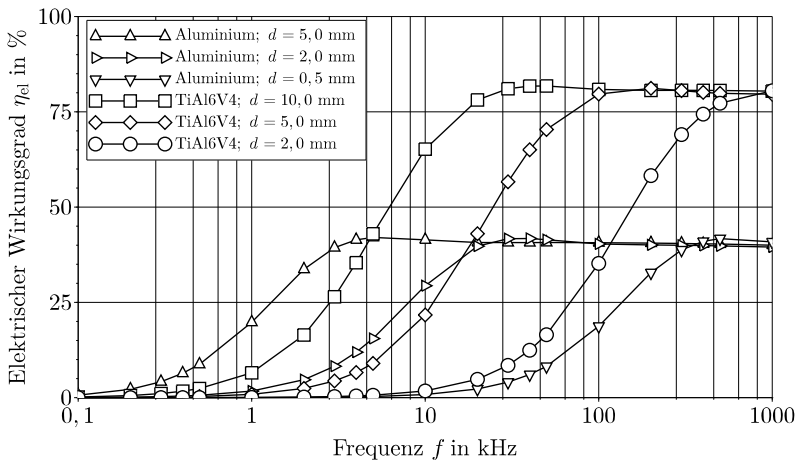


Abb. 5.20: Elektrischer Wirkungsgrad η_{el} der induktiven Erwärmung von Aluminium und TiAl6V4 bis 500 °C in Abhängigkeit von der Frequenz f für unterschiedliche Banddicken d .

In Abbildung 5.20 ist der elektrische Wirkungsgrad η_{el} für Aluminium und TiAl6V4 in Abhängigkeit von der Frequenz f für verschiedene Banddicken d dargestellt. Durch die nur geringe Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes und der spezifischen Wärmekapazität für den betrachteten Erwärmungsbereich bis 500 °C, ist die theoretische Auslegung der optimalen Frequenz f_{opt} nach Kapitel 5 für Aluminium und TiAl6V4 direkt anwendbar. Wie bereits rechnerisch für Vergütungsstahl ermittelt, ergibt sich, bei einer Grenzfrequenz von 1000 kHz und Materialeigenschaften für 260 °C, für Aluminium eine optimale Banddicke von etwa 0,4 mm und für TiAl6V4 von 2,3 mm. Diese Werte sind direkt mit den numerischen Berechnungsergebnissen aus Abbildung 5.20 vergleichbar.

Entgegen der Berechnung für Vergütungsstahl nach Abbildung 5.10 sinkt der elektrische Wirkungsgrad für Aluminium und TiAl6V4 mit Unterschreiten einer Frequenz nicht unmittelbar, sondern erst innerhalb ca. einer Dekade, da kein Einfluss der Permeabilität μ vorhanden ist.

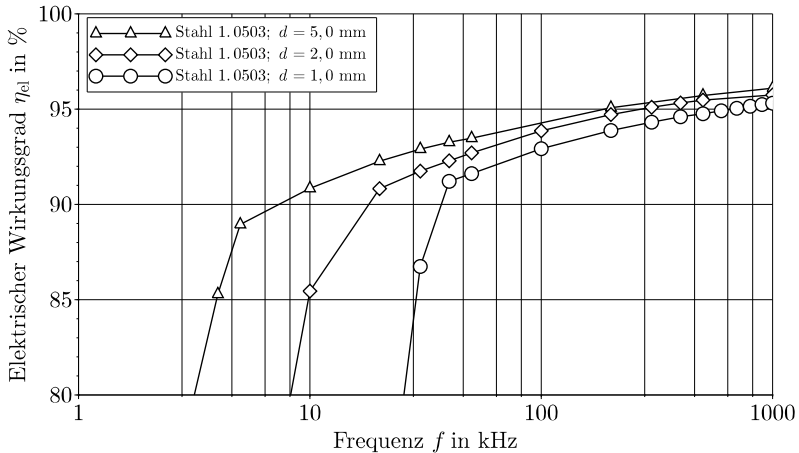


Abb. 5.21: Elektrischer Wirkungsgrad η_{el} der induktiven Erwärmung von Vergütungsstahl bis 800 °C in Abhängigkeit von der Frequenz f für unterschiedliche Banddicken d .

Die induktive Erwärmung von ferromagnetischem Material bis oberhalb der Curie-Temperatur muss gesondert betrachtet werden, da sich mit Erreichen der Curie-Temperatur die Materialeigenschaften sehr schnell und stark ändern. Das in den paramagnetischen Zustand übergehende Material benötigt eine wesentlich höhere Frequenz zur optimalen Erwärmung, andernfalls kommt es zu dem bereits beschriebenen Stagnieren der Temperatur am Curie-Punkt. Der sehr schnelle Anstieg der Stromeindringtiefe δ lässt den elektrischen Wirkungsgrad sehr schnell abfallen und die zuvor optimale Frequenz kann nicht beibehalten werden. Abbildung 5.21 verdeutlicht das schnelle Absinken des elektrischen Wirkungsgrades bei der Erwärmung von Vergütungsstahl mit Unterschreiten einer kritischen Frequenz für unterschiedliche Banddicken und eine Zieltemperatur von 800 °C.

5.4 Zusammenfassung der zweidimensionalen Untersuchungen

Die zweidimensionale Simulation stellt den ersten Schritt einer numerischen Analyse des Erwärmungsprozesses dar und kann den Einfluss unterschiedlicher Parameter auf die elektrischen Kenngrößen verdeutlichen.

Permeabilität

Die relative Permeabilität ist durch ihre starke Abhängigkeit von der Temperatur und der magnetischen Feldstärke bei der Auslegung induktiver Erwärmungsanlagen stets zu berücksichtigen. Die starke Temperaturabhängigkeit muss für ferromagnetische Materialien einbezogen werden, wenn der Erwärmungsprozess die Curie-Temperatur erreicht. Die Auslegung der Frequenz ist dann für den paramagnetischen Zustand durchzuführen, andernfalls kommt es zu einem starken Absinken des elektrischen Wirkungsgrades.

Eine Erhöhung der Leistung über die magnetische Feldstärke führt immer zu einer Verringerung der relativen Permeabilität, wodurch ebenfalls der elektrische Wirkungsgrad absinkt. Für ferromagnetische Materialien ist somit stets eine vollständige temperatur- und feldstärkenabhängige relative Permeabilität zu berücksichtigen.

Frequenz

Durch das optimale d/δ -Verhältnis von etwa 3,5 stellt die Frequenz eine entscheidende Einflussgröße bei der induktiven Längsfelderwärmung dar. Unter der Annahme einer Grenzfrequenz von 1000 kHz ergeben sich Anwendungsmöglichkeiten für Aluminium mit Dicken bis minimal etwa 0,4 mm und für TiAl6V4 bis minimal etwa 2,3 mm. Für den betrachteten Vergütungsstahl muss stets der Übergang vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand mit einbezogen werden. Es ergibt sich eine minimale Dicke von 0,1 mm im ferromagnetischen und von 1,9 mm im paramagnetischen Zustand.

Bandvorschubgeschwindigkeit

Die zur Erwärmung notwendige Enthalpie ist über den Massendurchsatz proportional zu der Bandvorschubgeschwindigkeit. Um somit eine gleichbleibende Endtemperatur zu gewährleisten, muss die umgesetzte Flächenleistung durch Vergrößerung der magnetischen Feldstärke steigen. Während bei para- und diamagnetischen Materialien die magnetische Feldstärke kein Einfluss auf den Erwärmungsvorgang hat, ist die relative Permeabilität bei ferromagnetischen Materialien stark abhängig von dieser. Daraus resultiert eine stetige Abnahme des elektrischen Wirkungsgrades mit zunehmender Bandvorschubgeschwindigkeit.

Induktorgeometrie

Aufgrund der Verlustleistung haben die geometrischen Abmessungen des Induktors einen entscheidenden Einfluss auf den elektrischen Wirkungsgrad der Anlage. Mit zunehmender Induktorhöhe und -breite verringert sich der elektrische Wirkungsgrad stetig, da sowohl die mittlere Windungslänge und somit die Ohmschen Verluste im Induktor als auch der magnetische Streufluss zunehmen. Des Weiteren trägt das Kupferprofil über den Spulenfaktor zum elektrischen Wirkungsgrad bei. Für den Spulenfaktor ist ein Wert von etwa 0,6 bis 0,8 anzustreben, hier erreicht der elektrische Wirkungsgrad ein flaches Maximum.

6 Dreidimensionale Untersuchung des Erwärmungsprozesses

Die bisherige Abstraktion des Längsfeldinduktors auf ein zweidimensionales Modell im Längsschnitt führt zu der alleinigen Betrachtung des regulären Bereichs des Induktors. Die Wärmequellen- und Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung kann aber nur innerhalb eines dreidimensionalen Modells nach Kapitel 4.2 berechnet und analysiert werden. Des Weiteren hängt die Temperaturverteilung zur Bandkante hin wesentlich von der Schwingkreisfrequenz ab. Dieser Zusammenhang kann nicht mithilfe des zweidimensionalen Modells im Längsschnitt beschrieben werden.

6.1 Vergleich unterschiedlicher Berechnungsmodelle

In Kapitel 4.2.1 wird die Möglichkeit der Extrapolation der Ergebnisse in das Dreidimensionale beschrieben. Hierbei kann ein Vergleich zu der zweidimensionalen Simulation nur mithilfe eines dreidimensionalen numerischen Modells erfolgen, wobei nach Kapitel 4.2.1 zwischen dem Modell unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie und einem vollständigen Modell unterschieden werden kann.

6.1.1 Dreidimensionale Extrapolation der Ergebnisse

Der elektrische Wirkungsgrad η_{el} eines Induktors wird nach Gleichung (3.18) bestimmt und ist von der umgesetzten Leistung innerhalb des Induktors und des Bandes abhängig. Die numerische Berechnung der Verlustleistung einer zweidimensionalen Simulation bezieht sich immer auf die dritte Dimension. Mithilfe der mittleren Länge einer Spulenwindung l_{Ind} des Induktors und der Breite b des zu erwärmenden Bandes kann über Gleichung (4.3) der elektrische Wirkungsgrad einer dreidimensionalen Anordnung bestimmt werden. Außerdem kann der extrapolierte Wirkungsgrad $\eta_{el,extrapoliert}$ in Abhängigkeit von dem Wirkungsgrad aus der zweidimensionalen Berechnung $\eta_{el,2D}$ und von dem Verhältnis $2 \cdot b/l_{Ind}$ durch

$$\eta_{el,extrapoliert} = \frac{\frac{2b}{l_{Ind}} \cdot \eta_{el,2D}}{\frac{2b}{l_{Ind}} \cdot \eta_{el,2D} - \eta_{el,2D} + 1} \quad (6.1)$$

beschrieben werden. Abbildung 6.1 verdeutlicht den extrapolierten Wirkungsgrad $\eta_{el,extrapoliert}$ in Abhängigkeit von dem l_{Ind}/b -Verhältnis. In einer idealisierten Anordnung entspricht die Länge einer Spulenwindung genau der doppelten Bandbreite. Für diesen Fall $l_{Ind}/b = 2$ stimmt der elektrische Wirkungsgrad $\eta_{el,extrapoliert}$ mit dem der zweidimensionalen Berechnung überein. Mit zunehmender Länge der Spulenwindung fällt der Wirkungsgrad stetig, da der Anteil der Ohmschen Verluste im Induktor steigt. Es ist also anzustreben, für einen größtmöglichen elektrischen Wirkungsgrad die Induktorbreite und -höhe so gering wie möglich zu halten.

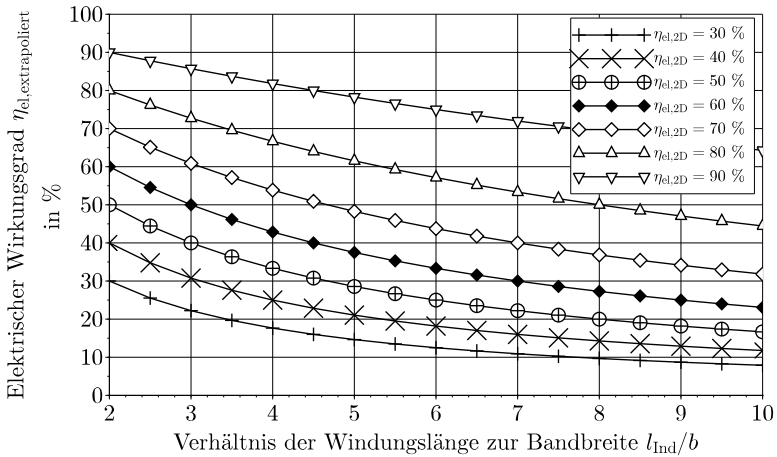


Abb. 6.1: Extrapolierte Wirkungsgrad $\eta_{el,extrapoliert}$ in Abhängigkeit von dem Verhältnis l_{Ind}/b und dem zweidimensionalen Wirkungsgrad $\eta_{el,2D}$.

