

Beiträge zur physikalischen Modellierung und numerischen Simulation koaxialer gasisolierter Hochspannungs-Gleichstromsysteme

Der Fakultät für
Elektrotechnik, Informationstechnik und Medientechnik
der Bergischen Universität Wuppertal
vorgelegte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

von

Hendrik Hensel, M.Sc.
geboren am 02.11.1995 in Mettmann

Wuppertal 2026

Referent:	Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Markus Clemens
Korreferent:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Markus Zdrallek
Vorlage der Arbeit:	02. April 2026
Tag der mündlichen Prüfung:	03. Juli 2026

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	IV
Akronyme	VI
1. Einleitung.....	1
2. Theoretische Grundlagen.....	9
2.1 Typischer Aufbau einer koaxialen gasisolierten Schaltanlage und eines gasisolierten Rohrleiters.....	9
2.2 Maxwell-Gleichungen in differentieller Form	10
2.3 Die elektroquasistatische Approximation der Maxwell-Gleichungen	12
2.4 Temperaturverteilung.....	14
2.4.1 Temperaturverteilung im Feststoff.....	14
2.4.2 Temperaturverteilung im Gas	14
2.5 Elektrische Leitfähigkeit von Gasen	16
2.6 Die Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen	19
2.7 Diskretisierung mittels der Finiten-Elemente Methode	20
2.8 Nichtlinearität der festen Isolierstoffe.....	23
2.9 Gleichspannungsbedingungen	25
2.9.1 Kapazitiv-resistiver Übergang und Feldinversion.....	25
2.9.2 Grenzflächen	27
2.9.3 Raumladungsakkumulation.....	28
2.10 Feldsteuerungstechniken	29
2.10.1 Geometrische Feldsteuerung	29
2.10.2 Nichtlineare Feldsteuerung	30
2.10.3 Funktionsgradientenwerkstoffe (FGM)	31
2.11 Tiefe Neuronale Netze	32

3. Entwicklung von multiphysikalischen Simulationsmodellen für HGÜ-gasisolierte Systeme.....	35
3.1 Elektrisches Leitfähigkeitsmodell für das Isoliergas SF ₆	36
3.2 Elektro-thermisches Simulationsmodell und numerische Lösungsmethode.....	39
3.3 Verifikation des elektrischen Leitfähigkeitsmodells für das Isoliergas SF ₆ anhand eines Ionen-Drift-Diffusionsmodells	43
3.3.1 Vergleich bei Variation des Temperaturgradienten zwischen Hochspannungsleiter und geerdeter Hülle.....	44
3.3.2 Vergleich bei einem Blitzstoßvorgang	46
3.3.3 Vergleich bei einer Anwendung von FGM.....	47
3.3.4 Vergleich der Simulationszeiten der beiden Modellierungsansätze.....	48
3.3.6 Schlussfolgerungen aus dem Vergleich der beiden Modellierungsansätze	49
3.4 Parametrische Erweiterung des elektrischen Leitfähigkeitsmodells für das Isoliergas SF ₆ unter Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehalts	49
3.5 Berücksichtigung des Einflusses der Elektrodenrauheit	53
3.6 Berücksichtigung von thermischer Konvektion und Wärmestrahlung	57
3.7 Schlussfolgerungen aus der erweiterten Modellierung von SF ₆ -gasisolierten HGÜ-Systemen	62
3.8 Untersuchung von alternativen Gasen durch Ionen-Drift-Diffusionsmodelle	64
4. Untersuchung von Feldsteuerungstechniken für gasisolierte HGÜ-Systeme.....	70
4.1 Feldsteuerungsmaterialien in HGÜ-gasisolierten Systemen.....	71
4.1.1 Zinkoxid.....	71
4.1.2 Siliciumcarbid	73
4.1.3 Iriotec® 7000	74
4.1.4 FGM.....	75
4.1.5 Schlussfolgerung aus den untersuchten Feldsteuerungstechniken	77
4.2 Oberflächen-Feldsteuerungsmaterialien.....	78

4.2.1 SiC SFGM.....	79
4.2.2 CCTO SFGM	80
4.3 FGM für verschiedene Gleichspannungsformen	82
4.3.1 Gleichspannung-Einschaltvorgang	83
4.3.2 Blitzstoßspannung	86
4.4 Optimierung von FGM durch tiefe neuronale Netze	88
4.5 Optimierung der Geometrie des Stützhalters durch tiefe neuronale Netze	94
5. Beschleunigte Simulationen durch Anwendung von Grafikprozessoren.....	100
6. Zusammenführung der Modellerweiterungen	104
7. Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick	107
7.1 Zusammenfassung.....	107
7.2 Ausblick	112
Literatur	113
Liste der eigenen Veröffentlichungen	124
Publikationen.....	124
Auszeichnungen.....	125

Symbolverzeichnis

A	Fläche [m^2]
A_κ	Steifigkeitsmatrix
$\vec{B}$	Magnetische Flussdichte [T]
B_ε	Massenmatrix
b	Spektraler Exponent zur Beschreibung der Höhenfrequenzen in (3.8)
c	Lichtgeschwindigkeit [$\frac{\text{m}}{\text{s}}$]
c_p	Spezifische Wärmekapazität [$\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$]
$\vec{D}$	Elektrische Flussdichte [$\frac{\text{As}}{\text{m}^2}$]
D_I	Diffusionskonstante [$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$]
$\vec{E}$	Elektrisches Feld [$\frac{\text{V}}{\text{m}}$]
E_{max}	Betrag der globalen maximalen elektrischen Feldstärke im System
$\vec{E}_n$	Normales elektrisches Feld
$\vec{E}_t$	Tangentiales elektrisches Feld
e	Elementarladung [eV]
f	Frequenz [Hz]
g	Erdbeschleunigung [$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$]
$\vec{H}$	Magnetische Feldstärke [$\frac{\text{A}}{\text{m}}$]
I	Strom [A]
$\vec{J}$	Stromdichte [$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$]
k_B	Boltzmannkonstante [eV]
l	Länge [m]
n	Brechungsindex
n	Negative Ionendichte [$\frac{\text{mol}}{\text{m}^3}$]
$\vec{n}$	Normalenvektor
P	Gasdruck [Pa]
P_E	Elektrische Leistung [W]
$\vec{P}_E$	Permanente elektrische Polarisation [$\frac{\text{C}}{\text{m}^2}$]
$\vec{P}_M$	Permanente Magnetisierung [$\frac{\text{A}}{\text{m}}$]
p	Positive Ionendichte [$\frac{\text{mol}}{\text{m}^3}$]
P_V	Verlustleistung [W]
q	Elektrische Ladung [As]
r	Radius [m]
R	Widerstand [Ω]
R_a	Arithmetische Mittelwert der Oberfläche [μm]
R_I	Rekombinationsrate [$\frac{1}{\text{m}^3\text{s}}$]
S	Quellenrate der Ladungsträger [$\frac{1}{\text{m}^3\text{s}}$]
t	Zeit [s]
T	Temperatur [K]

T_{amb}	Umgebungstemperatur [K]
U	Spannung [V]
u	Strömungsgeschwindigkeit [$\frac{m}{s}$]
V	Volumen [m^3]
W_A	Aktivierungsenergie [eV]
W_I	Ionisierungsenergie [eV]
W_W	Austrittsarbeit [eV]
w_e	Elektrische Feldenergie [J]
w_m	Feldenergie [J]
Δt	Zeitliche Schrittweite [s]
x	Dimension in der Länge [m]
Δx	Räumliche Schrittweite [m]
y	Dimension in der Höhe [m]
α_p	Wärmeausdehnungskoeffizient [$\frac{1}{K}$]
δ	Dichte [$\frac{kg}{m^3}$]
o	Strahlungskoeffizient [$\frac{W}{m^2 K^4}$]
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante [$\frac{As}{Vm}$]
ϵ_r	Relative Permittivität
κ	Elektrische Leitfähigkeit [$\frac{S}{m}$]
λ	Wellenlänge [m]
λ_T	Wärmeleitfähigkeit [$\frac{W}{m \cdot K}$]
μ	Mobilität [$\frac{m^2}{s}$]
μ_0	Permeabilität des Vakuums [$\frac{Vs}{Am}$]
μ_r	Relative magnetische Permeabilität
μ_V	Koeffizient der kinetischen Viskosität [$\frac{m^2}{s}$]
ξ	Diskretes elektrisches Potential
ρ	Ladungsdichte [$\frac{C}{m^3}$]
τ	Relaxationszeit [s]
γ_b	Oberflächenleitfähigkeit [$\frac{S}{m^2}$]
φ	Skalares elektrisches Potential [V]
δ	Materialdichte [$\frac{kg}{m^3}$]
Γ_D	Dirichlet-Randbedingungen
Γ_N	Neumann-Randbedingungen
Ω	Rechenraum

Akronyme

Adam	Adaptive moment estimation (adaptive Momentenschätzung)
AMG	Algebraische Multigitter
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
BaTiO ₃	Bariumtitanat
BDF	Backward Differentiation Formula
C	Kohlenstoff
CCTO	Calciumkupfertitanat
CG	Conjugate gradient (konjugierte Gradientenmethode)
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
CPU	Central Processing Unit (Hauptprozessor)
DNN	Deep Neural Networks (Tiefe neuronale Netze)
DOF	Degree of freedom (Freiheitsgrade)
FEM	Finite Elemente Methode
FGM	Functional graded materials (Funktionsgradientenwerkstoffe)
GAMG	Geometric-algebraic multigrid (Geometrisch-algebraisches Mehrgitterverfahren)
GIL	Gas insulated line (Gasisolierter Leiter)
GIS	Gas insulated switchgear (Gasisolierte Schaltanlage)
GO	Graphenoxid
GPU	Graphic Processing Unit (Grafikprozessor)
GWP	Global Warming Potential (Erderwärmungspotenzial)
EQS	Elektroquasistatik
H	Wasserstoff
HGÜ	Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragung
HVDC	High-Voltage-Direct-Current (Hochspannungsgleichstrom)
KI	Künstliche Intelligenz
LHS	Latin Hypercube Sampling
LU	Lower-upper (Untere und obere Dreiecksmatrix einer Matrixzerlegung)
N ₂	Stickstoff
O	Sauerstoff
PHR	Parts per hundred rubber (Füllanteil auf einhundert Massenteile)
RMSE	Root-mean-square error (Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers)

SF_6	Schwefelhexafluorid
SFGM	Surface field grading materials (Oberflächen-Feldsteuerungsmaterialien)
SGD	Stochastic gradient descent (stochastische Gradientenabstiegsverfahren)
SiC	Siliciumcarbid
SrTiO_3	Strontiumtitanat
TiO_2	Titandioxid
tanh	Hyperbolische Tangensfunktion
ZnO	Zinkoxid

1. Einleitung

Der Bedarf nach elektrischer Energie wächst aufgrund der Digitalisierung und der Elektrifizierung von Industrie, Verkehr und Wärme. Gleichzeitig soll die elektrische Energiegewinnung aus umweltfreundlichen Energieressourcen verschafft werden. Die Bundesrepublik Deutschland hat sich bereit erklärt bis 2045 treibhausgasneutral zu werden und die elektrische Energie, statt aus fossilen Brennstoffen, aus erneuerbaren Energien wie z.B. Photovoltaik- oder On- und Offshore-Windanlagen zu gewinnen [UWBA, 2025a], [UWBA, 2025b].

Durch den massiven Ausbau erneuerbarer Energien werden neue Anforderungen an das elektrische Energienetz gestellt. Da die elektrische Energie teils über große Distanzen transportiert werden muss, z.B. von Offshore-Windparks an der Nordsee zu urbanen- und Industriegebieten im Westen und Süden der Republik, sollte der Transport möglichst zuverlässig und verlustarm sein.

Eine mögliche Lösung hierfür ist die Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragung (HGÜ). HGÜ bietet folgende Vorteile. Grundsätzlich setzt sich die übertragene elektrische Leistung $P_E = U \cdot I$ aus der Spannung U und dem Strom I zusammen. Die Energieübertragung wird über Hochspannung durchgeführt, da die Verlustleistung $P_V = R \cdot I^2$ im Leiter mit dem Strom quadratisch ansteigt, wobei R den elektrischen Widerstand des Leiters darstellt. Durch die Nutzung hoher Spannung und die dadurch verringerte Stromstärke reduziert sich der benötigte Leiterquerschnitt, wodurch Material eingespart wird [Kim-bark, 1964].

Der Einsatz von Gleichspannung verringert das benötigte Material pro Strecke, da statt eines Dreiphasensystems nur zwei Leiter benötigt werden. Zwar werden bei der Gleichspannungsübertragung höhere Investitionskosten für Umrichterstationen benötigt, ab einer bestimmten Leitungslänge ist Gleichstromübertragung jedoch wirtschaftlich günstiger, da bei Nutzung von Gleichstrom die kapazitiven- und induktiven Verluste wegfallen, welche unter Wechselstrom auftreten. Die Blindleistungsverluste sind

leitungslängenabhängig und der Betrieb mit Wechselstrom ist ab einer bestimmten Leitungslänge nicht mehr sinnvoll (bei Freileitungen üblicherweise ab ca. 500 km, bei See- und Erdkabeln ab ca. 50 km) [Küchler, 2017], [Bodega, 2006], [Bahrman, 2006]. Daher wird in Deutschland die HGÜ-Technologie ausgebaut. Aktuell befinden sich mehrere HGÜ-Projekte im Bau, um elektrische Energie aus erneuerbaren Energiequellen von Nord nach Süd zu transportieren [BMWE, 2025]. Grundsätzlich ist die HGÜ-Technologie für Offshore-Windparks unerlässlich, da über Seekabel üblicherweise mehr als 50 km überbrückt werden müssen und Wechselstrom daher keine vernünftige Alternative ist.

HGÜ-gasisolierte Systeme stellen eine mögliche Lösung für einige aktuelle Herausforderung bei der Entwicklung des regenerativen Energienetzes dar. Gasisolierte Systeme in Deutschland werden bisher hauptsächlich in der Wechselspannungstechnik genutzt und kommen vor allem in Form von gasisolierten Schaltanlagen und gasisolierten Leitungen zum Einsatz. HGÜ-gasisolierte Systeme sind momentan Gegenstand der Forschung, da sie vielversprechende Vorteile bieten. Durch die gekapselte Bauweise mit Isoliergas unter Druck (bisher hauptsächlich Schwefelhexafluorid (SF_6) oder eine Mischung aus Stickstoff (N_2) und SF_6) kann eine bis zu zehnfach höhere elektrische Durchschlagsfestigkeit als mit Luft erreicht werden [Kindersberger *et al.*, 2008]. Daher ist eine sehr kompakte Bauweise bei hohen Spannungen möglich und in urbanen Regionen und Offshore-Windanlagen, wo der Platz begrenzt ist, von Vorteil.

Vor diesem Hintergrund gibt es in Deutschland bereits HGÜ-gasisolierte Schaltanlagen in On- und Offshore Stationen. Auf der Offshore-Konverterplattform DolWin kappa wird eine 320 kV gasisolierte HGÜ-Schaltanlage genutzt, welche gegenüber luftisolierten Anlagen bis zu 95% Platz spart [WM, 2014], [Tennet, 2023]. Zusätzlich können HGÜ-gasisolierte Rohrleiter aufgrund ihrer kompakten Bauweise, ähnlich wie Erdkabel, im Untergrund verbaut werden, was zu weniger Umwelteinflüssen führt und die öffentliche Akzeptanz erhöht. Ein weiterer großer Vorteil von HGÜ-gasisolierten Rohrleitern ist dessen höhere Übertragungskapazität als bei HGÜ-Kabeln (üblicherweise liegt bei extrudierten XLPE HGÜ-Kabeln die Spannungsgrenze bei ± 640 kV), so dass diese mit noch höherer Spannung betrieben werden können, um die Verluste zu verringern [Zebouchi und Haddad, 2020], [NKT, 2019].

HGÜ-gasisolierte Rohrleiter gelten als eine sehr sichere Technologie [Koch, 2011]. So können für die Überquerung von Bergen oder Flüssen erforderlichen Tunnelanlagen kostengünstiger mit HGÜ-gasisolierten Rohrleitern gebaut werden, da sie im Gegensatz zu HGÜ-Kabeln nicht brennbar sind und Kosten beim Brandschutz eingespart werden können. HGÜ-gasisolierte Rohrleiter sind vor allem für Anwendungen interessant, bei denen die Kapazität möglichst groß sein sollte, aber der Platz begrenzt ist und/oder Freileitungen keine Option sind.

In diesem Kontext gilt grundsätzlich, dass HGÜ-gasisolierte Systeme durch den wachsenden Markt für HGÜ-Technologien zunehmend an Bedeutung gewinnen, insbesondere im Hinblick auf den zukünftigen Ausbau und die Umstrukturierung des Energienetzes. Dies gilt nicht nur für Deutschland und Europa. Erste Erfahrungen mit gasisolierten Systemen unter Gleichspannung wurden bereits in Japan in den 2000er Jahren gesammelt, als im Jahr 2000 dort ein HGÜ-System in Betrieb genommen wurde, bei dem ein Seekabel die Insel Shikoku über den Kii-Kanal mit dem Festland verbindet. An dessen Enden kommen HGÜ-gasisolierte Schaltanlagen zum Einsatz [Makino, 2001]. In China lieferte ABB 2020 sowohl für das Kunliulong ± 800 kV Projekt als auch für das Yunnan-Guizhou ± 500 kV Multi-Terminal-DC-Projekt gasisolierte HGÜ-Rohrleiter- und Schaltanlagen [ABB, 2020].

Trotz der Entwicklung und ersten Anwendungen von gasisolierten HGÜ-Systemen ist die Erfahrung mit gasisolierten Systemen im Gleichspannungsbetrieb begrenzt und bedarf weiterer Forschung. Im Gleichspannungsbetrieb werden andere Anforderungen an das HGÜ-System als im Wechselspannungsbetrieb gestellt.

Grundsätzlich haben hohe Spannungen hohe elektrische Felder zur Folge. Die resultierenden elektrischen Felder müssen dabei in jedem Fall unterhalb der elektrischen Durchschlagsfestigkeit der Isolierstoffe bleiben. Jedoch verhalten sich Isolierstoffe unter einem konstanten elektrischen Feld anders als unter Wechselfeldbelastung. Beim Wechselspannungsbetrieb ist die Permittivität der Isolierstoffe entscheidend für die elektrische Feldverteilung. Unter Gleichspannungsbelastung bestimmt jedoch die spezifische elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien die elektrische Feldverteilung. Beim Anlegen eines

konstanten elektrischen Feldes an einem Isoliermaterial, wechselt das Isoliersystem von einem kapazitiven Verhalten zu einem stationären resistiven Verhalten und geht mit einer langsamen Raum- und Oberflächenladungsakkumulation einher [Bärsch, 2010]. Dieser Prozess kann von Tagen bis Wochen dauern und hängt dabei von den Isoliermaterialien, der Temperaturverteilung und der Isoliergeometrie ab [CIGRE, 2012], [Bodega, 2006].

Die Ausbildung von Raumladungen führt dazu, dass sich das durch die angelegte Betriebsspannung erzeugte elektrische Feld mit einem zusätzlichen, durch die Raumladungen selbst verursachten elektrischen Feld überlagert. Dies hat eine veränderte elektrische Feldbelastung zur Folge. Durch die Ladungsansammlung am Isoliermaterial kann die Überslagsspannung unter Gleichspannungsbeanspruchung im Vergleich zur Wechselspannungsbeanspruchung deutlich reduziert werden [Volpov, 2004]. Besonders die Schnittstelle zwischen Feststoffisolierung und gasförmiger Isolierung ist empfindlich hinsichtlich Ladungsakkumulation und der damit einhergehenden elektrischen Feldüberhöhungen [Kühler, 2017].

Die Problematik durch die elektrische Belastung der Isoliermaterialien unter Gleichspannung wird durch das nichtlineare Verhalten der Isoliermaterialien verschärft. Die sich verändernde elektrische Leitfähigkeit durch die Feldstärke- und Temperaturabhängigkeit der Isoliermaterialien führt zu einer instabilen Feldverteilung [Kühler, 2017]. Zusätzlich treten im Gasraum weitere komplexe physikalische Prozesse auf, die berücksichtigt werden müssen, insbesondere Ladungsdrift und -diffusion, thermische Konvektion sowie fluiddynamische Effekte. Für ein optimiertes Design müssen diese physikalischen Vorgänge verstanden und für eine präzise Systemanalyse entsprechend berücksichtigt werden. Neben experimentellen Untersuchungen bietet die rechnergestützte Modellierung mit anschließender numerischer Simulation gasisolierter HGÜ-Systeme eine geeignete Möglichkeit, diese Effekte zu untersuchen. Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung eines Simulationsmodells, welches die komplexen physikalischen Vorgänge im gasisolierten System berücksichtigt und realitätsnah darstellt.

Ein weiterer Forschungspunkt ist die Problematik der Klimaschädlichkeit vom Isoliergas SF₆. SF₆ ist das stärkste bekannte Treibhausgas und neben fünf weiteren Treibhausgasen

im Kyoto-Protokoll erfasst. Das Erderwärmungspotential von SF_6 beträgt das 25.200-fache von Kohlenstoffdioxid (CO_2). Seit dem Inkrafttreten des Kyoto-Protokolls von 1997 hat sich die deutsche Industrie freiwillig selbstverpflichtet die SF_6 -Emissionen zu senken. [Bundestag, 2022]. Laut der aktuellen F-Gase Verordnung der Europäischen Union von 2024 darf ab 2035 etwa für gasisolierte Schaltanlagen nur noch aufbereitetes oder recyceltes SF_6 verwendet werden und der Einsatz von neuwertigem SF_6 ist verboten, wenn technisch nicht anders möglich [UWBA, 2024]. Es gibt vorrangig zwei Möglichkeiten zur Reduzierung von SF_6 in gasisolierten HGÜ-Systemen. Entweder werden adäquate Isoliergase eingesetzt oder die Menge des eingesetzten SF_6 -Gases wird verringert, indem durch Feldsteuerungstechniken die elektrische Feldbelastung reduziert wird und dadurch das System kompakter gebaut werden kann. Beide Lösungsansätze sind aktuell Gegenstand der Forschung. Daher ist ein weiteres Ziel dieser Arbeit das entwickelte Simulationsmodell zur systematischen rechnerischen Analyse und Bewertung von Feldsteuerungstechniken einzusetzen. Darüber hinaus werden Simulationsmodelle für potenzielle alternative Isoliergase für SF_6 entwickelt.

Auf dem Gebiet der Modellierung und Simulation gasisolierter HGÜ-Systeme wurden bereits Vorarbeiten geleistet. Dabei kommen bislang im Wesentlichen zwei verschiedene Simulationsansätze zur Anwendung. Eine Methode besteht aus einer resistiven-stationären Simulation des elektrischen Feldes mit Anwendung eines konstanten elektrischen Leitfähigkeitswerts für das Isoliergas SF_6 , wie in [Hayakawa *et al.*, 2018a], [Ran *et al.*, 2019], [Zebouchi und Haddad, 2020]. Zur weiteren Vereinfachung wird die Temperaturverteilung im gesamten System häufig ausschließlich über Wärmeleitung berechnet, bei dem die Konvektion im Gas vernachlässigt wird.

Die zweite Methode basiert auf einer transienten Simulation, bei der im Gasraum die Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen gelöst werden, um die elektrische Leitfähigkeit des Gases genauer abzubilden. Dabei wird die Ionenbewegung im Gas über der Zeit berechnet und aus der Ladungsverteilung die Potential- bzw. elektrische Feldverteilung bestimmt. Diese Methode hat den Nachteil, dass sie numerisch deutlich aufwendiger ist und mit längeren Simulationszeiten einhergeht. Hier wird in der Regel die Temperaturverteilung entweder vernachlässigt oder in einem separaten, ungekoppelten stationären Simulationsschritt gelöst [Lavesson und Doiron, 2015], [Winter, 2014], [Zhao, 2020].

Dennoch besteht weiterhin Bedarf zur Ausweitung der numerischen Modellierung von gasisolierten HGÜ-Systemen. Die zweite Methode, bei der für den Gasraum ein Ionen-Drift-Diffusionsmodell genutzt wird, führt zwar zu präzisen Ergebnissen, ist aber numerisch wesentlich aufwendiger als ein stationäres-resistives Modell.

Vor diesem Hintergrund wird in dieser Arbeit eine dritte Methode entwickelt, bei der ein elektro-quasistatisches Modell unter Anwendung eines nichtlinearen makroskopischen elektrischen Leitfähigkeitsmodell für das Isoliergas SF_6 angewendet wird. In diesem Modell sollen zudem komplexe physikalische Vorgänge im gasisolierten System berücksichtigt werden, wie thermische Konvektion oder der Einfluss der Elektrodenrauheit auf die elektrische Feldverteilung. Messungen der Dunkelströme im SF_6 -Gas, wie sie in [Hanna *et al.*, 2016] und [Zavattoni, 2014] dokumentiert sind, zeigen eine nichtlineare Abhängigkeit der Leitfähigkeit von elektrischer Feldstärke, Temperatur, Gasdruck und Feuchtigkeitsgehalt. Das elektrische Leitfähigkeitsmodell soll dabei aus diesen Messdaten hergeleitet werden. Anschließend soll das makroskopische Modell mit einem mikroskopischen Modell, welches auf Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen basiert, verglichen und verifiziert werden. Im Anschluss soll das Modell für verschiedene Szenarien und Optimierungsuntersuchungen für gasisolierte HGÜ-Systeme genutzt werden, unter anderem zur Bewertung von zahlreichen Feldsteuerungstechniken. Letztere sollen im letzten Teil dieser Arbeit unter Anwendung von tiefen neuronalen Netzen optimiert werden.

Der Inhalt dieser Arbeit ist in sieben Kapitel gegliedert. Nach der Einleitung werden die theoretischen Grundlagen erklärt, die notwendig für das grundlegende Verständnis der in dieser Arbeit behandelten Themen erforderlich sind. Zunächst wird auf den allgemeinen Aufbau von gasisolierten Systemen eingegangen, aus der sich die Geometrie des Simulationsmodells ableiten lässt. Anschließend werden die maxwellschen und die thermischen Gleichungen erläutert, die für die Berechnung des elektro-thermischen gekoppelten Problems benötigt werden. Die Kopplung entsteht durch die nichtlineare elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien, daher wird insbesondere auf das Leitfähigkeitsverhalten von Isoliergasen eingegangen, aus der sich auch die Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen ableiten lassen, die für das mikroskopische Modell genutzt werden. Darauf folgend wird die numerische Methode der Finiten-Elemente erklärt, die für die numerischen

Simulationen in dieser Arbeit genutzt wird. Danach werden die Besonderheiten unter Gleichspannungsbedingungen erläutert, insbesondere der kapazitive-resistive Feldübergang und die damit einhergehende Raumladungsakkumulationen in den Isolierstoffen. Daneben der Modellierung von gasisolierten HGÜ-Systemen Feldsteuerungstechniken ein zentraler Teil dieser Arbeit sind, werden verschiedene Feldsteuerungstechniken, die in dieser Arbeit behandelt werden, erläutert. Danach werden zum Verständnis des letzten Teils dieser Arbeit tiefe neuronale Netze erklärt, die zur Optimierung von Feldsteuerungstechniken genutzt werden.

Im dritten Kapitel wird das entwickelte Simulationsmodell vorgestellt und dessen Herleitung, insbesondere des nichtlinearen elektrischen Leitfähigkeitsmodells für SF_6 , erklärt. Das erarbeitete Modell wird anschließend mit einem mikroskopischen Ionen-Drift-Diffusionsmodell verglichen und verifiziert, insbesondere auf den numerische Aufwand beider Methoden wird eingegangen. Anschließend wird das Modell schrittweise erweitert, indem etwa der Parameter des Feuchtigkeitsgehalts im Gas und dessen Effekt auf die elektrische Feldstärkeverteilung berücksichtigt wird, die Elektrodenrauheit und dessen Effekte im Modell implementiert oder die Berechnung der Temperaturverteilung im Gas durch thermische Konvektion berechnet wird. Da die Untersuchung von potenziellen alternativen Isoliergasen für SF_6 ein aktueller Forschungsgegenstand ist, werden drei aktuell diskutierte potenzielle alternative Isoliergase auf dessen Raumladungsverhalten simulativ untersucht.

Im vierten Kapitel werden unter Anwendung des entwickelten Simulationsmodells zahlreiche Feldsteuerungstechniken untersucht, wie Füllpartikel, die eine feldabhängige, nichtlineare elektrische Leitfähigkeit aufweisen oder die gezielte räumliche Auslegung der elektrischen Leitfähigkeit in der Feststoffisolierung zur Minderung der elektrischen Feldstärke an Orten hoher Belastung. Dabei wird nicht nur der resistive Zustand betrachtet, sondern auch kapazitive Felder, die in Gleichspannungskomponenten ebenfalls auftreten können durch kurze zeitliche Änderungen der Spannung, wie durch einen Einschaltvorgang oder einer Blitzstoßspannung. Abschließend werden auf tiefen neuronalen Netzen basierende Surrogatmodelle genutzt, um die räumliche Verteilung der

elektrischen Leitfähigkeit im Stützhalter sowie die Stützhaltergeometrie hinsichtlich der elektrischen Feldstärke zu optimieren.

Im fünften Kapitel wird gezeigt, wie neben anderen Modellierungsansätzen auch die Anwendung von Grafikprozessoren die Simulation von gasisolierten Systemen beschleunigen kann. Im sechsten Kapitel werden alle Modellerweiterungen für das koaxiale, gasisierte HGÜ-System, welche im dritten Kapitel vorgestellt werden, in ein Gesamtmodell zusammengeführt. Anschließend wird dieses mithilfe eines weiteren Surrogatmodells hinsichtlich Feldsteuerung optimiert und untersucht.

Im siebten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und mit einem Ausblick in mögliche weiterführende Forschung wird der Inhalt der vorliegenden Dissertation abgeschlossen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Typischer Aufbau einer koaxialen gasisolierten Schaltanlage und eines gasisolierten Rohrleiters

HGÜ-gasisolierte Schaltanlagen (engl. gas insulated switchgear, GIS) und HGÜ-gasisolierte Rohrleiter (engl. gas insulated line, GIL) haben einen ähnlichen koaxialen Aufbau. Gasisolierte Rohrleiter haben eine durchgehende koaxiale Struktur und dienen ausschließlich zur elektrischen Energieübertragung [Koch, 2011]. Sie bestehen aus einem Innenleiter, welcher unter Hochspannung steht und in einer geerdeten Hülle metallisch gekapselt ist. Der zylindrische Innenleiter besteht üblicherweise aus Kupfer oder einer elektrisch leitfähigen Aluminiumlegierung und die rohrförmige, geerdete Hülle besteht in der Regel aus mechanisch gehärtetem Aluminium [Chuanyang *et al.*, 2022], [Demir und Gündüz, 2009], [Liu *et al.*, 2021]. Das Isolationsmedium ist ein unter Druck stehendes Gas, welches den Raum zwischen Leiter und Hülle ausfüllt. Die Abmessungen werden durch dielektrische, thermische und mechanische Berücksichtigungen festgelegt, welche je nach Anwendungen variieren können.

Gasisolierte Schaltanlagen bestehen aus mehreren Komponenten, dessen Zwecke das Schalten, Schützen und Verteilen elektrischer Energie sind. Die Komponenten setzen sich unter anderem aus Leistungsschalter, Trennschalter, Erdungsschalter und Sammelschienen zusammen. Diese sind ebenfalls überwiegend koaxial metallisch gekapselt und mit einem Isoliergas gefüllt [Koch, 2014]. Die untersuchten Geometrien der Simulationsmodelle in dieser Arbeit orientieren sich daher an einem koaxialen Aufbau, bei dem der Innenleiter in einer rohrförmigen Hülle gekapselt ist.

Zur Stabilisierung des Systems werden Feststoffisolatoren in Form von Stützhaltern mit verschiedenen Geometrien eingesetzt. Zur Halterung des Innenleiters werden Stabstützhalter genutzt. Konische Stützhalter werden zur Abtrennung von Kammern und zur Stabilisierung der gesamten Struktur eingesetzt [Zebouchi und Haddad, 2020]. Zur Veranschaulichung sind beide Varianten in einem koaxialen gasisolierten System in Abbildung 2.1 dargestellt. In dieser Arbeit ist der Fokus überwiegend auf konische Stützhalter gelegt. Die Stützhalter bestehen üblicherweise aus Epoxidharz, bei dem üblicherweise Aluminiumoxid (Al_2O_3) beigemischt wird. Die Füllstoffe tragen zu einer Verbesserung der

thermischen und mechanischen Eigenschaften des Stützhalters bei. Aluminiumoxid wird überwiegend aufgrund dessen Beständigkeit gegenüber den Zersetzungsnebenprodukten von SF_6 genutzt [Zebouchi und Haddad, 2020].

Die Auslegung des Stützhalters ist maßgeblich entscheidend für die Sicherheit des Systems, da die Schnittstelle von Feststoff und gasförmiger Isolierung, aufgrund von unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften der Materialien, besonders empfindlich hinsichtlich Oberflächenladungsakkumulation ist. Um eine hohe Belastung des Systems durch die elektrische Feldverteilung zu vermeiden ist eine bedachte Wahl der Konstruktion des Stützisolators in gasisolierten Systemen unerlässlich [Hayakawa *et al.*, 2018b]. Die resultierende elektrische Feldstärkeüberhöhung führt besonders an Tripelpunkten zwischen Stützhalter, Isoliergas und Elektrode (Geerdete Hülle oder Leiter) zu einer Gefahr des elektrischen Durchschlags [Küchler, 2017]. Daher liegt der Schwerpunkt bei der Auslegung des gasisolierten Systems besonders beim Zusammenspiel von Isoliergas und Stützhalter.

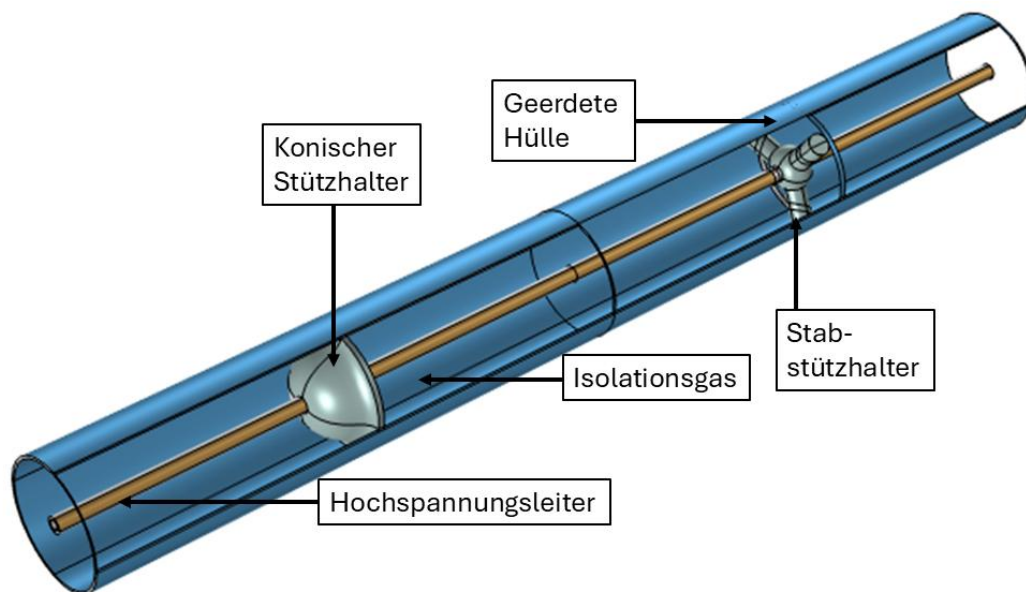


Abbildung 2.1: Struktur eines coaxialen gasisolierten HGÜ-Systems mit einem konischen Stützhalter (links) und einem Stabstützhalter (rechts) [Müller, 2024].

2.2 Maxwell-Gleichungen in differentieller Form

In gasisolierten Hochspannungssystemen unter Gleichspannungsbelastung wird elektrische Energie mit hoher Spannung übertragen, wobei elektromagnetische Felder

entstehen. Elektrische Ladungen haben elektrische Felder zur Folge, magnetische Felder resultieren aus bewegten Ladungen.