6.1.2 3D-Untersuchung unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie

Für den in den folgenden dreidimensionalen Untersuchungen unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie untersuchten Referenzinduktor ergibt sich bei der festgelegten Induktorhöhe von 80 mm und der Induktorbreite von 375 mm eine mittlere Windungslänge von $l_{Ind} = 910$ mm. Das für die Berechnungen verwendete Modell unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Für ein Produktspektrum mit Bandbreiten zwischen 100 mm und 300 mm entspricht dieses einem l_{Ind}/b -Verhältnis zwischen 3,0 und 9,1.

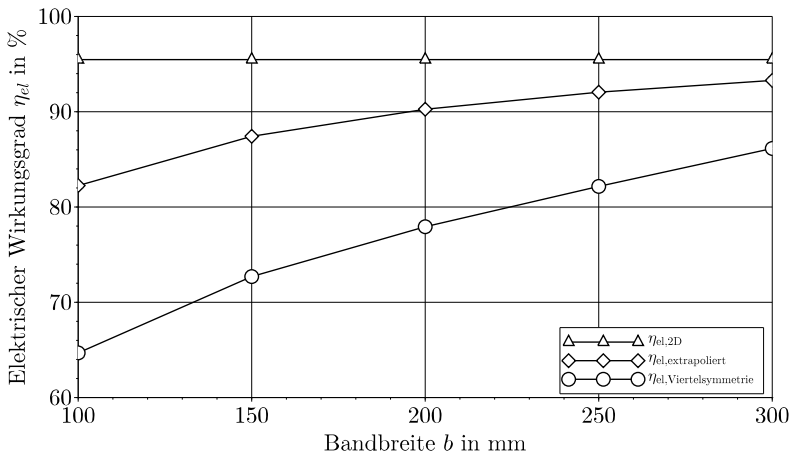


Abb. 6.2: Vergleich des extrapolierten Wirkungsgrades $\eta_{el,extrapoliert}$ mit dem Wirkungsgrad der dreidimensionalen Berechnung $\eta_{el,Viertelsymmetrie}$ in Abhängigkeit von der Bandbreite.

Abbildung 6.2 zeigt den berechneten elektrischen Wirkungsgrad $\eta_{el,2D}$ der zweidimensionalen Simulation und die nach Gleichung (6.1) extrapolierte Werte $\eta_{el,extrapoliert}$ sowie die Werte der dreidimensionalen Berechnung $\eta_{el,Viertelsymmetrie}$ unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie. Für eine Bandbreite von 300 mm ergibt sich dabei eine Differenz von ca. 7 % zwischen den extrapolierten Werten und denen der dreidimensionalen Berechnung. Bereits in [100] wird gezeigt, dass bei drei-

dimensionalen Simulationen die Höhe der Induktorverluste wesentlich von der Geometrie und der Vernetzung abhängig ist und dabei stets zu hoch berechnet wird. Für eine genauere Betrachtung muss die Induktorvernetzung in Richtung des Stromflusses wesentlich verfeinert werden, wodurch eine signifikante Vergrößerung der Berechnungslaufzeit stattfindet.

Des Weiteren sinkt der elektrische Wirkungsgrad mit abnehmender Bandbreite und folglich mit zunehmendem l_{Ind}/b -Verhältnis stetig. Die Verlustleistung P_{Ind} im Induktor ist dabei für alle Berechnungen unterschiedlicher Bandbreiten nahezu gleich, da der Betrag des Induktorstroms konstant gehalten wird. Hierdurch ergibt sich ebenfalls eine gleich große magnetische Feldstärke innerhalb des regulären Bereichs und somit die gleiche Flächenleistung $\frac{P}{A}$, wodurch die gleiche Endtemperatur erzielt wird. Die umgesetzte Leistung P_{Band} im Band ist somit nur noch von dessen Breite abhängig und der elektrische Wirkungsgrad η_{el} sinkt für kleinere Bandbreiten.

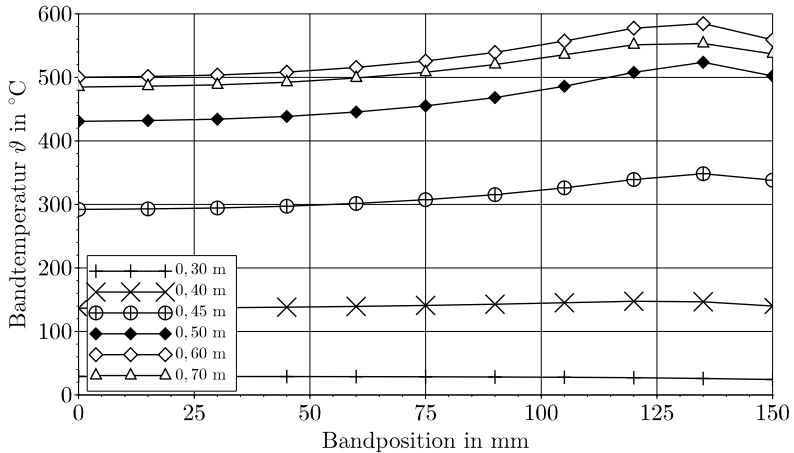


Abb. 6.3: Darstellung der Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung über die halbe Breite des 300 mm breiten Bandes für verschiedene Positionen innerhalb und außerhalb des Induktors.

Wie beschrieben gilt die zweidimensionale Berechnung nur näherungsweise für den regulären Bereich des Induktors, wodurch keine Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung berechnet werden kann. Abbildung 6.3 stellt den Temperaturverlauf quer zur Vorschubrichtung für verschiedene Positionen innerhalb und außerhalb des Induktors dar. Die Induktorposition ist dabei identisch mit der der zweidimensionalen Berechnung und liegt zwischen 0,4 m und 0,53 m. Der Temperaturverlauf wird über die halbe Breite des 300 mm breiten Bandes dargestellt, beginnend mit der Bandmitte. Entsprechend der zweidimensionalen Simulation nach Kapitel 5.1 wird im regulären Bereich für 0,6 m und dementsprechend etwa 80 mm nach dem Induktor die Zieltemperatur von 500 °C erreicht.

Die Temperaturverteilung am Ausgang des Induktors und quer zur Vorschubrichtung verändert sich signifikant zu der Bandkante hin. Es kann dabei nicht von einer homogenen Verteilung ausgegangen werden. Während es zu einer langsam steigenden Temperaturüberhöhung kommt und die maximale Temperatur von 586 °C erreicht wird, fällt die Temperatur aufgrund von erhöhten Strahlungsverlusten an der Bandkante wieder leicht ab. Eine detaillierte Untersuchung des Einflusses der Frequenz und der damit verbundenen Veränderung der Temperaturverteilung erfolgt in Kapitel 6.2.

6.1.3 Vollständige 3D-Untersuchung

Für die vollständige dreidimensionale Modellierung der Längsfelderwärmung wird das Modell nach Abbildung 4.4 verwendet. Neben der gesamten Temperaturverteilung wird somit auch der Einfluss der Spulensteigung berücksichtigt. Abbildung 6.4 verdeutlicht den Temperaturverlauf quer zur Vorschubrichtung an der Position 80 mm nach dem Induktorende im Vergleich zu der Simulation unter Ausnutzung der Viertelsymmetrie.

Die bisherige Betrachtung der Viertelsymmetrie führt bei der Erwärmung im Referenzinduktor mit einer Frequenz von 10 kHz zu einer Temperaturüberhöhung von maximal 14,3 % nahe der Bandkante. Die Berechnung des vollständigen Modells führt dagegen auf eine Überhöhung von 16,2 %. Aufgrund der Berücksichtigung der Induktorsteigung und der damit verbundenen effektiven Vergrößerung der Länge des Induktors ist von einem größeren Einfluss der vertikalen Komponente

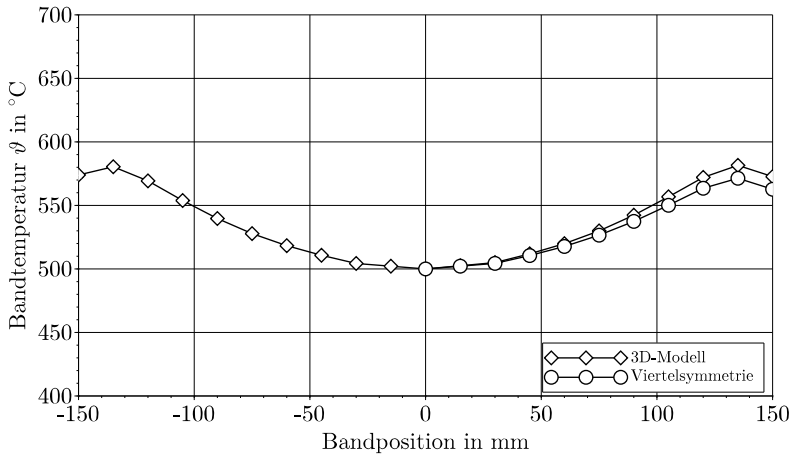


Abb. 6.4: Darstellung der Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung über der halben Bandbreite für verschiedene Bandpositionen.

auszugehen. Ein Temperaturunterschied zwischen der Anschlussseite des Induktors und der gegenüberliegenden Spulenseite liegt dagegen unterhalb von 0,2 % und ist somit vernachlässigbar.

Abbildung 6.5 (oben) zeigt die Volumenleistung $\frac{P}{V}$ im quasi-stationären Zustand unterhalb des Induktors und Abbildung 6.5 (unten) die sich ausbildende Temperaturverteilung. Während sich im mittleren regulären Bereich die Zieltemperatur von 500 °C ausbildet, ist entlang der Bandkante deutlich die Temperaturüberhöhung von etwa 580 °C erkennbar.

Die Berechnung für das Viertelsymmetrie-Modell beruht dabei auf ca. 240.000 Elementen und benötigt unter Berücksichtigung aller Nichtlinearitäten nach dem im Kapitel 4.2.5 dargestellten Ablauf nur ca. 6 % der Berechnungslaufzeit des vollständigen Modells. Das beschriebene vollständige Modell basiert dabei auf ca. 830.000 Elementen, wodurch die in Kapitel 4.2 beschriebene quadratische Abhängigkeit der Berechnungszeit von der Anzahl der Elemente bestätigt wird.

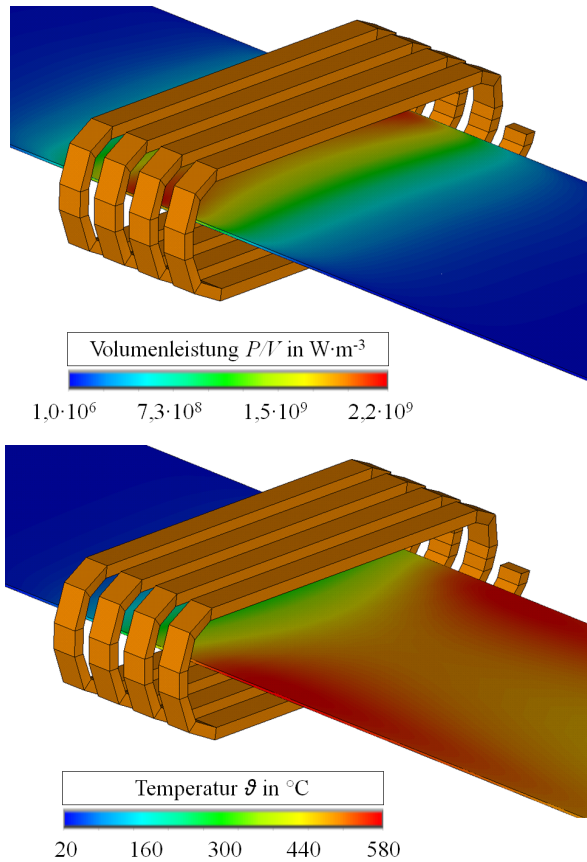


Abb. 6.5: Darstellung der Volumenleistung $\frac{P}{V}$ (oben) und der Temperatur θ (unten) des Bandes unter Verwendung des vollständigen dreidimensionalen Modells.

6.2 Bandkanteneffekt bei der Längsfelderwärmung

Bei der induktiven Längsfelderwärmung können innerhalb eines Induktors unterschiedliche Bandquerschnitte erwärmt werden. Im Folgenden wird gezeigt, dass dabei die Bandbreite und die Arbeitsfrequenz einen signifikanten Einfluss auf die Temperaturverteilung, insbesondere auf die Temperatur an der Bandkante, haben.

6.2.1 Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung

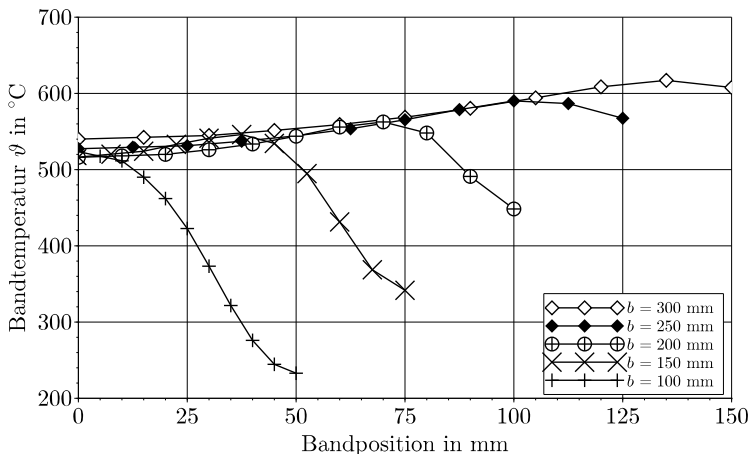


Abb. 6.6: Darstellung der Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung 80 mm nach dem Induktor für unterschiedliche Bandbreiten b .

In Kapitel 6.1 wird mittels der dreidimensionalen Untersuchung die Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung untersucht. Aus Abbildung 6.6 ist die Temperaturverteilung an der Bandoberfläche quer zur Vorschubrichtung 80 mm nach dem Induktor ersichtlich. Aufgrund der Viertelsymmetrie wird dabei nur die halbe Bandbreite dargestellt, wobei die Bandbreite zwischen 100 mm und 300 mm variiert wird. Für

Bandbreite b	Min. Temperatur ϑ_{min}	Max. Temperatur ϑ_{max}
100 mm	233 °C	523 °C
150 mm	342 °C	546 °C
200 mm	448 °C	563 °C
250 mm	527 °C	591 °C
300 mm	540 °C	617 °C

Tab. 6.1: Minimale und maximale Temperatur im Band an der Position 80 mm nach dem Induktor für unterschiedliche Bandbreiten.

alle Berechnungen der unterschiedlichen Bandbreiten wird analog zu der zweidimensionalen Berechnung ein konstanter Induktorstrom von 815 A angenommen, wodurch innerhalb des regulären Bereichs eine magnetische Feldstärke von etwa $12,8 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ erreicht wird. In Tabelle 6.1 sind zusätzlich die über die Bandbreite minimalen und maximalen Temperaturen angegeben. Diese Temperaturen vergrößern sich stetig mit zunehmender Bandbreite. Abbildung 6.7 verdeutlicht dazu die im Band umgesetzte Volumenleistung $\frac{P}{V}$ für die untersuchten Bandbreiten. Der Vergleich zwischen kleinen und großen Bandbreiten lässt deutliche Unterschiede der Volumenleistung nahe der Bandkante erkennen. Dieser durch den Einfluss der vertikalen Komponente des Induktors auftretende Effekt verursacht mit zunehmender Bandbreite eine Anhebung der Volumenleistung und somit eine Vergrößerung der Bandkantentemperatur. Des Weiteren muss stets berücksichtigt werden, dass an der Bandkante höhere Wärmeverluste aufgrund Wärmestrahlung vorhanden sind als in der Bandmitte und somit zu einem zusätzlichen Temperaturabfall führen.

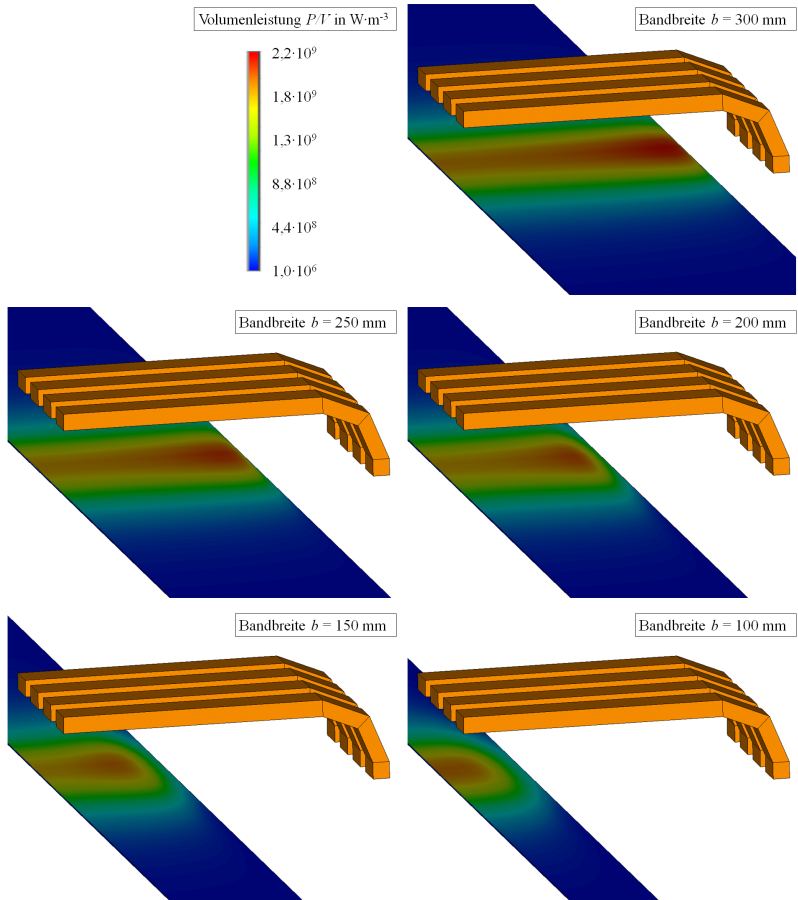


Abb. 6.7: Darstellung der Volumenleistung $\frac{P}{V}$ im quasi-stationären Zustand für unterschiedliche Bandbreiten b bei einer Frequenz von 10 kHz und einem konstanten Induktorstrom von 815 A.

6.2.2 Frequenzeinfluss

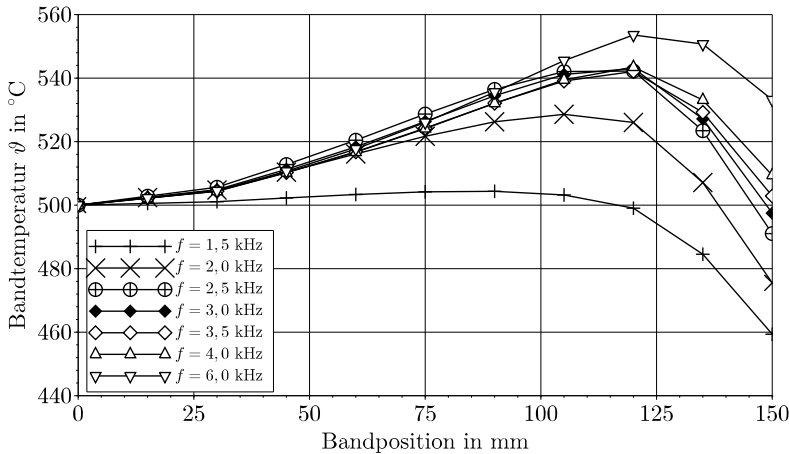


Abb. 6.8: Darstellung der Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung 80 mm nach dem Induktor für unterschiedliche Frequenzen f bei gleicher magnetischer Feldstärke H innerhalb des regulären Bereichs in der Bandmitte.

Nach Kapitel 3.1.2 ergibt sich mit zunehmender Erwärmungsfrequenz f eine kleinere elektromagnetische Eindringtiefe δ . Dieses führt zu einer geringeren Stromeindringtiefe, woraus eine größere Stromdichte an der Bandkante folgt. Infolgedessen ergibt sich eine erhöhte Wärmequellendichte und die erreichte Bandkantentemperatur im quasi-stationären Zustand steigt an. Abbildung 6.8 verdeutlicht die Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung für einen Frequenzbereich von 1,5 kHz bis 6,0 kHz 80 mm nach dem Induktor für das 2 mm dicke Band. Für eine niedrige Erwärmungsfrequenz von 1,5 kHz zeigt sich innerhalb der Bandmitte ein breiter regulärer Bereich mit einer homogenen Temperatur, die allerdings zur Bandkante hin stark abfällt. Mit zunehmender Frequenz steigt die erreichte Bandkantentemperatur stetig und bei einer Frequenz von etwa 3000 Hz wird an der Bandkante die gleiche Endtemperatur wie in der Bandmitte erreicht. Dabei kommt es allerdings zu der in Kapitel 6.2.1 beschriebenen Temperaturüberhöhung zwischen der Bandmitte und Bandkante, die bei etwa 9 % liegt. Für

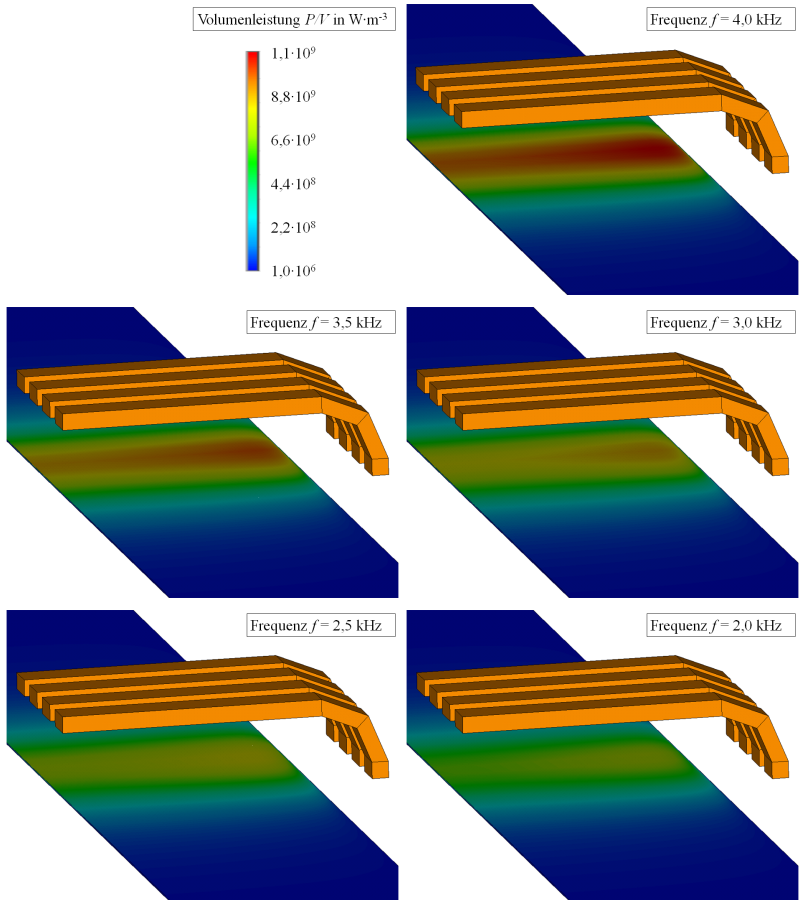


Abb. 6.9: Darstellung der Volumenleistung $\frac{P}{V}$ im quasi-stationären Zustand für unterschiedliche Frequenzen f bei einer Bandbreite von 300 mm und einem konstanten Induktorstrom von 815 A.

den Frequenzbereich von 2,5 kHz bis 4,0 kHz sind in Abbildung 6.9 die Volumenleistungen $\frac{P}{V}$ im quasi-stationären Zustand dargestellt. Mit zunehmender Frequenz verlagern sich die Wärmequellen zur Oberfläche hin und das d/δ -Verhältnis vergrößert sich. Für große Banddicken muss somit nicht nur die Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung betrachtet werden, sondern auch die Homogenität über die Banddicke. Des Weiteren ist eine etwas größere Volumenleistung nahe der Bandkante erkennbar, woraus die Temperaturüberhöhung resultiert.

6.3 Zusammenfassung der dreidimensionalen Untersuchungen

Eine dreidimensionale Simulation der induktiven Längsfelderwärmung muss stets durchgeführt werden, wenn die Temperaturverteilung quer zur Vorschubrichtung betrachtet werden soll. Hierbei spielt sowohl die Erwärmungsfrequenz als auch die Bandbreite eine entscheidende Rolle. Für eine Abschätzung des elektrischen Wirkungsgrades reicht dagegen die Berechnung mittels der zweidimensionalen Simulation aus.

Elektrischer Wirkungsgrad

Die Extrapolation des elektrischen Wirkungsgrades einer zweidimensionalen Simulation auf eine dreidimensionale Anordnung nach Gleichung (6.1) stellt ein Verfahren dar, dass eine realistische Abschätzung des elektrischen Wirkungsgrades für die Erwärmung unterschiedlicher Bandbreiten bietet.

Bandbreite

Die Endtemperatur im regulären Bereich des Bandes ist bei der induktiven Längsfelderwärmung nahezu unabhängig von der Bandbreite. Unter Beibehaltung der Frequenz ist die Bandkantentemperatur allerdings sehr stark abhängig von der Bandbreite und vergrößert sich mit zunehmender Breite stetig. Abhängig von der notwendigen Temperaturgenauigkeit ist somit eine Frequenzanpassung unumgänglich.

Frequenz

Die Frequenz des Ausgangsschwingkreises hat über die Stromeindringtiefe eine entscheidende Auswirkung auf den induktiven Erwärmungsprozess. Mit zunehmender Frequenz verlagern sich die Wärmequellen zur Oberfläche hin, wodurch für große Banddicken nicht mehr von einer ausreichenden Temperaturhomogenität über die gesamte Banddicke ausgegangen werden kann. Des Weiteren nimmt die Bandkantentemperatur stetig zu, sodass ein Einfluss der Bandbreite ausgeglichen oder auch eine gewünschte Überhitzung der Bandkante hervorgerufen werden kann.