Die Auslegung und Analyse gasisolierter Hochspannungssysteme erfordert eine präzise Beschreibung von elektromagnetischen Feldeffekten. Die Maxwell'schen Gleichungen bilden die grundlegende theoretische Basis zur Beschreibung elektromagnetischer Felder, wobei die Gleichungen in differentieller Form besonders für die Berechnung von elektromagnetischen Feldeffekten in gasisierten HGÜ-Systemen geeignet sind. Diese werden im Folgenden eingeführt:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}, \quad (2.1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}, \quad (2.2)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho, \quad (2.4)$$

wobei Gleichung (2.1) das Durchflutungsgesetz beschreibt, Gleichung (2.2) das Induktionsgesetz, Gleichung (2.3) beschreibt den Satz vom magnetischen Hüllenfluss bzw. die Quellenfreiheit des magnetischen Feldes $\vec{B}$ und Gleichung (2.4) ist der Satz des elektrischen Hüllenflusses bzw. das „Gauß'sche Gesetz“. Dabei entsprechen $\vec{D}$ der elektrischen Flussdichte, $\vec{E}$ der elektrischen Feldstärke, ρ der Raumladungsdichte, $\vec{H}$ der magnetische Feldstärke, $\vec{B}$ der magnetische Flussdichte und $\vec{J}$ der elektrischen Stromdichte [Maxwell, 1865], [Stewart, 2014].

Das Durchflutungsgesetz (2.3) verknüpft das magnetische Feld $\vec{H}$ mit der Stromdichte $\vec{J}$ und dem Verschiebungsstrom, der durch die zeitliche Änderung des elektrischen Flusses $\vec{D}$ gegeben ist. Es besagt, dass entlang eines Strompfads ein magnetisches Wirbelfeld um den Pfad herum entsteht, also aus einem elektrischen Feld entsteht ein magnetisches Feld. Das Induktionsgesetz aus (2.4) wiederum beschreibt das Entstehen eines elektrischen Wirbelfeldes bei der Änderung der magnetischen Flussdichte. Der Satz vom elektrischen Hüllenfluss (2.4) besagt, dass elektrische Ladungen die Quelle der elektrischen

Flussdichte bzw. von elektrischen Feldern sind und der Satz vom magnetischen Hüllenfluss drückt aus, dass das Magnetfeld ein Wirbelfeld ist und keine Quellen besitzt [Jackson, 2014].

Die elektrische Feldstärke und die elektrische Flussdichte bzw. die magnetische Feldstärke und die magnetische Flussdichte sind über die Materialbeziehungen verknüpft:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} + \vec{P}_E, \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} + \vec{P}_M. \quad (2.6)$$

Hierbei sind $\vec{P}_E$ die permanente elektrische Polarisierung, $\vec{P}_M$ die permanente Magnetisierung, $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/(Vm)}$ die elektrische Feldkonstante, ε_r die relative Permittivität, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/(Am)}$ die Permeabilität des Vakuums und μ_r die relative Permeabilität. Das Ohm'sche Gesetz beschreibt die Beziehung zwischen der elektrischen Feldstärke und der elektrischen Stromdichte:

$$\vec{J} = \kappa \vec{E}, \quad (2.7)$$

wobei κ die elektrische Leitfähigkeit darstellt [Jackson, 2014].

2.3 Die elektroquasistatische Approximation der Maxwell-Gleichungen

Für die Beschreibung von elektromagnetischen Feldproblemen in der Hochspannungstechnik können die vier Maxwell'schen Gleichungen vereinfacht werden, da üblicherweise quasistationäre oder statische elektrische Felder betrachtet werden. Elektroquasistatische Felder treten in Anwendungen auf, in denen sich das elektrische Feld langsam ändert und die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen und die elektromagnetische Induktion vernachlässigt werden können. Das System verhält sich nahezu elektrostatisch mit einer langsamen zeitlichen Änderung. Wenn sich das Feld ändert, sich die Änderung jedoch instantan auf das ganze System auswirkt, können Wellenausbreitungseffekte vernachlässigt werden [Clemens *et al.*, 2002], [Clemens, 2018], [Steinmetz *et al.*, 2011], [Van Rienen *et al.*, 1996].

Diese Bedingungen sind in gasisolierten HGÜ-Systemen gegeben, da die abgestrahlte Wellenlänge wesentlich größer ist als die Abmessung des Systems und die elektrische

Feldenergie $w_e = \int_0^D \vec{E} \cdot d\vec{D}'$ in Hochspannungskomponenten deutlich größer ist als die magnetische Feldenergie $w_m = \int_0^B \vec{H} \cdot d\vec{B}'$, wodurch induktive Effekte vernachlässigbar werden bzw. $\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} = 0$ angenommen werden kann [Haus und Melcher, 1989], [Castellanos *et al.*, 1998]. Dadurch sind elektrische Ladungen die einzigen Quellen des elektrischen Feldes, wodurch das elektrische Feld durch ein skalares elektrisches Potential beschrieben werden kann:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi. \quad (2.8)$$

Durch Anwendung des Divergenzoperators auf das Durchflutungsgesetz (2.1) ergibt sich:

$$\text{div}(\text{rot}\vec{H}) = \text{div}(\vec{J}) + \text{div}\left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{D}\right). \quad (2.9)$$

Zusammen mit dem Satz vom elektrischen Hüllenfluss (2.4) und da $\text{div}(\text{rot}) = 0$ gilt, lautet die Kontinuitätsgleichung:

$$\text{div}(\vec{J}) + \frac{\partial}{\partial t} \text{div}(\vec{D}) = 0. \quad (2.10)$$

Die differentielle Kontinuitätsgleichung beschreibt Ladungsänderungen bzw. Ladungserhaltung in einem Gebiet. Wenn in einem Gebiet eine Ladungsstromdichte hinein- oder herausfließt, geht dies mit einer zeitlichen Änderung der im Gebiet vorhandenen Ladung einher [Haus und Melcher, 1989].

Wird das elektrische Feld durch das elektrische Potential nach (2.8) ausgedrückt und (2.5) und (2.7) eingesetzt in (2.10) kann das elektro-quasistatische Potential aus der partiellen Differentialgleichung

$$0 = \text{div}(\kappa \text{grad}\varphi) + \frac{\partial}{\partial t} \text{div}(\varepsilon_0 \varepsilon_r \text{grad}\varphi). \quad (2.11)$$

berechnet werden. Diese elektroquasistatische (EQS) Formulierung kann mit vorgegebenen Randbedingungen in Ort und Zeit nach dem elektrischen Potential φ gelöst werden und kapazitive und resistive Effekte abgebildet werden. Mittels (2.8) wird die entsprechende elektrische Feldverteilung erhalten. Für stationäre, resistive Feldberechnungen lässt sich (2.11) vereinfachen zu

$$0 = \text{div}(\kappa \text{grad}\varphi), \quad (2.12)$$

und für kapazitive Zustände wird die Poisson-Gleichung gelöst:

$$\text{div}(\varepsilon_0 \varepsilon_r \text{grad}\varphi) = -\rho. \quad (2.13)$$

2.4 Temperaturverteilung

Um die exakte elektrische Feldverteilung berechnen zu können, muss ebenfalls die Temperaturverteilung bekannt sein, da die elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien und einige Raumladungseffekte temperaturabhängig sind [Hayakawa *et al.*, 2018a], [Bodega, 2006], [Zavattoni, 2014]. In Hochspannungskomponenten kommt es aufgrund des Stroms im Leiter zu Wärmeverlusten und dadurch zu einem Temperaturfeld bzw. in gasisolierten Systemen zu einem Temperaturgradienten zwischen Hochspannungsleiter und geerdeter Hülle. Je nach Isoliermedium wird die Wärme durch verschiedene Mechanismen transportiert. Da in HGÜ-gasisolierten Systemen sowohl Gas- als auch Feststoffisolierung vorliegen, müssen diese Mechanismen im Simulationsmodell berücksichtigt werden.

2.4.1 Temperaturverteilung im Feststoff

In Feststoffen kann die Temperaturverteilung durch Wärmeleitung beschrieben werden. Die Nutzung der Wärmeleitung ist gültig, wenn die Temperatur in einem ruhenden Festkörper betrachtet wird. Hier wird für das Simulationsmodell die Temperaturverteilung in der Feststoffisolierung, also im Stützhalter des HGÜ-gasisolierten Systems, die Wärmeleitungsgleichung gelöst. Die Wärmeleitungsgleichung lautet

$$\delta \cdot c_p \frac{\partial}{\partial t} T = \text{div}(\lambda_T \text{grad} T) + \kappa |\vec{E}|^2, \quad (2.14)$$

wobei T die Temperatur, δ die Dichte des Materials, c_p die spezifische Wärmekapazität und λ_T die stoffspezifische Wärmeleitfähigkeit eines Materials darstellen. Der Term $\kappa |\vec{E}|^2$ stellt die elektrische Verlustleistungsdichte dar, welche sich aufgrund einer geringen Restleitfähigkeit des Isoliermaterials einstellt [Castellanos *et al.*, 1998], [Spitzner, 2013]. Zur Vereinfachung einer Simulation wird häufig die Temperaturverteilung über das gesamte Rechengebiet durch Wärmeleitfähigkeit beschrieben, wobei die Berücksichtigung von thermischer Konvektion, welche in einem Fluid in der Nähe eines Festkörpers vorkommt und in einem gasisolierten System mit dessen Verbund aus Gas- und Feststoffisolierung gültig ist, über geeignete Randbedingungen erfolgt [Herwig und Moschallski, 2014], [Brücking und Kaltschmitt, 2018].

2.4.2 Temperaturverteilung im Gas

Die thermische Konvektion ist der dominierende Mechanismus des Wärmetransports in Gasen, bei dem Wärme durch die Bewegung eines Fluids (Gase oder Flüssigkeiten)

übertragen wird, im Gegensatz zur Wärmeleitung, bei der Wärme ohne Stoffbewegung transportiert wird. Die Bewegung im Gas bzw. die natürliche Konvektion entsteht dabei durch Temperatur- und Dichteunterschiede, welche typischerweise in geschlossenen gas-isolierten Systemen auftreten.

Zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit des Gases, und um damit die thermische Konvektion zu berechnen, muss die Navier-Stokes-Gleichung gelöst werden, welche eine Erweiterung des zweiten Newtonschen Gesetzes für die Bewegung von Fluiden ist [Galdi, 2011]:

$$\delta \frac{\partial u}{\partial t} + \delta u \nabla u = -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_v (\nabla u + (\nabla u)^T)) - \frac{2}{3} \mu_v (\nabla u) I + \delta g, \quad (2.15)$$

wobei u die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids ist, P der Gasdruck, μ_v der Koeffizient der kinetischen Viskosität, g die Erdbeschleunigung und I die Einheitsmatrix.

Neben der Navier-Stokes-Gleichung muss zur vollständigen Beschreibung der Strömung auch die Kontinuitätsgleichung zur Massenerhaltung gelöst werden [Lienhard, 2013]:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \nabla \cdot (\delta \cdot u) = 0. \quad (2.16)$$

Aus dem Strömungsverhalten kann nun die Temperaturverteilung im Fluid durch die Wärmeleitungsgleichung bestimmt werden [Spitzner, 2013]:

$$\delta c_p \left(\frac{\partial}{\partial t} T + u \nabla T \right) + \nabla \cdot (-\lambda_T \nabla T) = \alpha_p T \left(\frac{\partial P}{\partial t} + u \cdot \nabla P \right), \quad (2.17)$$

wobei α_p den Wärmeausdehnungskoeffizienten darstellt.

Neben der thermischen Konvektion wird für den Gasraum auch die Wärmestrahlung betrachtet. Wärmestrahlung ist ein Mechanismus des Wärmetransports, bei dem thermische Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung übertragen wird. Die abgestrahlte Wärmestromdichte zwischen den Elektroden wird durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben [Lienhard, 2013]:

$$-n \cdot (-\lambda_T \nabla T) = k_B \cdot o (T_{amb}^4 - T^4), \quad (2.18)$$

bei dem k_B die Avogadro-Boltzmann Konstante darstellt, o den Strahlungskoeffizienten, n den Brechungsindex und T_{amb} die Umgebungstemperatur.

Die Elektroden, also der Innenleiter und das geerdete Gehäuse, werden in den Simulationen über Potentialrandbedingungen definiert und müssen dafür nicht als Rechengebiet berücksichtigt werden.

In dieser Arbeit werden Simulationen der Temperaturverteilung im HGÜ-gasisolierten System sowohl vereinfacht mit Wärmeleitfähigkeit für das gesamte Rechengebiet, als auch mit Berücksichtigung der Fluidodynamik, der thermischen Konvektion und Wärmestrahlung im Gasraum, behandelt.

2.5 Elektrische Leitfähigkeit von Gasen

Isoliergase werden in der Hochspannungstechnik genutzt, da Gase geeignete Imprägniermedien sind um Hohlräume gleichmäßig auszufüllen. Ebenfalls vorteilhaft ist die Robustheit von Gasen gegenüber Überschlagen und Entladungen, da die elektrische Festigkeit nach elektrischen Durchschlägen sich durch Rekombination freier Ladungsträger rasch wiedereinstellt. Zudem treten unter praktischen Betriebsbedingungen keine eigenschaftsverändernde Alterungseffekte auf.

Bei Freileitungen ist atmosphärische Luft ein natürlicher Isolierstoff. Die elektrische Festigkeit von Luft ist verglichen mit festen und flüssigen Dielektrika relativ gering. Daher wird bei gasisolierten Systemen häufig Schwefelhexafluorid wegen seiner elektronenaffinen Eigenschaften verwendet, welches unter Druck eine vergleichbare Durchschlagsfestigkeit erreicht [Küchler, 2017].

Die elektrische Leitfähigkeit ist ein Maß für die Fähigkeit eines Materials, elektrischen Strom zu führen. Die Leitfähigkeit in gasförmigen Dielektrika unterscheidet sich grundlegend von festen Isolierstoffen. Der Stromfluss erfolgt nicht durch freie Elektronen, sondern durch Ionentransport. Daher soll im Folgenden die Erzeugung von Ionen in Gasen erläutert werden. Ein Atom wird angeregt, indem ein Elektron in dessen Atomorbital Energie zugeführt wird, die der Anregungsenergie W_A entspricht, bei der das Elektron den energetisch nächsthöheren diskreten Zustand bzw. Orbital erreicht. Um ein Atom zu ionisieren, muss diesem eine Energie größer oder gleich der Ionisierungsenergie W_I zugeführt werden (Die Anregungs- und Ionisierungsenergie ist vom betrachteten Gas abhängig). Dabei wird ein oder mehrere Elektronen des Atoms derart angeregt, dass sich

das Elektron soweit vom Atomkern entfernt, dass keine elektrische Wechselwirkung mehr zwischen Atomkern und Elektron besteht. Dadurch sind zwei unterschiedlich geladene Teilchen vorhanden [Gänger, 1953]. Diese Energie kann einem Atom in Form von elektromagnetischer Strahlung (Photoionisation), durch einen Stoß mit einem anderen Teilchen zugefügt werden, z.B. aufgrund der thermischen Bewegung der Gasmoleküle (Thermoionisation), oder durch ein Teilchen, das durch ein elektrisches Feld beschleunigt wurde (Stoßionisation). Bei elektronegativen Gasen, wie z.B. SF_6 , werden nahezu alle freien Elektronen sofort an Gasmoleküle gebunden, daher wird in diesen Fällen dieser Prozess Ionenpaarerzeugung genannt.

Selbst ohne ein äußeres elektrisches Feld entstehen Ladungsträger im Gas, ausgelöst durch Thermoionisation, Hintergrundstrahlung, kosmische Strahlung und natürliche Radioaktivität, welche eine, wenn auch geringe, Grundleitfähigkeit erzeugen. Der Ladungsträgergeneration wirken Rekombinationsmechanismen von freien Elektronen und positiven Ionen entgegen. Unterhalb von kritischen elektrischen Feldern ist damit die Leitfähigkeit durch die Ionenproduktionsrate begrenzt. Der durch diese natürlichen Prozesse verursachte Dunkelstrom geht schnell in Sättigung, aufgrund der begrenzten Menge verfügbarer Ionen [Niemeyer, 1999], [Küchler, 2017].

Die elektrische Leitfähigkeit von SF_6 ist nicht konstant, wie Messungen in [Zavattoni, 2014] und [Hanna, 2016] zeigen. Die Gasentladungskennlinie, welche den Strom im Gas in Abhängigkeit einer angelegten Spannung bzw. elektrischem Feld beschreibt, ist in Abbildung 2 zu sehen [Küchler, 2017]. Wenn ein äußeres elektrisches Feld angelegt wird, wie z.B. durch Anlegen einer Spannung zwischen Innenleiter und geerdeter Hülle in gasisolierten Systemen, steigt der Dunkelstrom im Gas proportional zur angelegten Spannung bzw. elektrischen Feld (Ohmscher Bereich), bis ein Sättigungsstrom erreicht ist. Wenn ein gewisser Schwellenwert des elektrischen Felds überschritten wird, werden die durch das Feld beschleunigten Ladungsträger so energiereich, dass Stoßionisation auftritt. Dieser Prozess erfolgt schneller als die Rekombinationsrate der Ladungsträger. Dadurch kommt es zu einer starken nichtlinearen Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit, bis es zu einem Durchschlag kommt (Zündspannung) [Küchler, 2017].

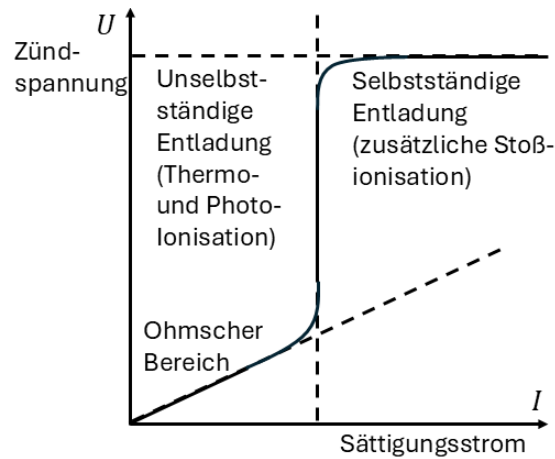


Abbildung 2.2: Gasentladungskennlinie.

Ladungsträger können auch durch Emission aus den metallischen Elektroden in das Gas gelangen. Dabei muss ein Potential von einem Elektron an der Grenzfläche zwischen Metall und Gasraum überwunden werden, die als Austrittsarbeit W_W bezeichnet wird. Diese ist abhängig von der Art des Metalls und dem Zustand der Elektrodenoberfläche. Ein Elektron kann diese Schwelle beispielsweise durch thermische Energie erreichen oder durch Anlegen eines hohen elektrischen Feldes [Sirotnski, 1955]. Letzteres wird als Feldemission bezeichnet. Nach Fowler und Nordheim wird durch die Einwirkung eines elektrischen Feldes die Potentialbarriere an der Grenzfläche zwischen Elektrode und Gasraum abgesenkt. Dadurch können Elektronen infolge quantenmechanischer Tunnelprozesse in den Gasraum gelangen, selbst wenn sie nicht genügend thermische Energie verfügen. Dieser Vorgang konnte bei Feldstärken von über 1000 kV/cm an glatten Elektroden beobachtet werden.

Bei praktischen Anwendungen tritt jedoch aus fertigungstechnischen Gründen eine gewisse Elektrodenoberflächenrauheit auf. Diese führt zu einer Injektion von Elektronen schon bei relativ niedrigen elektrischen Feldstärken und damit zu einer lokalen Erhöhung des elektrischen Feldes. Die Elektroneninjektion nimmt mit steigender Feldstärke zu und tritt bevorzugt an Oberflächen mit hoher Feldverstärkung auf, beispielsweise an Spitzen oder Rauheiten der Elektrodenoberfläche [Fowler und Nordheim, 1928], [Nordheim, 1928].

2.6 Die Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen

Das elektrische Leitfähigkeitsverhalten von SF_6 kann in Simulationen stark vereinfacht werden, indem die elektrische Leitfähigkeit von SF_6 als eine Konstante definiert wird und die elektrische Potentialverteilung im gasisolierten System über (2.12) berechnet wird. Dieses Verfahren vernachlässigt jedoch entscheidende physikalische Phänomene des Leitfähigkeitsverhalten des Gases. In [Winter, 2014] werden Simulationsergebnisse bei Annahme eines konstanten Werts der Leitfähigkeit des Gases mit Ergebnissen verglichen, bei denen die Ionisierungsprozesse im Gas berücksichtigt werden, welche mitunter sehr unterschiedlich ausfallen. Um diese Prozesse zu berücksichtigen, müssen die Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen, zusammen mit (2.13), gelöst werden:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu_p \vec{E} \cdot p - D_p \nabla p) = S - R_I, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu_n \vec{E} \cdot n - D_n \nabla n) = S - R_I, \quad (2.20)$$

$$\rho = q(p - n). \quad (2.21)$$

Hier repräsentieren p und n jeweils die positive und negative Ionendichte, q die Elementarladung, μ_p und μ_n die Mobilität der Ionen, D_I die Diffusionskonstante, S die Quellenrate der Ladungsträger (z.B. aus der Hintergrundstrahlung) und R_I die Rekombinationsrate. Die Diffusionskonstante ergibt sich aus der Einstein-Relation [Einstein, 1905]:

$$D_I^\pm = \mu^\pm \frac{k_B T}{e}, \quad (2.22)$$

wobei e die Elementarladung darstellt.

In diesem Modell wird der physikalische Prozess des Ladungsträgertransports im Gas abgebildet, indem die Generation, Rekombination, die Driftbewegung aufgrund des elektrischen Feldes und die Diffusion der Ionen aufgrund von lokalen Konzentrationsunterschieden berücksichtigt wird. Bei diesem Verfahren werden nur positive und negative Gasionen berücksichtigt. Da SF_6 stark elektronegatativ ist, wird von einer idealen Anlagerung von Elektronen ausgegangen bzw. freie Elektronen werden an neutrale Moleküle gebunden und bilden negative Ionen. Aus der Raumladungsdichte ρ , bestimmt durch (2.21), kann mit der Poisson-Gleichung (2.13) das Potential im Gasraum bestimmt werden. Der Nachteil dieser Methode ist die Komplexität dieses Verfahrens mit einhergehendem erhöhten numerischen Aufwand.

2.7 Diskretisierung mittels der Finiten-Elemente Methode

Die Berechnung der elektrischen und thermischen Feldverteilungen in gasisolierten Anlagen kann, aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der Ladungsträgermobilität, nur in sehr eingeschränkten Rahmen analytisch berechnet werden. Um das elektro-thermische Verhalten von HGÜ-gasisolierten Systemen in dessen physikalisch komplexen Umfang möglichst präzise zu bestimmen, wird auf numerische Berechnungsverfahren zurückgegriffen. Die Finite-Elemente-Methode (FEM) ist ein Verfahren, welches auf dem numerischen Lösen komplexer Systeme aus Differentialgleichungen basiert [Jin, 2014], [Zienkiewicz *et al.*, 2013]. Die kommerzielle Software Comsol Multiphysics®, welche für die hier betrachteten Simulationen hauptsächlich genutzt wurde, basiert auf FEM zur Berechnung verschiedener physikalischer Probleme, wie z.B. zur Lösung einer Kopplung von Gleichungssystemen, welche bei elektro-thermischen Problemen auftreten. Der Einsatz der FEM in der Praxis begann in den 1950er Jahren bei Strukturberechnungen in der Luft- und Raumfahrtindustrie und im Fahrzeugbau.

Bei der FEM wird der zu untersuchende Bereich in eine endliche Anzahl von Elementen unterteilt. Diese Elemente haben einfache Formen, wie z.B. Quader oder Tetraeder und lassen sich mit physikalischen Parametern beschreiben. Die Diskretisierung mit diesen Elementen hat den Vorteil, dass die Elemente den Verläufen von z.B. Elektroden oder Grenzflächen angepasst werden können. Die Feinheit der Elemente hat maßgeblichen Einfluss auf die Genauigkeit der Berechnung. So können Gebiete, welche von größerem Interesse sind als andere, feiner aufgelöst werden und die restlichen Gebiete gröber. Durch diese Diskretisierung lässt sich das Gesamtverhalten der Anordnungen aus dem Verhalten der einzelnen Elemente und deren Verknüpfung miteinander berechnen. Die Ecken der einzelnen Elemente sind durch Knoten definiert.

Die „finiten“ Elemente werden mit Ansatzfunktionen beschrieben und zusammen mit definierten Stetigkeits-, Anfangs-, und Randbedingungen in die Differentialgleichungen eingesetzt, welche die physikalischen Gesetze beschreiben. Dadurch kann aus den einzelnen Knotengleichungen ein Gleichungssystem aufgestellt werden, aus welchem der FEM-Solver eine angenäherte Lösung berechnet.

Die grundlegende Vorgehensweise zur Bestimmung der Gleichungsunbekannten in der FEM, z.B. bei der Bestimmung der Knotenpotentiale einer elektrostatischen Anordnung, beginnt mit der Gitterstruktur und der Festlegung von Randbedingungen. Die Randbedingungen werden durch ein bekanntes Potential, wie z.B. am Leiter und der geerdeten Hülle, vorgegeben. Durch die Diskretisierung entstehen finite Elemente, welchen Materialwerte zugewiesen werden. Anschließend erfolgt die Lösung des Gleichungssystems.

Bei der Berechnung einer partiellen Differentialgleichung, wie der EQS-Gleichung (2.11), wird diese mit einer Testfunktion $v_{\text{Test}} \in V_0$, mit $V_0 = \{ v_{\text{Test}} \in H^1(\Omega) \mid v_{\text{Test}} = 0 \text{ auf } \Gamma_D \}$ multipliziert und über den Raum Ω integriert, um dessen schwache Form zu erhalten. Daraus folgt die Variationsformulierung

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \text{grad } v_{\text{Test}} \cdot (\kappa \text{grad } \varphi) d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \text{grad } v_{\text{Test}} \cdot \left(\varepsilon_0 \varepsilon_r \text{grad } \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) d\Omega \\ & = \int_{\Gamma} \kappa \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} \right) \cdot v_{\text{Test}} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{n}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \cdot v_{\text{Test}} d\Gamma, \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit dem Normalenvektor $\vec{n}$, gerichtet zum Rand $\Gamma = \partial\Omega$ des betrachteten Gebietes Ω . Auf dem Rand sind in getrennten Abschnitten Neumann-Randbedingungen (Γ_N) oder Dirichlet-Randbedingungen (Γ_D) vorgegeben. Die Testfunktion wird am Ortspunkt $\vec{r}$ und das Potential am Ort $\vec{r}$, zum Zeitpunkt t , durch eine endliche Anzahl an Ansatzfunktionen $N_i = N(\vec{r}_i)$ approximiert, um die Variationsformulierung zu diskretisieren.

Abbildung 2.3 zeigt für den eindimensionalen Fall die Ansatzfunktionen als stückweise lineare Funktionen. Die approximierte Funktion weist am Ort der Stützstelle x_i den Wert des kontinuierlichen Verlaufes auf. Der kontinuierliche Verlauf wird hier durch die stückweisen Funktionen zwischen zwei Stützstellen angenähert.

Das Potential lässt sich mittels der Knotenfunktionen approximativ beschreiben als

$$\varphi(\vec{r}, t) \approx \sum_{i=1}^{n_{\text{ges}}} \xi_i(t) N(\vec{r}_i), \quad (2.24)$$

mit der gesamten Anzahl der Knotenpunkte n_{ges} und den Freiheitsgraden $\xi(t)$.

Wird (2.24) in (2.23) eingesetzt, so lassen sich $1, \dots, n_{ges}$ Gleichungen formulieren

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_{n_{ges}} \end{pmatrix} + \\ & \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \end{pmatrix} \quad (2.25) \\ & \cdot \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \xi_{n_{ges}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

welche ein nichtlineares Gleichungssystem bilden, welches sich in Matrixform schreiben lässt als

$$\mathbf{A}_{\kappa}(\mathbf{u}_T, \boldsymbol{\xi}) \boldsymbol{\xi} + \frac{d}{dt} \mathbf{B}_{\varepsilon} \boldsymbol{\xi} = \mathbf{b}, \quad (2.26)$$

wobei

$$\begin{aligned} & \mathbf{A}_{\kappa}(\mathbf{u}_T, \boldsymbol{\xi}) \\ &= \begin{pmatrix} \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \kappa \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \end{pmatrix} \quad (2.27) \end{aligned}$$

die Steifigkeitsmatrix und

$$\begin{aligned} & \mathbf{B}_{\varepsilon} \\ &= \begin{pmatrix} \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_1 \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_1 d\Omega & \dots & \int_{\Omega} \text{grad} N_{n_{ges}} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \text{grad} N_{n_{ges}} d\Omega \end{pmatrix} \quad (2.28) \end{aligned}$$

die Massenmatrix sind [Egiziano *et al.*, 1999], [Weida, 2011].

Die diskreten Formen der Gleichungen zur Bestimmung der Temperatur (2.14)-(2.18) lassen sich mit analogen Überlegungen herleiten.

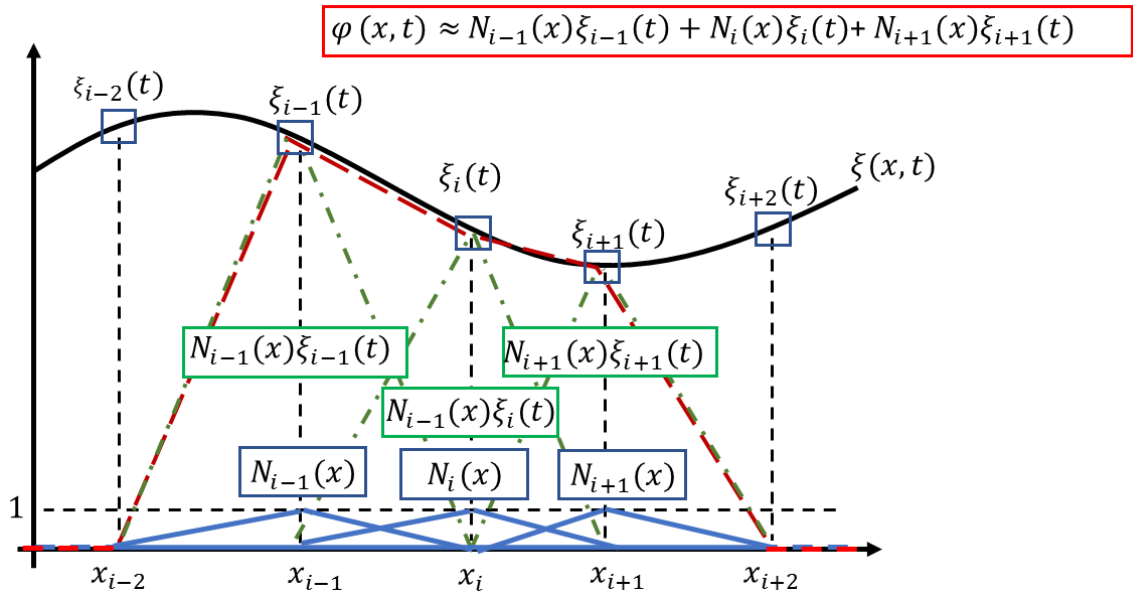


Abbildung 2.3: Approximation der kontinuierlichen Funktion $\varphi(x,t)$ mittels stückweise linearen Ansatzfunktionen $N_i(x)$ in einem eindimensionalen Testbeispiel.

2.8 Nichtlinearität der festen Isolierstoffe

Gasisolierte Systeme sollten ausreichend elektrisch isoliert sein, um den sicheren Betrieb zu gewährleisten. Die elektrische, mechanische und thermische Auslegung von HGÜ-gasisolierten Systemen hängt maßgeblich von den Isoliermaterialien in den massiven Stützhaltern und deren Verbundsystem mit dem Isoliergas ab. Neben der geometrischen Anordnung der Stützhalter ist das Isoliermaterial der Stützhalter für die elektrische Feldverteilung im gasisolierten System von entscheidender Bedeutung [Hayakawa *et al.*, 2018b].

Ein typisches Isoliermaterial für die Stützhalter in gasisolierten Systemen ist Epoxidharz [Zebouchi und Haddad, 2020]. Epoxidharze sind duroplastische Isolierstoffe, welche aus polymeren Verbindungen bestehen. In Abbildung 2.4 ist ein Monomer der Polymerkette von Epoxidharz zu sehen. Dabei steht C für Kohlenstoff, H für Wasserstoff, O für Sauerstoff und R stellt den allgemeinen Rest dar. Diese vernetzten Molekülketten lassen sich nicht wie bei Thermoplasten durch Erwärmung auflösen. Durch Erhalt der chemischen Vernetzung bei thermischer und mechanischer Beanspruchung sind Epoxidharze besonders gut geeignet für Anwendungen wie gasisolierte Schaltanlagen [Küchler, 2017].

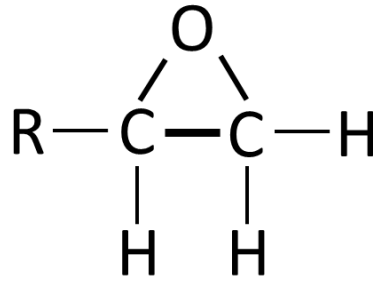


Abbildung 2.4: Dreiringsystem des Epoxidharzes [K, 2017].

Da unter Gleichspannungsbedingungen die elektrische Feldstärke maßgeblich von der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt wird, wie die EQS-Gleichung (2.11) zeigt, und die Gleichung (2.14) zur Bestimmung der Temperatur im Feststoff eine Abhängigkeit von der elektrischen Leitfähigkeit zeigt, ist eine elektro-thermische Kopplung über die Leitfähigkeit des Feststoffmaterials gegeben. Daher muss für eine präzise Modellierung von HGÜ-gasisolierten Systemen die exakte elektrische Leitfähigkeit bekannt sein.

Die elektrische Leitfähigkeit eines Materials lässt sich allgemein durch die Summe von Ladungsträgern, bzw. deren Ladung, Dichte und Mobilität beschreiben:

$$\kappa = n \cdot q \cdot \mu, \quad (2.29)$$

wobei n die Dichte, q die Ladung und μ die Mobilität der Ladungsträger ist. Es gibt verschiedene Modelle in der Literatur, welche z.B. auf Messungen basieren oder in Analogie zur Halbleitertechnik entstanden sind.

Messungen des Leckstroms in Epoxidharz zeigen, dass die elektrische Leitfähigkeit nichtlinear mit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur ansteigt [Lutz *et al.*, 2015], [Hering *et al.*, 2014], [Hering *et al.*, 2017]. Ein empirisches Modell, dass mit den Messdaten übereinstimmt, ist ein doppeltexponentieller Zusammenhang für die Leitfähigkeit des Stützhaltermaterials:

$$\kappa_{\text{Stützhalter}} = 8,5 \cdot \exp\left(-\frac{W_A}{k_B T}\right) \exp(\alpha E), \quad (2.30)$$

wobei $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5}$ eV die Boltzmannkonstante und $W_A = 0,95$ eV die Aktivierungsenergie darstellen und die Messdaten den Wert $\alpha = 0,08 \cdot 10^{-6}$ ergeben. Das elektrische Leitfähigkeitsmodell (2.30) wird für alle nachfolgenden Simulationen für das Stützhaltermaterial angewendet.

Bei dem Leitfähigkeitsmodell (2.30) handelt es sich um eine Beschreibung der Volumenleitfähigkeit des Isolators. Die Oberflächenleitfähigkeit von Isolatoren kann sich jedoch von dessen Volumenleitfähigkeit unterscheiden [Winter, 2014]. Da die Oberflächenleitfähigkeit die elektrische Feldverteilung nur geringfügig beeinflusst, wird diese für die folgenden Simulationsuntersuchungen vernachlässigt, außer bei spezifischen Oberflächenfeldsteuerungstechniken [Zhao, 2020].

Das elektrische Leitfähigkeitsverhalten von Gasen ist in Kapitel 2.5 beschrieben, speziell unter Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes. Ein betrachtetes Isoliergas in dieser Arbeit ist SF₆. Messungen der Dunkelströme in SF₆ in [Zavattoni, 2014] und [Hanna, 2016] zeigen ebenfalls eine nichtlineare Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit vom Gasdruck, der Temperatur des Gases und des Feuchtigkeitsgehalts. Diese Messdaten werden in späteren Kapiteln genutzt um daraus ein nichtlineares elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF₆ herzuleiten.

2.9 Gleichspannungsbedingungen

Isolierstoffe verhalten sich unter einem konstanten elektrischen Feld anders als unter Wechselfeldbelastung. Unter Gleichspannungsbedingungen müssen bestimmte Effekte berücksichtigt werden, wie die Raumladungsbildung und die Oberflächenaufladung der Feststoffisolierungen, die zu einer Verzerrung des elektrischen Feldes führen und die temperaturabhängige Leitfähigkeit der Isoliermaterialien, welche maßgeblich die Feldverteilung bestimmt. Zudem treten in elektrischen Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung verschiedenartige elektrische Felder über der Zeit auf. Diese Phänomene sollen im Folgenden beschrieben werden.