7 Längsfelderwärmung flexibel gewalzter Bänder

Für die wirtschaftliche Erwärmung unterschiedlicher Banddicken innerhalb einer Induktionsanlage gibt es verschiedene Herangehensweisen. Wie bereits in Abbildung 5.1 beschrieben, ergibt sich für jede Banddicke eine optimale Frequenz. Während diese Frequenz aufgrund des schnell abfallenden elektrischen Wirkungsgrades möglichst nicht unterschritten werden sollte, ist dagegen der Einfluss einer zu hohen Frequenz verhältnismäßig gering. Für einen stets hohen Wirkungsgrad ist somit eine Orientierung an der größten notwendigen Frequenz heranzuziehen. Die Regelung einer Erwärmungsanlage für unterschiedliche Banddicken erfolgt im Allgemeinen über die Energie, die dem Band zugeführt wird, wobei als Stellgröße je nach Frequenzrichter der Wechselrichterstrom oder die -spannung dient. Die Regelgröße ist hierbei typischerweise die End- bzw. Zieltemperatur des Bandes am Ausgang des Induktors.

In Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit können verschiedene Fälle betrachtet werden. Wird im kontinuierlichen Vorschub eine konstante Banddicke erwärmt, kann die Schwingkreisfrequenz durch Anpassung der Kapazitäten optimal auf die Banddicke eingestellt werden, sofern die Umrüstzeiten im entsprechenden Rahmen liegen und die technischen Möglichkeiten gegeben sind. Die notwendige Kapazität des Ausgangsschwingkreises richtet sich dabei nach der niedrigsten notwendigen Frequenz, für die die größte Kapazität benötigt wird. Die Anpassung des Schwingkreises zur Erwärmung mit einer höheren Frequenz erfolgt dann entsprechend durch Verringerung der Kapazität. Ist eine wirtschaftlich vertretbare Umrüstzeit nicht gegeben oder kann die Frequenz während der Erwärmung nicht angepasst werden, sollte sich die Arbeitsfrequenz auf das dünnste Band und somit die höchste notwendige Frequenz beziehen.

Eine Sonderstellung ergibt sich dabei für die Produkte aus flexibel gewalztem Band nach Kapitel 3.4.2. Einerseits ist eine kontinuierliche Anpassung der optimalen Frequenz an die Banddicke während der Erwärmung nicht möglich, da die Resonanzfrequenz über den Ausgangsschwingkreis vorgegeben ist. Andererseits muss eine aufwendige Leistungsregelung mit der Banddicke als Regelgröße durchgeführt werden. Hierbei richtet sich die notwendige Frequenz nach der geringsten Band-

dicke, bei der die höchste Frequenz für einen optimalen elektrischen Wirkungsgrad benötigt wird. Für größere Banddicken ergibt sich nach Abbildung 5.3 bei gleicher Frequenz ein nahezu identischer Wirkungsgrad. Allerdings wird auch das d/δ -Verhältnis verringert, wodurch sich die Verteilung der Wärmequellen zur Bandoberfläche hin verschiebt. Für große Banddicken muss somit im Erwärmungsprozess auch die Temperaturverteilung über die gesamte Dicke berücksichtigt werden.

Mit der bewussten Ausnutzung eines verminderten elektrischen Wirkungsgrades im dünneren Bereich des Bandes lassen sich durch die induktive Erwärmung neue Möglichkeiten realisieren. Die Erwärmung unterschiedlicher Banddicken auf eine konstante Zieltemperatur ist hierbei unter Beibehaltung einer Frequenz und ohne Regelung nach der Banddicke möglich [33,89]. Bereits in Abbildung 5.7 ist ersichtlich, dass für eine konstante magnetische Feldstärke zwei unterschiedliche Banddicken auf die gleiche Endtemperatur erwärmt werden können.

Für ein großes d/δ -Verhältnis kann davon ausgegangen werden, dass bei unterschiedlichen Banddicken die gleiche Flächenleistung $\frac{P}{A}$ umgesetzt wird. Hierbei ergibt sich mit zunehmender Banddicke stets eine geringere Temperatur aufgrund der größeren Masse und der benötigten Enthalpie. Eine Verringerung der Arbeitsfrequenz führt nun nach Abbildung 5.10 zuerst zu einer Verringerung des elektrischen Wirkungsgrades im dünneren Band. Das optimale d/δ -Verhältnis von ca. 3 bis 4 wird unterschritten und es ergibt sich ein Arbeitspunkt, bei dem zwei unterschiedliche Banddicken die gleiche Endtemperatur aufweisen.

7.1 Untersuchung eines einfachen Bandübergangs

Im Folgenden wird die kontinuierliche Erwärmung von Vergütungsstahl und eines homogenen Bandübergangs von zwei auf einen Millimeter Banddicke untersucht. Der Abwalzgrad liegt somit bei 50 % mit einer festgelegten linearen Steigung von 1/200. Die numerischen Berechnungen basieren dabei auf der zweidimensionalen Simulation im Längsschnitt innerhalb des Referenzinduktors. Abbildung 7.1 verdeutlicht die Endtemperatur 80 mm nach dem Induktor für das 2 mm und das 1 mm dicke Band sowie den Übergangsbereich bei einer Vorschubgeschwindigkeit von $1 \text{ m}\cdot\text{min}^{-1}$. Die während des Erwärmungsprozesses konstant

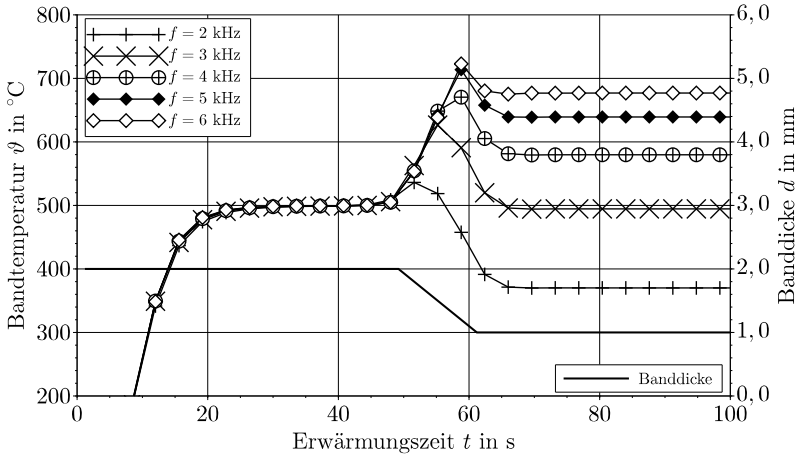


Abb. 7.1: Bandtemperatur ϑ 80 mm nach dem Induktor für einen Bandübergang von 2 mm auf 1 mm in Abhängigkeit von der Erwärmungszeit t für unterschiedliche Frequenzen f .

gehaltene Induktorstromstärke I , durch die ebenfalls von einer konstanten magnetischen Feldstärke H ausgegangen werden kann, richtet sich dabei nach dem 2 mm dicken Band zum Erreichen einer Temperatur von 500 °C. Hierdurch bildet sich im 1 mm dicken Band eine von der Frequenz abhängige Endtemperatur aus. Während innerhalb der ersten ca. 25 s der quasi-stationäre Zustand mit einer Endtemperatur von 500 °C erreicht wird, ergeben sich folgend eine Temperaturüberhöhung im Übergangsbereich und eine frequenzabhängige Endtemperatur im 1 mm dicken Band. Tabelle 7.1 verdeutlicht dabei die Endtemperaturen in dem dicken und dem dünnen Band mit dem Erreichen des quasi-stationären Zustandes und Tabelle 7.2 zusätzlich den elektrischen Wirkungsgrad. Aus Abbildung 5.10 ist bereits zu entnehmen, dass mit steigender Frequenz der elektrische Wirkungsgrad steigt. Der betrachtete Frequenzbereich von 2 kHz bis 6 kHz stellt für das 2 mm dicke Band einen nahezu optimalen Arbeitsbereich dar und der elektrische Wirkungsgrad η_{el} beträgt etwa 94 %. Demgegenüber liegt dieser Bereich für das 1 mm dicke Band am unteren Grenzbereich und der elektrische Wirkungsgrad fällt mit sinkender Frequenz stark ab.

Frequenz f	Max. Temperatur	Bandtemperatur ϑ	
		Banddicke $d = 2 \text{ mm}$	Banddicke $d = 1 \text{ mm}$
2 kHz	537 °C	500 °C	370 °C
3 kHz	627 °C	500 °C	495 °C
4 kHz	680 °C	500 °C	580 °C
5 kHz	714 °C	500 °C	639 °C
6 kHz	723 °C	500 °C	677 °C

Tab. 7.1: Bandtemperatur ϑ im quasi-stationären Zustand für die Banddicken von 2 mm bzw. 1 mm in Abhängigkeit von der Frequenz f .

Frequenz f	Elektrischer Wirkungsgrad η_{el}	
	Banddicke $d = 2 \text{ mm}$	Banddicke $d = 1 \text{ mm}$
2 kHz	93,5 %	84,9 %
3 kHz	94,0 %	89,9 %
4 kHz	94,4 %	92,3 %
5 kHz	94,7 %	93,6 %
6 kHz	94,9 %	94,3 %

Tab. 7.2: Elektrischer Wirkungsgrad η_{el} im quasi-stationären Zustand für die Banddicken von 2 mm bzw. 1 mm in Abhängigkeit von der Frequenz f .

Banddicke d	2 mm	1 mm
Induktorstrom I	1272 A	
Magnetische Feldstärke H	19,0 kA·m ⁻¹	18,2 kA·m ⁻¹
Induktorspannung U	121 V·m ⁻¹	124 V·m ⁻¹
Leistungsfaktor $\cos \varphi$	0,28	0,15
Flächenleistung $\frac{P}{A}$	386 kW·m ⁻²	215 kW·m ⁻²
Elektr. Wirkungsgrad η_{el}	94,0 %	89,9 %
Induktivität L	4,9 μ H	5,1 μ H
Bandtemperatur ϑ	500 °C	495 °C

Tab. 7.3: Elektrische Kenngrößen im quasi-stationären Zustand für die Banddicken von 2 mm bzw. 1 mm und eine Frequenz von 3000 Hz.

Eine detailliertere Untersuchung erfolgt für eine Frequenz von 3000 Hz, bei der sich in beiden Banddicken eine nahezu gleiche Endtemperatur von 500 °C einstellt. In Tabelle 7.3 sind für die quasi-stationären Zustände die elektrischen Kenngrößen für das 2 mm und das 1 mm dicke Band aufgelistet. Aufgrund des konstant gehaltenen Induktorstroms I ist für beide Banddicken von einer nahezu gleichen magnetischen Feldstärke H auszugehen. Im Gegensatz zu dem Effektivwert der Induktorspannung U , der sich ebenfalls nur geringfügig ändert, sodass die umgesetzte Scheinleistung nahezu konstant bleibt, sinkt der Leistungsfaktor $\cos \varphi$ erheblich. Mit abnehmender Banddicke d steigt die Induktivität L der Induktorspule und somit auch ihre Impedanz an. Es ergibt sich eine Verringerung des Leistungsfaktors $\cos \varphi$, wodurch die im dünnen Band umgesetzte Wirkleistung abfällt. Die verminderte Flächenleistung $\frac{P}{A}$ im dünnen Band führt schließlich zu einer geringeren Energieeinbringung und somit zu der nahezu gleichen Endtemperatur ϑ beider Banddicken. Die Differenz der elektrischen Wirkungsgrade η_{el} beträgt dabei etwa 4 %.

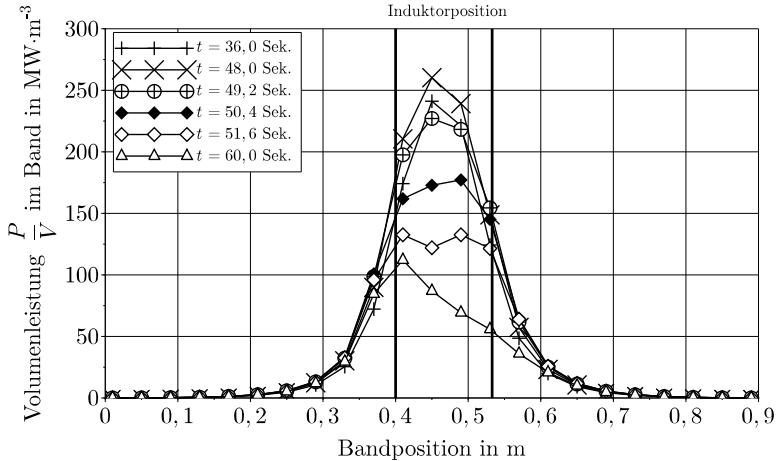


Abb. 7.2: Darstellung der Volumenleistung $\frac{P}{V}$ im Band zu unterschiedlichen Erwärmungszeitpunkten t beim Durchlaufen des Bandübergangs.

Abbildung 7.2 verdeutlicht die Verteilung der Volumenleistung $\frac{P}{V}$ innerhalb des Bandes entlang der Erwärmungsstrecke zu unterschiedlichen Erwärmungszeitpunkten t mit dem Durchlaufen des Übergangsbereichs. Die dargestellten Erwärmungszeitpunkte von 36,0 Sekunden und 60,0 Sekunden repräsentieren dabei die quasi-stationären Zustände entsprechend Abbildung 7.1 für die Banddicken von 2 mm bzw. 1 mm.

Für das 2 mm dicke Band liegt das Maximum der Volumenleistung $\frac{P}{V}$ im Bereich der Induktormitte bei ca. 0,45 m. Mit dem Einlaufen des Bandübergangs in den Induktor erfolgt eine Umverteilung der Volumenleistung zum Bereich des Induktoranfangs, der Betrag der Volumenleistung sinkt dabei entsprechend der Banddicke um etwa die Hälfte, wobei es kurzzeitig bei etwa 50 Sekunden zu einer betragsmäßigen Steigerung kommt und sich hierdurch ein Temperaturmaximum im Übergangsbereich ausbildet. Einen signifikanten Einfluss hat dabei die sich ändernde Induktivität L der Spule, welche dadurch auch den Ausgangsschwingkreis beeinflusst und in Kapitel 7.2 genauer betrachtet wird.

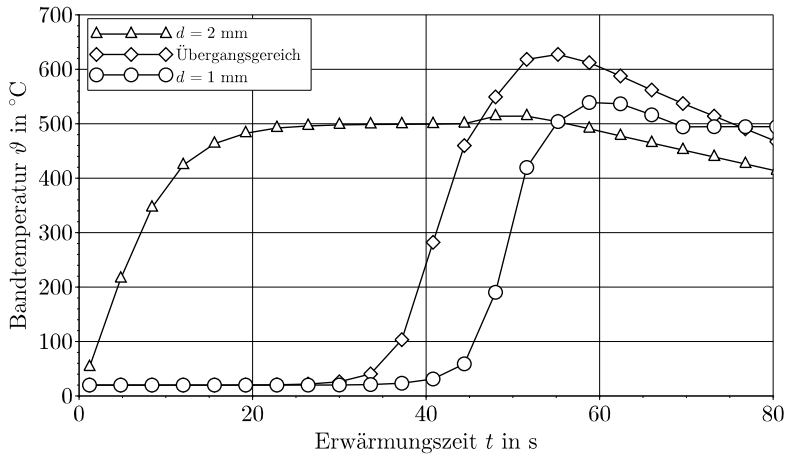


Abb. 7.3: Maximale Bandtemperatur ϑ während des Erwärmungsvorgangs für das 2 mm und das 1 mm dicke Band und den Übergangsbereich bei einer Frequenz von 3000 Hz in Abhängigkeit von der Erwärmungszeit t .

In Abbildung 7.3 ist die maximale Bandtemperatur in Abhängigkeit von der Erwärmungszeit t für die Bereiche des 2 mm und 1 mm dicken Bandes sowie den Übergangsbereich dargestellt. Zum Erwärmungszeitpunkt von 48,0 Sekunden ergibt sich mit dem Erreichen der maximalen Flächenleistung auch die maximale Temperatur im Übergangsbereich von 629 °C. Diese Überhöhung reicht bis zu den Bereichen konstanter Banddicke, wo sich somit eine leichte Temperaturüberhöhung im 2 mm dicken Band von 16 K und im 1 mm dicken Band von 47 K ausbildet.

7.2 Rückwirkung des Bandübergangs auf den Schwingkreis

Nach Kapitel 3.3 besteht der Ausgangsschwingkreis einer induktiven Erwärmungsanlage typischerweise aus dem Induktor, der die Induktivität darstellt, und den Kondensatoren. Über Gleichung (3.21) kann dabei unter Vernachlässigung der Ohmschen Verluste die Resonanzfrequenz bestimmt werden. Ist eine Anpassung der Arbeitsfrequenz erforderlich, erfolgt dieses in der Regel durch eine Veränderung der im Schwingkreis installierten Kapazitäten. Verringert sich während des Erwärmungsvorgangs der Bandquerschnitt, steigt im Allgemeinen die Induktivität des Induktors an. Hierdurch tritt auch eine Veränderung der Resonanzfrequenz auf [71], die wiederum eine Rückwirkung auf die Stromeindringtiefe hat. Bei dem untersuchten Erwärmungsvorgang des einfachen Bandübergangs mit einer Frequenz von 3000 Hz steigt die Induktivität von 4,9 μH für ein 2 mm dickes Band auf 5,1 μH für eine Dicke von 1 mm. Unter der Annahme eines idealen Schwingkreises ergibt sich im quasi-stationären Zustand nach Gleichung (3.21) für eine Banddicke von 2 mm die erforderliche bzw. installierte Kapazität zu 580 μF . Unter Beibehaltung dieser Kapazität und einer Vergrößerung der Induktivität durch das Einlaufen des dünneren Bandes sinkt die Resonanzfrequenz.

Abbildung 7.4 verdeutlicht die Änderung der Induktivität L des Induktors und der Resonanzfrequenz f des Ausgangsschwingkreises für den untersuchten Erwärmungsvorgang eines einfachen Bandübergangs. Mit dem Einlaufen des Bandübergangs steigt die Induktivität kurzzeitig auf einen Maximalwert von 5,4 μH , welcher somit oberhalb der Werte für die quasi-stationären Zustände von 4,9 μH und 5,1 μH liegt. Zu diesem Zeitpunkt bildet sich das Maximum der Flächenleistung $\frac{P}{A}$ aus, wodurch das Temperaturmaximum im Übergangsbereich hervorgerufen wird.

Bei Annahme einer konstanten Kapazität C kann die Veränderung der Resonanzfrequenz f_0 bestimmt und innerhalb der numerischen Berechnung berücksichtigt werden. Durch die Verringerung der Frequenz f von 3000 Hz auf 2921 Hz beim Durchlaufen des Bandübergangs sinkt zudem der elektrische Wirkungsgrad η_{el} für das 1 mm dicke Band um ca. 0,1 %. Hierdurch verringert sich auch die im 1 mm dicken Band erreichte Endtemperatur um ca. 9 K auf 486 °C. Dieser Einfluss der In-

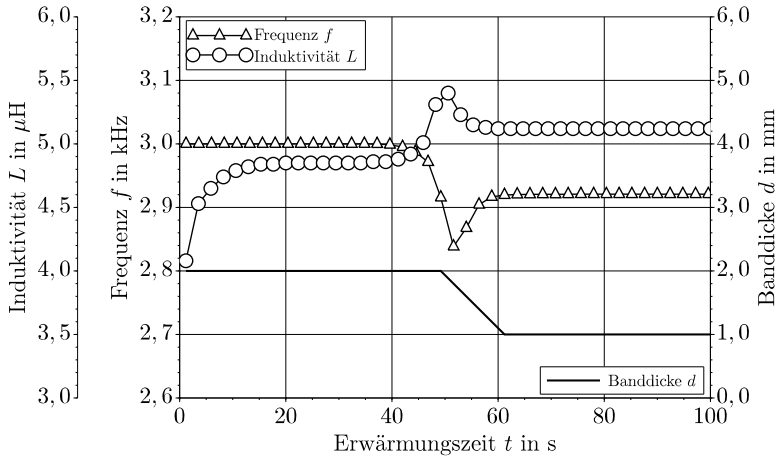


Abb. 7.4: Änderung der Induktivität L des Induktors und der Resonanzfrequenz f des Ausgangsschwingkreises mit dem Durchlaufen des Bandübergangs. Dargestellt ist außerdem die jeweilige Banddicke 80 mm nach dem Induktor.

duktivitätsänderung ist entscheidend für die sich ausbildende Endtemperatur im Band für die quasi-stationären Zustände, kann allerdings durch eine geringe Frequenzerhöhung wieder ausgeglichen werden.

7.3 Einfluss der Steigung und des Abwalzgrades

In Abbildungen 7.5 und 7.6 sind die Bandtemperaturen bei einer kontinuierlichen Banderwärmung 80 mm nach dem Induktor dargestellt. Abbildung 7.5 verdeutlicht dabei den Einfluss der Steigung des Bandübergangs. Während die Prozessparameter so ausgelegt sind, dass das 2 mm dicke Band eine Endtemperatur von 500 °C erreicht, folgt bei der kontinuierlichen Erwärmung ein Dickensprung mit einem Abwalzgrad von 50 %, wobei die Steigung zwischen 1/100 und 1/500 variiert wird. Für eine Steigung von 1/100 ergibt sich eine Länge des Übergangsbereichs von 100 mm und eine maximale Temperatur von 639 °C.

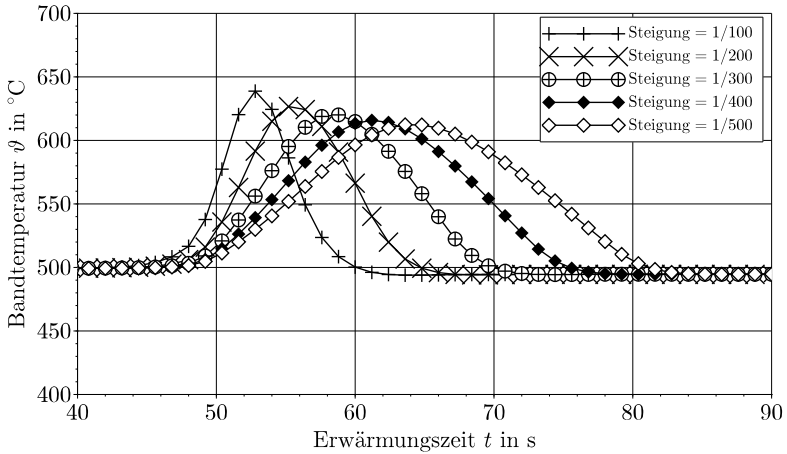


Abb. 7.5: Darstellung des Temperaturverlaufs 80 mm nach dem Induktor bei einer Banddicke von 2 mm und einem Abwalzgrad von 50 % für unterschiedliche Steigungen.

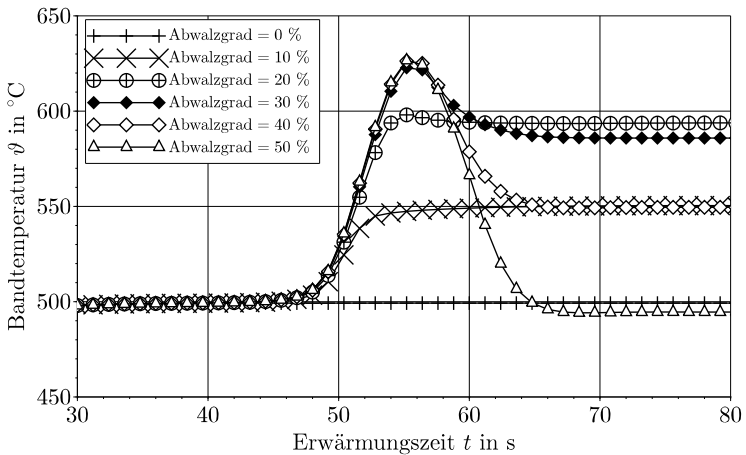


Abb. 7.6: Darstellung des Temperaturverlaufs 80 mm nach dem Induktor bei einer Banddicke von 2 mm und einer Steigung von 1/200 für unterschiedliche Abwalzgrade.

Aufgrund eines längeren Bandübergangs verringert sich auch die Dynamik der elektrischen Kenngrößen, wodurch die Temperaturüberhöhung abnimmt und auf ca. 612 °C für eine Steigung von 1/500 sinkt.

Abbildung 7.6 verdeutlicht dagegen den Einfluss des Abwalzgrades für eine konstante Steigung von 1/200. Da der Erwärmungsprozess mit einer Frequenz von 3000 Hz für die gleichmäßige Erwärmung von 2 mm und 1 mm dickem Band ausgelegt ist, ergibt sich für weitere Banddicken ein entsprechender Temperaturunterschied. Wird nun der Erwärmungsvorgang für einen sich ändernden Abwalzgrad bei gleichbleibender Frequenz betrachtet, folgt eine von dem Abwalzgrad abhängige Endtemperatur. Für den Abwalzgrad von 10 % und 20 % ist der elektrische Wirkungsgrad η_{el} weiterhin groß genug, sodass aufgrund der Massenverhältnisse das dünnere Band wärmer wird und 550 °C bzw. 594 °C erreicht. Mit zunehmendem Abwalzgrad fällt der elektrische Wirkungsgrad dann wieder stetig, sodass für 50 % beide Banddicken nahezu die gleiche Endtemperatur aufweisen. Hierbei ist festzustellen, dass die zuvor beschriebene Temperaturüberhöhung mit zunehmendem Abwalzgrad größer wird, allerdings ein Maximum nicht überschreitet. Für einen Abwalzgrad von 10 % sind die sich mit dem Bandübergang ändernden elektrischen Kenngrößen so gering, dass keine Temperaturüberhöhung stattfindet.