2.9.1 Kapazitiv-resistiver Übergang und Feldinversion

Nach den Maxwell-Gleichungen (2.1)-(2.4) und den Materialgleichungen (2.5)-(2.7) kann das elektrische Potential bzw. das elektrische Feld unter zeitharmonischen Annahmen bestimmt werden nach

$$\nabla \cdot \left(\left(\varepsilon - j \frac{\kappa}{2\pi f} \right) \nabla \varphi \right) = 0, \quad (2.31)$$

wobei f die Frequenz darstellt. Wenn nun hohe Frequenzen betrachtet werden ($\varepsilon \gg \kappa/f$), ist aus (2.31) ersichtlich, dass die Permittivität ε für die Feldverteilung bestimmend ist, womit kapazitive Felder vorliegen. Bei Betrachtung von Gleichfeldern bzw. $f = 0$ Hz liegen resistive Felder vor, da die elektrische Leitfähigkeit entscheidend ist ($\kappa/f \gg \varepsilon$) [Hayakawa *et al.*, 2018a].

Nach dem Anlegen einer Gleichspannung an ein elektrisches Isoliersystem ergibt sich infolge der zunächst kapazitiven Spannungsaufteilung eine Feldverteilung, die durch die Permittivität ε , welche die Polarisierbarkeit der Materialien beschreibt, bestimmt wird. Dies liegt daran, dass eine zeitliche Änderung gegeben ist, wonach dem Durchflutungsgesetz (2.1) $\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}$ die Verschiebungsstromdichte $\frac{\partial}{\partial t} \vec{D} = \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon \vec{E} \neq 0$ ist aufgrund der Polarisationsströme in den Materialien und gegenüber der Leitstromdichte $\vec{J} = \kappa \vec{E}$ dominiert.

Im zeitlichen Verlauf der Gleichspannungsbeanspruchung geht diese aufgrund langsamer Ladungsträgerprozesse in eine resistive Feldverteilung über, welche maßgeblich von der elektrischen Leitfähigkeit κ der Isoliermaterialien abhängt, da nun keine Verschiebungsstromdichte $\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon \vec{E} = 0$ auftritt und der Leitungsstrom, welcher die Ladungsträgerbewegung beschreibt, bestimmend ist [Bärsch, 2010]. Dieser Prozess wird kapazitiv-resistiver Feldübergang genannt und ist charakterisiert durch die Relaxationszeit [Küchler, 2017], [Jackson, 2014]:

$$\tau = \frac{\varepsilon}{\kappa}. \quad (2.32)$$

Dieser kapazitiv-resistive Übergang kann von einigen Stunden bis zu Monaten dauern und wird von der Akkumulation von Oberflächen- und Raumladungen begleitet, welche zu elektro-quasistatischen Bedingungen führen. Diese wirken sich auf das Betriebsverhalten und die elektrische Feldverteilung im gasisolierten System aus. Die Dauer des Feldübergangs hängt dabei von der Leitfähigkeit des Materials ab, wie in (2.32) zu sehen ist. Durch eine höhere Leitfähigkeit des Materials sinkt der spezifische Widerstand, wodurch sich der Ladungsfluss beschleunigt und die Zeit des Feldübergangs verkürzt wird.

Durch den Betrieb mit hohen Strömen stellt sich zwischen dem Leiter und dem Gehäuse ein Temperaturgradient ein. Die elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien hängt unter anderem von der Temperatur ab, sodass sich eine höhere Leitfähigkeit in der Nähe des erwärmten Leiters einstellt. Dadurch verlagert sich die elektrische Feldstärke in kältere Bereiche des gasisolierten Systems. Dieser Effekt wird Feldinversion genannt, wodurch in einem gasisolierten System im stationären Zustand hohe elektrische Felder vor allem in Umgebung der geerdeten Hülle auftreten, statt am Hochspannungsleiter. Diese Phänomene müssen bei der Entwicklung von gasisolierten Gleichspannungssystemen berücksichtigt werden und können neben dem Zuschalten einer Gleichspannung auch bei Umpolvorgängen oder Spannungsveränderung, wie einer Blitzstoßspannung, auftreten [Küchler, 2017].

2.9.2 Grenzflächen

Wenn zwei Isolierstoffe eine Grenzfläche bilden, wie dies für das Isoliergas und den Stützisulator in gasisolierten Systemen der Fall ist, ergeben sich bestimmte Randbedingungen für die Feldgrößen.

In Abbildung 2.5 sind zwei unterschiedliche Dielektrika zu sehen, welche eine Grenzfläche bilden. Auf diese Grenzfläche trifft ein elektrischer Feldstärkevektor und wird gebrochen, welcher jeweils normalen ($\vec{E}_{1n}$ und $\vec{E}_{2n}$) und tangentialen Feldkomponenten ($\vec{E}_{1t}$ und $\vec{E}_{2t}$) aufgeteilt werden kann. Anhang von Abbildung 2.5 ist zu erkennen, dass die Stetigkeitsbeziehung $\vec{E}_{1t} = \vec{E}_{2t}$ gilt, welche unabhängig von der Permittivität und der Leitfähigkeit ist [Küchler, 2017].

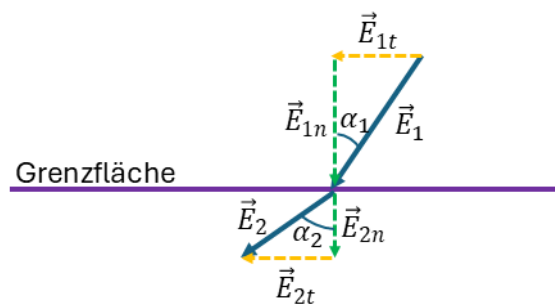


Abbildung 2.5: Elektrische Feldkomponenten an einer Grenzfläche zweier Dielektrika.

Für die Winkel α_1 und α_2 gilt im kapazitiven Feld

$$\frac{\tan(\alpha_1)}{\tan(\alpha_2)} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (2.33)$$

und im resistiven Feld [Küchler, 2017]

$$\frac{\tan(\alpha_1)}{\tan(\alpha_2)} = \frac{\kappa_1}{\kappa_2}. \quad (2.34)$$

Die verwendeten Isoliermaterialien, z.B. SF₆ und Epoxidharz, haben stark unterschiedliche Leitfähigkeitswerte. Daher ist aus den obigen Gleichungen erkennbar, warum die Grenzfläche aus Gas- und Feststoffisolation in gasisolierten Systemen besonders gefährdet ist hinsichtlich elektrischer Feldstärkebelastung, da es im resistiven Zustand zu stark veränderten Feldstärkewerten, verglichen mit dem kapazitiven Zustand, kommt. Bei sehr unterschiedlichen Leitfähigkeitswerten können die Feldlinien nahezu parallel zur Grenzfläche verlaufen. Besonders an Tripelpunkten, also an Grenzflächen, die auf eine Elektrode (Hülle oder Leiter) treffen, kommt es zu Feldstärkeüberhöhungen.

2.9.3 Raumladungsakkumulation

Unter Wechselfeldbelastung werden erzeugte oder injizierte Ladungsträger periodisch aus den Isolationsmaterialien entfernt, wodurch sich keine Nettoakkumulation bildet. Unter Gleichspannung gibt es eine konstante Feldrichtung, wodurch es zu einem einseitigen Ladungsträgerdrift kommt. Dies begünstigt eine Akkumulation von Raumladungen im Isolierstoff, welche aufgrund von geringen Leitfähigkeitswerten und langen Relaxationszeiten über lange Zeiträume bestehen bleiben und die elektrische Feldverteilung verzerren können [Messerer, 2001], [Ponsonby *et al.*, 1996].

Ladungsträger können prinzipiell über drei Transportwege an die Grenzfläche gelangen: über das feste Isolierstoffvolumen, die Grenzfläche aus Gas- und Feststoff und über das Gasvolumen. Die Ladungsträger bewegen sich entlang der Feldlinien im Isoliermedium und gelangen dort an die Isolatoroberflächen und können dort akkumulieren, was zu einer Beeinträchtigung des Isoliervermögens führen kann [Volpov, 2004]. Liegt eine gewisse Ladungsmenge vor, dann kann es lokal zu relevanten Feldüberhöhungen kommen, bei der die Durchschlagsfeldstärke des Isolierstoffs überschritten werden kann [Hanley *et al.*, 2003].

2.10 Feldsteuerungstechniken

Feldsteuerungstechniken werden in Hochspannungskomponenten eingesetzt, um kritische Feldüberhöhungen zu vermeiden, die sonst zu Teilentladungen, Oberflächenentladungen oder Durchschlägen führen können. Ebenfalls kann durch Feldsteuerung die elektrische Feldverteilung homogenisiert werden, wodurch das System noch kompakter gebaut werden kann und die eingesetzte Menge des Isoliergases, wie z.B. des klimaschädlichen SF₆, verringert werden kann. Durch die Problematik der Grenzfläche von Gas- und Feststoffisolation in gasisolierten Systemen, welche besonders von elektrischen Feldstärkeüberhöhungen gefährdet ist, sind Feldsteuerungstechniken bei der Auslegung des Stützhalters momentan Gegenstand der Forschung [Küchler, 2017], [Rachmawati *et al.*, 2020], [Li *et al.*, 2020a].

Es gibt verschiedene Techniken um eine Feldstärkeminderung durch Feldsteuerung zu realisieren. Der Fokus in dieser Arbeit liegt auf geometrischer und nichtlinearer Feldsteuerung, sowie durch das gezielte Einsetzen von Füllpartikeln im festen Isoliermaterial mit konstanten Materialeigenschaften, um lokale Permittivitäts- und Leitfähigkeitswerte des Isolators zu verändern. Diese Techniken sollen im Folgenden vorgestellt werden.

2.10.1 Geometrische Feldsteuerung

Die geometrische Feldsteuerung wurde in Form der Nagel-Buchse 1906 erstmalig praktisch umgesetzt und ist technologisch die am einfachsten zu realisierende Feldsteuerungstechnik [Eigner und Semino, 2013]. Eine elektrische Entladung kann durch ein normal gerichtetes Feld an einem Tripelpunkt oder auch durch das tangentielle Feld an einer Kante der Isolierung erfolgen. An Kanten krümmt sich die Oberfläche der Isolierung stark, was zu einer Konzentration der elektrischen Feldlinien führt und somit zu einer hohen Feldstärke [Küchler, 2017]. Hier kommt die geometrische Feldsteuerung zum Einsatz. Bei der geometrischen Feldsteuerung wird lediglich die Form und Anordnung des Isolators angepasst, ohne die Materialeigenschaften zu verändern. Dabei sollte der Isolator so ausgelegt werden, dass scharfe Ecken und Kanten in der Geometrie verrundet werden. Die geometrische Feldsteuerung kann sowohl bei Wechsel- als auch im Gleichspannungsbetrieb angewendet werden. Nachteilig ist allerdings der begrenzte Bauraum, der keine beliebige Geometrie zulässt, sowie die Tatsache, dass die geometrische Feldsteuerung unter

Gleichspannungsbedingungen oft nicht ausreicht, um hohen Feldstärken ausreichend zu reduzieren. Daher wird sie häufig mit anderen Feldsteuerungsarten kombiniert.

2.10.2 Nichtlineare Feldsteuerung

Wenn die elektrische Leitfähigkeit eines Materials steigt, können sich darin Ladungsträger leichter bewegen. Da es unter Gleichspannungsbedingungen zu lokalen Ladungshäufungen und damit zu erhöhten elektrischen Feldstärken kommen kann, können diese bei einer geringfügig höheren Leitfähigkeit schneller abgebaut werden. Daher ist es grundsätzlich von Interesse, dass an Orten hoher elektrischer Feldstärken die lokale elektrische Leitfähigkeit vergleichsweise höher ist, um damit die lokalen Feldüberhöhungen wirksam zu reduzieren.

Nichtlineare feldsteuernde Materialien weisen eine feldabhängige elektrische Leitfähigkeit auf, die bei Erreichen eines kritischen Feldstärkewerts von einem niedrigen auf einen deutlich höheren Wert ansteigt. Dadurch können lokale Feldüberhöhungen wirksam reduziert werden [Küchler, 2017], [Pan *et al.*, 2021]. Zur Realisierung dieser Technik werden geeignete nichtlineare Füllstoffe in das Epoxidharz der Stützisolatoren eingesetzt.

In gasisolierten Systemen besteht das Isoliermaterial in der Regel aus Epoxidharz, das bei der nichtlinearen Feldsteuerung mit Füllstoffen wie SiC (Siliciumcarbid), ZnO (Zinkoxid), GO (Graphenoxid), versetzt wird. Das nichtlineare Verhalten wird dabei unter anderem durch die Art, Konzentration und Verteilung der Füllstoffe bestimmt.

Das elektrische Leitfähigkeitsverhalten dieser Füllstoffe, das in Abbildung 2.6 veranschaulicht ist, lässt sich im Allgemeinen durch vier charakteristische Parameter beschreiben: Die Leitfähigkeit des Materials unter normalen Betriebsbedingungen beziehungsweise bei geringen elektrischen Feldstärken (κ_0), den Schwellenwert der elektrischen Feldstärke, ab dem die elektrische Leitfähigkeit des Materials stark ansteigt (E_a), den Nichtlinearitätskoeffizienten (α), der angibt, wie steil dieser Anstieg erfolgt, sowie den Sättigungswert der elektrischen Feldstärke (E_b), bei dem die elektrische Leitfähigkeit wieder einen nahezu konstanten Wert annimmt [Li *et al.*, 2020a], [Pradhan *et al.*, 2016]. Diese Parameter hängen wesentlich vom verwendeten Material der eingesetzten Füllstoffe ab. So weist ZnO eine deutlich stärkere Nichtlinearität auf als SiC [Pradhan *et al.*, 2016].

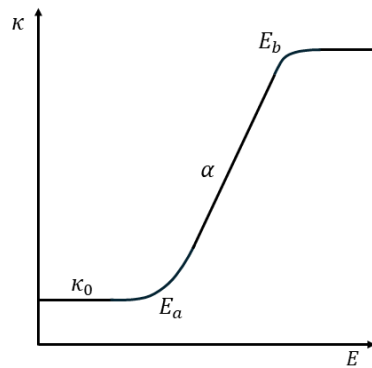


Abbildung 2.6: Nichtlineares Leitfähigkeitsverhalten der Füllstoffe.

2.10.3 Funktionsgradientenwerkstoffe (FGM)

Hochspannungskomponenten im Gleichspannungsbetrieb unterliegen sowohl kapazitiven wie auch resistiven Feldeffekten, die unter anderem durch den kapazitiven-resistiven Feldübergang (vgl. Kapitel 2.8.1). Daher ist nicht nur die elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien von Interesse, sondern auch die Permittivität. Neben nichtlinearen Füllpartikeln können auch Füllpartikel mit konstanten Materialeigenschaften eingesetzt werden, die in höherer Konzentration gezielt in Bereichen verwendet werden, in denen hohe elektrische Feldstärken zu erwarten sind. Diese Materialien werden als Funktionsgradientenwerkstoffe (engl. Functional graded materials, FGM) bezeichnet, da die Materialeigenschaften des Isoliermaterials gezielt ortsabhängig angepasst werden.

Eine räumliche Verteilung von Permittivität beziehungsweise der elektrischen Leitfähigkeit kann durch unterschiedliche Herstellungsverfahren realisiert werden. Eine Methode besteht darin, Füllstoffe mit den gewünschten elektrischen Eigenschaften mithilfe einer Zentrifuge gezielt in Epoxidharzen zu verteilen. Durch die dabei wirkenden Zentrifugalkräfte lässt sich ein definierter räumlicher Verlauf der Permittivität bzw. der elektrischen Leitfähigkeit einstellen (vgl. Abbildung 2.7) [Hayakawa *et al.*, 2016].

Eine weitere Methode stellt das Gießmischverfahren dar, bei dem durch die Schichtung unterschiedlich gefüllter Epoxidharze eine räumliche Verteilung der Permittivität oder der elektrischen Leitfähigkeit erreicht wird. [Hayakawa *et al.*, 2018b].

Zur gezielten Anpassung der räumlichen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit werden leitfähige Füllstoffe wie Kohlenstofffaser, Kohlenstoffnanoröhren oder intrinsisch

leitfähige Polymere eingesetzt [Cheng *et al.*, 2018], [Luo *et al.*, 2022]. Zur Modifikation der Permittivität kommen hingegen keramische Füllstoffe mit erhöhter relativer Dielektrizitätszahl zum Einsatz. Hierzu zählen insbesondere Bariumtitanat (BaTiO_3) mit sehr hohen Permittivitätswerten sowie Strontiumtitanat (SrTiO_3) oder Titandioxid (TiO_2) mit moderater Permittivität [Dang *et al.*, 2013], [Taha und Alzara, 2021], [Zhang *et al.*, 2020].

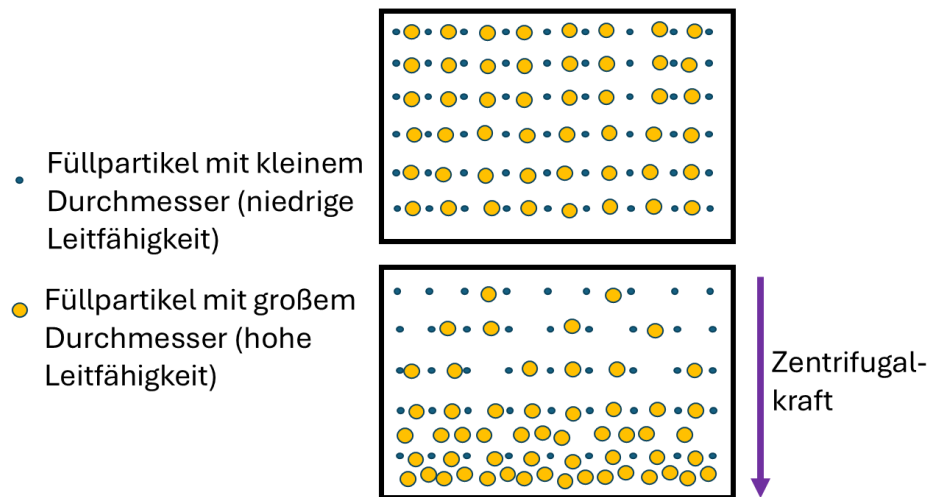


Abbildung 2.7: Verteilung von Füllpartikeln mittels einer Zentrifuge.

2.11 Tiefe Neuronale Netze

Die Auslegung der Topologie des Stützhalters sowie die räumliche Verteilung der Permittivität und/oder der elektrischen Leitfähigkeit im Stützhaltermaterial stellen typische Optimierungsprobleme dar, die aufgrund der stark gekoppelten physikalischen Zusammenhänge üblicherweise nur mithilfe numerischer Feldberechnung gelöst werden können. Insbesondere bei der Optimierung erfordern konventionelle FEM-basierte Ansätze eine große Anzahl rechenintensiver Simulationen.

Um den Rechenaufwand zu reduzieren, werden in dieser Arbeit tiefe neuronale Netze als Surrogatmodelle eines HGÜ-gasisolierten Systems eingesetzt. Diese ermöglichen eine effiziente Untersuchung einer optimalen Topologie beziehungsweise einer geeigneten Materialverteilung zur Minimierung der elektrischen Feldstärke. Daher werden im Folgenden tiefe neuronale Netze näher erläutert.

Tiefe neuronale Netze (engl. Deep Neural Networks, DNN) bilden eine Klasse von Algorithmen des maschinellen Lernens. Die Struktur und Funktionsweise ähnelt dabei

biologischen neuronalen Systemen, bilden diese jedoch ausschließlich in abstrahierter mathematischer Form nach. Ziel eines DNNs ist es, funktionale Zusammenhänge zwischen Eingangs- und Ausgangsgrößen durch datengetriebene Modellierung zu approximieren. Sie bestehen aus mehreren Schichten (engl. layer), welche durch gewichtete Verbindungen beziehungsweise künstlicher Neuronen miteinander gekoppelt sind. Ein DNN setzt sich typischerweise aus einer Eingabeschicht, mehreren verborgenen Schichten (engl. hidden layers) sowie einer Ausgabeschicht zusammen. Ein exemplarischer Aufbau eines DNNs ist in Abbildung 2.8 zu sehen.

Jedes künstliche Neuron berechnet eine gewichtete Summe seiner Eingangsgrößen, addiert eine Gewichtung und wendet anschließend eine nichtlineare Aktivierungsfunktion an. Durch die Verwendung nichtlinearer Aktivierungsfunktionen, wie beispielsweise der Rectified Linear Unit (ReLU) oder der hyperbolischen Tangensfunktion (tanh), sind DNNs in der Lage, komplexe und hochgradig nichtlineare Abbildungen darzustellen. Die verborgenen Schichten bestehen aus Neuronen mit Aktivierungsfunktionen, die dem Modell die erforderliche Nichtlinearität verleihen [Schmidhuber, 2015].

Das Training eines tiefen neuronalen Netzes erfolgt üblicherweise durch die Minimierung einer Verlustfunktion, welche die Abweichung zwischen den vorhergesagten und den tatsächlichen Ausgabewerten quantifiziert. Hierzu werden die Netzwerkparameter mithilfe gradientenbasierter Optimierungsverfahren angepasst, wobei der Gradientenfluss durch das Netzwerk mittels des Backpropagation-Algorithmus berechnet wird. Typische Gradientenverfahren sind die adaptive Momentenschätzung (engl. Adaptive moment estimation, Adam) [Kingma und Ba, 2015] oder das stochastische Gradientenabstiegsverfahren (engl. stochastic gradient descent, SGD) [Spall, 2012].

Grundsätzlich wird ein DNN vor dem Trainingsprozess durch Hyperparameter festgelegt, welche die Steuergrößen des Optimierungsverfahren sind. Hyperparameter wie die Lernrate bestimmen die Schrittweite der Parameteraktualisierung entlang des Gradienten, während die Batch-Größe die Anzahl der Trainingsbeispiele definiert. Die Hyperparameter beeinflussen maßgeblich die Konvergenzgeschwindigkeit, Stabilität und

Generalisierungsfähigkeit des Modells. Zu den Hyperparametern zählt auch die Architektur des DNNs, also z.B. die Anzahl der Schichten.

In den Ingenieurwissenschaften werden DNNs häufig für Regressions-, Klassifikations- und Optimierungsaufgaben eingesetzt, da sie hochgradig nichtlineare Beziehungen zwischen Eingangs- und Ausgangsgrößen effizient approximieren können. Im Unterschied zu konventionellen künstlichen neuronalen Netzen zeichnen sich DNNs durch das Vorhandensein von mehr als einer verborgenen Schicht zwischen Ein- und Ausgabeschicht aus.

Ein wesentlicher Vorteil tiefer neuronaler Netze in ingenieurwissenschaftlichen Anwendungen liegt in ihrer Fähigkeit, aus großen Datensätzen generalisierbare Muster zu erlernen. Dadurch eignen sie sich insbesondere als Surrogatmodelle für rechenintensive numerische Simulationen, mit denen die Ergebnisse durch das DNN deutlich schneller geschätzt werden können, als sie durch iterative Simulationen direkt berechnet werden.

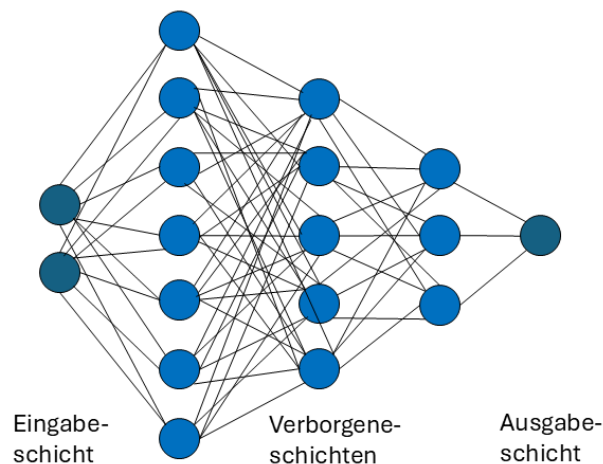


Abbildung 2.8: Typischer Aufbau eines tiefen neuronalen Netzes.

3. Entwicklung von multiphysikalischen Simulationsmodellen für HGÜ-gasisolierte Systeme

Im Wesentlichen gibt es bisher zwei unterschiedliche Methoden zur Modellierung der physikalischen Vorgänge im gasisolierten System: Die Berücksichtigung des komplexen Leitfähigkeitsverhalten des Isoliergases, in dem die Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen (2.19)-(2.21) und (2.13) für den Gasraum gelöst werden, oder indem diese Vorgänge vereinfacht werden, indem die elektrische Leitfähigkeit des Gases als konstant betrachtet wird und dabei die resistive-stationäre Gleichung (2.12) gelöst wird. Letztere Methode hat den Vorteil, dass sie mit weniger numerischem Aufwand verbunden ist, und der erstgenannte Ansatz erzielt dabei genauere Ergebnisse. Die Temperatur wird dabei entweder vernachlässigt, im gesamten System vereinfacht über Wärmeleitung beschrieben oder unter Einbeziehung der Konvektion im Gas berechnet.

In [Winter, 2014] wurden beide Ansätze miteinander verglichen, wobei die Ergebnisse der beiden Methoden mitunter unterschiedlich ausfallen. Aufgrund der inhomogenen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Gas, welche durch das Ionen-Drift-Diffusionsmodell berücksichtigt wird, ergeben sich Unterschiede zwischen den Berechnungsmethoden, da sich in Bereichen hoher Leitfähigkeit niedrigere elektrische Feldstärkewerte ergeben. Dieser Effekt wird bei einer konstanten elektrischen Leitfähigkeit vernachlässigt und zeigt sich in unterschiedlichen Ergebnissen hinsichtlich der elektrischen Feldstärkeverteilung.

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein eigener Ansatz für die Modellierung von HGÜ-gasisolierten Systemen erarbeitet werden, bei dem die Vorteile beider bisher etablierten Methoden miteinander verknüpft werden: die elektrische Feldverteilung wird über den gesamten Rechenraum mit der EQS-Gleichung (2.11) berechnet, bei dem nicht die mit hohen numerischen Aufwand verbundenen Ionen-Drift-Diffusionsgleichungen gelöst werden müssen, aber gleichzeitig wird das komplexe elektrische Leitfähigkeitsverhalten des Isoliergases SF_6 berücksichtigt, indem aus Messdaten der Stromdichte im Gas in Abhängigkeit verschiedener Parameter ein nichtlineares, makroskopisches Leitfähigkeitsmodell hergeleitet wird.

Die Herleitung dieses Modells und dessen Simulationsergebnisse sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden. Anschließend wird das Simulationsmodell mit Ergebnissen des Ionen-Drift-Diffusionsmodells verglichen beziehungsweise verifiziert. Nachfolgend wird das Simulationsmodell schrittweise erweitert, indem verschiedene physikalische Phänomene berücksichtigt werden, wie sie in Abbildung 3.1 zu sehen sind. Dabei werden zusätzliche Parameter, die das Leitfähigkeitsverhalten beeinflussen, berücksichtigt sowie physikalische Effekte wie Elektrodenrauheit oder unterschiedliche Temperaturtransportmechanismen schrittweise in das Modell implementiert. Zunächst wird ein vereinfachtes Modell betrachtet, indem im gesamten Rechengebiet die Temperaturverteilung über Wärmeleitung berechnet wird.

Neben der Untersuchung von Simulationsmodellen für gasisolierte Systeme mit SF₆ werden auch Ionen-Drift-Diffusionsmodelle für alternative, weniger klimaschädliche Gase vorgestellt.

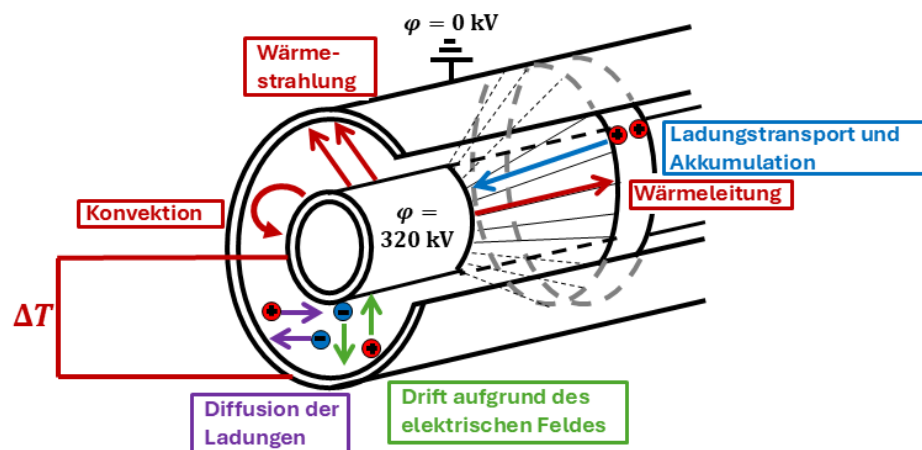


Abbildung 3.1: Physikalische Effekte in einem gasisolierten HGÜ-System.

3.1 Elektrisches Leitfähigkeitsmodell für das Isoliergas SF₆

Infolge verschiedener Ionisationsprozesse fließt im Gas ein geringer Dunkelstrom, der eine elektrische Leitfähigkeit des SF₆ Gases verursacht. Dunkelströme sind niedrige elektrische Ströme, die in Isoliermaterialien auch ohne externe ionisierende Mechanismen, wie die Stoßionisation durch ein externes elektrisches Feld, auftreten. Dunkelströme entstehen durch natürliche Ionisationsmechanismen, wie die Hintergrundstrahlung (vgl. Kapitel 2.5). Obwohl es sich um schwache Leitungsströme handelt, können sie das Isolier- und Durchschlagsverhalten der Isoliermaterialien beeinflussen [Zavattoni, 2017].

Wird zusätzlich noch eine Spannung angelegt, ist die Ladungsemission aus den Elektroden zu berücksichtigen.

Messungen in [Zavattoni, 2014] und [Hanna *et al.*, 2016] zeigen, dass die Stromdichte in SF₆, und damit die elektrische Leitfähigkeit nach $\vec{J} = \kappa \cdot \vec{E}$, in einem nichtlinearen Zusammenhang mit verschiedenen Parametern steht. Untersucht wurden unter anderem Parameter wie die elektrische Feldstärke, die Temperatur und der Gasdruck.

Die Messungen werden in [Hensel, 2022a] genutzt, um den nichtlinearen Zusammenhang in einer einzigen Gleichung für die elektrische Leitfähigkeit von SF₆ zusammenzufassen. Damit ist ein makroskopischer Ansatz zur Beschreibung des Leitfähigkeitsverhalten gewählt, statt die Leitfähigkeit mikroskopisch über das Ionenverhalten zu beschreiben, in dem die Gleichungen (2.19)-(2.21) gelöst werden (Ionen-Drift-Diffusionsmodell). Das nichtlineare Leitfähigkeitsverhalten von SF₆ wird beschrieben durch die Gleichung [Hensel, 2022a]

$$\kappa(|\vec{E}|, P, T) = \kappa_{\text{SF}_6} \cdot (\alpha + \beta \cdot (\gamma + |\vec{E}|/E_x)^\varsigma) \cdot (1/(\varrho + \epsilon \cdot |\vec{E}|/E_y)^\iota) \cdot \exp(\zeta \cdot P) \cdot \exp(v \cdot T). \quad (3.1)$$

Hier stellen $\kappa_{\text{SF}_6} = 1 \cdot 10^{-23}$, $\alpha = 40$, $\beta = 4$, $\gamma = -0.11$, $E_x = 21 \cdot 10^6$, $\varsigma = 12$, $\varrho = 0.8$, $\epsilon = 3.5$, $E_y = 16.5 \cdot 10^6$, $\iota = 13$, $\zeta = 2.1$, und $v = 0.026$ Konstanten dar.

Die Gleichung (3.1) ermöglicht es den Einfluss beispielweise des Gasdrucks oder der Temperatur des Gases auf die elektrische Leitfähigkeit von SF₆ zu berücksichtigen, und damit den Einfluss auf die elektrische Feldstärkeverteilung zu bestimmen.

Die Herleitung des Modells (3.1) lässt sich anhand eines Vergleichs von Stromdichtemessdaten aus [Zavattoni, 2014] und [Hanna *et al.*, 2016] und der grafischen Darstellung von (3.1) zeigen. Da es sich um Stromdichtemessdaten handelt, muss Gleichung (3.1) mit $|\vec{E}|$ multipliziert werden, um gemäß Gleichung (2.7) die entsprechende Stromdichte zu erhalten. Die entsprechenden Vergleiche über die Parameter $|\vec{E}|$, P und T sind in Abbildung 3.2-3.4 zu finden.

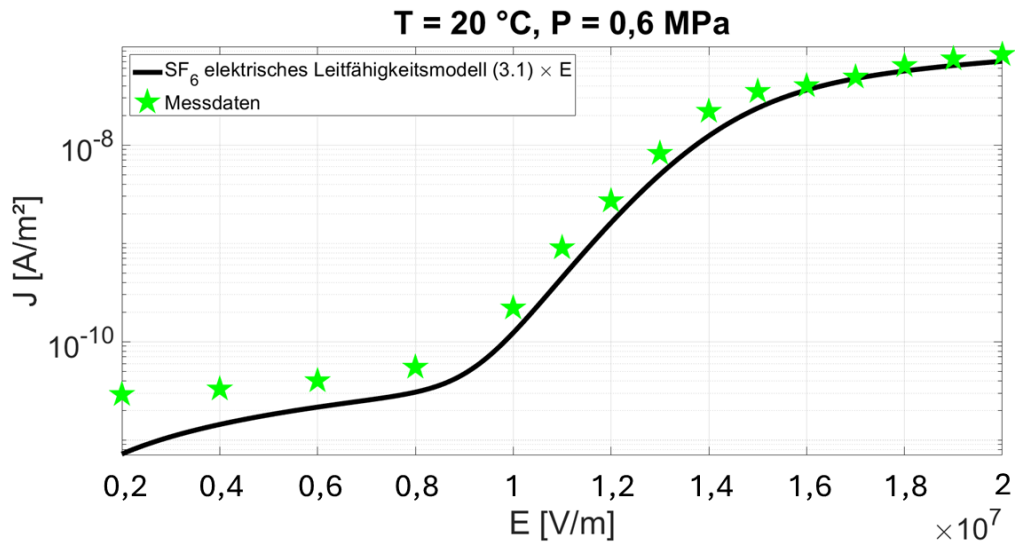


Abbildung 3.2: Elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF₆ nach Gleichung (3.1) $\cdot |\vec{E}|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF₆ aus [Hanna *et al.*, 2016] in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke.

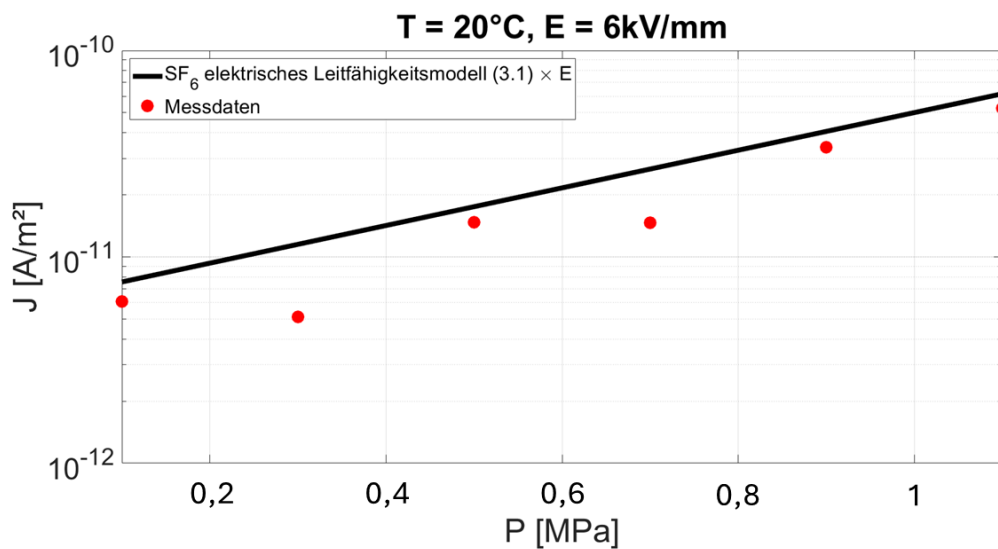


Abbildung 3.3: Elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF₆ nach Gleichung (3.1) $\cdot |E|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF₆ aus [Zavattoni, 2014] in Abhängigkeit des Gasdrucks.