Abwalzgrad	Optimale Frequenz f	Max. Temperatur ϑ
10 %	1850 Hz	517,2 °C
20 %	2000 Hz	536,9 °C
30 %	2200 Hz	558,5 °C
40 %	2550 Hz	591,7 °C
50 %	3000 Hz	626,6 °C

Tab. 7.4: Optimale Frequenz f und maximale Temperatur ϑ eines Bandübergangs von 2 mm Banddicke für unterschiedliche Abwalzgrade bei einer Steigung von 1/200.

Die bisherigen Untersuchungen verdeutlichen, dass es für jede Banddicke und jeden Abwalzgrad eine optimale Frequenz f geben muss, für die beide Banddicken die gleiche Endtemperatur erreichen. In Tabelle 7.4 sind die optimalen Frequenzen f am Beispiel des 2 mm dicken Bandes für unterschiedliche Abwalzgrade bei einer festen Steigung von $1/200$ dargestellt. Entsprechend den bisher gesammelten Erkenntnissen ergibt sich mit zunehmendem Abwalzgrad eine höhere optimale Frequenz, die zu einer Erwärmung beider Banddicken auf 500 °C führt. Außerdem folgt im Übergangsbereich mit zunehmendem Abwalzgrad eine größere Temperaturüberhöhung.

7.4 Dreidimensionale Untersuchung von flexibel gewalztem Band

Die dreidimensionalen Berechnungen in Kapitel 6.2 verdeutlichen, dass die Frequenz einen signifikanten Einfluss auf die Bandtemperatur quer zur Vorschubrichtung hat. Des Weiteren zeigt Kapitel 7.1, dass die homogene Erwärmung unterschiedlicher Banddicken über eine optimale Frequenz ermöglicht wird. Hierdurch besteht ein nicht zu vernachlässigender Zusammenhang zwischen der Banddicke d eines Bandübergangs und der Temperatur ϑ quer zur Vorschubrichtung.

Abbildung 7.7 verdeutlicht für den einfachen Bandübergang von 2 mm auf 1 mm die Temperaturverteilung 80 mm nach dem Induktor quer zur Vorschubrichtung bei einer Frequenz von 3000 Hz. Zur Erwärmungszeit von 42 Sekunden liegt entsprechend Abbildung 7.1 der quasi-stationäre Zustand für das 2 mm dicke Band vor. Während im regulären Bereich des Bandes, was der Bandposition 0 mm entspricht, 500 °C erreicht werden, führt die Frequenz von 3000 Hz zu einer leichten Temperaturüberhöhung von 554 °C nahe der Bandkante. Mit dem Einlaufen des Bandübergangs wird im regulären Bereich die maximale Temperatur von 629 °C bei einer Erwärmungszeit von etwa 54 Sekunden erreicht. Auch hier bildet sich zur Bandkante hin eine weitere Temperaturüberhöhung aus. Erst mit dem Einlaufen des 1 mm dicken Bandes bei etwa 60 Sekunden und dem Erreichen des quasi-stationären Zustandes für das 1 mm dicke Band bei etwa 66 Sekunden sinkt die Temperatur wieder auf ca. 500 °C . Abbildung 6.8 verdeutlicht am Beispiel des 2 mm dicken Bandes den Einfluss einer niedrigen Frequenz bzw. eines gerin-

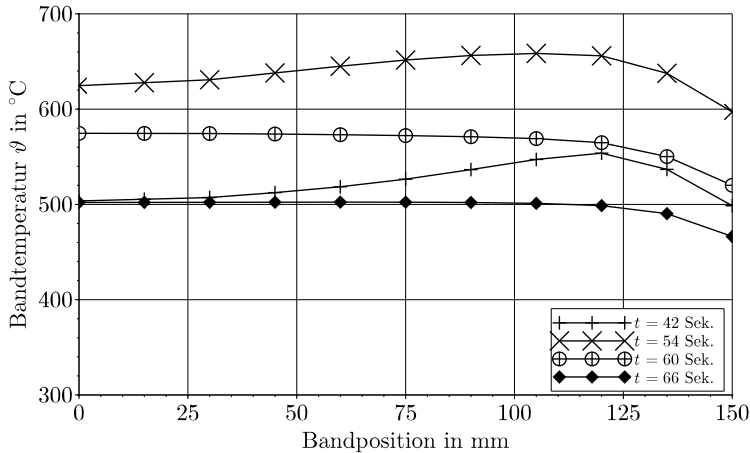


Abb. 7.7: Darstellung der Temperaturverteilung 80 mm nach dem Induktor quer zur Vorschubrichtung über die halbe Bandbreite b für eine Frequenz von 3000 Hz und einen Bandübergang von 2 mm auf 1 mm.

gen d/δ -Verhältnisses. Im quasi-stationären Zustand findet somit für das 1 mm dicke Band und einer Frequenz von 3000 Hz eine leichte Unterkühlung der Bandkante statt.

In Abbildung 7.8 ist die Bandtemperatur für unterschiedliche Erwärmungszeiten t beim Durchlaufen des Bandübergangs dargestellt. Entsprechend Abbildung 7.7 hat sich bei Erwärmungszeiten von 42 Sekunden und 66 Sekunden der quasi-stationäre Zustand für die Banddicken von 2 mm und 1 mm ausgebildet. Zu den Erwärmungszeiten 48 Sekunden, 54 Sekunden und 60 Sekunden befindet sich der Bandübergang innerhalb des Induktors. Die Temperaturüberhöhung ist dabei deutlich zu erkennen.

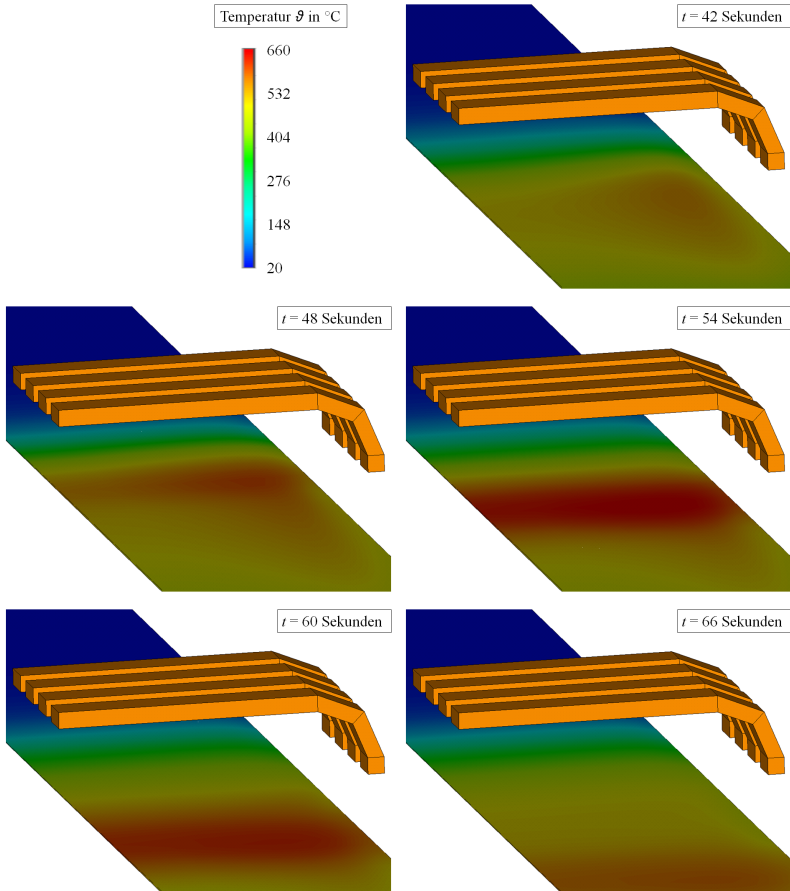


Abb. 7.8: Darstellung der Bandtemperatur ϑ bei dem Durchlaufen des Bandübergangs für eine Frequenz von 3000 Hz.

7.5 Zusammenfassung der Untersuchungen eines Bandübergangs

Flexibel gewalzte Bänder stellen die Auslegung induktiver Anlagen für die Erwärmung im magnetischen Längsfeld vor neue Herausforderungen. Die numerischen Berechnungen der Erwärmung eines einfachen Bandübergangs zeigen, dass unterschiedliche Zieltemperaturen ohne eine Banddickenregelung möglich sind. Die dynamischen Vorgänge beim Durchlaufen des Bandübergangs führen allerdings zu einer Temperaturüberhöhung im Bereich des Übergangs. Der Betrag dieser Überhöhung ist dabei wesentlich von dem Abwalggrad und der Steigung des Übergangs abhängig.

Des Weiteren ist für die Erwärmung unterschiedlicher Banddicken von einer Änderung der Spuleninduktivität auszugehen. Diese wirkt sich auf den Ausgangsschwingkreis aus, wodurch eine Änderung der Resonanzfrequenz stattfindet. Bereits in Kapitel 6 wird der Einfluss der Frequenz auf die Bandkantentemperatur gezeigt. Während ein hohes d/δ -Verhältnis zu einer Temperaturüberhöhung führt, nimmt mit Verringerung der Banddicke d die Unterkühlung der Bandkante zu. Bei der Erwärmung unterschiedlicher Banddicken auf die gleiche Endtemperatur unter Ausnutzung einer festen Frequenz können somit die Temperaturen der Bandkanten in dem dünnen und dem dicken Band nicht angepasst werden.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die induktive Erwärmung hält in immer weitere Bereiche der metallverarbeitenden Industrie Einzug und ist zum Duercherwärmen, zur Wärmebehandlung oder dem Trennen und Fügen von Metallen in der heutigen Zeit als elektrothermisches Erwärmungsverfahren stets in Betracht zu ziehen [17,18,22,27,49,55]. Bei der kontinuierlichen Bänderwärmung ist der induktive Erwärmungsprozess im magnetischen Quer- oder Längsfeld ein wirtschaftlich effizientes Verfahren höchster Sicherheit und ohne direkte Emissionen am Erwärmungsort. Als ein direktes Erwärmungsverfahren bietet es zudem hohe Leistungsdichten und Aufheizraten unter einfachen regelungstechnischen Gesichtspunkten [3,31,44].

Die kontinuierliche Erwärmung von Flachprodukten im magnetischen Längsfeld stellt dabei eine besondere Herausforderung an den Induktor und die elektrischen Kenngrößen des Prozesses. Waren bis vor wenigen Jahren noch frequenz- und leistungstechnische Grenzen gesetzt, können diese durch moderne und modulare Umrichtertechnologien als nahezu vollständig aufgehoben angesehen werden [19,58,59]. Aufgrund des maßgebenden Verhältnisses der Banddicke zur elektromagnetischen Eindringtiefe war die Längsfelderwärmung bisher den Flachprodukten aus ferromagnetischen Materialien vorbehalten und auch nur bis zur Erwärmung unterhalb der Curie-Temperatur wirtschaftlich [43,45].

Die computerunterstützte numerische Simulation liefert für die Auslegung, das Design und die Optimierung von Induktionsanlagen einen entscheidenden Beitrag. Zeitaufwendige Versuche, mechanische Anpassungen der Induktorgeometrie oder komplexe Messtechniken können durch parametrische Untersuchungen mittels numerischer Berechnung eingespart werden. Freie und kommerzielle Software-Entwicklungen haben die Finite-Elemente-Methode zu einem umfangreichen Werkzeug gemacht, das zwei- und dreidimensionale Untersuchungen der elektromagnetischen und thermischen Feldprobleme vereinfacht [50,55,66,97].

Die Auslegung einer Längsfeld-Erwärmungsanlage ist wesentlich von den Materialeigenschaften des zu erwärmenden Gutes abhängig. Bei den temperatur- und feldstärkeabhängigen Eigenschaften spielt die magnetische Permeabilität eine entscheidende Rolle. Während die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Permeabilität hinreichend erforscht scheint, ist zudem eine starke Abhängigkeit von der magne-

tischen Feldstärke gegeben. Diese Abhängigkeit erfordert innerhalb der numerischen Simulation zusätzliche Iterationsschritte und hat einen entscheidenden Einfluss auf die Auslegung einer Anlage [31,42,68].

Einerseits kann eine Erhöhung der Leistungsdichte nur über die Vergrößerung der magnetischen Feldstärke erfolgen, andererseits sinkt die Permeabilität stetig für hohe Feldstärken. Dieses hat eine Rückwirkung auf die elektromagnetische Eindringtiefe, wodurch eine vollständige Betrachtung der temperatur- und feldstärkeabhängigen Permeabilität unumgänglich ist. Eine Erhöhung der Leistungsdichte ist bei der Vergrößerung der Bandvorschubgeschwindigkeit oder der Banddicke zwingend erforderlich, da die benötigte Wärmeenthalpie entscheidend vergrößert wird. Diese Anhebung führt zu einem Absinken der relativen Permeabilität und somit zur Verringerung des elektrischen Wirkungsgrades.

Alle durchgeführten numerischen Berechnungen zeigen, dass die relative Permeabilität mit ihrer stark nichtlinearen Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit einen signifikanten Einfluss auf die Auslegung von induktiven Erwärmungsprozessen für ferromagnetische Materialien hat und dadurch stets vollständig betrachtet werden muss. Die bisherige Betrachtung der alleinigen Temperaturabhängigkeit berücksichtigt nur die starke Nichtlinearität im Bereich um den Curie-Punkt. Die zusätzliche Betrachtung der Feldstärkeabhängigkeit bietet zudem die Berücksichtigung nichtlinearer Effekte aufgrund der magnetischen Feldstärke, wie sie innerhalb eines Induktors bei unterschiedlichen Bandvorschubgeschwindigkeiten vorherrschen. Die Hystereseverluste können dabei aufgrund der hohen Frequenzen und magnetischen Feldstärken gegenüber den Wirbelstromverlusten vernachlässigt werden [75,90,91].

Magnetische Materialien oberhalb ihrer Curie-Temperatur oder auch stets paramagnetische Materialien wie Aluminium oder Titan und ihre Legierungen lassen sich im magnetischen Längsfeld mit moderner Umrichtertechnologie erwärmen. Dabei ist aber stets von einer hohen Erwärmungsfrequenz auszugehen. Für die hier betrachtete maximale Frequenz von 1000 kHz ergibt sich eine wirtschaftlich zu erwärmende Banddicke von minimal 1,9 mm für paramagnetischen Stahl, von 0,4 mm für Aluminium und von 2,3 mm für TiAl6V4. Die starke magnetische Nichtlinearität der relativen Permeabilität ist hierbei aufgrund des paramagnetischen Zustandes nicht gegeben und die numerischen Untersuchungen spiegeln sehr gut die theoretischen Berechnungen wider. Der elektrische Wirkungsgrad einer Erwärmungsanlage ist dabei

nur vom spezifischen elektrischen Widerstand der zu erwärmenden Materialien abhängig.

Die durchgeführten dreidimensionalen Berechnungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den extrapolierten Ergebnissen des zweidimensionalen Modells. Die Abstraktion auf ein zweidimensionales Modell im Längsschnitt ist somit unter dem Aspekt der Berechnungslaufzeit eine sinnvolle Herangehensweise zur Auslegung und Optimierung von Längsfeldinduktoren. Die Extrapolation der Ergebnisse in das Dreidimensionale gibt eine erste Tendenz des elektrischen Wirkungsgrades und zeigt dessen Verhalten für unterschiedliche Bandbreiten. Einen entscheidenden Vorteil bietet die dreidimensionale Modellierung bei der Betrachtung der Bandkantentemperatur. Die Ausgangsfrequenz, die signifikant die Bandkantentemperatur beeinflusst, kann dabei gezielt durch eine Vergrößerung für eine Kantenüberhitzung oder durch eine Verringerung für eine Kantenunterkühlung ausgenutzt werden.

Ein neues Anwendungsfeld für die induktive Erwärmung stellen die flexibel gewalzten Bänder dar, deren Banddicke sich im kontinuierlichen Erwärmungsprozess stetig ändert [33,89]. Während eine Leistungsregelung zum Erreichen einer homogenen Endtemperatur technisch umsetzbar zu sein scheint, bietet die induktive Erwärmung neue Möglichkeiten. Unter Ausnutzung eines verminderten elektrischen Wirkungsgrades im Bereich des dünnen Bandes können im dünnen und dicken Bereich Flächenleistungsdichten erreicht werden, die zu einer gleichen Endtemperatur führen. Diese sich im Idealfall zu null ergebende Temperaturdifferenz ist allerdings stark von der Frequenz des Ausgangsschwingkreises abhängig. Des Weiteren können dickere oder dünnere Bandbereiche stärker erwärmt werden, wodurch die Möglichkeit neuer Temperaturgestaltungen geschaffen wird.

Einen weiter zu untersuchenden Einfluss auf die Temperatur flexibel gewalzter Bänder haben der Abwalzgrad und die Steigung des Bandübergangs. Bei dem Einlaufen des Übergangsbereichs in den Induktor ergeben sich dynamische Einflüsse, die zu einer Temperaturüberhöhung führen. Diese Überhöhung ist wesentlich von dem entsprechenden Abwalzgrad und der Steigung abhängig, sodass diesbezüglich weitere Untersuchungen durchgeführt werden müssen. Bei sich kontinuierlich ändernden Bandprofilen, wie sie u.a. im Bereich der Automobilindustrie eingesetzt werden, wirken sich zudem die dynamischen Vorgänge beim Durchlaufen des Induktors noch weiter aus.

Literaturverzeichnis

- [1] ARBEITSGEMEINSCHAFT ENERGIEBILANZEN E.V.: *Anwendungsbilanzen für die Endenergiesektoren in Deutschland in den Jahren 2011 und 2012 mit Zeitreihen von 2008 bis 2012*. Berlin, November 2013
- [2] MÜHLBAUER, A. ; BAAKE, E.: *Industrielle Elektrowärmetechnik*. Essen : Vulkan-Verlag, 1992
- [3] PFEIFER, H. (Hrsg.) ; NACKE, B. (Hrsg.) ; BENEKE, F. (Hrsg.): *Praxishandbuch Thermoprozesstechnik*. 2. Auflage. Essen : Vulkan-Verlag, 2010
- [4] BAKER, R.M.: *Transverse Flux Induction Heating Furnace Structure*. USA Patent Nr. 2448010. Juni 1944
- [5] NORTHRUP, E.F.: *Focus Inductor Furnace*. USA Patent Nr. 1378187. Oktober 1918
- [6] MÜHLBAUER, A.: *History of Induction Heating and Melting*. Essen : Vulkan-Verlag, 2008
- [7] LÄPPLE, V.: *Wärmebehandlung des Stahls: Grundlagen, Verfahren und Werkstoffe*. 9. Auflage. Haan-Gruiten : Verlag Europa-Lehrmittel, 2006
- [8] BERNS, H. ; THEISEN, W.: *Eisenwerkstoffe: Stahl und Gusseisen*. 4. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 2008
- [9] WORLDSTEEL ASSOCIATION: *Steel Statistical Yearbook 2013*. Brüssel, 2013
- [10] GESAMTVERBAND DER ALUMINIUMINDUSTRIE E.V.: *GDA Jahresbericht 2013*. Düsseldorf, 2013
- [11] WIRTSCHAFTSVEREINIGUNG METALLE. E.V.: *Metallstatistik 2012*. Berlin, 2013
- [12] BARGEL, H.-J. ; SCHULZE, G.: *Werkstoffkunde*. 8. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 2004
- [13] OSTERMANN, F.: *Anwendungstechnologie Aluminium*. 2. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 2007
- [14] KALWEIT, A.: *Handbuch für technisches Produktdesign: Material und Fertigung ; Entscheidungsgrundlagen für Designer und Ingenieure*. Berlin : Springer-Verlag, 2006

- [15] INTERNATIONAL TITANIUM ASSOCIATION: *2008–2012 Statistical Review*. Colorado, 2013
- [16] CONRAD, H. ; MÜHLBAUER, A. ; THOMAS, R.: *Elektrothermische Verfahrenstechnik*. Essen : Vulkan-Verlag, 1994
- [17] HÜTTNER, R.: Zur Verzinkung von Stahlband. In: *elektrowärme international* 53 (November 1995), Nr. B 4, S. 209–214
- [18] ABDURAHMAN, A. ; SCHIBISCH, D. M.: Induction heating in hot rolling mills. In: *heat processing* 10 (2012), Nr. 3, S. 71–74
- [19] DZIENIAKOWSKI, M. ; FABIANOWSKI, J. ; IBACH, R.: Modularer Umrichter für Induktionserwärmung. In: *elektrowärme international* 67 (Juni 2009), Nr. 2, S. 111–114
- [20] ANDRÄ, F. ; RUDNEV, V. ; BROWN, D. R.: Energieeffizienz und Flexibilität bei der Schmiedeerwärmung durch modulares Baukastensystem. In: *elektrowärme international* 70 (2012), Nr. 1, S. 49–57
- [21] ZOK, E. ; SCHIBISCH, D. M.: Energy-efficient power supply for induction hardening and heating processes. In: *elektrowärme international* 11 (2013), Nr. 1, S. 67–74
- [22] SCHÜRING, K.: *Der Wirbelstrominduktor für die kontinuierliche Erwärmung von Blechen*. Aachen, 1963
- [23] HAUBITZER, W.: Die Optimierung von Quersfeldinduktoren zur kontinuierlichen Blecherwärmung. In: *elektrowärme international* 42 (Februar 1984), Nr. B 1, S. 39–48
- [24] CONRATHS, H.-J.: *Elektromagnetische Feld- und Temperaturverteilung bei induktiver Bänderwärmung: (numerische Berechnung und Messung)*. Aachen, 1992
- [25] SCHÖNBACHER, K.: Induktive Durcherwärmung planparalleler und vollzylindrischer Heizgutstücke. In: *Elektrowärme-Technik* (1954), Nr. 3/4, S. 54–59
- [26] GEISEL, H.: Das induktive Erwärmen von platten- und zylinderförmigen Körpern mit konstanter Leistung. In: *elektrowärme international* 18 (Juli 1960), Nr. 7, S. 211–218
- [27] HEGEWALDT F.: Induktives Oberflächenhärten. In: *BBC-Nachrichten* (Juli/August 1961)
- [28] SUNDBERG, Y.: *Induction Heating*. Stockholm, 1965

- [29] STARCK, A. v.: *Ein Verfahren zur Berechnung der induktiven Erwärmung metallischer Werkstücke mit rechteckigem Querschnitt in Induktionsspulen*. Darmstadt, 1975
- [30] SIMPSON, P. G.: *Induction heating: Coil and system design*. New York : McGraw-Hill, 1960
- [31] RUDNEV, V. ; LOVELESS, D. ; COOK, R. ; BLACK, M.: *Handbook of induction heating*. New York : Marcel Dekker, 2003
- [32] MUHR UND BENDER KG: *Mubea - Produkte & Technologien - Industrie - Produkte - Tailor Rolled Products*. – URL <http://www.mubea.com/de/produkte-technologien/industrie/produkte/tailor-rolled-products/>. – Zugriffsdatum: 07.03.2014
- [33] POHL, S.: *Umformtechnische Schriften*. Band 146: *Kontinuierliche Wärmebehandlung von flexibel gewalztem Band zur Erweiterung der Werkstoffpalette*. Aachen : Shaker-Verlag, 2009
- [34] SCHUNK, H.: *Fachbuchreihe angewandte Elektronik für Fachhochschulen*. Band 379: *Stromverdrängung: Strom- und Feldverdrängung in elektrischen Leitern*. Heidelberg : A. Hüthig Verlag, 1975
- [35] SIMONYI, K.: *Theoretische Elektrotechnik: Mit 12 Tabellen*. 10. Auflage. Leipzig : Barth Verlag, 1993
- [36] KÜPFMÜLLER, K. ; MATHIS, W. ; REIBIGER, A.: *Theoretische Elektrotechnik: Eine Einführung*. 19. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 2013
- [37] VDI E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. 2013 (VDI-Buch)
- [38] BÖCKH, P. von ; WETZEL, T.: *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. 5. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 2014
- [39] MONZEL, C. ; JOHNEN, M. ; HENNEBERGER, G.: Induktives Rekristallisationsglühen von ferromagnetischen Stahlbändern mit Längs- und Querfeldinduktoren. In: *elektrowärme international* 59 (2001), Nr. 4, S. 138–141
- [40] JÜRGENS, R. ; GRÄF, T.: Neue Anwendungen der Induktionstechnik bei der Herstellung und Veredelung von Bandstahl. In: *elektrowärme international* 61 (Dezember 2003), Nr. 4, S. 159–163
- [41] NAUVERTAT, G.: *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 19, Wärmetechnik/Kältetechnik*. Band 129: *Optimiertes Design industrieller*

- induktiver Querfeld-Banderwärmungsanlagen*. Düsseldorf : VDI Verlag, 2001
- [42] NEUMEYER, J.: *Induktive Unterstützung von Hybrid-Schweißverfahren zum Fügen dickwandiger Bauteile*. 1. Auflage. Garbsen : TEWISS-Verlag, 2013
- [43] ANDREE, W. ; MAUVE, H.-W: Induktive Erwärmung dünner Bleche. In: *elektrowärme international* 50 (August 1992), Nr. B 2, S. 160–164
- [44] TOTTEN, G. E. ; HOWES, M. A. H.: *Steel heat treatment handbook*. New York : Marcel Dekker, 1997
- [45] JÜRGENS, R. ; WOHLFAHRT, D.: Induktives Erwärmen von Bändern in Wasserstoffatmosphäre zur anschließenden Warmbandverzinkung. In: *elektrowärme international* 58 (Dezember 2000), Nr. 4, S. 146–149
- [46] JOHNEN, M.: *Entwicklung eines Längsfeldinduktors zur Erwärmung dünner ferromagnetischer Bänder*. Aachen : Shaker-Verlag, 2003
- [47] BAKER, R.M.: Transverse Flux Induction Heating. In: *AIEE Transactions* (1950), Nr. 69, S. 711–719
- [48] SCHERG, P.: Zur Auslegung von Querfluß-Induktionserwärmungsaggregaten. In: *elektrowärme international* 39 (April 1981), Nr. B2, S. 84–90
- [49] NACKE, B. ; ANDREE, W. ; MOHRING, J.-U. ; LESSMANN, H.-J.: Induktive Querfelderwärmung - eine flexible und effiziente Erwärmungsmethode für metallische Flachprodukte im Walzwerk. In: *elektrowärme international* 51 (November 1993), Nr. B 4, S. 156–166
- [50] ANDREE, W.: 3D Eddy Current Computation in the Transverse Flux Induction Heating Equipment. In: *IEEE Transactions On Magnetics* 30 (September 1994), Nr. 5, S. 3072–3075
- [51] RUHNKE, A.: *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 19, Wärmetechnik/Kältetechnik*. Band 119: *Systematische Untersuchung der induktiven Querfeld-Banderwärmung*. Düsseldorf : VDI Verlag, 1999
- [52] MAI, W.: *Dreidimensionale transiente Berechnung der Feld- und Temperaturverteilung ferromagnetischer Bänder in Querfeldin-*