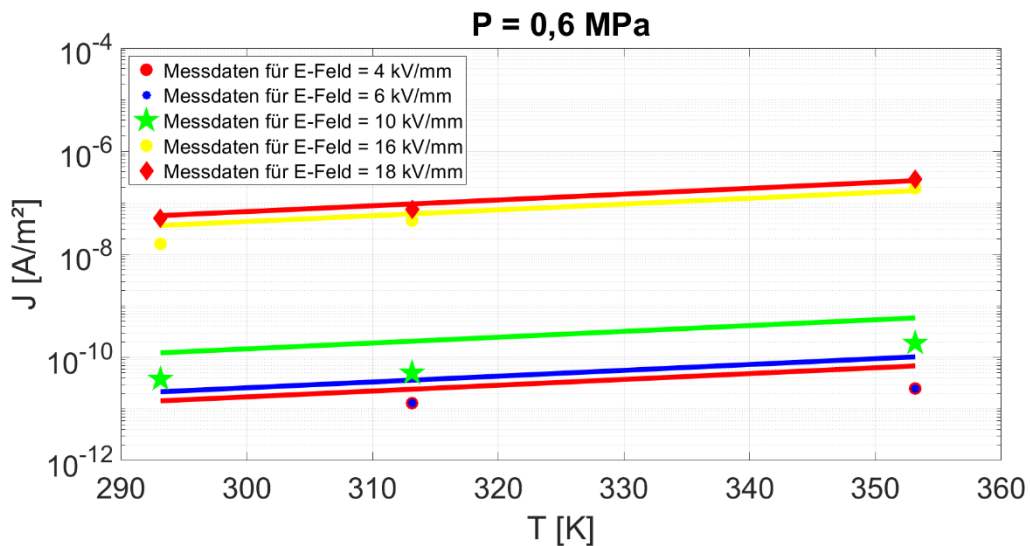


Abbildung 3.4: Elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF_6 nach Gleichung (3.1) $\cdot |\vec{E}|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF_6 aus [Zavattoni, 2014] in Abhängigkeit der Temperatur, gemessen für verschiedene elektrische Feldstärkewerte.

Abbildung 3.2 zeigt die Stromdichte in SF_6 gegenüber der elektrischen Feldstärke. Da die Stromdichte-Feldstärke Charakteristik von SF_6 eine ausgeprägte nichtlineare Form mit mehreren Bereichen aufweist (vgl. Abbildung 2.2), lässt sich die Abhängigkeit des Isoliergases von der elektrischen Feldstärke nicht durch eine einfache Gleichung beschreiben, im Gegensatz zur Temperatur- und Gasdruckabhängigkeit, welche mit exponentiellen Ansätzen modelliert werden können. Grundsätzlich zeigt das Leitfähigkeitsmodell gute Übereinstimmungen mit den Messdaten aus [Hanna *et al.*, 2016] und [Zavattoni, 2014].

3.2 Elektro-thermisches Simulationsmodell und numerische Lösungsmethode

Zur numerischen Untersuchung des gasisolierten HGÜ-Systems wird ein zweidimensionales, achsensymmetrisches Geometriemodell verwendet, das in Abbildung 3.5 dargestellt ist. Sofern keine besonderen Anforderungen bestehen und ein dreidimensionales Modell herangezogen werden muss, dient die zweidimensionale-achsensymmetrische Betrachtung des Modells zur effizienten Berechnung.

Gleichzeitig soll die Modellierung so realistisch wie möglich erfolgen: Daher wird ein konischer Stützhalter mit variierender Dicke berücksichtigt, bei der sowohl Abrundungen

am Leiter zur Feldhomogenisierung als auch Elektroden an der geerdeten Hülle werden in das Modell integriert.

Die abgerundete Geometrie des Leiters resultiert aus der sich dadurch resultierenden Feldhomogenisierung, da insbesondere an den Übergängen zwischen Leiter und Stützhalter erhöhte elektrische Felder vorkommen können, insbesondere an den Tripelpunkten. Durch die abgerundeten Übergänge werden scharfe Kanten vermieden und das Tangentialfeld entlang der Oberfläche beeinflusst.

Die variierende Dicke des Stützhalters kompensiert Materialinhomogenitäten, die durch die erhöhte Temperatur im Bereich des Leiters entstehen und lokal die elektrische Leitfähigkeit erhöhen. Daher ist die Ausführung des Stützhalters in der Nähe des Leiters dicker als an der geerdeten Hülle. Gleichzeitig verbessert die größere Dicke die mechanische Stabilität des Stützhalters, die insbesondere im Leiterbereich durch die temperaturbedingte mechanische Beanspruchung gefordert ist. Darüber hinaus verlängert die Kontur die effektive Kriechstrecke entlang der Gasoberfläche, wodurch die Durchschlagsfestigkeit erhöht wird.

Die metallischen Elektroden an der Hüllenseite übernehmen feldsteuernde Aufgaben: Durch ihre leitfähige Struktur beeinflussen sie die Oberflächenfelder, insbesondere in der Nähe der Stützhalter, reduzieren Feldspitzen und kontrollieren die Raumladungsverteilung.

Neben dem zweidimensionalen-achsensymmetrischen Modell werden für bestimmte Untersuchungen auch dreidimensionale Modelle eingesetzt. Dies ist insbesondere dann erforderlich, wenn die Systemausrichtung einen Einfluss auf die Ergebnisse hat. In diesen dreidimensionalen Modellen werden vereinfachte Strukturen für Stützhalter und Elektroden zur effizienten Berechnung betrachtet.

Die Simulationen werden mit COMSOL Multiphysics® durchgeführt, einer multiphysikalischen Simulationssoftware, die auf der FEM basiert. COMSOL ermöglicht die gekoppelte Lösung mehrerer physikalischer Gleichungen auf einem gemeinsamen

Rechengitter und eignet sich insbesondere für die Untersuchung nichtlinearer, zeitabhängiger und multiphysikalischer Probleme.

Die elektrische Feldverteilung des in dieser Arbeit verwendeten elektro-thermischen Simulationsmodells wird auf Grundlage der EQS-Gleichung (2.11) berechnet, während die Temperaturverteilung durch die Wärmeleitungsgleichung (2.14) berechnet wird (In späteren Simulationsmodellen wird die Temperaturberechnung noch um thermische Konvektion und Wärmestrahlung für den Gasraum erweitert). Beide Gleichungen werden für die FEM-Berechnung in ihre schwache Form überführt (vgl. Kapitel 2.7) und auf dem diskretisierten Rechenggebiet numerisch gelöst. Die Kopplung der elektrischen und thermischen Gleichungssysteme erfolgt über die nichtlineare elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien, wodurch ein stark nichtlineares, multiphysikalisch-gekoppeltes Problem entsteht.

Als elektrische Randbedingungen wird am Hochspannungsleiter ein elektrisches Potential von $\varphi = 320 \text{ kV}$ vorgegeben, während die Hülle geerdet ist ($\varphi = 0 \text{ kV}$) (vgl. Abbildung 3.5). Dies entspricht einer standardisierten Hochspannungsebene im Übertragungsnetz [ENTSO-E, 2023]. Die Randflächen in axialer Richtung werden als Neumann-Randbedingungen modelliert, sodass diese elektrisch isoliert sind. Die thermischen Randbedingungen werden durch feste Temperaturen am Hochspannungsleiter (328,15 K) sowie an der geerdeten Hülle (293,15 K) definiert, was einem Temperaturgradienten von 35 K entspricht. In axialer Richtung wird ein verschwindender Wärmefluss angenommen.

Für das feste Stützhaltermaterial und für das SF_6 Gas werden die nichtlinearen elektrischen Leitfähigkeitsmodelle (2.30) und (3.1) angenommen. Die relative Permittivität wird für das Epoxidharz mit $\varepsilon_{\text{Stützhalter}} = 4$ und für das SF_6 Gas mit $\varepsilon_{\text{SF}_6} = 1$ angesetzt. Die relative Permittivität des SF_6 Gases wird als konstant betrachtet, da es einer der herausragenden Eigenschaften von Isoliergasen ist, dass unter nahezu allen praktischen Einsatzbedingungen eine konstante relative Dielektrizitätszahl angenommen werden kann [Küchler, 2017]. Der Gasdruck wird auf 0,6 MPa festgelegt. Die gewählten Materialparameter und Randbedingungen entsprechen typischen Betriebsbedingungen eines HGÜ-gasisolierten Systems [CIGRE, 2012], [CIGRE, 2021a], [Küchler, 2017], [Zebouchi und Haddad, 2020].

Das Problem wird in einer zeitabhängigen, impliziten Simulation gelöst mit Anwendung eines vollständig gekoppelten Solvers (engl. Fully Coupled Solver), um den kapazitiv-resistiven Feldübergang abzubilden. Beim vollständig gekoppelten Solver werden alle physikalischen Unbekannten in einem gemeinsamen, vollständig gekoppelten Gleichungssystem simultan gelöst und nicht etwa dadurch, dass das Problem in Teilprobleme unterteilt werden, bei denen die Unbekannten, wie beispielsweise die Temperatur oder das elektrische Feld, nacheinander berechnet werden [COMSOL, 2025].

Als Anfangsbedingung wird ein vollständig ladungsfreier Zustand angenommen. Die elektrische Anregung erfolgt über einen zeitabhängigen Spannungsanstieg, bei der die Spannung von 0 kV innerhalb von 0,01 s auf den Endwert 320 kV ansteigt. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt mittels der impliziten Backward Differentiation Formula (BDF), einer Mehrschrittmethode, die aufgrund ihrer Stabilität besonders für nichtlineare Systeme geeignet ist [Hairer und Wanner, 1996].

Die nichtlineare Lösung erfolgt mittels eines Newton-Verfahrens mit toleranzbasierter Abbruchbedingung, bei dem das System in jeder Iteration linearisiert und bis zum Erreichen eines toleranzbasierten Konvergenzkriteriums gelöst wird [Deuflhard, 2011]. Die Iteration wird beendet, sobald das relative Residuum unterhalb der vorgegebenen relativen Toleranz liegt, d.h. wenn der berechnete relative Fehler die spezifizierte Konvergenzschwelle unterschreitet. Dieses Vorgehen gewährleistet eine robuste und konsistente Konvergenz des nichtlinearen Löser über den gesamten Simulationszeitraum.

Zur Erhöhung der numerischen Genauigkeit wird ein adaptives Finite-Elemente-Gitter verwendet. Dabei wird die Gitterdichte insbesondere in Bereichen hoher elektrischer Feldstärken und starker Gradienten der Materialeigenschaften automatisch verfeinert. Dies ermöglicht eine präzise Auflösung lokaler Feldüberhöhungen bei gleichzeitig effizientem Rechenaufwand.

Ziel der Simulation ist die Bestimmung des stationären Gleichspannungszustands, der erreicht ist, sobald sich die elektrische Feldverteilung infolge der abgeschlossenen Raumladungssakkumulation zeitlich nicht mehr ändert. Da dieser Relaxationsprozess in polymeren Isoliermaterialien sehr langsam abläuft, wird die transiente Simulation bis zu einer Endzeit von $t_{\text{End}} = 5 \cdot 10^6 \text{ s}$ durchgeführt [Bodega, 2006].

Die Geometrie des Modells, die Simulationemethode, die Randbedingungen und Voreinstellung werden für alle nachfolgenden Simulationen verwendet, sofern nicht ausdrücklich anders angegeben.

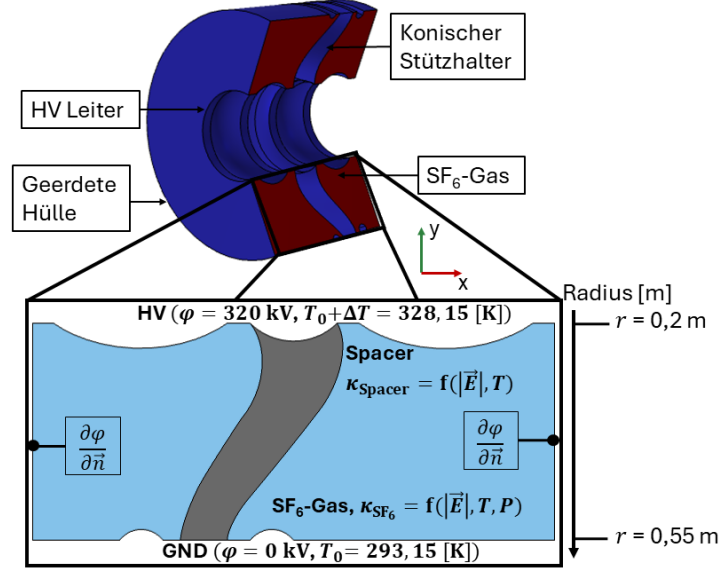


Abbildung 3.5: Geometrie des zweidimensionalen-achsensymmetrischen Modells für ein koaxiales, gasisoliertes HGÜ-System mit konischem Stützhalter.

3.3 Verifikation des elektrischen Leitfähigkeitsmodells für das Isoliergas SF₆ anhand eines Ionen-Drift-Diffusionsmodells

Das elektrische Leitfähigkeitsmodell (3.1) für SF₆ wird in [Hensel, 2024a] durch den Vergleich von Simulationsergebnissen eines Ionen-Drift-Diffusionsmodells verifiziert. Das Ionen-Drift-Diffusionsmodell löst im Rechengebiet des Gases die Gleichungen (2.19)-(2.21) mit (2.13) und im Rechengebiet der Feststoffisolation wird die EQS-Gleichung (2.11) mit Anwendung des nichtlinearen Leitfähigkeitsmodells (2.30) für das Stützhaltermaterial berechnet. Die Schnittstelle der Isoliermaterialien wird durch die Integration der Ladungen auf der Oberfläche der Feststoffisolierung gekoppelt, auf der die hauptsächliche Ladungsansammlung stattfindet (vgl. Kapitel 2.9.2). Das Modell orientiert sich an dem Modell aus [Lavesson und Doiron, 2015]. Die zeitabhängige Betrachtung des Problems unter Verwendung einer Spannungsanregung am Leiter ist essenziell, um den Prozess der Ladungsansammlung nachvollziehen zu können.

In [Hensel, 2024a] werden die Simulationsergebnisse beider Modellansätze in verschiedenen Szenarien miteinander verglichen. Hierzu werden verschiedene Temperaturgradienten zwischen Hochspannungsleiter und geerdeter Hülle untersucht, Blitzstoßbeanspruchung des Leiters analysiert sowie der Einfluss von Feldsteuerungsmaterialien betrachtet. Zusätzlich wird die Rechenzeit beider Ansätze gegenübergestellt. Die Simulationsergebnisse sollen im Folgenden vorgestellt werden.

3.3.1 Vergleich bei Variation des Temperaturgradienten zwischen Hochspannungsleiter und geerdeter Hülle

Zur Vereinfachung wird das Ionen-Drift-Diffusionsmodell im Folgenden als **Gasmodell** bezeichnet, während das auf der EQS-Gleichung basierende Simulationsmodell unter Verwendung des Leitfähigkeitsmodells (3.1) als **EQS-Modell** bezeichnet wird.

Abbildung 3.6 zeigt die elektrische Feldverteilung in dem zweidimensionalen, achsensymmetrischen Geometriemodell aus Abbildung 3.5 für das Gasmodell sowie für das EQS-Modell bei einem Temperaturgradienten von 35 K zwischen Hochspannungsleiter und geerdeter Hülle und einem Gasdruck von 0,6 MPa. Betrachtet wird der Zeitpunkt des stationären Zustands, also nach dem die Ladungsakkumulation abgeschlossen ist. In beiden Modellen tritt in der Nähe des Stützhalters eine Inversion des elektrischen Feldes auf, die auf die unter Gleichspannungsbedingungen auftretende Ladungsakkumulation in Kombination mit der temperaturabhängigen elektrischen Leitfähigkeit der Isoliermaterialien (vgl. Kapitel 2.9.1). Aufgrund der erhöhten Temperatur am Hochspannungsleiter steigt die elektrische Leitfähigkeit des Stützhalters in leiternahe Umgebung an, was zu einer lokalen Absenkung der elektrischen Feldstärke führt. Infolgedessen verlagern sich die Feldmaxima in Richtung der geerdeten Hülle, wobei insbesondere am Tripelpunkt zwischen Stützhalter, Gas und Hülle erhöhte elektrische Feldstärken auftreten.

Beide Modellansätze liefern insgesamt ähnliche Ergebnisse hinsichtlich der räumlichen Verteilung des elektrischen Feldes. Das maximale elektrische Feld tritt in beiden Fällen am Tripelpunkt auf der konvexen Seite des Stützhalters auf. Der maximale Feldstärkewert des Gasmodells beträgt 8,34 kV/mm und liegt damit um etwa 7% über dem entsprechenden Wert des EQS-Modells von 7,79 kV/mm.

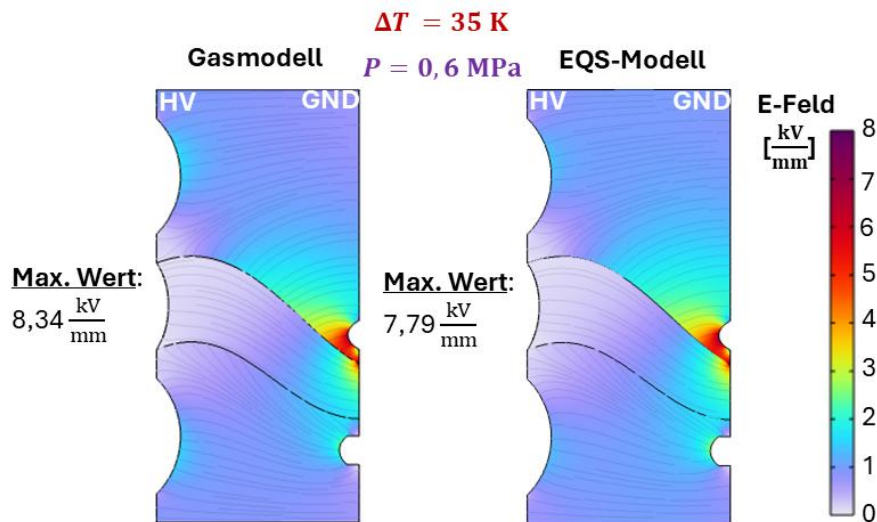


Abbildung 3.6: Vergleich der simulierten elektrischen Feldverteilung für das Gasmodell (links) und das EQS-Modell (rechts) bei einem Temperaturgradienten von 35 K.

Abbildung 3.7 zeigt das gleiche Szenario, jedoch mit einem erhöhten Temperaturgradienten von 60 K zwischen Hochspannungsleiter und geerdeter Hülle. In diesem Fall ist die Inversion des elektrischen Feldes deutlich ausgeprägter. Aufgrund der erhöhten Temperatur am Leiter erhöht sich auch die elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien in der Umgebung des Leiters, womit die Äquipotentiallinien weiter in Richtung der geerdeten Hülle verschoben werden.

Die Simulationsergebnisse beider Modellansätze weisen auch unter diesen Bedingungen nur geringe Unterschiede auf. Das maximale elektrische Feld ist im Gasmodell mit 12,4 kV/mm um etwa 9,7% höher als im EQS-Modell, das einen Maximalwert von 11,3 kV/mm aufweist.

Ein Vorteil des Gasmodells besteht darin, dass der Ladungstransport explizit durch den Ionenfluss beschrieben wird und damit die Ionenkonzentrationen der positiven und negativen Ladungsträger (p und n) im Gasraum direkt ausgewertet und visualisiert werden können. Abbildung 3.8 zeigt exemplarisch die Verteilung der p - und n -Ionenkonzentrationen im Gasraum des Geometriemodells bei einem Temperaturgradienten von 35 K.

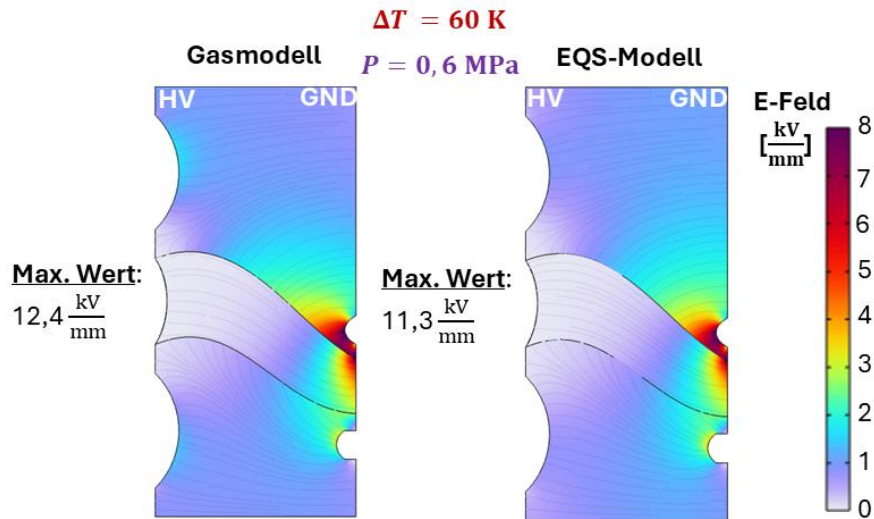


Abbildung 3.7: Vergleich der simulierten elektrischen Feldverteilung für das Gasmodell (links) und das EQS-Modell (rechts) bei einem Temperaturgradienten von 60 K.

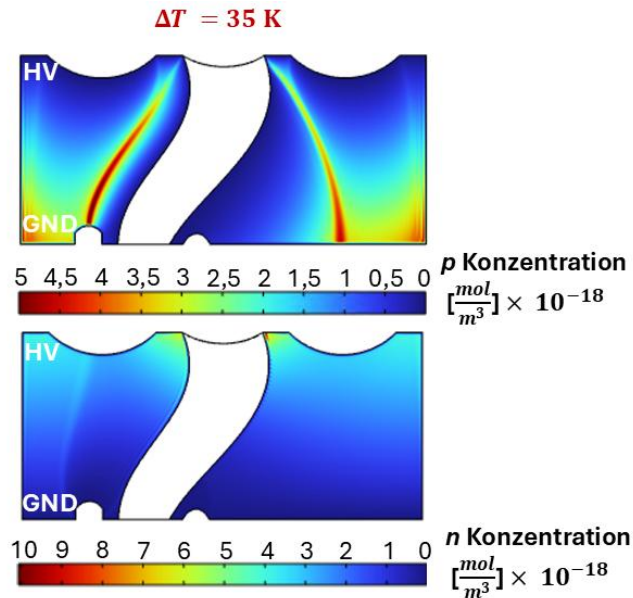


Abbildung 3.8: Konzentration der positiven Ionen p und der negativen Ionen n im Gasmodell bei einem Temperaturgradienten von 35 K.

3.3.2 Vergleich bei einem Blitzstoßvorgang

Neben der Variation von Parametern wie der Temperatur wird für beide Modellansätze eine Simulation eines Blitzstoßimpuls durchgeführt. Der positive Blitzstoßimpuls von 1175 kV wird auf den 320 kV Gleichspannungsbetrieb überlagert, wobei die Lösung des stationären Zustands der vorherigen Simulation, also der Zeitpunkt, an der die Ladungsakkumulation vollendet ist, als Anfangsbedingung verwendet wird.

Die Simulation erfolgt mit einem Zeitschritt von $1,2 \mu\text{s}$ und endet nach $0,1 \text{ s}$. Es wird ein standardgemäßer Blitzstoßimpuls mit einer Stirnzeit von $1,2 \mu\text{s}$ und einer Rückenhalbwertszeit von $50 \mu\text{s}$ angewendet (weitere Details zur Blitzstoßspannung finden sich in Kap. 4.3.2) [Küchler, 2017]. In Abbildung 3.9 sind die Simulationsergebnisse $1,2 \mu\text{s}$ nach Anlegen des Blitzstoßes dargestellt, also zu dem Zeitpunkt, an dem das Impulsmaximum erreicht wird und die elektrische Feldbeanspruchung deutlich erhöht ist.

Die Unterschiede zwischen den beiden Modellansätzen sind in diesem transienten Szenario noch geringer als in den vorherigen Simulationen. Der Maximalwert des elektrischen Feldes im EQS-Modell beträgt $14,6 \text{ kV/mm}$ und liegt damit nur etwa $1,3\%$ über dem Wert des Gasmodells von $14,4 \text{ kV/mm}$.

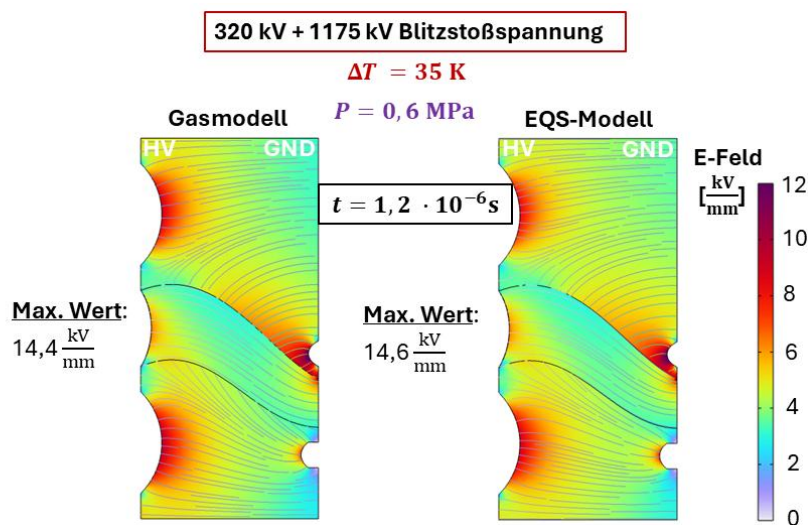


Abbildung 3.9: Vergleich der simulierten elektrischen Feldverteilung für das Gasmodell (links) und das EQS-Modell (rechts) mit einer Überlagerung einer Blitzstoßspannung.

3.3.3 Vergleich bei einer Anwendung von FGM

Feldsteuerung wie die FGM (siehe dazu Kapitel 2.10.3) dienen dazu, die elektrische Feldstärke gezielt zu reduzieren und damit die Sicherheit des Systems zu erhöhen. Bei der FGM Feldsteuerungstechnik wird eine spezifische räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit durch die gezielte Anordnung von Füllstoffen im Stützhaltermaterial realisiert, um die elektrische Feldstärke in Bereichen zu senken, in denen eine hohe Feldbelastung auftritt (weitere Details zur FGM-Anwendung finden sich in Kap. 4.1.4).

In Abbildung 3.10 ist die elektrische Feldverteilung unter Anwendung von FGM für beide Modelle gezeigt. Dabei wird eine parabolische Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit

im Stützhalter verwendet, bei der die elektrische Leitfähigkeit in der Nähe der Elektroden zehnmal höher ist als im mittigen Bereich des Stützhalters, jedoch bei weiterer Anwendung von (2.30) für das Stützhaltermaterial. Durch diese Maßnahme wird die elektrische Feldbelastung im relevanten Bereich deutlich reduziert.

Die Maximalwerte des elektrischen Feldes sind für beide Modellansätze nahezu identisch. Beim Gasmodell tritt ein geringfügig höherer Maximalwert von $0,01 \text{ k/mm}$ auf.

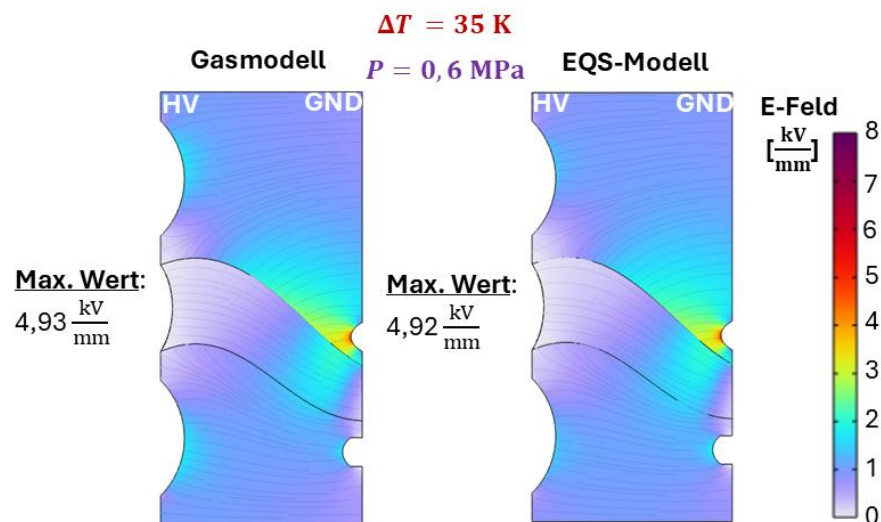


Abbildung 3.10: Vergleich der simulierten elektrischen Feldverteilung für das Gasmodell (links) und das EQS-Modell (rechts) mit einer FGM Anwendung.

3.3.4 Vergleich der Simulationszeiten der beiden Modellierungsansätze

In Tabelle 3.1 sind die Rechenzeiten der zuvor dargestellten Simulationen für beide Modellansätze aufgeführt. Wie erwartet ist die Rechenzeit des Gasmodells in allen betrachteten Szenarien größer als die des EQS-Modells, da zusätzliche physikalische Prozesse berücksichtigt werden müssen und die Modellierung insgesamt komplexer ist. Besonders deutlich wird dieser Unterschied bei der Simulation des Blitzstoßes: Hier ist die Rechenzeit mit 2 min. 7 s beim EQS-Modell um etwa den Faktor sechs reduziert gegenüber des Gasmodells mit 12 min. 39 s, während die Simulationsergebnisse beider Modelle sehr gut übereinstimmen. Es ist zu erwarten, dass die Rechenzeiten noch größere Unterschiede zeigen, wenn dreidimensionale Modelle betrachtet werden oder die Diskretisierung des Problems deutlich feiner eingestellt wird.

TABELLE 3.1

RECHENZEITEN

	EQS-Modell	Gasmodell
Szenario		
$\Delta T = 35 \text{ K}$	2 min. 20 s	10 min. 11 s
$\Delta T = 60 \text{ K}$	3 min. 15 s	11 min. 25 s
Blitzstoßspannung	2 min. 7 s	12 min. 39 s
FGM	1 min. 36 s	6 min. 20 s

3.3.6 Schlussfolgerungen aus dem Vergleich der beiden Modellierungsansätze

Beide Modellierungsansätze liefern sehr ähnliche Ergebnisse hinsichtlich der räumlichen Verteilung des elektrischen Feldes, wobei lediglich moderate Abweichungen in den maximalen elektrischen Feldstärken auftreten. Die Ergebnisse zeigen, dass das elektrische Leitfähigkeitsmodell für SF₆ eine rechnerisch effiziente Alternative zum Ionen-Drift-Diffusionsmodell darstellt. Insbesondere ermöglicht der Einsatz des Leitfähigkeitsmodells eine Reduktion der Rechenzeit um bis zu den Faktor sechs im Vergleich zum Ionen-Drift-Diffusionsmodell, bei vergleichbarer Genauigkeit. Das letztere Modell erlaubt wiederum die Untersuchung der positiven und negativen Ionenkonzentrationen und sollte für bestimmte Szenarien angewendet werden, wie bei der Verwendung gasisolierter Systeme in Umgebung erhöhter Ionisationsmechanismen, wie beispielsweise in der Umgebung eines Fusionsreaktors [Lucchini und Marconato, 2023].

3.4 Parametrische Erweiterung des elektrischen Leitfähigkeitsmodells für das Isoliergas SF₆ unter Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehalts

Die durchgeführten Stromdichtemessungen im SF₆ Gas in [Zavattoni, 2014] zeigen nicht nur einen nichtlinearen Zusammenhang mit der elektrischen Feldstärke, Temperatur und Gasdruck, sondern auch mit dem Feuchtigkeitsgehalt des Gases. Daher wird das elektrische Leitfähigkeitsmodell (3.1) in [Hensel *et al.*, 2026b] um den Parameter der Feuchtigkeit im Gas erweitert. Die Erweiterung des Modells erfolgt durch einen exponentiellen Ansatz und dessen empirische Anpassung an die Messdaten, welche in folgende Gleichung resultiert:

$$\kappa(|\vec{E}|, P, T, RH) = \kappa_{\text{SF}_6} \cdot (\alpha + \beta \cdot (\gamma + |\vec{E}|/E_x)^\zeta) \cdot (1/(\varrho + \epsilon \cdot |\vec{E}|/E_y)^t) \cdot \exp(\zeta \cdot P) \cdot \exp(v \cdot T) \cdot \exp(\xi \cdot RH), \quad (3.2)$$

wobei RH den Feuchtigkeitsgehalt im Gas und $\xi = 0,09$ eine Konstante darstellen. Die entsprechende grafische Darstellung in Abhängigkeit des Feuchtigkeitsgehalts im Gas im Vergleich zu den Messdaten sind in Abbildung 3.11 illustriert.

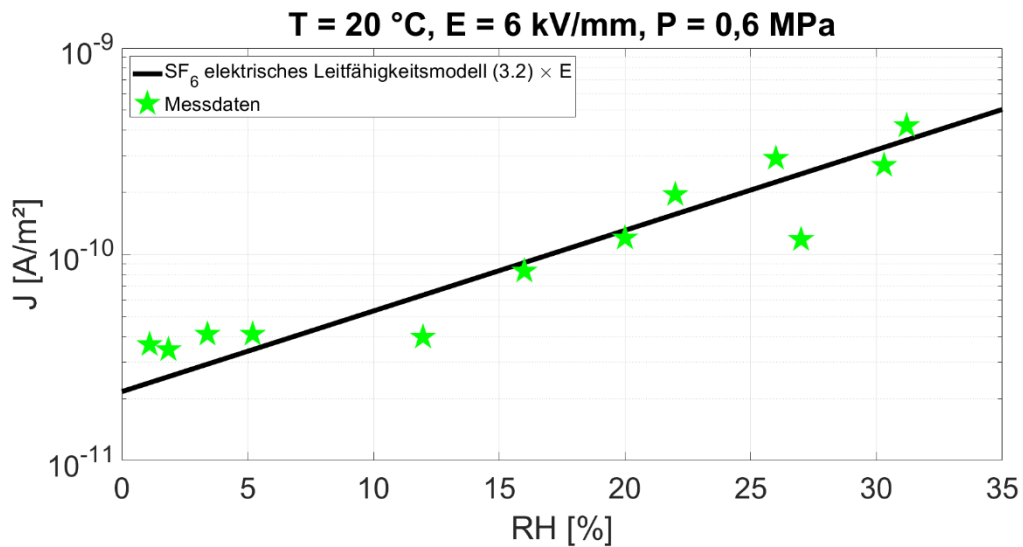


Abbildung 3.11: Erweitertes elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF_6 nach Gleichung (3.2) $\cdot |\vec{E}|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF_6 aus [Zavattoni, 2014] in Abhängigkeit des Feuchtigkeitsgehalts im Gas.

Durch die Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehalts im SF_6 Gas weist das elektrische Leitfähigkeitsmodell (3.2) eine höhere Genauigkeit auf als das Modell in (3.1). Dies wird durch den Vergleich mit den Messdaten in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke, dem Gasdruck und der Temperatur in den Abbildungen 3.12-3.14 deutlich. Im Vergleich zu den Abbildungen 3.2-3.4 zeigt das Modell (3.2) eine nochmals verbesserte Übereinstimmung mit den Messdaten.

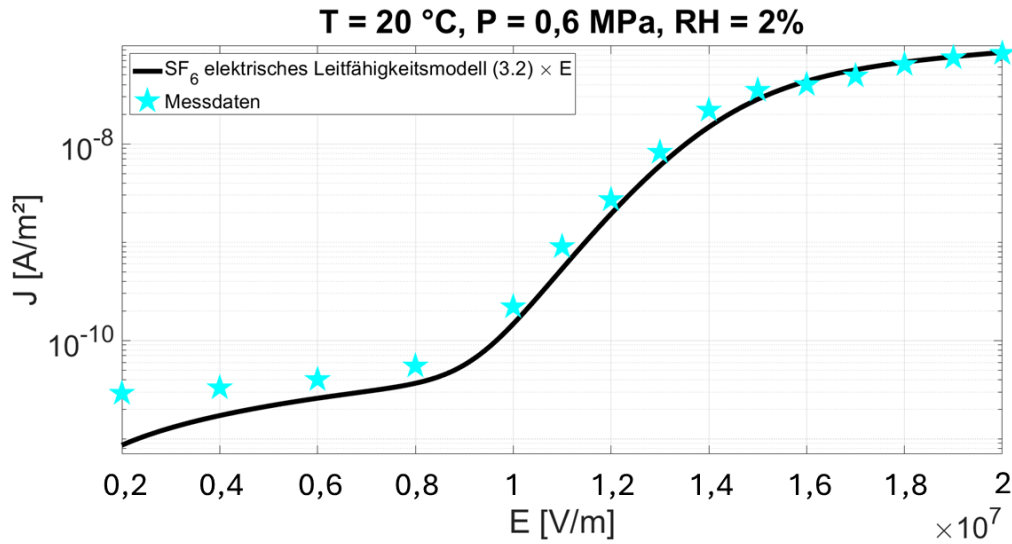


Abbildung 3.12: Erweitertes elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF₆ nach Gleichung (3.2) · $|\vec{E}|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF₆ aus [Hanna *et al.*, 2016] in Abhängigkeit des elektrischen Feldes.