- duktoren. Aachen : Shaker-Verlag, 1999 (Berichte aus der Elektrotechnik)
- [53] MONZEL, C.: *Entwicklung von Querfeldinduktoren zur Erwärmung dünner ferromagnetischer Bänder*. Aachen : Shaker-Verlag, 2002 (Berichte aus der Elektrotechnik)
- [54] SCHÜLBE, H. ; NIKANOROV, A. ; NACKE, B.: Flexible Anlagen zur Erwärmung dünner Bänder im induktiven Querfeld. In: *elektrowärme international* 62 (2004), Nr. 2, S. 69–73
- [55] JESTREMSKI, M. ; SCHÜLBE, H. ; NIKANOROV, A. ; NACKE, B.: Numerical Investigation of Transverse-Flux Induction Heating of Ferromagnetic Strip. In: *Int. Scientific Colloquium, Modelling for Material Processing* (September 2010), S. 189–194
- [56] CONRATHS, H.-J.: Rechnergestützte Simulation der induktiven Querfelderwärmung. In: *elektrowärme international* 51 (März 1993), Nr. B 1, S. 4–12
- [57] NAUVERTAT, G. ; NIKANOROV, A. ; MÜHLBAUER, A.: Optimiertes Design induktiver Querfeld-Erwärmungsanlagen. In: *elektrowärme international* 58 (März 2000), Nr. 1, S. 22–29
- [58] TRUMPF HÜTTINGER GMBH + Co. KG: *Hochfrequenzgeneratoren TruHeat HF Serie 7000*. – URL <http://www.de.trumpf.com/de/produkte/elektronik/produkte/induktionserwaermung/truheat-hf/truheat-hf-serie-7000.html>. – Zugriffsdatum: 11.02.2014
- [59] ERNST, D.: Umrichter für Induktionsanwendungen - Stand der Technik. In: *elektrowärme international* 57 (Dezember 1999), Nr. B 4, S. 162–166
- [60] SCHWARZER, U. ; SCHÖNKNECHT, A. ; DONCKER, R.: Hochleistungs-IGBT-Umrichter für induktive Erwärmungsanwendungen. In: *elektrowärme international* 59 (Juni 2001), Nr. 2, S. 68–72
- [61] NUDING, M.: MF-Umrichtertechnologie zur Vereinfachung induktiver Erwärmungsprozesse. In: *elektrowärme international* 67 (März 2009), Nr. 1, S. 24–26
- [62] TURNER, M. J. ; TOPP, L. J. ; MARTIN, H. C. ; CLOUGH, R. W.: Stiffness and deflection analysis of complex structures. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 23 (September 1956), Nr. 9, S. 805–823

- [63] SCHÄTZING, W. ; MÜLLER, G. ; GROTH, C. ; STELZMANN, U.: *FEM für Praktiker: Temperaturfelder*. Band 3. 5. Auflage. Renningen-Malmsheim : Expert-Verlag, 2009
- [64] SCHÄTZING, W.: *FEM für Praktiker: Elektrotechnik*. Band 4. 2. Auflage. Renningen-Malmsheim : Expert-Verlag, 2009
- [65] GOERING, H. ; ROOS, H.-G. ; TOBISKA, L.: *Die Finite-Elemente-Methode für Anfänger*. 4. Auflage. Weinheim : WILEY-VCH Verlag, 2010
- [66] NACKE, B.: *Ein Verfahren zur numerischen Simulation induktiver Erwärmungsprozesse und dessen technische Anwendung*. Hannover, 1987
- [67] ANSYS INC.: *Ansys Multiphysics 15*
- [68] SCHLESSELMANN, D. ; JESTREMSKI, M. ; NACKE, B. ; RODMAN, D.: Numerical simulation methods for complex induction hardening processes. In: *Proceedings of XVII. International UIE congress* (Mai 2012), S. 98–103
- [69] GALUNIN, S. ; ZLOBINA, M. ; BLINOV, K. ; NIKANOROV, A. ; ZEDLER, T. ; NACKE, B.: Numerical analysis of coupled physics for induction heating of movable workpieces. In: *Int. Scientific Colloquium, Modelling for Material Processing* (Oktober 2008), S. 59–64
- [70] BAAKE, E. ; BLINOV, K. ; KORSHIKOV, S. ; SHARAPOVA, O.: Numerical simulation of multi-physics dynamic processes in induction heating systems. In: *Proceedings of the XII International Conference "Complex Systems: Control and Modeling Problems"* (Juni 2010), S. 88–93
- [71] BLINOV, K.: *Elektrotechnik*. Band 17: *Numerical modelling and investigating the dynamic characteristics of induction through-heaters for metal strip and slabs*. Sierke-Verlag, 2012
- [72] RICHTER, F.: *Stahleisen - Sonderberichte*. Band 8: *Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften von 52 Eisenwerkstoffen*. Düsseldorf : Stahleisen m. b. H. Verlag, 1973
- [73] RICHTER, F.: *Mitteilung aus dem Forschungsinstitut der Mannesmann AG*. Band 10: *Physikalische Eigenschaften von Stählen und ihre Temperaturabhängigkeit: Polynome und graphische Darstellungen*. Düsseldorf : Stahleisen m. b. H. Verlag, 1983

- [74] BRANDT, R. ; NEUER, G.: Electrical Resistivity and Thermal Conductivity of Pure Aluminum and Aluminum Alloys up to and above the Melting Temperature. In: *International Journal of Thermophysics* 28 (2007), Nr. 5, S. 1429–1446
- [75] BOZORTH, R. M.: *Ferromagnetism*. New York : IEEE Press, 1993
- [76] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG: *Elektromagnetisches Feld - Materialgrößen : DIN 1324 Teil 2*. Mai 1988
- [77] KOHLRAUSCH, F.: *Praktische Physik*. 24. Auflage. Stuttgart : Teubner-Verlag, 1996
- [78] FISCHER, M. ; MOSER, H.: Die Nachbildung von Magnetisierungskurven durch einfache algebraische oder transzendente Funktionen. In: *Archiv für Elektrotechnik* 42 (1956), Nr. 5, S. 286–299
- [79] OBERRETL, K.: Magnetic Fields, Eddy Currents, and Losses, Taking the Variable Permeability into Account. In: *IEEE Transactions On Power Apparatus And Systems* 88 (1969), Nr. 11, S. 1646–1657
- [80] LIM, K. K. ; HAMMOND, M. A.: Universal loss chart for the calculation of eddy-current losses in thick steel plates. In: *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* 117 (1970), Nr. 4, S. 857–864
- [81] REINKE, F. ; GEISEL, H. ; SPRINGOB, L.: *Reihe 9. Band 11: Die magnetische Permeabilität als Einflussgröße bei der Berechnung von Induktoren mit ferromagnetischem Einsatzgut für Induktionserwärmungsanlagen*. Düsseldorf : Fortschrittberichte der VDI Zeitschriften, 1975
- [82] BOLTE, E. ; LÜTKE-DALDRUP, B. ; STÖBER, P.: Eindimensionales Wirbelstromproblem bei feldstärkeabhängiger Permeabilität und beliebigen Randbedingungen. In: *Archiv für Elektrotechnik* 64 (1981), S. 201–213
- [83] LABRIDIS, D. ; DOKOPOULOS, P.: Calculation of Eddy Current Losses in Nonlinear Ferromagnetic Materials. In: *IEEE Transactions On Magnetics* 25 (1989), Nr. 3, S. 2665–2669
- [84] JILES, D.: *Introduction to magnetism and magnetic materials*. 1. Auflage. London : Chapman and Hall, 1991
- [85] FAHLENBRACH, H.: Über die Temperaturabhängigkeit der Permeabilität und der Nachwirkung ferromagnetischer Werkstoffe. In: *Annalen der Physik* 437 (1938), Nr. 7-8, S. 355–369

- [86] BRUNST, W. ; KEGEL, K. ; WEYSS, N.: *Die induktive Wärmebehandlung unter besonderer Berücksichtigung des Härtens der Stähle: Mit 5 Tafeln.* Berlin : Springer-Verlag, 1957
- [87] CHIKAZUMI, S. ; GRAHAM, C. D.: *The international series of monographs on physics.* Band 94: *Physics of ferromagnetism.* 2. Auflage. Oxford : Oxford University Press, 1997
- [88] SIEBER, H.-J.: *Bestimmung der Permeabilität und ihrer Rückwirkung auf die Energieübertragung beim induktiven Erwärmen.* Aachen, 1978
- [89] ZEDLER, T.: *Numerische Modellierung, Analyse und Design von induktiven Systemen für das Randschichthärtens komplexer Werkstückgeometrien.* Sierke-Verlag, 2010
- [90] OLLENDORFF, F.: Hysterese und Wirbelströme in Eisenblechen. In: *Archiv für Elektrotechnik* 14 (1925), Nr. 4, S. 431–447
- [91] GOLDFARB, R. B. ; BUSSEY, H. E.: Method for measuring complex permeability at radio frequencies. In: *Rev. Sci. Instrum.* 58 (April 1987), Nr. 4, S. 624–627
- [92] ABRAMS, M. D. ; GILLOTT, D. H.: Numerical Analysis of Hysteresis and Eddy Current Losses in Solid Cylindrical Rods of No. 1010 Steel. In: *IEEE Transactions On Power Apparatus And Systems* 86 (1967), Nr. 9, S. 1077–1083
- [93] SPITTEL, M. ; SPITTEL, T.: *Metal Forming Data - Non-Ferrous Alloys - Light Metals - deformation behaviour.* Band 2C2: *Al 99.98A: SpringerMaterials - The Landolt-Börnstein Database.* Berlin : Springer-Verlag, 2009
- [94] SPITTEL, M. ; SPITTEL, T.: *Metal Forming Data - Non-Ferrous Alloys - Light Metals - deformation behaviour.* Band 2C2: *Ti-Al6V4: SpringerMaterials - The Landolt-Börnstein Database.* Berlin : Springer-Verlag, 2009
- [95] SPITTEL, M. ; SPITTEL, T.: *Metal Forming Data - Ferrous Alloys - deformation behaviour.* Band 2C1: *Steel symbol/number: C45/1.0503: SpringerMaterials - The Landolt-Börnstein Database.* Berlin : Springer-Verlag, 2009
- [96] SCHÜLBE, H. ; JESTREMSKI, M. ; NACKE, B.: Numerical investigations of induction heat treatment for the press hardening process. In: *heat processing* 9 (2011), Nr. 4, S. 373–378

-
- [97] SCHÜLBE, H. ; JESTREMSKI, M. ; NACKE, B.: Induction Heat Treatment for Press Hardening Process. In: *Proceedings of the 3rd International Conference on Hot Sheet Metal Forming of High-Performance Steel* (2011)
- [98] SCHÜLBE, H. ; JESTREMSKI, M. ; NACKE, B.: Numerische Untersuchungen induktiver Erwärmungsprozesse für das Presshärten. In: *elektrowärme international* 69 (2011), Nr. 3, S. 283–288
- [99] NECHLEBA, F.: Eindringen eines magnetischen Wechselfeldes in massives Eisen mit einer von der Feldstärke abhängigen Permeabilität. In: *Archiv für Elektrotechnik* 39 (1949), Nr. 5, S. 301–317
- [100] GALUNIN, S. ; BLINOV, Y.: Numerical Investigation And Optimization Of Distributed Joule Heat Losses In Induction Coils Of Various Designs. In: *HES - 10 - Heating by Electromagnetic Sources* (2010), S. 285–290

Wissenschaftlicher Werdegang

Vor- und Zuname:	Marcel Jestremski
Geburtstag:	11. Januar 1984
Geburtsort:	Hannover
Staatsangehörigkeit:	deutsch
2009 – 2014:	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Institut für Elektroprozessstechnik, Leibniz Universität Hannover
2004 – 2009:	Studium der Elektrotechnik, Studienrichtung Mikroelektronik, Leibniz Universität Hannover
2003 – 2004:	Wehrersatzdienst, Arbeiter-Samariter-Bund, Hannover
1996 – 2003:	Herschel-Gymnasium, Hannover