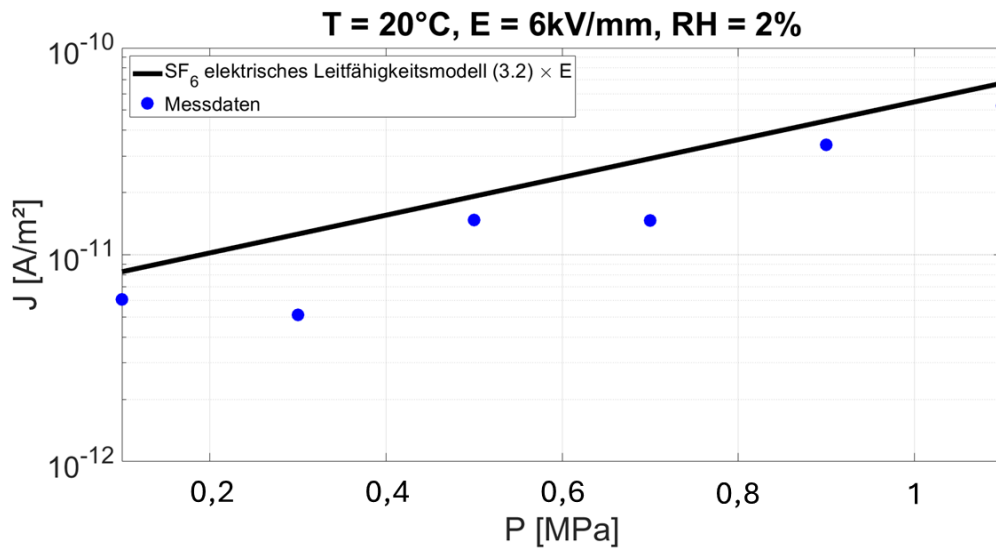


Abbildung 3.13: Erweitertes elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF₆ nach Gleichung (3.2) · $|\vec{E}|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF₆ aus [Zavattoni, 2014] in Abhängigkeit des Gasdrucks.

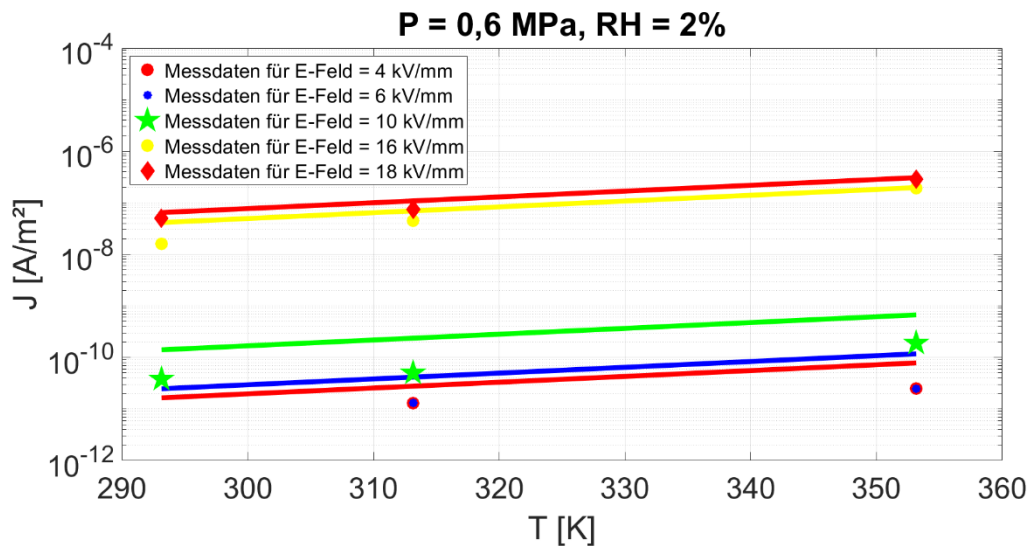


Abbildung 3.14: Erweitertes elektrisches Leitfähigkeitsmodell für SF_6 nach Gleichung (3.2) $\cdot |\vec{E}|$ verglichen mit Messdaten der Stromdichte in SF_6 aus [Zavattoni, 2014] in Abhängigkeit der Temperatur, gemessen für verschiedene elektrische Feldstärkewerte.

In Abbildung 3.15 (links) ist die elektrische Feldverteilung im Simulationsmodell aus Abbildung 3.5 unter Verwendung des erweiterten elektrischen Leitfähigkeitsmodells (3.2) für SF_6 zu sehen, bei einem Gasdruck von $P = 0,6 \text{ MPa}$, einem Temperaturgradienten von $\Delta T = 35 \text{ K}$ und einem Feuchtigkeitsgehalt von $RH = 2\%$, dessen Wert repräsentativ für trockene Gasbedingungen ist [Zavattoni, 2014]. Auf der rechten Seite wird ein Feuchtigkeitsgehalt von 30% angesetzt, was nach Berichten in [Zavattoni, 2014] feuchtem Gas entspricht.

Im Vergleich zu trockenen Gasbedingungen (max. Wert: $7,77 \text{ kV/mm}$) ist das maximale elektrische Feld in feuchtem Gas um etwa 9% reduziert, bei einem Wert von $7,06 \text{ kV/mm}$. Dieses Verhalten ist auf die erhöhte elektrische Leitfähigkeit von SF_6 zurückzuführen, die infolge des höheren Feuchtigkeitsgehalts entsteht (siehe Abbildung 3.11). Diese Werte zeigen einen nicht zu vernachlässigenden Unterschied, daher sollte in Simulationsmodellen von SF_6 -gasisolierten Systemen der Feuchtigkeitsgehalt berücksichtigt werden.

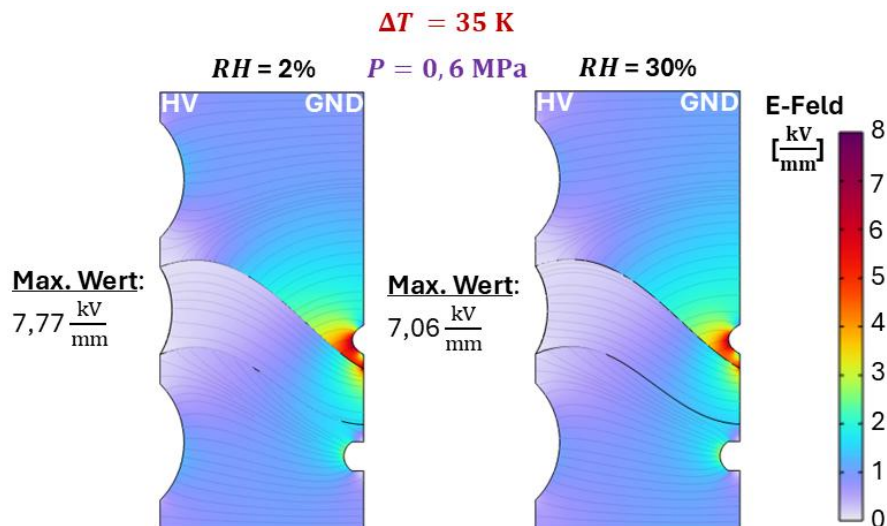


Abbildung 3.15: Elektrische Feldverteilung im Simulationsmodell unter Anwendung des erweiterten elektrischen Leitfähigkeitsmodell (3.2) bei einem Feuchtigkeitsgehalt von $RH = 2\%$ (links) und $RH = 30\%$.

3.5 Berücksichtigung des Einflusses der Elektrodenrauheit

Es gibt im wesentlichen drei Ursachen für die gasseitige Ladungsbewegung in gasisolierten Systemen: die natürliche Ionisierung, die Feldemission an den Elektroden unter hoher elektrischer Feldstärke sowie Mikroentladungen, die durch Spitzen und Vertiefungen auf der Elektrodenoberfläche hervorgerufen werden [Zavattoni, 2014], [Fowler und Nordheim, 1928].

Aufgrund der industriellen Fertigung der Leiter und der geerdeten Hülle für gasisolierte Systeme weisen die Elektrodenoberflächen auf mikroskopischer Skala unvermeidbare Rauheiten in Form von Vertiefungen und Vorsprüngen auf. Diese Oberflächenrauheit kann zur Ausbildung von Raumladungen sowie zu lokalen Feldstärkeüberhöhungen führen. Insbesondere können aus den Mikroauswüchsen der metallischen Elektrodenoberflächen unter dem Einfluss hoher lokaler elektrischer Feldstärken Elektronen emittiert werden. Der resultierende Emissionsstrom wird durch die Fowler-Nordheim-Feldemission beschrieben und kann zu einer Ladungsakkumulation auf der Oberfläche des Stützhalters beitragen (vgl. Kapitel 2.5) [Tschentscher und Franck, 2018a], [Fowler und Nordheim, 1928], [Nordheim, 1928].

Mehrere Studien zeigen, dass die Elektrodenoberflächenrauheit einen maßgeblichen Einfluss auf die Ladungsemission und die daraus resultierende lokale Feldstärkeüberhöhung hat [Almaksour *et al.*, 2012], [Okabe, 2007], [Zhang *et al.*, 2021], [Li *et al.*, 2021]. In [Tschentscher und Franck, 2018a] wird berichtet, dass die elektrische Feldstärke an Mikroauswüchsen um bis zu drei Größenordnungen verstärkt werden kann, was Mikroentladungen sowie eine verstärkte Raumladungsakkumulation begünstigt. Hier ist vor allem die Fowler-Nordheim-Feldemission von Bedeutung, bei der Elektronen aus der negativ geladenen Kathode emittiert werden. Dieses Phänomen tritt typischerweise bei sehr hohen elektrischen Feldstärken im Bereich von 1.000-10.000 kV/mm auf [Diamond, 1998]. Obwohl dieser Effekt in idealisierten gasisolierten Systemen ohne ausgeprägte Oberflächenrauheit als vernachlässigbar angesehen werden kann, zeigen Untersuchungen, dass die Feldemission auch in Gleichstromsystemen mit elektrischen Feldstärken von bis zu 5 kV/mm auftreten kann [Tschentscher und Franck, 2018b].

Daraus ergibt sich, dass die Oberflächenrauheit der Elektroden einen direkten Einfluss auf die Ladungserzeugung und damit auf die lokale Verteilung des elektrischen Feldes in gasisolierten Systemen besitzt. Dieser Zusammenhang soll hier durch die Implementierung der Elektrodenoberflächenrauheit im Simulationsmodell systematisch untersucht werden.

Die Oberflächenrauheit der Elektroden kann durch verschiedene Kenngrößen beschrieben werden. Der arithmetische Mittelwert der Oberfläche R_a ist der in der industriellen Qualitätskontrolle am häufigsten verwendete Rauheitsparameter und ist in der Norm DIN EN ISO 4287 definiert [DIN 4287, 2010]. Er beschreibt den Mittelwert der absoluten Abweichungen des Rauheitsprofils von der Mittellinie innerhalb einer definierten Abtastlänge. Die mathematische Definition des arithmetischen Mittelwerts der Oberfläche sowie dessen digitale Implementierung werden im Folgenden angegeben:

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |y(x)| dx, \quad (3.3)$$

$$R_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |y_i|, \quad (3.4)$$

wobei l die Länge des zu untersuchenden Probestücks ist, x die Dimension in der Länge und y die Dimension in der Höhe darstellen.

In [Hensel *et al.*, 2024c] wird eine Methode zur numerischen Modellierung der Elektrodenrauheit in gasisolierten Systemen beschrieben und simulativ untersucht. Hier wird die Oberflächenrauheit durch elementare Wellen und deren räumliche Frequenzen beschrieben. Hierzu wird eine Darstellung als Summe trigonometrischer Funktionen verwendet, die einer Fourier-Reihenentwicklung ähnelt. Die Elektrodenoberfläche $f(x)$ ergibt sich dabei als Überlagerung mehrerer kosinusförmiger Wellenanteile:

$$f(x) = \sum_{m=-N}^N a(m) \cdot \cos(2\pi mx + u(m)), \quad (3.5)$$

dabei bezeichnet m die räumliche Frequenzauflösung, $u(m)$ eine gleichverteilte Zufallsfunktion zur Erzeugung zufälliger Phasenwinkel und $a(m)$ den Amplitudenkoeffizienten:

$$g(m) = \begin{cases} 0, & \text{if } m < -\frac{\pi}{2} \\ \frac{m - (-\frac{\pi}{2})}{\pi}, & \text{if } -\frac{\pi}{2} \leq m \leq \frac{\pi}{2} \\ 1, & \text{if } m > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$a(m) = g(m) \cdot h(m), \quad (3.7)$$

$$h(m) = \frac{1}{(m^2)^{\frac{b}{2}}}, g(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{m^2}{2}}, \quad (3.8)$$

wobei $h(m)$ eine begrenzte Anzahl räumlicher Frequenzen beschreibt, $g(m)$ eine Gaußsche Verteilung zur Erzeugung einer glatten, jedoch zufälligen Amplitudenvariation, und b den spektralen Exponenten, der den Abfall der Höhenfrequenzen charakterisiert.

Die Oberflächenrauheit der Elektroden kann über den Parameter b eingestellt werden, welcher die fraktale Dimension der rauen Oberfläche beeinflusst. Der Parameter N steuert die Oszillationen der verwendeten Funktion und wird für die hier durchgeführten Simulationen auf $N = 20$ festgelegt.

Nach [Li, 2019] sollte die Oberflächenrauheit des Leiters im Bereich von $R_a = 6,3\text{-}12,5 \mu\text{m}$ liegen, während für die geerdete Elektrode ein maximaler Rauheitswert von $50 \mu\text{m}$ angegeben wird. In [Koch, 2011] wird eine maximale Oberflächenrauheit des Leiters im

Bereich von $R_a = 10 - 20 \mu\text{m}$ angegeben. Vor diesem Hintergrund wird hier eine Elektrodenrauheit von $R_a = 20,078 \mu\text{m}$ untersucht. Dieser Wert liegt noch innerhalb des tolerierbaren Bereichs, erreicht jedoch die obere Toleranzgrenze gemäß den Literaturangaben. Die Elektrodenrauheit von $R_a = 20,078 \mu\text{m}$ ergibt sich durch die Einstellung des Parameters $b = 1,2$ im entwickelten Rauheitsmodell.

Es wird die gleiche zweidimensionale-achsensymmetrische Geometrie und identische Randbedingungen wie in den vorherigen Simulationen genutzt, jedoch wird die Oberfläche des Leiters und der geerdeten Hülle mit einer Oberflächenrauheit definiert. Eine exemplarische Veranschaulichung ist in Abbildung 3.16 zu finden. Exemplarisch ist hier die Rauheit der Elektroden gezeigt, welche normalerweise als perfekt glatte Oberfläche modelliert werden.

In Abbildung 3.17 ist die elektrische Feldstärkeverteilung in dem zweidimensionalen-achsensymmetrischen Simulationsmodell des gasisolierten Systems, bei der die Elektrodenoberfläche mit einer Rauheit von $R_a = 20,078 \mu\text{m}$ eingestellt ist, abgebildet. Verglichen mit der Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6 rechts, bei der die Elektrodenoberfläche perfekt glatt ist, fällt auf, dass die Elektrodenrauheit keinen Einfluss auf die allgemeine Verteilung der elektrischen Feldstärke hat, sehr wohl jedoch auf das maximale elektrische Feld. Dies geschieht aufgrund der Mikroauswüchse der metallischen Elektrodenoberflächen, welche zu mikroskopisch-lokal höheren Feldstärken führt. Es ist zu erkennen, dass das maximale elektrische Feld mit dem Rauheitsgrad ansteigt. Bei einer glatten Oberfläche entsteht ein maximales Feld von $7,79 \text{ kV/mm}$ und bei einem Rauheitsgrad von $R_a = 20,078 \mu\text{m}$ ein maximales Feld von $11,7 \text{ kV/mm}$. Dies entspricht einem beachtlichen Unterschied von etwa 33% in diesem Simulationsszenario, auch wenn zu berücksichtigen ist, dass die Elektrodenrauheit einen Wert an der äußersten Toleranzgrenze aufweist.

Die Simulationsergebnisse zeigen – in Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden aus der Literatur –, dass die Oberflächenrauheit der Elektroden einen Einfluss auf lokale elektrische Feldstärkebeanspruchung hat, welche potenziell elektrische Entladungen begünstigen können. Daher sollte, insbesondere bei Untersuchung von extremeren

Bedingungen, die Elektrodenrauheit in Simulationsmodellen von gasisolierten Systemen berücksichtigt werden.

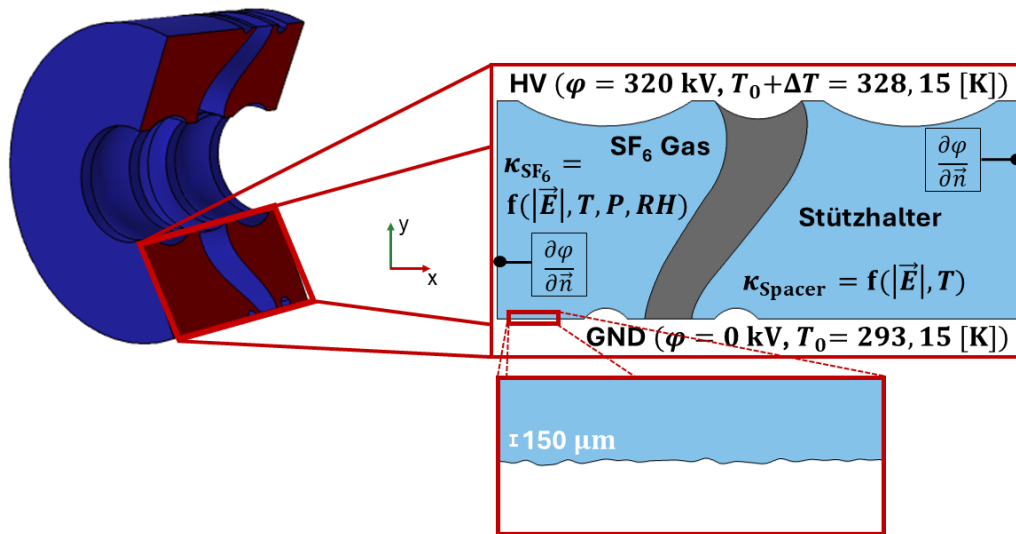


Abbildung 3.16: Untersuchte Geometrie mit exemplarischer Elektrodenrauheit.

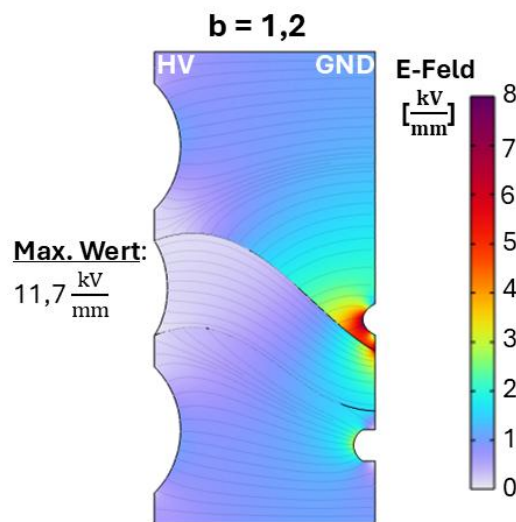


Abbildung 3.17: Elektrische Feldstärkeverteilung mit Berücksichtigung einer Elektrodenrauheit mit $R_a = 20,078 \mu\text{m}$.

3.6 Berücksichtigung von thermischer Konvektion und Wärmestrahlung

Die durch den Stromfluss im Leiter verursachten thermischen Verluste führen zu einer Temperaturerhöhung in der Umgebung des Leiters und damit zu einem Temperaturgradienten zwischen dem Leiter und der geerdeten Hülle. Da die Temperatur einen maßgeblichen Einfluss auf das elektrische Leitfähigkeitsverhalten der Isoliermaterialien hat (vgl.

Gl. (2.30) und (3.2)) und damit auf die elektrische Feldverteilung, ist eine möglichst präzise Bestimmung der Temperatur für ein genaues Simulationsmodell gasisolierter Systeme unerlässlich.

Um den Einfluss der Temperatur adäquat abbilden zu können, müssen die Temperaturtransfermechanismen für ein physikalisch präzises Simulationsmodell mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Neben Wärmeleitung im Feststoffmaterial, wie es bisher für das gesamte System betrachtet wurde, sind thermische Konvektion und Wärmestrahlung im gasförmigen Rechenbereich mit einzubeziehen. Im Vergleich zu vereinfachten Modellsätzen, wie dies beispielweise in [Hayakawa *et al.*, 2018a] der Fall ist, führt dieser Ansatz zu einem deutlich komplexeren Simulationsmodell. Diese Komplexität ergibt sich aus dem multiphysikalischen Charakter des zugrunde liegenden Problems, bei dem die Fluidodynamik, Temperaturtransfer sowie elektroquasistatische Effekte simultan berücksichtigt werden müssen [Vincenti und Kruger, 1975], [Kühler, 2017].

Gasisolierte Rohrleiter werden abhängig von den jeweiligen Umgebungsbedingungen sowohl horizontal als auch vertikal verlegt [Koch, 2011], [Koch, 2014]. Da die im gasisierten System wirkende Gravitationskraft in Abhängigkeit von der Systemausrichtung in unterschiedliche Richtung relativ zum Koordinatensystem wirkt, ergeben sich jeweils unterschiedliche Strömungsverhältnisse und damit unterschiedliche Ausprägung der thermischen Konvektion im Gas. Um diese Effekte erfassen zu können, wird für die vorliegende Untersuchung ein dreidimensionales Modell herangezogen und sowohl vertikale, als auch horizontale Ausrichtungen des Systems betrachtet.

Obwohl die Wärmekonvektion den dominierenden Mechanismus des Temperaturtransports im Gasraum darstellt, wird die Wärmestrahlung zur Erhöhung der Modellgenauigkeit ebenfalls berücksichtigt.

Um die thermische Konvektion abbilden zu können, muss das Strömungsverhalten des Gases nach (2.15) bekannt sein. Obwohl die einzelnen Gaskammern in einem gasisierten System mechanisch durch einen konusförmigen Stützhalters getrennt sind, treten dennoch Gasströmungen auf. Unter hohen elektrischen Feldstärken driften Ionen entlang der Feldlinien und übertragen durch Impulsübertrag auf die Gasmoleküle Bewegungsenergie, wodurch eine Gasströmung entsteht. Zusätzlich führt der Temperaturgradient zwischen Leiter und geerdeter Hülle zu konvektiven Zirkulationen, die durch Druckschwankungen sowie oberflächengeführten Strömungen entlang des Stützhalters begleitet werden und

somit ebenfalls Gasbewegungen verursachen [Vincenti und Kruger, 1975], [Küchler, 2017].

Dieser Ansatz stellt somit ein stark gekoppeltes multiphysikalisches Problem dar, das auf einer bidirektionalen Kopplung zwischen elektrischem Feld, Temperaturfeld und Strömungsfeld beruht. Neben der EQS-Gleichung (2.11) müssen die Gleichungen (2.14)-(2.18) gelöst werden, da die physikalischen Größen über Joule'sche Erwärmung, auftriebsgesteuerte Konvektion sowie Wärmestrahlung interagieren. Dabei treten ausgeprägte nichtlineare Rückkopplungseffekte auf: Das elektrische Feld bestimmt die Ohm'schen Verluste, welche zu einer Temperaturerhöhung führt. Der Temperaturanstieg beeinflusst wiederum die elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien sowie die Gasdichte, wodurch die elektrische Feldverteilung und die auftriebsgesteuerte Strömung erneut verändert werden. Die Gasströmung trägt ihrerseits zur Umverteilung der Wärme bei, während die Wärmestrahlung zusätzliche Wärmeaustauschprozesse an der Oberflächen bewirkt.

Die durch FEM diskretisierten Gleichungssysteme (vgl. Kapitel 2.7) werden mit einem segregierten Blocklöser (engl. Segregated Solver) auf Basis des Block-Newton-Verfahrens gelöst. Die bisherigen zweidimensional-achsensymmetrischen Probleme werden mit einem vollständig gekoppelten Solver gelöst, also in einem vollständig gekoppelten Gleichungssystem. Aufgrund der Größe des hier betrachteten dreidimensionalen Modells wird das Gesamtproblem in mehrere Teilprobleme unterteilt, die jeweils physikalisch zusammenhängende Gruppen abhängiger Variablen repräsentieren und sequentiell gelöst werden. Dieses Lösungsverfahren zeichnet sich durch einen geringeren Speicherbedarf sowie eine höhere numerische Stabilität aus, insbesondere bei komplexen dreidimensionalen Problemstellungen [COMSOL, 2025]. Ebenfalls wird zur Einsparung von Rechenzeiten auf eine zeitabhängige Simulation verzichtet, womit sich eine stationäre Simulation ergibt, bei dem der Zeitpunkt des stationären Gleichspannungszustands berechnet wird.

Die dreidimensionale Geometrie des untersuchten Problems und die entsprechenden Koordinatenrichtungen sind in Abbildung 3.19 zu sehen. Die entsprechende Gasströmungsgeschwindigkeit ist für jeweils eine horizontal angeordnete Geometrie, bei der die

Gravitationskraft in negative y-Richtung wirkt, sowie für ein vertikal angeordnetes System, bei dem die Gravitationskraft in negative z-Richtung angesetzt ist, in Abbildung 3.19 abgebildet. Hieraus ist ersichtlich, dass sich die Strömungsgeschwindigkeiten des Gases deutlich in Abhängigkeit von der horizontalen beziehungsweise vertikalen Anordnung unterscheidet. Im Fall der horizontalen Anordnung tritt eine erhöhte Strömungsgeschwindigkeit im oberen Bereich zwischen Stützhalter und Leiter auf. Dieses unterschiedliche Verhalten je nach Ausrichtung des Systems wird auch in praktischen Anwendungen beobachtet und sollte daher in Simulationen berücksichtigt werden [Hu et al., 2023], [Neidhart *et al.*, 2020].

Die entsprechende Temperaturverteilung ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Die horizontal angerichtete Anordnung weist im oberen Bereich zwischen Stützhalter und Leiter erhöhte Temperaturen auf. Die Temperaturerhöhung ist eine direkte Folge der auftriebsgesteuerten Konvektion, die zu einer Ansammlung des erwärmten Gases im oberen Teil des Gehäuses führt.

Im Gegensatz dazu zeigt das vertikal angeordnete System eine deutlich homogenere Temperaturverteilung auf, wobei die höheren Temperaturwerte überwiegend in der Nähe des Leiters konzentriert sind.

Dieser gekoppelt-multiphysikalische Ansatz führt zu deutlich komplexeren Gleichungssystemen und damit zu erhöhten Rechenzeiten. Daher sind die Rechenzeiten für eine Simulation, bei der nur die Wärmeleitung berücksichtigt wird, und für Simulationen mit Berücksichtigung von thermischer Konvektion und Wärmestrahlung für jeweils eine horizontale- und vertikale Ausrichtung des Systems in Tabelle 3.2 zu finden. Letztere benötigen jeweils 37 Minuten bzw. 27 Minuten und 30 Sekunden, während der vereinfachte Ansatz, in dem nur Wärmeleitung berücksichtigt wird, nur 3 Minuten braucht. Die Berücksichtigung von thermischer Konvektion und Wärmestrahlung führt somit bis zu zwölfmal längeren Rechenzeiten in diesem Anwendungsfall. In [Zhao, 2020] wird berichtet, dass wenn das Ionen-Drift-Diffusionsmodell mit einer Berechnung der konvektiven Temperaturverteilung im Gas kombiniert wird, sich erheblich längere Rechenzeiten ergeben [Zhao, 2020].

Die Ergebnisse zeigen, dass für simulative Untersuchungen von gasisolierten Systemen, bei denen die vertikale oder horizontale Ausrichtung von Bedeutung ist, die

Berücksichtigung von thermischer Konvektion und die damit verbundene Fluidodynamik notwendig ist, um belastbare Ergebnisse zu erzielen. Allerdings führt dieser Ansatz auch zu deutlich längeren Rechenzeiten.

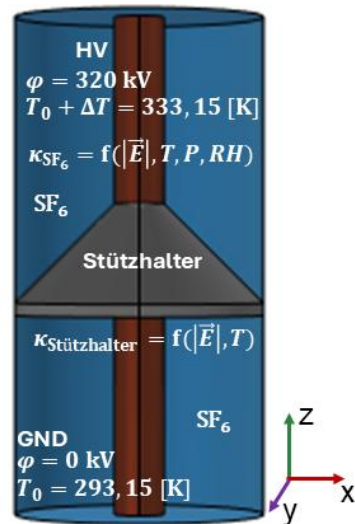


Abbildung 3.18: Dreidimensionale Geometrie des koaxialen, gasisolierten HGÜ-Systems für das untersuchte multiphysikalische Problem.

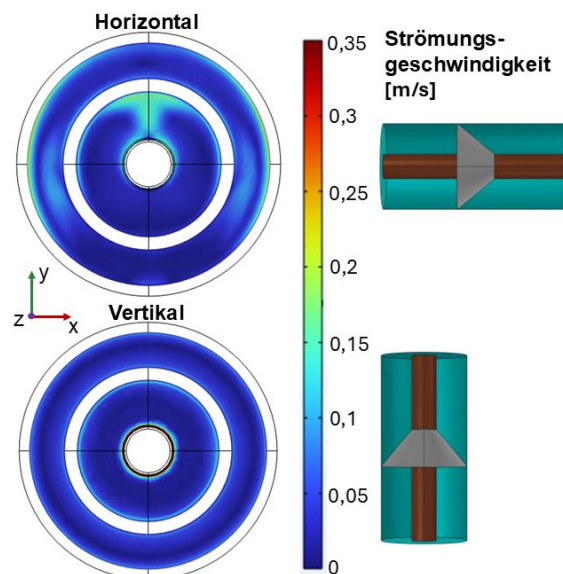


Abbildung 3.19: Strömungsgeschwindigkeiten in einem horizontalen und in einem vertikalen ausgerichteten gasisolierten System.

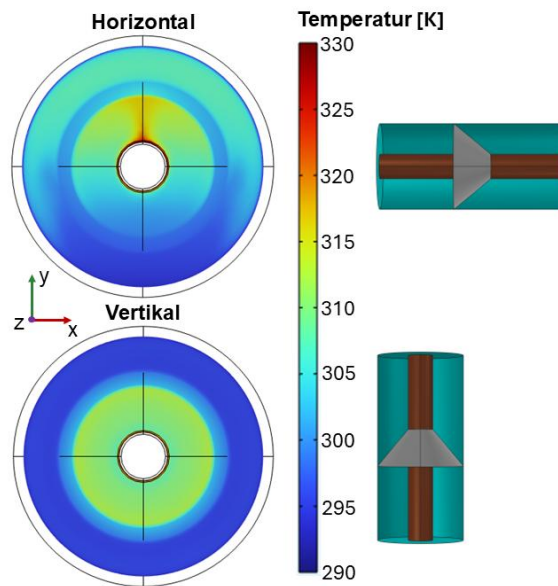


Abbildung 3.20: Temperaturverteilung in einem horizontalen und in einem vertikalen ausgerichteten gasisolierten System.

TABELLE 3.2

Rechenzeiten	
Szenario	
Ohne Konvektion	3 min.
Vertikal	27 min. 30 s
Horizontal	37 min.

3.7 Schlussfolgerungen aus der erweiterten Modellierung von SF₆-gasisolierten HGÜ-Systemen

Ein wesentlicher Aspekt dieser Dissertation ist die Erarbeitung eines multiphysikalischen Simulationsmodells für ein gasisoliertes HGÜ-System, unter Berücksichtigung des nichtlinearen Leitfähigkeitsverhaltens von SF₆, bei vertretbarem Rechenaufwand. Ausgangspunkt bildete die Herleitung eines elektrischen Leitfähigkeitsmodells für das Isoliergas SF₆, das auf empirischen Messdaten basiert und eine nichtlineare Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke, dem Gasdruck, der Temperatur sowie dem Feuchtigkeitsgehalt berücksichtigt. Dadurch konnte das nichtlineare elektrische Leitfähigkeitsverhalten des SF₆ Gases deutlich genauer beschrieben werden als mit vereinfachten, konstanten Leitfähigkeitsansätzen, die bislang in der Literatur verfolgt wurden. Dies wurde durch den

Vergleich mit einem Ionen-Drift-Diffusionsmodell bestätigt, bei dem die Simulationsergebnisse unter verschiedenen Betriebsbedingungen verglichen wurden.

Aufbauend darauf wurde ein Ansatz für die Integration der Oberflächenrauheit sowohl des Leiters als auch der geerdeten Hülle gezeigt, da empirische Untersuchungen zeigen, dass die Rauheit der Oberfläche der Elektroden einen maßgeblichen Einfluss auf das Ladungsverhalten im System und damit auf die elektrische Feldverteilung hat. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die Berücksichtigung mikroskopischer Rauheitsstrukturen zu einer lokalen Verstärkung der elektrischen Feldstärke führt.

In einem weiteren Schritt wurde gezeigt, wie in einem dreidimensionalen Modell der Simulationsansatz um thermische Effekte erweitert werden kann, indem neben Wärmeleitung auch die thermische Konvektion im Gasraum sowie die Wärmestrahlung berücksichtigt wurden. Dies ermöglicht eine genauere Bestimmung der Temperaturverteilung innerhalb des Systems und erlaubt insbesondere die Analyse des Einflusses der horizontalen und vertikalen Anordnung. Die Ergebnisse zeigen, dass die Fluidodynamik und die damit verbundene thermische Konvektion einen maßgeblichen Einfluss auf das Temperaturfeld und indirekt auch auf die elektrische Feldverteilung ausüben.

Zur Beschreibung der elektrischen Feldverhältnisse wurde ein elektroquasistatisches Modell gewählt anstelle eines komplexen Ionen-Drift-Diffusionsmodells, um einen geeigneten Kompromiss zwischen Modellgenauigkeit und numerischer Effizienz zu erhalten. Dies erlaubt die Untersuchung der wesentlichen Kopplungseffekte zwischen elektrischem Feld, Temperatur und Materialeigenschaften bei vertretbarem Rechenaufwand.

Insgesamt resultiert aus der schrittweisen Erweiterung ein multiphysikalisches Simulationsmodell, das eine Abbildung realer Betriebsbedingung von HGÜ-gasisolierten Systemen ermöglicht. Das Modell bildet eine belastbare Grundlage für weiterführende Untersuchung zur Auslegung und Optimierung von gasisolierten Systemen unter Gleichspannungsbetrieb. Hier handelt es sich jedoch um ein Simulationsmodell für SF₆ Gas, bei dem es sich um ein erheblich klimaschädliches Gas handelt. Daher wird aktuell an geeigneten alternativen Isoliergasen geforscht. Ein weiterer Forschungspunkt dieser Arbeit ist die

Erstellung von Ionen-Drift-Diffusionsmodellen für potenzielle alternative Gase, welche im Folgenden vorgestellt werden sollen.

3.8 Untersuchung von alternativen Gasen durch Ionen-Drift-Diffusionsmodelle

SF₆ wird seit den 1960er Jahren als Isoliergas in der elektrischen Energietechnik eingesetzt. Allerdings stellt SF₆ im Vergleich zu Kohlendioxid (CO₂) ein deutlich gefährlicheres Treibhausgas dar. Die Emission von einem Kilogramm SF₆ trägt in etwa ebenso stark zur globalen Erwärmung bei wie etwa 25.200 Kilogramm CO₂ [Bundestag, 2022].

Vor dem Hintergrund der steigenden Anforderungen an umweltfreundliche Energietechnologien ist SF₆ daher langfristig nicht als nachhaltiges Isoliergas geeignet. Aus diesem Grund wird in den letzten Jahren intensiv an geeigneten Alternativen zu SF₆ geforscht.

Grundsätzlich müssen potenzielle Ersatzgase drei zentrale technische Anforderungen erfüllen: eine ausreichend hohe elektrische Festigkeit, einen geeigneten Taupunkt sowie eine hohe chemische Stabilität. Die elektrische Festigkeit sollte deutlich höher sein als die atmosphärischer Gase und idealerweise bei vergleichbarem Druck an die Festigkeit von SF₆ heranreichen. Der Taupunkt muss unterhalb der minimalen Einsatztemperatur liegen. Darüber hinaus sind ökologische Kriterien zu berücksichtigen, darunter das Treibhauspotenzial (Global Warming Potential, GWP), kurz- und langfristige Toxizität, Entflammbarkeit sowie das Risiko der Bildung toxischer Nebenprodukte [CIGRE, 2021b].

Derzeit existiert keine universelle Lösung, die SF₆ in allen Anwendungen vollständig ersetzen kann. Dennoch haben sich drei vielversprechende Kandidaten für spezifische Anwendung herausgestellt: 3M™ Novec™ 4710 (C₄F₇N), 3M™ Novec™ 5110 (C₅F₁₀O) sowie trockene Luft (O₂/N₂). Diese Gase werden bereits in kommerziellen gasisolierten Anwendungen eingesetzt, beispielsweise unter den Bezeichnungen g³ (GE), AirPlus (ABB) und CleanAir (Siemens) [CIGRE, 2021b], [CIGRE, 2020].

Die Novec™-Gase C₄F₇N und C₅F₁₀O vereinen ein deutlich reduziertes Treibhauspotenzial mit einer elektrischen Festigkeit, die mit der von SF₆ vergleichbar ist. Aufgrund ihrer höheren Siedepunkte bei atmosphärischem Druck werden sie jedoch im praktischen

Einsatz mit Trägergasen wie Kohlendioxid (CO_2) oder Stickstoff (N_2) gemischt. Trockene Luft besteht aus etwa 20% Sauerstoff (O_2) und 80% Stickstoff (N_2). Sie verflüssigt sich erst bei Temperaturen unter $-183\text{ }^\circ\text{C}$ und liegt bei Raumtemperatur auch unter hohen Drücken ($> 200\text{ bar}$) in einem homogenen gasförmigen Zustand vor. Der wesentliche Nachteil natürlicher Gase besteht in ihrer geringeren elektrischen Festigkeit im Vergleich zu SF_6 , was höhere Betriebsdrücke und/oder größere Abmessungen der Betriebsmittel erforderlich macht [CIGRE, 2021b].

In [Hensel, 2025a] werden diese drei alternativen Isoliergase mittels numerischer Simulation untersucht, wobei für jedes Gas ein Ionen-Drift-Diffusionsmodell angewendet wird. Da SF_6 stark elektronegativ ist, also freie Elektronen nahezu instantan an ein Molekül gebunden werden und ein negatives Ion bilden, können freie Elektronen im Ionen-Drift-Diffusionsmodell vernachlässigt werden. Die F-Gase NovecTM- $\text{C}_4\text{F}_7\text{N}$ und $-\text{C}_5\text{F}_{10}\text{O}$ sind ebenfalls elektronegativ, daher können in der Berechnung der Ladungsbewegung ebenfalls Elektronen vernachlässigt werden, womit nur positive und negative Ionen berücksichtigt werden [Jiang *et al.*, 2026], [Xiao, 2025]. Im Fall von CleanAir, einem unter hohen Druck stehenden O_2/N_2 -Gemisch, weist ausschließlich Sauerstoff eine schwach ausgeprägte Elektronenanlagerungsfähigkeit auf. Aufgrund der hohen Teilchendichte bei erhöhtem Betriebsdruck ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen stark reduziert. Zudem besitzen Elektronen eine sehr hohe Beweglichkeit, sodass sie in sehr kurzer Zeit zur Anode abtransportiert werden. Gleichzeitig erfolgen Anlagerungsprozessen an O_2 , wodurch negative Ionen gebildet werden. Daher werden in den nachfolgenden Simulationen von O_2/N_2 -Gas auf eine Berücksichtigung von Elektronen in der Ladungstransportmodellierung ebenfalls verzichtet, da der Ladungstransport in unter hohem Druck stehenden O_2/N_2 -Gas maßgeblich von positiven und negativen Ionen bestimmt wird [Xiao, 2025].

Analysiert wird die Ionenkonzentration der jeweiligen Gase, insbesondere im Vergleich zur Anwendung von SF_6 . Insgesamt werden vier Gase betrachtet: SF_6 , trockene Luft (20% O_2 /80% N_2), $\text{C}_4\text{F}_7\text{N}$ (5%)/ CO_2 (95%) sowie $\text{C}_5\text{F}_{10}\text{O}$ (5%)/ CO_2 (95%). Die für das Ionen-Drift-Diffusionsmodell relevanten Gasparameter sind in Tabelle 3.3 aufgeführt und sind aus [Lavesson und Doiron, 2015], [Toigo *et al.*, 2020], [Nechmi *et al.*, 2017], [Egüz *et*

al., 2019], [Du *et al.*, 2021], [Demura, 2019], [Chachereau *et al.*, 2017], [Li *et al.*, 2017], [Bekstein *et al.*, 2008], [Hösl *et al.*, 2017], [Kadoya *et al.*, 1985] entnommen.

Der dominierende Mechanismus zur Ionenerzeugung im Gas neben dem angelegten elektrischen Feld ist die natürliche Ionisierung infolge kosmischer Strahlung. Die resultierende Ionisierungsrate hängt dabei von der mittleren Energie ab, die zur Bildung eines Ionenpaares erforderlich ist [Lucchini und Marconato, 2023]. Hier wird aufgrund der angenommen konstanten Hintergrundstrahlung sowie die vergleichbaren mittleren Ionisationsenergien der betrachteten Gase eine konstante Ionisierungsrate von $S = 3,8 \cdot 10^7$ $1/\text{m}^3 \cdot \text{s}$ angenommen.

Tabelle 3.3: Relevante Gasparameter.

Gas	Dichte/ (kg/m^3)	Wärme- leitfähig- keit/ ($\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$)	Wärme- kapazität/ ($\text{J}/\text{kg} \cdot \text{K}$)	Ionen- mobilität/ (m^2/Vs)	Rekombi- nations- rate/ (m^3/s)
SF_6	6,07	0,0121	665	$7 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-13}$
$\text{C}_4\text{F}_7\text{N}(5\%)/$ $\text{CO}_2(95\%)$	6,26	0,0193	1156	$1,09 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-13}$
$\text{C}_5\text{F}_{10}\text{O}(5$ $\%)/\text{CO}_2(95$ $\%)$	10	0,022	800	$1,09 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-13}$
$\text{O}_2(20\%)/$ $\text{N}_2(80\%)$	1,177	0,02624	1004	$2,73 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-12}$

Das dreidimensionale Geometriemodell entspricht dem aus Kapitel 3.6 und der numerische Lösungsansatz entspricht dem Ionen-Drift-Diffusionsmodell aus Kapitel 3.3. Die Randbedingungen entsprechen derer aus Abbildung 3.18, bis auf den Temperaturgradienten zwischen Leiter und geerdeter Hülle, welcher hier mit 35 K statt 40 K definiert ist. Die Konzentration der positiven Ionen p und der negativen Ionen n in SF_6 Gas sind in Abbildung 3.21 dargestellt. Die positiven Ionen konzentrieren sich in der Nähe der geerdeten Hülle sowie unterhalb des Stützhalters. Die negativen Ionen hingegen konzentrieren sich im SF_6 Gas im Bereich des Leiters, mit Ausnahme der Tripelpunkte zwischen Gas, Leiter und Stützhalter. Die Verteilung der negativen Ladungen ist somit entgegengesetzt zur Verteilung der positiven Ladungen.

Auffällig ist, dass auf der Oberseite des Stützhalters die Intensität der Ionenkonzentration sowohl für p als auch für n sehr gering ist, mit Ausnahme des Tripelpunkts bei Betrachtung der positiven Ionen.

In Abbildung 3.22 und 3.23 sind die Konzentrationen der positiven und negativen Ionen sowohl im $\text{C}_4\text{F}_7\text{N}(5\%)/\text{CO}_2(95\%)$ Gas als auch im $\text{C}_5\text{F}_{10}\text{O}(5\%)/\text{CO}_2(95\%)$ Gas dargestellt. Da die Gasparameter der beiden Novec-Gase ähnlich sind, weisen die Simulationsergebnisse ein vergleichbares Verhalten auf. Die Verteilung der positiven Ionen ähnelt der von SF_6 , die Intensität ist jedoch deutlich geringer. Die Verteilung der negativen Ionen unterscheidet sich hingegen deutlich von derjenigen im SF_6 Gas. Zwar konzentrieren sich die negativen Ionen ebenfalls in der Nähe des Leiters, jedoch zeigt sich das Maximum der Ionenkonzentration im Bereich der Tripelpunkte unterhalb des Stützhalters am Leiter. In diesem Bereich ist die Konzentration negativer Ionen im SF_6 Gas vergleichsweise gering, jedoch ist die generelle Intensität der negativen Ionenkonzentration geringer als im SF_6 Gas.

Die Ionenkonzentration in trockener Luft ($\text{O}_2(20\%)/\text{N}_2(80\%)$) sind in Abbildung 3.24 dargestellt. Im Vergleich der zuvor betrachteten Gase ist die Intensität hier deutlich geringer. Die räumliche Verteilung ähnelt der Novec-Gase und unterscheidet sich deutlich von der Ionenkonzentrationsverteilung von SF_6 .

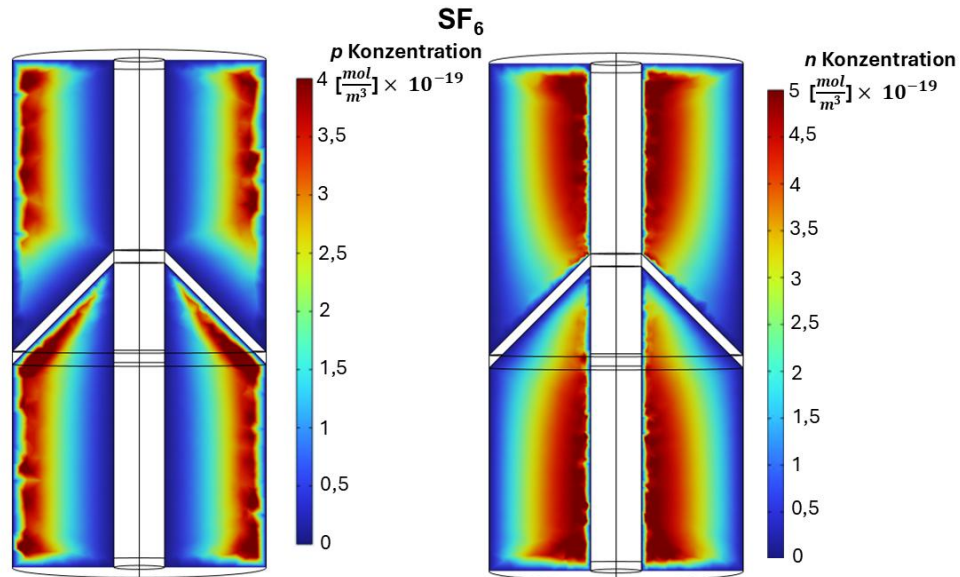


Abbildung 3.21: Positive und negative Ionenkonzentration in SF_6 .

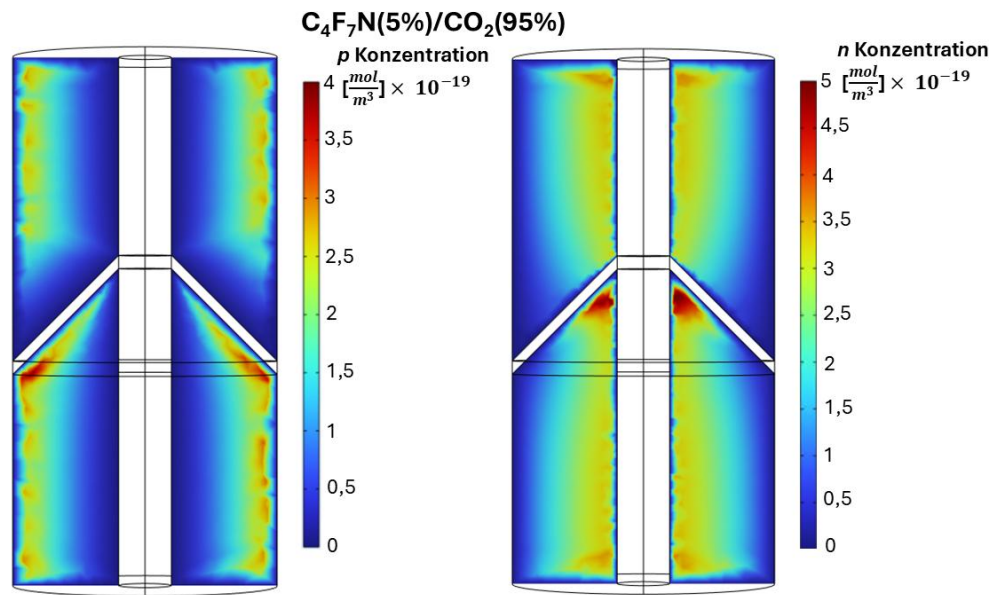


Abbildung 3.22: Positive und negative Ionenkonzentration in C₄F₇N(5%)/CO₂(95 %).

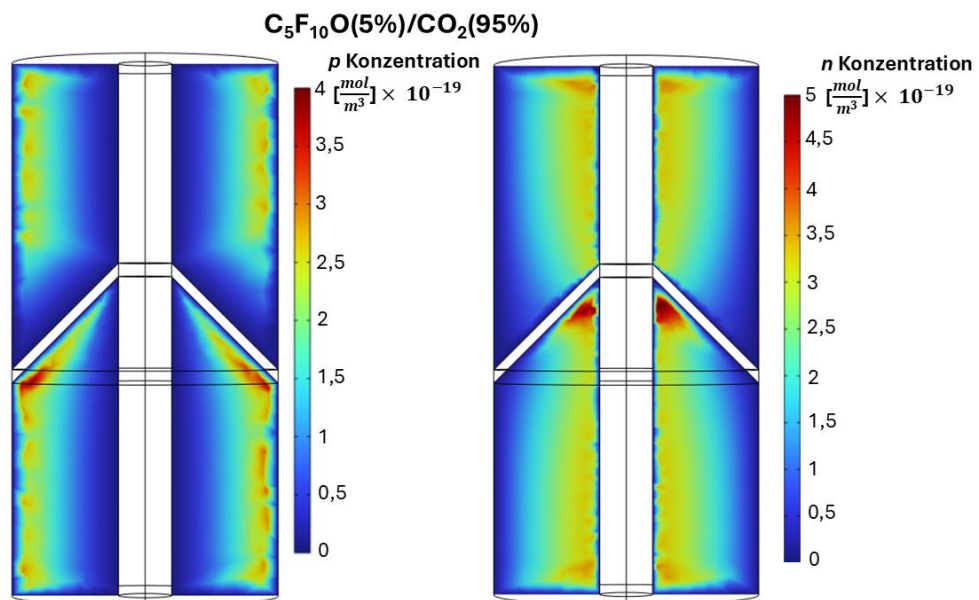


Abbildung 3.23: Positive und negative Ionenkonzentration in C₅F₁₀O(5 %)/CO₂ (95 %).

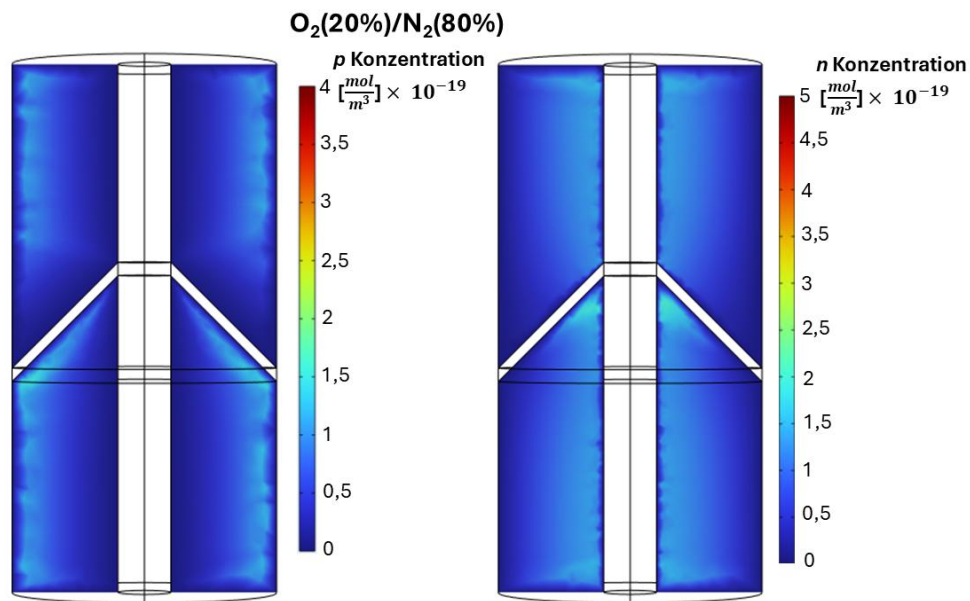


Abbildung 3.24: Positive und negative Ionenkonzentration in O₂(20%)/N₂(80%).

Die Entwicklung von Ionen-Drift-Diffusionsmodellen ermöglicht eine physikalisch konsistente Beschreibung des Ladungstransports in den alternativen Gasen und erlaubt eine detaillierte Untersuchung für unterschiedliche Betriebsszenarien. Dies ist insbesondere vor dem Hintergrund relevant, dass derzeit keine universelle Alternative existiert, die SF₆ in allen Anwendungen ersetzen kann, sondern vielmehr spezifische Gase für spezifische Einsatzbereiche geeignet sind.

Die Simulationsergebnisse der Ionen-Drift-Diffusionsmodelle für potentielle alternative Gase zeigen teils deutliche Unterschiede in den Ionenkonzentrationen auf, insbesondere im Vergleich mit SF₆. Die Ladungsverteilung im Gas hat in Gleichspannungsanwendungen hohe Relevanz, da sie einen maßgeblichen Einfluss auf die Betriebssicherheit des Systems hat.

4. Untersuchung von Feldsteuerungstechniken für gasisolierte HGÜ-Systeme

Neben dem Einsatz alternativer Isoliergase stellt die Anwendung von Feldsteuerungstechniken eine weitere Möglichkeit zur Reduktion der Verwendung von SF₆ dar (vgl. Kapitel 2.10). Durch Feldsteuerungstechniken kann die elektrische Feldstärke an kritischen Orten im System reduziert werden, wodurch sich die Durchschlags- und Teilentladungsgefahr reduziert. Dies ermöglicht eine kompaktere Auslegung des Systems und führt gleichzeitig zu einer Reduktion des benötigten Volumens an eingesetztem SF₆ Gas. Daher sind Feldsteuerungstechniken in HGÜ-gasisolierten Systemen aktuelles Thema der Forschung der elektrischen Energieübertragungstechnik und sollen auch hier unter Anwendung des erarbeiteten Simulationsmodells untersucht werden [CIGRE, 2021a], [CIGRE, 2022b].

Feldsteuerungstechniken bieten neben der Reduktion des benötigten Isoliergasvolumens weitere wesentliche Vorteile. Sie ermöglichen eine gezielte Beeinflussung der Ladungsverteilung, welche unter Gleichspannungsbedingungen zu Feldverzerrungen und Feldinversionseffekten führen können. Insbesondere auf der Oberfläche des Stützhalters sind Ladungsakkumulationen problematisch, daher werden Feldsteuerungstechniken gezielt dort eingesetzt. Hohe lokale elektrische Feldstärken beschleunigen zudem die Alterung und chemische Degradation der Feststoffmaterialien, daher können Feldsteuerungsmaterialien auch diesen Effekten entgegen wirken.

Im Folgenden werden die in Kapitel 2.10 vorgestellten Feldsteuerungstechniken mittels numerischer Simulation untersucht. Hierzu werden elektrische Leitfähigkeitsmodelle für nichtlineare Feldsteuerungsmaterialien auf Basis experimenteller Messdaten hergeleitet und miteinander verglichen. Darüber hinaus werden FGM-Anwendungen betrachtet, bei denen die räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit gezielt variiert wird. Zusätzlich wird untersucht, inwieweit Feldsteuerungsmaterialien lediglich als Oberflächenbeschichtung des Stützhalters eingesetzt werden können, anstatt dem gesamten Stützhaltervolumen beigemischt zu werden. Diese Methode ist von Interesse, da sie sich industriell leichter umsetzen lässt [Yao *et al.*, 2025], [Alkunte *et al.*, 2024].

Weiterhin werden auch verschiedene Gleichspannungszustände untersucht, bei denen kurzzeitige Wechselfeldanteile auftreten, wie beispielsweise während des Einschaltvorgang oder einer Blitzstoßspannung. Dabei muss auch die Permittivität des Isoliermaterials betrachtet werden, da es neben resistiven auch zu kapazitiven Feldern kommt (vgl. Kapitel 2.9.1). Anschließend werden tiefe neuronale Netze eingesetzt, um sowohl die FGM-Leitfähigkeitsverteilung im Material als auch die Geometrie des Stützhalters im Hinblick auf der Minimierung der elektrischen Feldstärke zu optimieren. In diesem Kapitel werden die Felsteuerungstechniken mit dem vereinfachten EQS-Modell untersucht, bei dem das Leitfähigkeitsmodell (3.2) genutzt wird und auf die Berücksichtigung der Elektrodenrauheit und Konvektion im Gas verzichtet wird.

4.1 Feldsteuerungsmaterialien in HGÜ-gasisolierten Systemen

Im Folgenden werden die Ergebnisse aus [Hensel, 2024b] vorgestellt. Dort werden drei unterschiedliche nichtlineare Füllpartikel sowie eine FGM-Anwendung, bei der die elektrische Leitfähigkeit des Feststoffmaterials gezielt räumlich verändert wird, untersucht. Grundlage der Untersuchung ist das in Abbildung 3.5 dargestellte Geometriemodell, wobei für alle Simulationen identische Randbedingungen angesetzt werden. Bei den betrachteten nichtlinearen Füllpartikeln handelt es sich um Zinkoxid-Mikrovaristoren (ZnO) mit ausgeprägter Nichtlinearität sowie um Siliciumcarbid (SiC)- und Iriotec® 7000-Partikel (Merck KGaA), die ein vergleichsweise geringeres nichtlineares Leitfähigkeitsverhalten aufweisen.

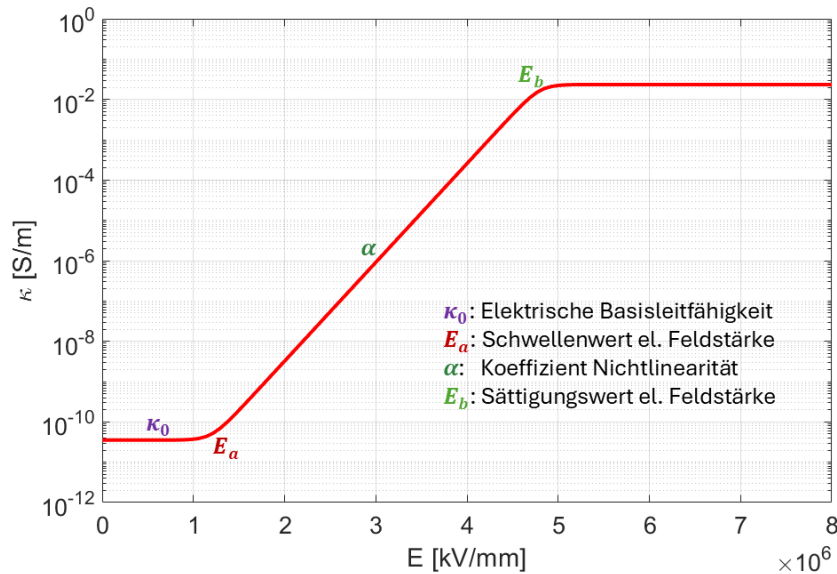
4.1.1 Zinkoxid

Derzeit stellt Epoxidharz, das mit ZnO-Mikrovaristoren gefüllt ist, eine der geeignetsten und häufigsten Anwendung von nichtlinearen Füllstoffen dar. Es zeichnet sich durch eine ausgeprägte Nichtlinearität der elektrischen Leitfähigkeit aus. Handelsübliche Verbundwerkstoffe weisen dabei typischerweise eine Schaltfeldstärke von $E = 1,2 \text{ kV/mm}$ auf [Li *et al.*, 2020a]. Die elektrische Leitfähigkeit von mit ZnO-Mikrovaristoren gefülltem Epoxidharz in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es zeigt eine ausgeprägte nichtlineare Kennlinie, welcher der aus Abbildung 2.6 (vgl. Kapitel 2.10.2) entspricht, und sich durch die charakteristischen vier Parameter κ_0 , E_a , α und E_b beschreiben lässt. Der Einsatzzpunkt der Nichtlinearität beginnt bei der elektrischen Feldstärke $E_a = 1,2 \text{ kV/mm}$ und das Sättigungsfeld liegt bei $E_b = 4,8 \text{ kV/mm}$. Das

nichtlineare Modell zur Beschreibung des Leitfähigkeitsverhalten des mit ZnO-Mikrovaristoren gefülltem Epoxidharz orientiert sich dabei aus dem Modell aus [Li *et al.*, 2020a]. Die elektrische Leitfähigkeit des mit ZnO-Mikrovaristoren gefülltem Epoxidharz lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\kappa_{\text{Stützhalter,ZnO}} = \kappa_0 \cdot \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \cdot \frac{\sqrt{1 + 10^{m(E-E_1)}}}{\sqrt{1 + 10^{m(E-E_2)}}}, \quad (4.1)$$

wobei $\kappa_0 = 2,2 \cdot 10^5$, $m = 4,9 \text{ mm/kV}$, $E_1 = 1,2 \text{ kV/mm}$ und $E_2 = 4,8 \text{ kV/mm}$ betragen. In Abbildung 4.2 ist die resultierende elektrische Feldstärkeverteilung bei Anwendung von ZnO-Mikrovaristoren im Stützhaltermaterial gezeigt. Im Vergleich zur Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6 rechts, bei der keine Feldsteuerung angewendet wird, ist eine deutliche Reduktion der elektrischen Feldbelastung am hochbeanspruchten Tripelpunkt zu beobachten. Dies spiegelt sich auch im maximalen Wert der elektrischen Feldstärke wider, der von $E_{\text{max}} = 7,79 \text{ kV/mm}$ auf $E_{\text{max}} = 5,29 \text{ kV/mm}$ reduziert wird. Dies entspricht einer Reduktion der maximalen Feldstärke um etwa 32% in diesem Anwendungsfall.



Abbildungung 4.1: Nichtlineare Kennlinie der elektrischen Leitfähigkeit des mit ZnO-Mikrovaristoren gefülltem Epoxidharz in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke.

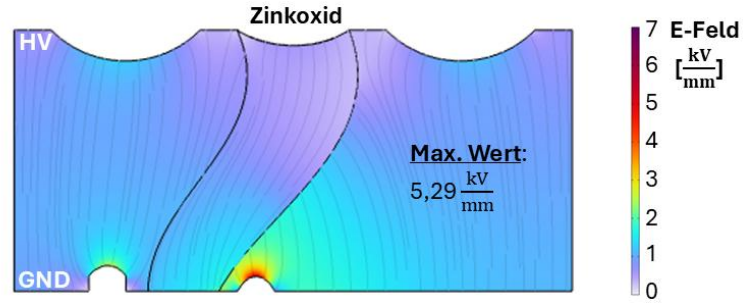


Abbildung 4.2: Elektrische Feldverteilung mit Anwendung des mit ZnO-Mikrovaristoren gefülltem Epoxidharz.

4.1.2 Siliciumcarbid

Neben ZnO als nichtlinearen Füllstoff wird auch Siliciumcarbid (SiC) genutzt. In Abbildung 4.3 sind Messdaten (rote Sterne) der elektrischen Leitfähigkeit von Epoxidharz mit 14% Mikropartikeln SiC und einer Korngröße von etwa 20 μm gegenüber der elektrischen Feldstärke dargestellt. Aus diesen Messdaten, welche aus [Liang *et al.*, 2018] entnommen sind, wird ein nichtlineares elektrisches Leitfähigkeitsmodell hergeleitet, dessen Verlauf in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke als blaue Linie in Abbildung 4.3 zu sehen ist. Im Vergleich zu ZnO-Mikrovaristoren zeigt sich eine deutlich geringere Nichtlinearität. Das Modell wird mit

$$\kappa_{\text{Stützhalter, SiC}} = \kappa_0 \cdot \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(1 + \left(\frac{E}{E_b}\right)^a\right) \quad (4.2)$$

beschrieben, wobei $\kappa_0 = 17$, $E_b = 2 \cdot 10^6$ kV/mm und $a = 3,3$ sind.

Abbildung 4.4 zeigt die resultierende elektrische Feldverteilung bei Anwendung der SiC-Füllstoffen beziehungsweise bei Gleichung (4.2). Im Vergleich zur Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6 ist die maximale Feldstärke mit 6,36 kV/mm reduziert (Dies entspricht einer Reduktion von 18%). Die so reduzierte Feldstärke bleibt im Vergleich zu dem Ergebnis, bei dem ZnO-Mikrovaristoren eingesetzt werden, deutlich höher.

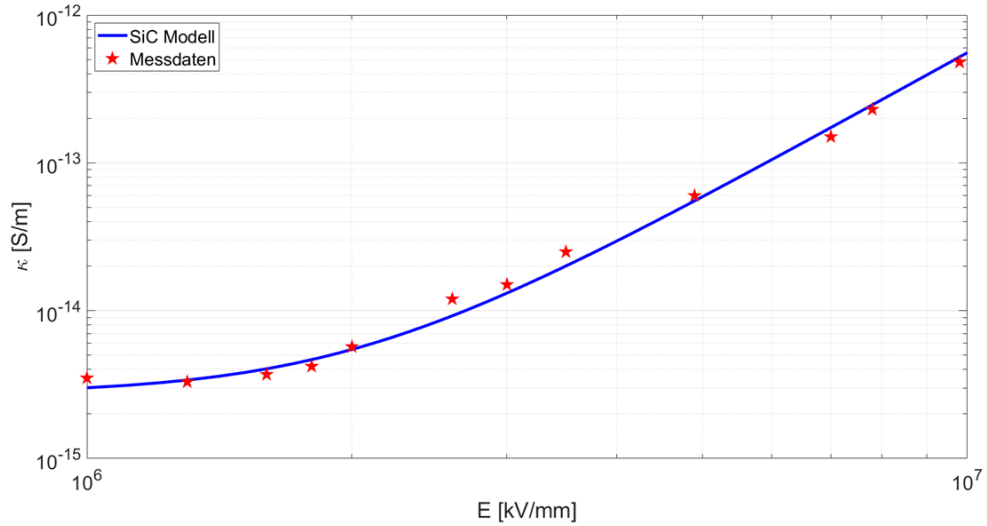


Abbildung 4.3: Nichtlineare Kennlinie der elektrischen Leitfähigkeit des mit 14% SiC-Mikropartikeln gefülltem Epoxidharz in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke.

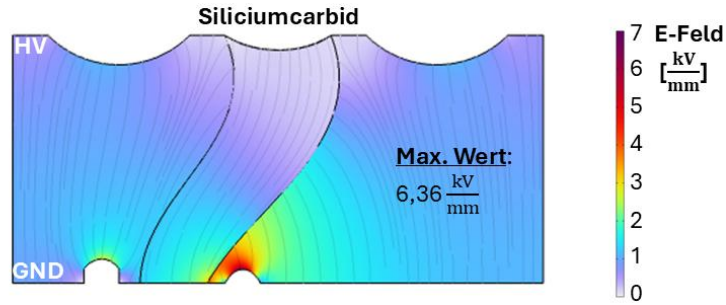


Abbildung 4.4: Elektrische Feldverteilung mit Anwendung des mit 14% SiC-Mikropartikeln gefülltem Epoxidharz.

4.1.3 Iriotec® 7000

Ein weiteres nichtlineares Füllmaterial sind die Iriotec® 7000-Partikel der Firma Merck mit einer Partikelgröße von 5 μm bis 20 μm . Dabei handelt es sich um Glimmerpartikel, die mit einer antimondotierten Zinnoxidschicht beschichtet sind und eine moderat ausgeprägte Nichtlinearität aufweisen [Li et al., 2020a], [Winter et al., 2013], [Winter et al., 2014]. Die Messdaten (rote Sterne) der elektrischen Leitfähigkeit von Epoxidharz mit 38% Iriotec® 7000-Füllstoffen in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke sind in Abbildung 4.5 dargestellt und aus [Li et al., 2020a] entnommen. Aus diesen Daten ist ein elektrisches Leitfähigkeitsmodell hergeleitet, das als blaue Linie in Abbildung 4.5 gegen die elektrische Feldstärke dargestellt ist und beschrieben wird durch

$$\kappa_{\text{Stützhalter,Iriotec}} = \kappa_0 \cdot \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \cdot \exp(b \cdot E) \quad (4.3)$$

mit $\kappa_0 = 5 \cdot 10^2$ und $b = 0,35 \cdot 10^{-6} \text{ mm/kV}$.

Die resultierende elektrische Feldstärkeverteilung bei Anwendung von (4.3) ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Durch den Einsatz von Iriotec® 7000-Füllstoffen wird die maximale elektrische Feldstärke um ca. 13% von 7,79 kV/mm auf 6,8 kV/mm reduziert.

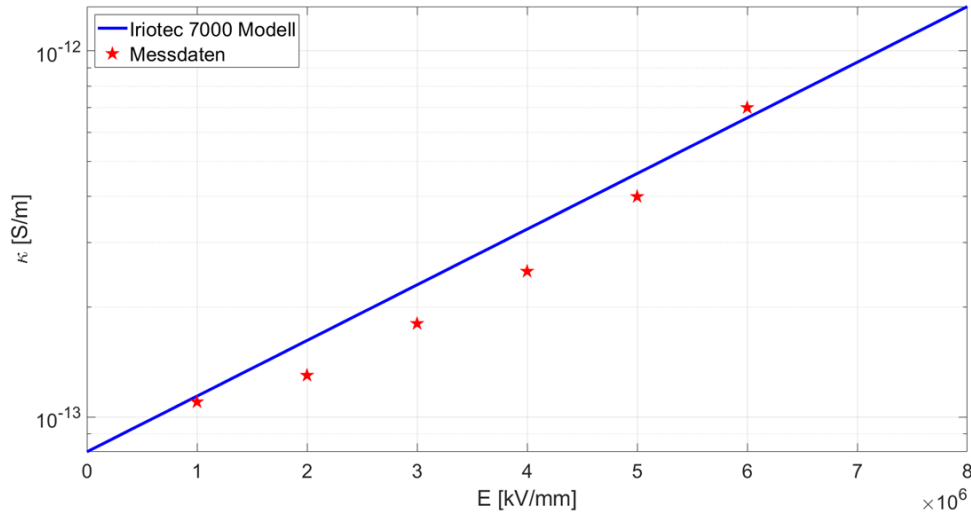


Abbildung 4.5: Nichtlineare Kennlinie der elektrischen Leitfähigkeit des mit Iriotec® 7000-Partikeln gefüllten Epoxidharz in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke.

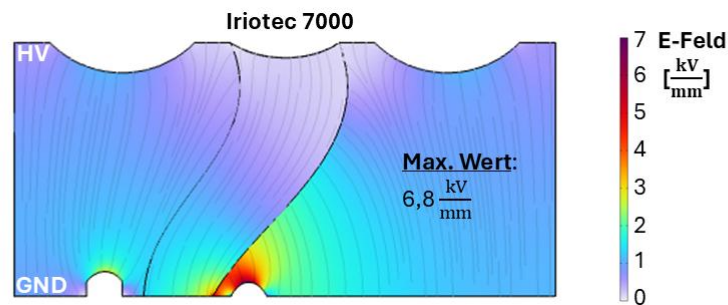


Abbildung 4.6: Elektrische Feldverteilung mit Anwendung des mit Iriotec® 7000-Partikeln gefüllten Epoxidharz.

4.1.4 FGM

Eine räumliche Verteilung von Füllstoffen mit konstanten Materialparametern, wie der elektrischen Leitfähigkeit, stellt die Feldsteuerungstechnik FGM dar. Das grundlegende Konzept besteht darin die elektrische Leitfähigkeit lokal dort zu erhöhen, wo im gasisolierten System hohe elektrische Feldstärken zu erwarten sind. Das sind üblicherweise die Tripelpunkte zwischen Elektroden, Gas und Stützhalter, daher ist eine erhöhte elektrische Leitfähigkeit in der Nähe von Leiter und geerdeter Hülle wirksam, um Feldüberhöhungen zu reduzieren. Aus diesem Grund wird eine elektrische Leitfähigkeitsverteilung im

Stützhalter nach Abbildung 4.7 betrachtet, bei der die elektrische Leitfähigkeit in den Bereichen der Elektroden um den Faktor zehn erhöht ist und parabolisch in Richtung des Stützhalterzentrums abnimmt, bis sie den Faktor eins erreicht.

Die elektrische Leitfähigkeit des Stützhaltermaterials wird weiterhin durch Gleichung (2.30) beschrieben, jedoch mit einem zusätzlichen radial abhängigen Skalierungsfaktor, der der in Abbildung 4.7 dargestellten Verteilung folgt. Der Stützhalter erstreckt sich dabei radial vom Leiter mit einem Radius von $r = 0,2$ m bis zur geerdeten Hülle mit einem Radius von $r = 0,55$ m (siehe Abbildung 3.5). Dies entspricht einer typischen FGM-Verteilung, wie sie auch in [Hayakawa, 2018a] und [Rachmawati *et al.*, 2020] angewendet wird.

Abbildung 4.8 zeigt die elektrische Feldverteilung im gewählten gasisolierten Geometriemodell unter Anwendung des FGM-Stützhalters. Durch den Einsatz des FGM-Stützhalters wird eine deutliche Reduktion der elektrischen Feldstärke erreicht, insbesondere im Bereich des elektrisch hochbelasteten Tripelpunkts. Der maximale Wert der elektrischen Feldstärke beträgt $5,23$ kV/mm, was einer Reduktion der maximalen Feldstärke um ca. 33% entspricht, gegenüber einem Stützhalter ohne Feldsteuerung (siehe Abbildung 3.6 mit $E_{\max} = 7,79$ kV/mm).

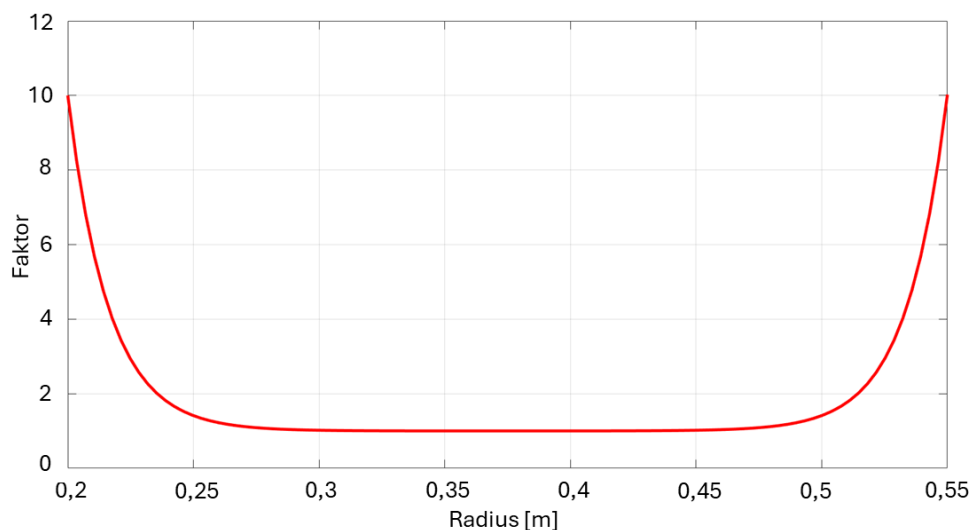


Abbildung 4.7: Graphische Darstellung des FGM-Skalierungsfaktors der elektrischen Leitfähigkeit des Stützhaltermaterials.

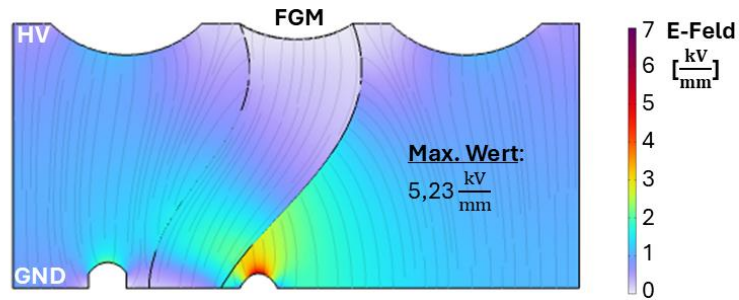


Abbildung 4.8: Elektrische Feldstärkeverteilung mit Anwendung eines FGM-Stützhal- ters.

4.1.5 Schlussfolgerung aus den untersuchten Feldsteuerungstechniken

Im Kapitel 4.1 wurden drei feldsteuernde Verbundwerkstoffe sowie eine FGM-Anwen- dung in Bezug auf die elektrische Feldverteilung simuliert und miteinander verglichen. In Tabelle 4.1 sind die maximalen elektrischen Feldstärkewerte für die untersuchten Feld- steuerungsansätze zusammengefasst. Zusätzlich ist für jede Variante die prozentuale Ab- weichung gegenüber der maximalen elektrischen Feldstärke angegeben, die in der Refe- renzkonfiguration ohne Anwendung einer Feldsteuerungstechnik auftritt.

Die geringste maximale elektrische Feldstärk wird mit der FGM-Anwendung erzielt und beträgt 5,23 kV/mm, was einer Reduktion von 33% gegenüber dem Referenzfall ent- spricht. Vergleichbare Ergebnisse werden durch den Einsatz von ZnO-Mikrovaristor Füllstoffen erreicht. In diesem Fall liegt die maximale elektrische Feldstärke bei 5,29 kV/mm, was einer Reduktion von 32% entspricht und damit nur geringfügig vom Ergeb- nis mit Anwendung von FGM abweicht.

Da die technische Umsetzung von FGM-Stützhaltern mit erheblichen fertigungstechni- schen Aufwand verbunden ist, stellen ZnO-Füllstoffe eine vielversprechende Alternative zur Reduktion der maximalen elektrischen Feldstärke dar.

Tabelle 4.1: Maximale Werte der elektrischen Feldstärke für verschiedene Anwendungen.

Anwendung	Max. E-Feld	Prozentuale Abweichung von Referenzkonfiguration
Referenzkonfiguration	7,79 kV/mm	0%
ZnO-Feldsteuerung	5,29 kV/mm	-32%
SiC-Feldsteuerung	6,34 kV/mm	-18%
Iriotec 7000-Feldsteuerung	6,8 kV/mm	-13%
FGM	5,23 kV/mm	-33%

4.2 Oberflächen-Feldsteuerungsmaterialien

Eine weitere Feldsteuerungstechnik für HGÜ-gasisolierte Systeme ist der Einsatz von feldsteuernder Materialien auf der Oberfläche des Stützhalters (engl. surface field grading materials, SFGM). Im Gegensatz zum Einsatz der Füllpartikel im gesamten Volumen des Feststoffs, werden diese gezielt an der Grenzfläche zwischen Gas und Stützhalter eingesetzt, da dort das System besonders empfindlich gegenüber Feldüberhöhungen ist (vgl. Kapitel 2.9.2). Dieses Vorgehen bietet den Vorteil, dass eine vergleichbare Reduktion der elektrischen Feldbeanspruchung erzielt werden kann, während die Umsetzung aus fertigungstechnischer Sicht einfacher zu realisieren ist. Daher gelten SFGM als einer der wirtschaftlichsten und praktisch gut umsetzbare Methoden zur Verbesserung des Isolierverhaltens von Stützhaltern in HGÜ-gasisolierten Systemen [Du *et al.*, 2022]. Ebenfalls hat SFGM den Vorteil, dass die durch die vergleichsweise erhöhte elektrische Leitfähigkeit eintretenden Leckströme nur an der Oberfläche des Feststoffisolators vorkommen, statt im ganzen Volumen [Ran *et al.*, 2019]. Eingesetzt werden dabei sowohl nichtlineare feldsteuernde Materialien, als auch Füllstoffe zur Umsetzung von FGM [Du *et al.*, 2022], [Wang *et al.*, 2021], [Ran *et al.*, 2019], [Yao *et al.*, 2022], [Liang *et al.*, 2022].

Zur fertigungstechnischen Realisierung von SFGM existieren verschiedene Ansätze. Ein Ansatz besteht in der räumlichen Variation der elektrischen Leitfähigkeit in der Oberflächenschicht des Stützhalters durch den Einsatz leitfähiger Füllstoffe wie Ruß oder Kohlenstoffnanoröhren [Hayakawa *et al.*, 2018a], [Hayakawa *et al.*, 2016]. Die Herstellung solcher Schichten kann beispielsweise mittels Magnetronspütern, elektrochemischer Fluorierung oder Elektrosponning erfolgen [Yao *et al.*, 2022], [Ran *et al.*, 2020], [Li *et al.*, 2020b]. Ein weiterer Ansatz basiert auf der Beschichtung von nichtlinearen

feldsteuernden Materialien wie SiC, ZnO oder Calciumkupfertitanat (CCTO) [Wang *et al.*, 2021], [Liang *et al.*, 2022], [Li *et al.*, 2020a].

In [Hensel *et al.*, 2024d] wird der Einsatz von verschiedenen SFGM-Anwendungen in einem HGÜ-gasisolierten System und dessen Einfluss auf die elektrische Feldverteilung untersucht, bei denen eine Oberflächenschicht von 3mm auf dem Stützhaltervolumen modelliert wird. Im Folgenden werden die Ergebnisse vorgestellt, bei der SiC Füllstoffe und CCTO Füllpartikel in der Schicht zum Einsatz kommen. Die untersuchte Geometrie entspricht der aus Abbildung 3.5 und zum Vergleich zu vorherigen Ergebnissen werden die gleichen Randbedingungen angesetzt.

4.2.1 SiC SFGM

Die elektrische Leitfähigkeit im Volumen des Stützhalters wird weiterhin durch die Gleichung (2.30) für Epoxidharz beschrieben. Die Oberflächenschicht hingegen wird durch ein elektrisches Leitfähigkeitsmodell beschrieben, das aus Messdaten einer Epoxidharzschicht mit einem SiC-Gehalt von 60 parts per hundred rubber (PHR; bezogen auf 100 (Massen-)Teile des Grundpolymers Epoxidharz, Korngröße 12 μm) abgeleitet ist [Liang *et al.*, 2022]. Die Gleichung wird beschrieben durch

$$\kappa_{\text{Stützhalter, SiC 60 PHR}} = \kappa_0 \cdot \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \cdot \exp(c \cdot E), \quad (4.4)$$

wobei $\kappa_0 = 50$ und $c = 8 \cdot 10^{-7}$ darstellen. In Abbildung 4.9 ist das Leitfähigkeitsmodell gemäß Gleichung (4.4) als blaue Linie in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke dargestellt.

In Abbildung 4.10 ist die elektrische Feldverteilung unter Anwendung der SiC-Beschichtung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die SiC-Beschichtung eine deutliche Reduktion der elektrischen Feldstärkeverteilung im Vergleich zur Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6 bewirkt. Die maximale elektrische Feldstärke wird von 7,79 kV/mm auf 6 kV/mm reduziert, was einer Reduzierung von ungefähr 23% entspricht.

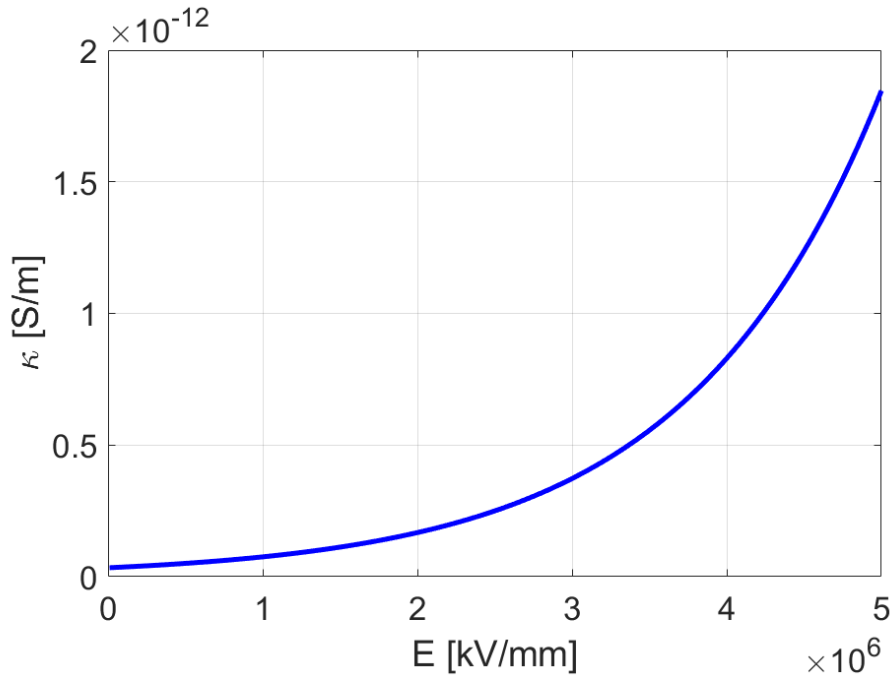


Abbildung 4.9: Nichtlineare Kennlinie der elektrischen Leitfähigkeit des Epoxidharzschicht mit einem SiC-Gehalt von 60 PHR in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke.

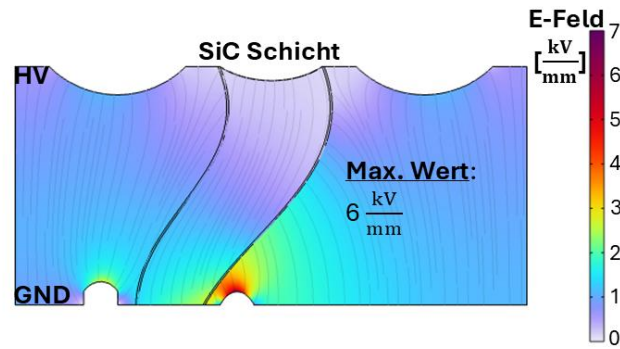


Abbildung 4.10: Elektrische Feldstärkeverteilung mit Anwendung von SiC-SFGM.

4.2.2 CCTO SFGM

Ein weiteres nichtlineares Füllmaterial ist Calciumkupfertitanat (CCTO), welches aufgrund seiner nichtlinearen elektrischen Eigenschaften zunehmend für Feldsteuerungsanwendungen in Hochspannungsisolationssystemen untersucht wird, wie in [Wang *et al.*, 2021]. Ein nichtlineares Leitfähigkeitsmodell, hergeleitet aus Messdaten von [Wang *et al.*, 2021], für ein mit CCTO-Partikeln befüllter Epoxidharzgrundstoff, wird beschrieben durch

$$\kappa_{\text{Stützhalter,CCTO}} = \kappa_0 \cdot \exp\left(-\frac{W}{k_B T}\right) \cdot \exp(d \cdot E), \quad (4.5)$$

wobei $\kappa_0 = 6$ und $d = 1,85 \cdot 10^{-6}$ darstellen. Die Kennlinie von Gleichung (4.5) über der elektrischen Feldstärke ist als rote Linie in Abbildung 4.11 dargestellt. Daraus ist zu erkennen, dass dieses Füllmaterial eine höhere Nichtlinearität besitzt als die zuvor untersuchte SiC-Schicht.

Die elektrische Feldstärkeverteilung bei Anwendung der CCTO-SFGM-Beschichtung ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Diese führt zu einer Senkung der elektrischen Feldbeanspruchung, wobei eine nochmal geringere maximale elektrische Feldstärke erreicht wird. Der maximale Feldstärkewert beträgt 5,7 kV/mm und liegt damit unter dem mit der SiC-SFGM-Schicht erzielten Wert von 6 kV/mm (siehe Abbildung 4.10). Verglichen mit dem Referenzwert 7,79 kV/mm, der ohne die Anwendung einer Feldsteuerung entsteht, entspricht das einer Reduktion der maximalen elektrischen Feldstärke von ungefähr 27%. Dies zeigt, dass eine effektive Feldsteuerung durch SFGM erreicht werden kann.

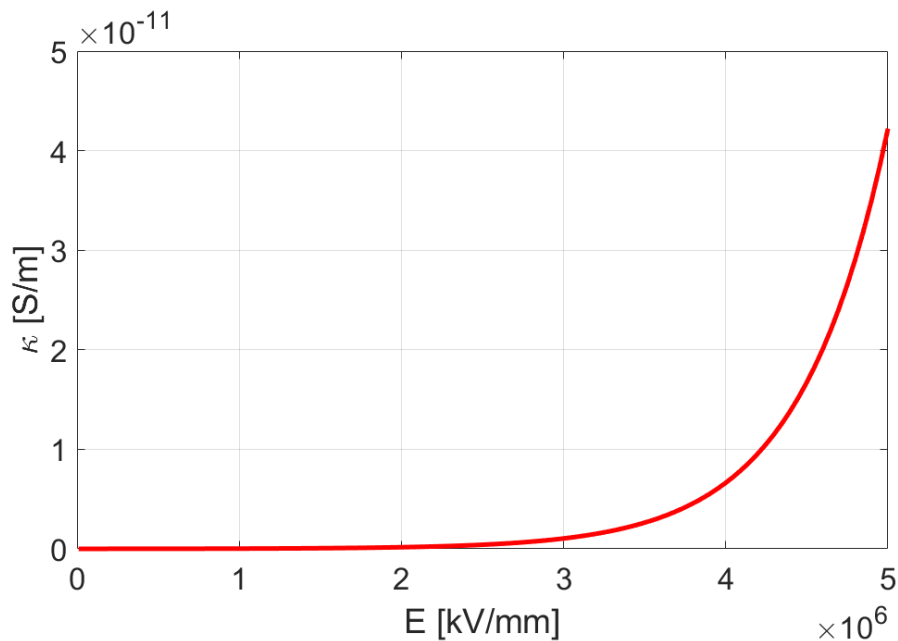


Abbildung 4.11: Nichtlineare Kennlinie der elektrischen Leitfähigkeit des Epoxidharzschicht mit CCTO Füllpartikeln in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke.

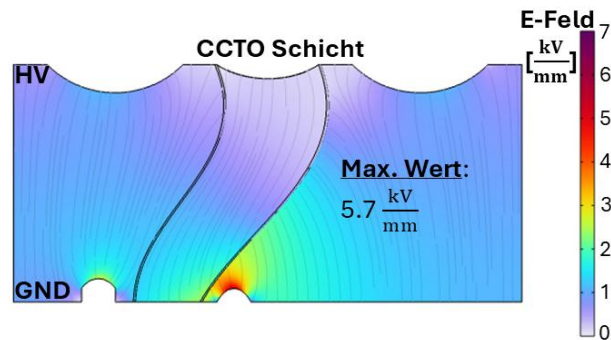


Abbildung 4.12: Elektrische Feldstärkeverteilung mit Anwendung von CCTO-SFGM.

4.3 FGM für verschiedene Gleichspannungsformen

Neben resistiv geprägten elektrischen Feldern können im Gleichspannungsbetrieb auch kapazitive Feldanteile auftreten, insbesondere bei transienten Spannungsänderung, beispielsweise beim Einschalten der Gleichspannung oder beim Auftreten einer Blitzstoßspannung.

Die bisherigen Untersuchungen zu Feldsteuerung beschränken sich auf stationäre, resistive Feldzustände, bei denen die elektrische Leitfähigkeit der Isoliermaterialien entscheidend für die elektrische Feldverteilung ist. Werden jedoch kapazitive Effekte berücksichtigt, ist zusätzlich die Permittivität der Isoliermaterialien als einflussbestimmender Parameter in die Untersuchung mit einzubeziehen.

Folglich kann neben der gezielten Anpassung der elektrischen Leitfähigkeit auch eine Variation der Permittivitätsverteilung durch den Einsatz von FGM auch unter kapazitiven Bedingung eine Feldsteuerung gewährleisten (vgl. Kap. 2.10.3). Dies soll im Folgenden untersucht werden.

In [Hensel *et al.*, 2022c] werden Kombinationen aus räumlicher Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit und der Permittivität der Isoliermaterialien in Form von FGM numerisch untersucht. Dabei wird eine parabolische Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit gemäß Kap. 4.1.4 mit unterschiedlichen Permittivitätsverteilungen kombiniert und für verschiedene Spannungsbeanspruchungen analysiert, unter anderem für den Einschaltvorgang einer Gleichspannung sowie für eine Blitzstoßspannung.

Im Folgenden wird jene Permittivitätsverteilung im Stützhalter betrachtet, die in Kombination mit einer parabolischen Leitfähigkeitsverteilung die größte Reduktion der elektrischen Feldstärke in [Hensel *et al.*, 2022c] erzielt hat. Die untersuchte Permittivitätsverteilung ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Diese FGM-Anwendung wird auf das in Abbildung 3.5 eingeführte Geometriemodell unter identischen Randbedingungen (außer der Spannung) angewendet.

Die Ergebnisse der FGM-Konfiguration werden mit Resultaten einer Referenzkonfiguration verglichen, bei der keine FGM Feldsteuerung angewendet wird. Der Vergleich erfolgt sowohl für den Einschaltvorgang der Gleichspannung als auch für die Beanspruchung durch eine Blitzstoßspannung.

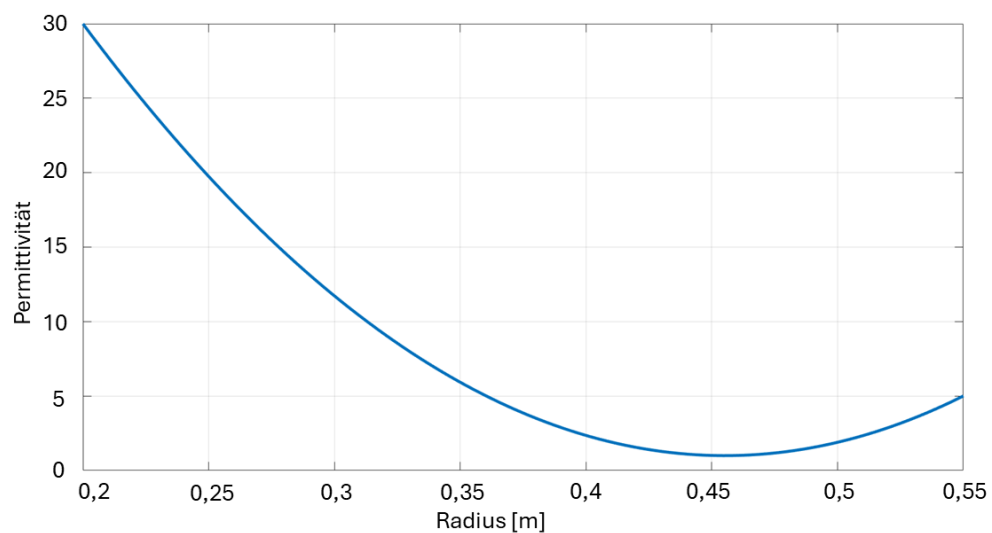


Abbildung 4.13: Betrachtete Permittivitätsverteilung im Stützhalter aus Abbildung 3.5.

4.3.1 Gleichspannung-Einschaltvorgang

Der Einschaltvorgang der Gleichspannung erfolgt am Leiter mit einer Gleichspannung von 320 kV und einer Schaltzeit von 0,01 s. Zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der elektrischen Feldverteilung wird eine transiente elektroquasistatische Simulation im Zeitbereich durchgeführt, bis der stationäre Gleichspannungszustand erreicht ist.

In Abbildung 4.14 rechts ist die elektrische Feldverteilung im gasisolierten System mit einer Anwendung von FGM (Permittivitätsverteilung siehe Abbildung 4.13, elektrische Leitfähigkeitsverteilung siehe Abbildung 4.7) dargestellt. Auf der linken Seite ist das

Ergebnis der Referenzkonfiguration zu sehen, bei der keine Feldsteuerung zum Einsatz kommt. Gezeigt wird der Zustand 250 s nach dem Anlegen der 320 kV, welcher kapazitiv dominierte Feldbedingungen repräsentiert. Dies zeigt sich insbesondere in der elektrischen Feldverteilung: Im Gegensatz zu resistiv dominierten Bedingung tritt keine Feldinversion auf (vgl. Kapitel 2.9.1), stattdessen zeigen sich erhöhte elektrische Feldstärken im Bereich nahe des Leiters. Im Fall der Konfiguration mit Anwendung von FGM ist die elektrische Feldstärke im Bereich des Stützhalters am Leiter deutlich reduziert, aufgrund der erhöhten Permittivität in diesem Bereich. Da niedrigere Werte mittig des Stützhalters auftreten, ist die elektrische Feldstärke hier leicht erhöht. Die maximale elektrische Feldstärke beträgt 4,61 kV/mm und ist damit um 39% reduziert, verglichen mit den 7,58 kV/mm, welche ohne Anwendung von FGM auftreten.

In Abbildung 4.15 ist die elektrische Feldverteilung für beide Konfigurationen zum Zeitpunkt $t = 5 \cdot 10^6$ s zu sehen, welcher einen resistiven Zustand repräsentiert. In beiden Fällen liegt Feldinversion vor, d.h. hohe elektrische Felder treten nun in der Umgebung der geerdeten Hülle auf und nicht - wie zuvor - am Leiter. Analog zu früheren Ergebnissen zeigt sich eine lokale elektrische Feldüberhöhung am Tripelpunkt zwischen geerdeter Hülle, Gas und Stützhalter. Im Fall der FGM-Konfiguration fällt diese jedoch deutlich geringer aus: Die maximale elektrische Feldstärke beträgt hier 5,18 kV/mm und liegt damit um etwa 32% unter dem Wert der Konfiguration ohne FGM, bei der ein Maximum von 7,66 kV/mm auftritt.

Zur Veranschaulichung des zeitlichen Übergang von einem kapazitiven zu einem resistiven Feld wird die elektrische Feldstärke am Tripelpunkt A – gelegen zwischen geerdeter Hülle, Gas und Stützhalter - für beide Konfigurationen über 1000 h in Abbildung 4.16 dargestellt. In beiden Fällen nimmt die elektrische Feldstärke mit der Zeit zu, was aufgrund der Feldinversion zu erwarten ist. Deutlich wird, dass sowohl die Optimierung der Permittivität als auch der elektrischen Leitfähigkeit von Bedeutung ist, da die elektrische Feldstärke bei Anwendung von FGM zu jedem Zeitpunkt unter den Werten liegt, die ohne FGM auftreten.

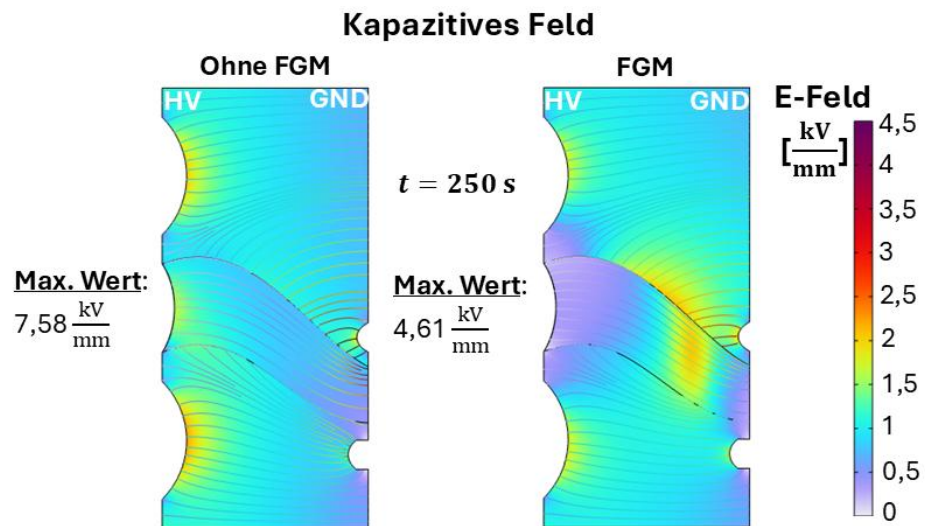


Abbildung 4.14: Elektrische Feldverteilung nach 250 s (kapazitives Feld) mit und ohne Anwendung von FGM.

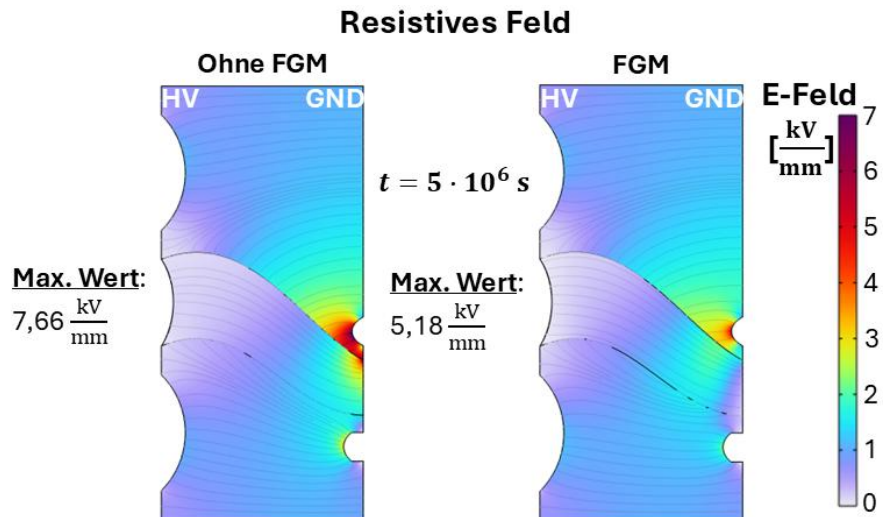


Abbildung 4.15: Elektrische Feldverteilung nach $5 \cdot 10^6 \text{ s}$ (resistives Feld) mit und ohne Anwendung von FGM.

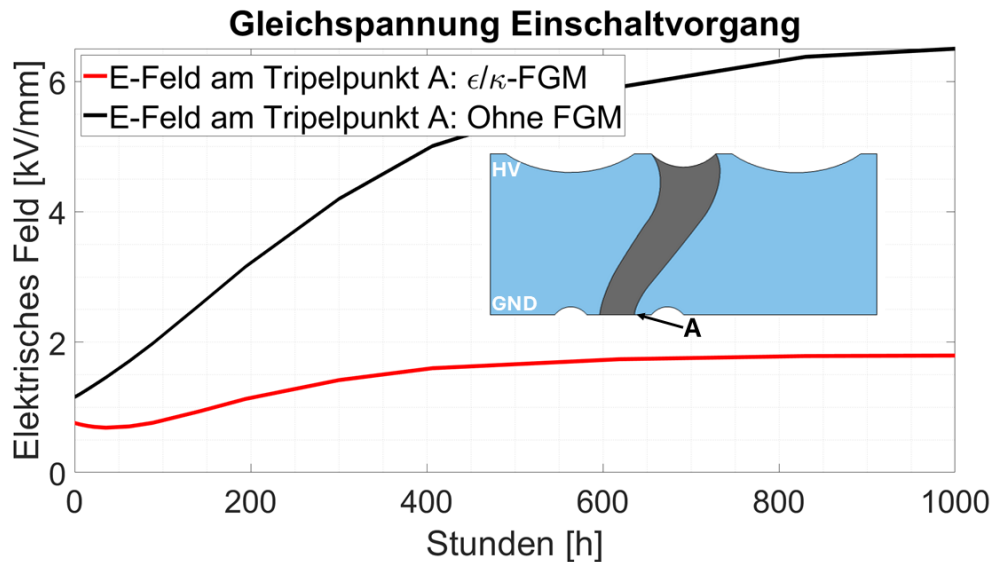


Abbildung 4.16: Zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke am Tripelpunkt A für jeweils Konfigurationen mit und ohne Einsatz von FGM.

4.3.2 Blitzstoßspannung

Direkte Blitzeinschläge in Betriebsmitteln der Energieversorgung erzeugen in den Leitungen Wanderwellen, die zu erheblichen kurzzeitigen Überspannungen führen. Die Amplitude und der Zeitverlauf dieser Überspannungen unterliegen starken Schwankungen. Charakteristisch ist jedoch ein schneller Spannungsanstieg im Mikrosekundenbereich, gefolgt von einem langsamen Abfall des Überspannungsimpulses. Für die Prüfung elektrischer Betriebsmittel wird eine genormte Blitzstoßspannung mit einer Stirnzeit von $t = 1,2 \mu\text{s}$ und einer Rückenhalbwertszeit von $50 \mu\text{s}$ festgelegt [Küchler, 2017].

Im vorliegenden Fall wird daher ein positiver Blitzimpuls von 1175 kV auf den Gleichspannungs-Normalbetrieb von 320 kV überlagert, mit einer Stirn- und Rückenhalbwertszeit von $1,2/50 \mu\text{s}$. Der zeitliche Verlauf der Blitzstoßspannung ist in Abbildung 4.17 dargestellt.

In Abbildung 4.18 ist die Verteilung der elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt $t = 1,2 \mu\text{s}$ – dem Zeitpunkt der maximalen Spannung des Blitzimpulses – für die Konfigurationen mit und ohne Anwendung von FGM gezeigt. In beiden Fällen kommt es zu sehr hohen elektrischen Feldstärken, allerdings ist diese im Fall von FGM in der Umgebung der Elektroden am Stützhalter deutlich reduziert. Dies wird an der maximalen elektrischen

Feldstärke deutlich, welche im Fall der simulierten Anwendung von FGM mit 13,1 kV/mm um etwa 10% reduziert ist, verglichen mit der maximalen elektrischen Feldstärke von 14,6 kV/mm, welche bei der Konfiguration ohne FGM vorkommt.

Der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke während des Blitzstoßimpulses an den Tripelpunkten A und B für jeweils beide Konfigurationen ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Analog zum Einschaltvorgang der Gleichspannung ist die elektrische Feldstärke zu jedem Zeitpunkt bei Anwendung von FGM geringer, verglichen mit dem Fall ohne FGM. Insbesondere am Tripelpunkt A ist die elektrische Feldstärke zu jedem Zeitpunkt deutlich reduziert, was nochmals die Effektivität von FGM hinsichtlich der Reduktion von elektrischer Feldstärkebelastung verdeutlicht.

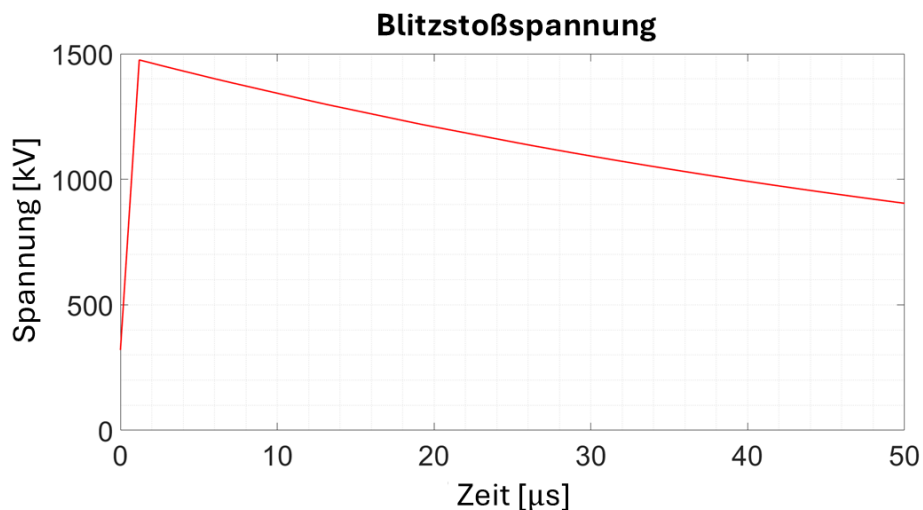


Abbildung 4.17: Überlagerung des 1175 kV-Blitzstoßimpuls auf den 320 kV Gleichspannungs-Normalbetrieb.

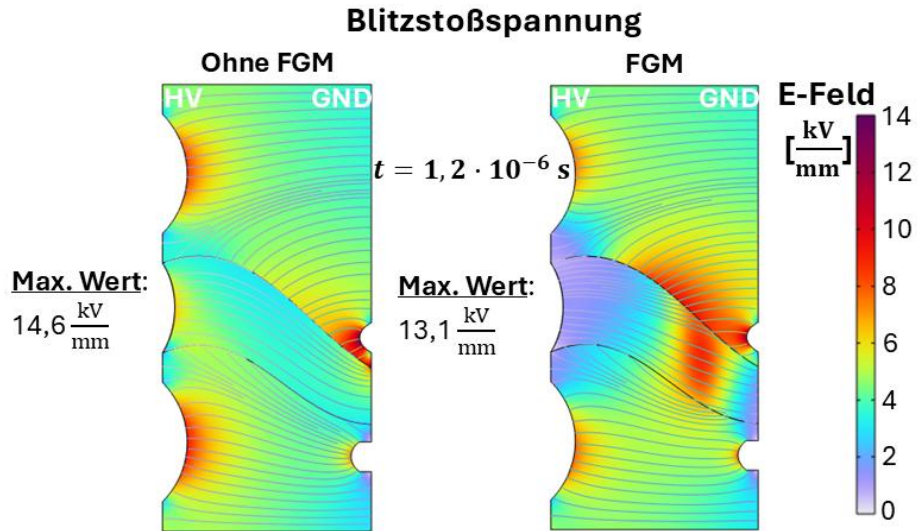


Abbildung 4.18: Elektrische Feldstärke für jeweils Konfigurationen mit und ohne Anwendung von FGM beim maximaler Blitzstoßspannung zum Zeitpunkt $t = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$.

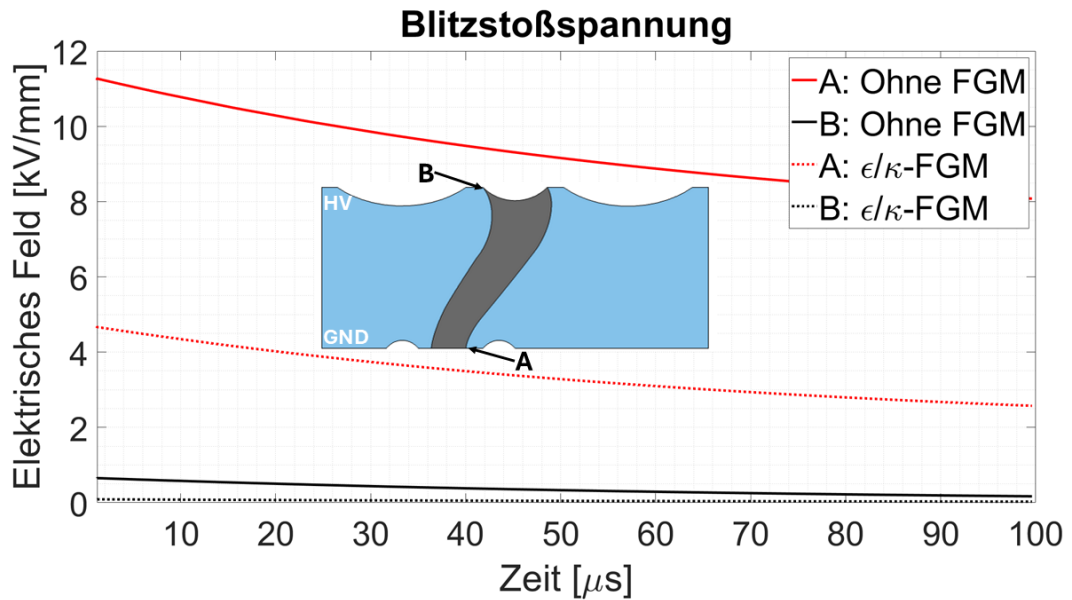


Abbildung 4.19: Zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke während des Blitzstoßvorgangs an den Tripelpunkten A und B für jeweils eine Konfiguration mit und ohne Anwendung von FGM.

4.4 Optimierung von FGM durch tiefe neuronale Netze

In FGM-Anwendungen, bei denen die elektrische Leitfähigkeit im Stützhaltermaterial von gasisolierten Systemen räumlich verteilt wird, wird häufig eine parabolische Verteilung genutzt, wie in [Hayakawa, 2018a] und [Rachmawati *et al.*, 2020]. Dieser Verteilung lässt sich fertigungstechnisch verhältnismäßig einfach realisieren.

Die optimale Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit hinsichtlich der Minimierung der elektrischen Feldstärke ist jedoch weiterhin Objekt der Forschung. Daher wird diese in [Hensel, 2026a] mit Hilfe eines tiefen neuronalen Netzes untersucht.

Ziel der Arbeit in [Hensel, 2026a] ist eine optimierte Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Stützhaltermaterial zu identifizieren, um die elektrische Feldbelastung innerhalb des Systems zu minimieren und zu homogenisieren. Die Bestimmung der optimalen Füllstoffverteilung erfordert jedoch umfangreiche numerische Simulationen, die rechenintensiv und somit auch zeitintensiv sind. Daher wird hier ein alternativer Ansatz vorgestellt: Ein Surrogatmodell auf Basis eines DNNs (tiefes neuronales Netzwerk, siehe Kap. 2.11) wird eingesetzt, um die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Stützhaltermaterial zu optimieren.

Das DNN-Surrogatmodell wird anhand eines Datensatzes von FEM-Simulationen trainiert, die eine breite Variation der Füllstoffverteilung abdecken. Dadurch ermöglicht das DNN eine beschleunigte Optimierung der FGM-Struktur bei reduziertem Rechenaufwand beziehungsweise präzise Vorhersagen der elektrischen Feldstärke je nach FGM-Verteilung. Die Wahl eines DNN begründet sich darin, dass komplexe, hochdimensionale und nichtlineare Funktionen effizient modelliert werden müssen: Gewöhnliche neuronale Netze würden hierfür eine deutlich höhere Anzahl von Neuronen erfordern, was zu sehr großen Modellen führen kann [Liang und Srikant, 2017]. Ebenfalls zeichnen sich DNNs dadurch aus, dass sie nichtlineare Funktionen effizienter approximieren können als herkömmliche Methoden [Daubechies *et al.*, 2022].

Die räumliche Variation der elektrischen Leitfähigkeit im Stützhaltermaterial wird durch die Vorfaktorfunktion $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ beschrieben. Die Variation durch FGM-Füllstoffe wird in der Simulation umgesetzt, indem $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ mit Gleichung (2.30) multipliziert wird, analog zum Ansatz in Kap. 4.1.4, bei der eine parabolische Verteilung der Leitfähigkeit untersucht wird. Hier wird die Vorfaktorfunktion $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ jedoch von den Parametern b , c und d bestimmt, die durch das DNN optimiert werden sollen:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = 1 + 99 \cdot 1/(1 + e^{-(h(b)+i(c)+j(d))}), \quad (4.6)$$

$$h(b) = 2 \cdot b - 1, \quad (4.7)$$

$$i(c) = (4 \cdot c - 2) \cdot \cos\left(\pi \cdot \frac{r - 0.2}{0.35}\right), \quad (4.8)$$

$$j(d) = (4 \cdot d - 2) \cdot \cos\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{r - 0.2}{0.35}\right). \quad (4.9)$$

Ein Datensatz wird durch die Variation dieser drei Parameter über 10.000 Eingabepunkte generiert, wodurch unterschiedliche räumliche Leitfähigkeitsverteilungen entstehen.

Das DNN ist wie folgt aufgebaut: eine Eingabeschicht mit drei Eingabeparametern (b , c und d), drei verborgene Schichten mit jeweils 32, 16 und 8 Neuronen sowie einer Ausgabeschicht $E_{\max}$, welche das globale Maximum der elektrischen Feldstärke im gasisierten System repräsentiert. Betrachtet wird das Modell aus Abbildung 3.5 mit identischen Randbedingungen.

Die Aktivierungsfunktionen der versteckten Schichten sind mit tanh definiert. Als Optimierungsalgorithmus wird der Adam-Algorithmus [Kingma und Ba, 2015] verwendet, die Batch-Größe beträgt 512, die Lernrate $1 \cdot 10^{-4}$. Als Verlustfunktion wird die Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers (Root-Mean-Square Error, RMSE) verwendet und das DNN durchläuft 2.000 Trainingsepochen (vgl. Kapitel 2.11). Als Validierung werden 10% der Daten genutzt und die restlichen 90% dienen als Trainingsdaten. Die Hyperparameter und das Verhältnis von Trainings- zu Validierungsdaten werden iterativ angepasst, um eine stabile und genaue Konvergenz sicherzustellen und sowohl Unter- als auch Überanpassung zu vermeiden.

Die Trainingsdaten werden mittels Latin Hypercube Sampling (LHS) erzeugt [McKay *et al.*, 1979]. LHS deckt den Eingaberaum der Parameter gleichmäßig ab, ohne eine übermäßige Anzahl von FEM-Simulationen zu erfordern, und ist damit besonders für die Erstellung von Surrogatmodellen geeignet. Im Vergleich zum einfachen Monte-Carlo Sampling werden ähnliche oder bessere Ergebnisse mit deutlich weniger Samples erzielt, was insbesondere bei rechenintensiven Simulationen vorteilhaft ist [McKay *et al.*, 1979].

Der Trainingsdatensatz umfasst 10.000 Eingabepunkte, was eine ausreichende Datenbasis bietet, damit das DNN aus zahlreichen Szenarien lernen kann. Das Training des DNN führt zu einer Interpolationsfunktion, mit der die Parameter identifiziert werden können, die zu einer optimalen räumlichen Verteilung der Leitfähigkeit im Stützhaltermaterial führen um somit das globale Maximum der elektrischen Feldstärke im System zu minimieren.

Die Generierung des Trainingsdatensatzes mittels LHS erforderte für die 10.000 Trainingseinheiten eine Rechenzeit von etwa 64 h. Demgegenüber betrug die Trainingsdauer des DNN einschließlich der Bestimmung der Optimierungsergebnisse weniger als eine Minute. Der Verlauf der Verlustfunktion über die Trainingsepochen ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Dort sind Trainings- und Validierungsfehler gegenübergestellt, die eine gute Übereinstimmung zeigen und im Trainingsverlauf gegen einen niedrigen Fehlerwert konvergieren. Dies weist auf eine stabile Trainingsdynamik ohne Anzeichen signifikanter Unter- oder Überanpassung hin.

Die Interpolation der Trainingsdaten durch das DNN führt zu einer optimierten Vorfaktorfunktion, bei denen die Inputparameter folgende Werte aufweisen: $b = 0,1$, $c = 0,1$ und $d = 1$. Der Funktionsgraph der optimierten Funktion über den Radius ist in Abbildung 4.21 dargestellt. Die durch das DNN optimierte FGM-Funktion bzw. Vorfaktorfunktion zeigt eine nichttriviale und intuitiv nicht unmittelbar ersichtliche Verteilung. In unmittelbarer Nähe des Leiters nimmt die Vorfaktorfunktion einen Wert von etwa 50 an, was einer 50-fach höheren elektrischen Leitfähigkeit entspricht. Mit zunehmenden Radius verringert sich der Vorfaktor zunächst, weist jedoch im Bereich der geerdeten Hülle einen ausgeprägten lokalen Anstieg auf, bei dem Werte von bis zu 70 erreicht werden. Beim weiteren Annähern an die Hülle sinkt der Vorfaktor schließlich wieder auf den Wert 20 ab.

Die resultierende elektrische Feldverteilung bei Implementierung der optimierten Vorfaktorfunktion beziehungsweise FGM-Leitfähigkeitsverteilung ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Dies führt zu einer deutlichen Reduktion der elektrischen Feldstärke, verglichen mit der Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6 rechts, bei der keine Feldsteuerung

angewendet wird. Die elektrische Feldverteilung ist homogener und grundsätzlich niedriger. Die maximale elektrische Feldstärke beträgt 3,13 kV/mm bei Anwendung des optimierten FGM-Leitfähigkeitsverteilung, dies entspricht einer Reduktion der maximalen elektrischen Feldstärke von etwa 60%, da die maximale elektrische Feldstärke bei der Referenzkonfiguration 7,79 kV/mm erreicht. Die Ergebnisse zeigen, dass die DNN-basierte Optimierung ein effiziente und leistungsfähige Methode für die Auslegung von gas-isolierten Systemen darstellt.

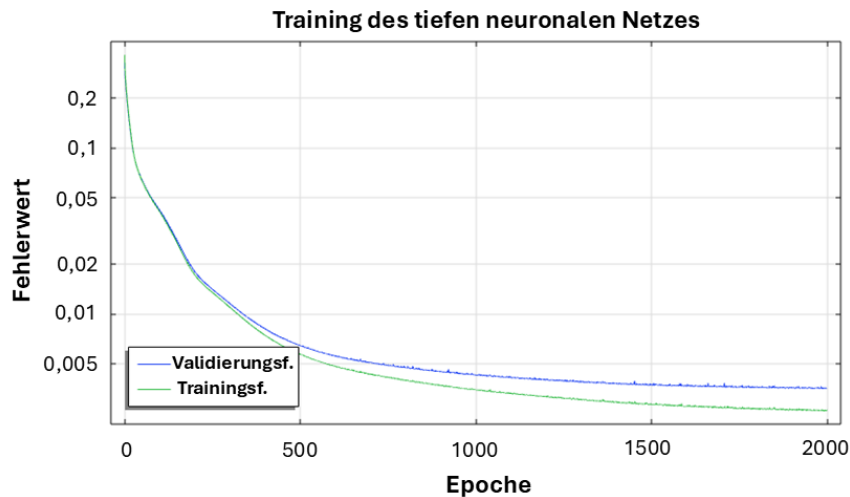


Abbildung 4.20: Validierungs- und Trainingsfehler über die Epochen des Trainings des tiefen neuronalen Netzes.

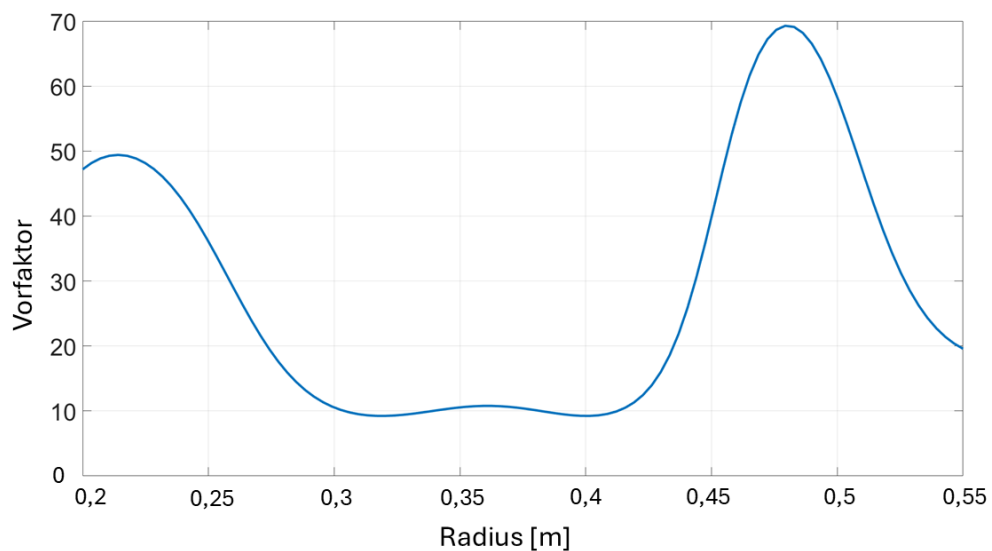


Abbildung 4.21: Funktionsgraph der durch das DNN optimierten Vorfaktorfunktion.

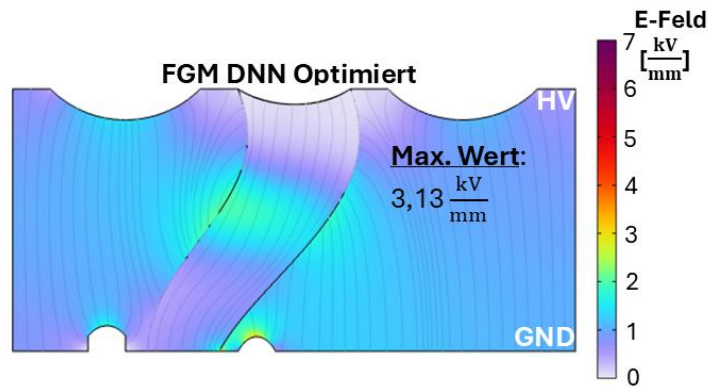


Abbildung 4.22: Elektrische Feldstärkeverteilung bei Anwendung des durch DNN optimierten FGM-Leitfähigkeitsverlauf.

Einer der Ziele von Feldsteuerungstechniken ist die Reduzierung der elektrischen Feldstärkebelastung, wodurch eine Verringerung der geometrischen Abmessungen des Systems ermöglicht und somit das erforderliche SF₆-Gasvolumen reduziert werden kann. Daher soll im Folgenden mithilfe der optimierten FGM-Anwendung der Radius des Systems reduziert werden, ohne dass die maximal auftretenden elektrischen Feldstärkewerte gegenüber der Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6 größer werden.

In Abbildung 4.23 oben ist die elektrische Feldstärkeverteilung im Simulationsmodell mit angewandter FGM-Technik dargestellt. Dabei ist der Abstand zwischen dem Hochspannungsleiter und der geerdeten Hülle um 0,18 m reduziert, da die Gaskammer statt bis zum Radius 0,55 m, wie bei der Referenzkonfiguration, nur bis 0,37 m reicht. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 4.23 unten die elektrische Feldverteilung der größeren Referenzkonfiguration abgebildet.

In der Referenzkonfiguration, bei der keine Feldsteuerungstechnik zum Einsatz kommt, wird eine maximale elektrische Feldstärke von 7,79 kV/mm erreicht. Durch die Anwendung des optimierten FGM-Leitfähigkeitsverlaufs kann trotz der geometrischen Reduzierung um 0,18 m eine maximale elektrische Feldstärke von 7,77 kV/mm erzielt werden, also praktisch kein Unterschied in der elektrischen Feldbelastung bei deutlich kompakterem Aufbau. Bei einer Länge von 0,75 m, wie hier im Geometriemodell, entspricht die Reduzierung des Radius um 0,18 m einer Ersparnis des Gasvolumens von ca. 63 %. In der Referenzkonfiguration würden ca. 570 l SF₆ zum Einsatz kommen und in der

kompakteren Konfiguration ca. 180 l, wenn für den Stützhalter 50 l angenommen werden. Durch die Feldsteuerungstechnik könnten also 390 l SF₆ eingespart werden.

Die Ergebnisse zeigen, dass durch den Einsatz der FGM Feldsteuerung eine deutliche Reduzierung der Systemabmessungen und damit eine Verringerung des erforderlichen SF₆-Gasvolumens möglich ist, ohne die elektrische Feldbeanspruchung zu erhöhen. Somit bietet die FGM-Anwendung die Möglichkeit, gasisierte HGÜ-Systeme kompakter auszulegen und SF₆ einzusparen.

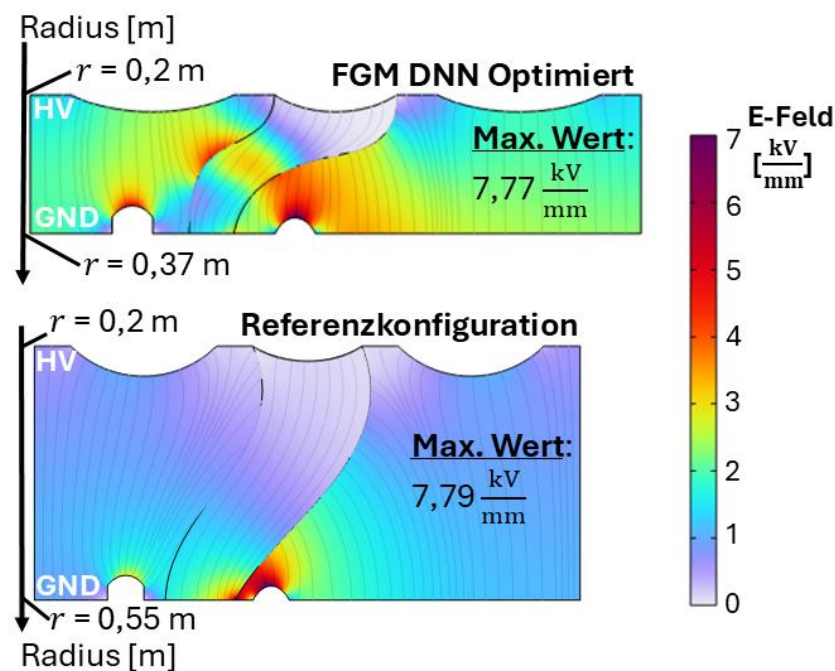


Abbildung 4.23: Elektrische Feldstärkeverteilung bei Anwendung des durch DNN optimierten FGM-Leitfähigkeitsverlauf im Modell des gasisierten HGÜ-Systems mit um 0,18 m reduziertem Radius (oben) verglichen mit der Referenzkonfiguration (unten).

4.5 Optimierung der Geometrie des Stützhalters durch tiefe neuronale Netze

Bisher wurden nichtlineare Füllstoffe und FGM-Anwendungen zur Feldsteuerung in gasisierten Systemen untersucht. Ein weitere Möglichkeit um die elektrische Feldbelastung zu minimieren ist die Auslegung der Geometrie der Feststoffisolierung (vgl. Kap. 2.10.1).

In [Hensel, 2025b] wird der gleiche Ansatz wie in Kap. 4.4 genutzt, nur dass hier die Geometrie des Stützhalters im gasisolierten System hinsichtlich der Minimierung der elektrischen Feldbelastung über ein DNN-Surrogatmodell genutzt wird. Um die Geometrie möglichst genau zu untersuchen wird hier statt eines zweidimensionalen-achsensymmetrischen Modells des gasisolierten Systems ein dreidimensionales Modell genutzt, welches dem aus Abbildung 3.18 entspricht (mit variierender Stützhaltergeometrie und mehreren Kammern) und identischen Randbedingungen, außer dass der Temperaturgradient zwischen Leiter und geerdeter Hülle 35 K beträgt.

Betrachtet werden drei verschiedene Geometrien des Stützhalters, welche in Abbildung 4.26-4.28 zu finden sind. Die erste Geometrie entspricht einer einfachen, geraden Geometrie, welche lediglich zur Trennung der Kammern genutzt wird. Die zweite Geometrie entspricht einer typischen gewölbten Geometrie des Stützhalters, welche genutzt wird um scharfe Ecken und Kanten hinsichtlich der Belastung durch elektrische Feldstärken zu vermeiden. Die dritte Geometrie entspricht der Geometrie, welche sich aus der DNN Optimierung ergibt und die geringsten elektrischen Feldstärken zur Folge hat.

Analog zu Kapitel 4.4 wird das DNN durch LHS generierte Trainingsdaten auf Basis von FEM-Simulationen trainiert. Die Topologie des Stützhalters wird über eine Interpolationskurve definiert, die sich aus acht geometrischen Parametern ergibt. Der erste und letzte Parameter sind dabei konstant, um den Anfang und das Ende des Stützhalters zu definieren. Die restlichen sechs Parameter sind variabel und werden für das Training des DNNs variiert beziehungsweise dienen als Eingangsparameter des DNNs. Zur Veranschaulichung der Interpolationskurve sind exemplarische Parameterpunkte im Querschnitt des Modells auf der y-x-Ebene in Abbildung 4.24 dargestellt.

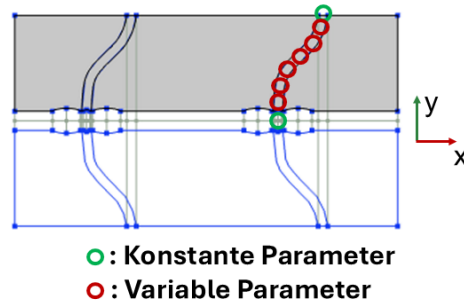


Abbildung 4.24: Exemplarische Veranschaulichung der geometrischen Parameterpunkte der Interpolationskurve, die die Topologie des Stützhalters definiert.

Zur Erstellung des Trainingsdatensatzes werden die sechs Parameter in 1.000 Simulationen variiert, wodurch sich unterschiedliche Geometrievarianten des Stützhalters ergeben. Die Interpolation dieser Daten durch das DNN ermöglicht die Bestimmung derjenigen Parameterkombination, die zu einem minimalen globalen Maximum der elektrischen Feldstärke $E_{\max}$ im gasisolierten System führt. Die globale maximale elektrische Feldstärke $E_{\max}$ stellt analog zu Kapitel 4.4 die Zielgröße beziehungsweise die Ausgangsgröße des DNN dar.

Das DNN ist wie folgt aufgebaut: eine Eingabeschicht mit sechs Eingangsparametern (geometrische Parameter des Stützhalters), drei verborgene Schichten mit jeweils 128, 64 und 32 Neuronen sowie eine Ausgabeschicht mit dem Ausgangsparameter $E_{\max}$. Als Aktivierungsfunktion wird hier ebenfalls tanh verwendet. Zur Optimierung der Netzwerkgewichtung kommt SGD zum Einsatz [Spall, 2012]. Die Batch-Größe beträgt 32, die Lernrate $1 \cdot 10^{-4}$. Als Verlustfunktion wird analog zu Kapitel 4.4 RMSE verwendet. Das Training erfolgt über 10.000 Epochen, wobei auch hier 10% der Trainingsdaten zu Validierungszwecken genutzt werden, um die Generalisierungsfähigkeit des Modells zu überprüfen.

In Abbildung 4.25 ist der Verlauf der Verlustfunktion über die Trainingsepochen dargestellt. Die Verläufe der Validierungs- und Trainingsfehler zeigen eine gute Übereinstimmung und konvergieren im Trainingsprozess zu einem niedrigen Fehlerwert, was auf eine gute Generalisierungsfähigkeit des DNNs hinweist.

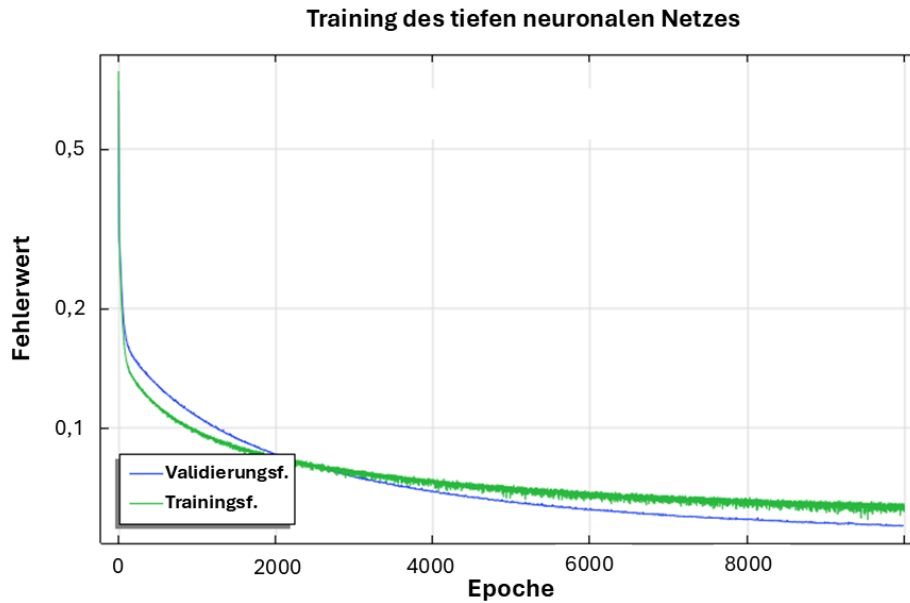


Abbildung 4.25: Validierungs- und Trainingsfehler über die Epochen des Trainings des tiefen neuronalen Netzes.

Zum Vergleich werden zwei Simulationsergebnisse mit unterschiedlichen Stützhaltergeometrien gezeigt. In Abbildung 4.26 ist die elektrische Feldstärke im gasisolierten System dargestellt, bei der ein gerader Stützhalter angewendet wird. Hier beträgt die maximale elektrische Feldstärke 2,58 kV/mm. In Abbildung 4.27 ist eine typische gewölbte Geometrie des Stützhalters zu sehen. Die Wölbung hat eine leichte Reduzierung der maximalen elektrischen Feldstärke zur Folge, welche hier 2,43 kV/mm beträgt.

Die Geometrie des optimierten Stützhalters, welche das geringste maximale elektrische Feld bewirkt, ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Topologie deutlich gekrümmt ist, insbesondere in Bereichen, in denen hohe elektrische Feldstärken zu erwarten sind, beispielsweise an den Tripelpunkten.

Die optimierte Geometrie führt zu einer maximalen elektrischen Feldstärke von 2,21 kV/mm. Dies entspricht einer Reduktion von 14,3% gegenüber der in Abbildung 4.26 dargestellten Referenzgeometrie, bei der eine maximale Feldstärke von 2,58 kV/mm erreicht wird. Darüber hinaus übertrifft die optimierte Geometrie auch die Ergebnisse der gewölbten Standardgeometrie, bei der das maximale elektrische Feld auf 2,43 kV/mm reduziert wird.

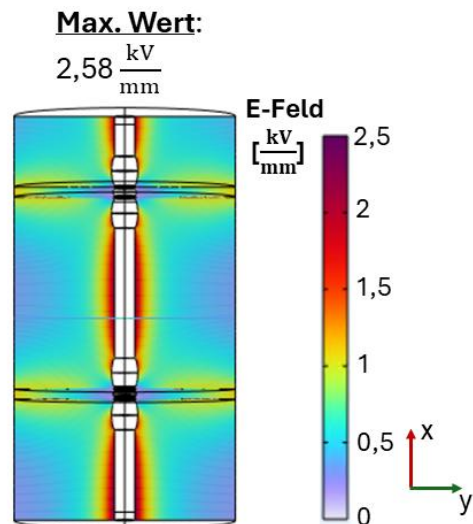


Abbildung 4.26: Elektrische Feldstärke im gasisolierten System mit einem geraden Stützhalter.

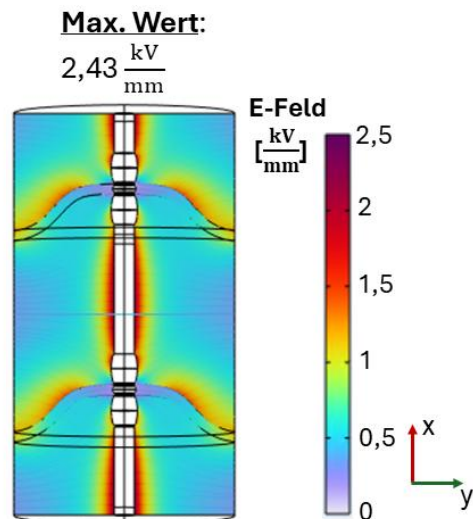


Abbildung 4.27: Elektrische Feldstärke im gasisolierten System mit einem gewölbten Stützhalter.

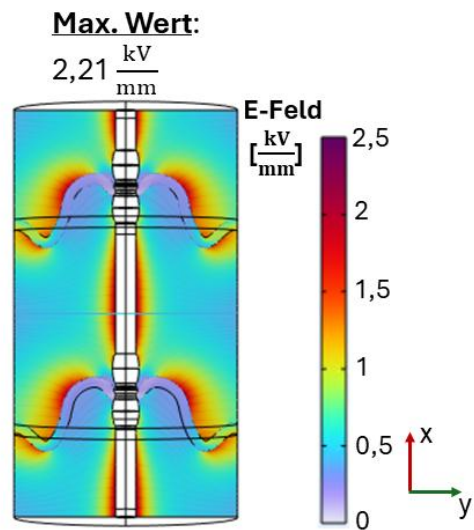


Abbildung 4.28: Elektrische Feldstärke im gasisolierten System mit einem DNN optimierten Stützhalter.

5. Beschleunigte Simulationen durch Anwendung von Grafikprozessoren

Zur Bestimmung der stationären elektrischen Feldverteilung in einem dreidimensionalen Modell mit einem dichten Rechengitter ist die Lösung eines linearen Gleichungssystems mit mehreren Millionen Freiheitsgraden (Degrees of Freedom, DOFs) erforderlich. Die dabei entstehenden Matrizen sind häufig so groß, dass für eine Lösung innerhalb praktikabler Rechenzeiten eine großskalige, verteilte Parallelverarbeitung notwendig ist. Hierfür wird ein Solver für dünnbesetzte lineare Gleichungssysteme benötigt, der durch den Einsatz moderner Grafikprozessoren (Graphic Processing Units, GPUs) erheblich beschleunigt werden kann.

In [Hensel *et al.*, 2022] wird die statische Simulation der elektrischen Feldverteilung in einem dreidimensionalen Modell eines gasisolierten Systems mit Stabstützisolatoren mit verschiedenen GPU-Konfigurationen gelöst. Das dreidimensionale Geometriemodell ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Dabei wird das resultierende Gleichungssystem, welches sich aus der Diskretisierung von Gl. (2.13) durch die FEM ergibt, mit verschiedenen Prozessoren gelöst. Getestet werden sowohl GPU-Konfigurationen als auch eine Konfiguration mit Hauptprozessoren (Central Processing Unit, CPU). Ziel ist es, das elektrische Feld möglichst schnell und effizient zu berechnen. Eine geeignete Lösung stellt die AmgX-Bibliothek dar [Naumov, 2015], die eine flexible und benutzerfreundliche GPU-Beschleunigung ermöglicht. AmgX umfasst verteilte algebraische-Multigrid (AMG) Verfahren, iterative Lösungsverfahren mit Krylov-Unterraum Verfahren oder Konjugierte Gradienten Verfahren, sowie eine Vielzahl von Vorkonditionierern und Glättungsmethoden, darunter Gauss-Seidel-, Block-Jacobi- und LU-Faktorisierungen, die mittels massiv paralleler Algorithmen auf der GPU ausgeführt werden [Naumov, 2015]. Die Bibliothek unterstützt sowohl klassische als auch aggregationsbasierte AMG-Methoden mit unterschiedlichen Interpolations- und Selektionsstrategien. Darüber hinaus beinhaltet es eine breite Auswahl standardisierter und flexibler vorkonditionierter Krylov-Unterraum-Verfahren, die mit den verfügbaren Multigittermethoden oder einfacheren Vorkonditionierern kombiniert werden können.

Die Parallelisierung der Aggregationsverfahren basiert auf parallelem Graphenmatching, während die Glättungsverfahren und Vorkonditionierer häufig auf parallelen Graphfärbungsalgorithmen beruhen [Naumov, 2015]. Verschiedene GPU-basierte, vorkonditionierte iterative Krylovraum Lösungsverfahren wurden mit einem algebraischen Multigitter-Vorkonditionierer in Kombination mit einem klassischen Solver getestet. Die besten Ergebnisse erzielte die konjugierte-Gradienten-Methode (CG), ergänzt durch einen Block-Jacobi-Glätter und einen V-Zyklus. Sämtliche numerischen Berechnungen werden mit doppelter Genauigkeit (Double Precision) durchgeführt. Für den Grobgitterlöser wurde eine LU-Zerlegung der Grobgittermatrix eingesetzt.

Die Assemblierung des linearen Gleichungssystems erfolgt mit FreeFEM++ unter Verwendung von Lagrange-Elementen zweiter Ordnung, das zudem für die Nachverarbeitung der Ergebnisse genutzt wurde [Hecht, 2012]. Die AmgX-Bibliothek ermöglicht den Einsatz mehrerer GPUs, sodass große dünnbesetzte lineare Gleichungssysteme in den aggregierten Speichern aller im System verfügbaren GPUs verarbeitet werden können.

Die Leistungsfähigkeit des Ansatzes wurde auf unterschiedlichen Generationen von NVIDIA-GPUs getestet. Zum Einsatz kommen ein Serverknoten mit acht NVIDIA V100 GPUs und ein Serverknoten mit vier NVIDIA A100 GPUs. Die Lösungszeiten der GPU-basierten Berechnungen werden mit einem Rechner mit zwei CPUs (insgesamt 128 CPU-Kerne) des Typs AMD EPYC 7662 verglichen. Die angegebenen Rechenzeiten ergeben sich aus dem Mittelwert von zehn Simulationsläufen.

Der AMD EPYC 7662, der im Jahr 2020 veröffentlicht wurde, verfügt über 64 CPU-Kerne, 128 Threads sowie eine Basis-Taktfrequenz von 2 GHz [AMD, 2020]. Für die CPU-basierte Berechnung wird die in PETSc [Balay, 1997] implementierte CG-Methode eingesetzt, wobei ein geometrisch-algebraisches Mehrgitterverfahren (engl. geometric-algebraic multigrid, GAMG) als Vorkonditionierer verwendet wird. Dabei kommen ein V-Zyklus sowie ein Block-Jacobi-Löser für das Grobgitter zum Einsatz. Die relative Toleranz ist auf $1 \cdot 10^{-14}$ eingestellt und die absolute Toleranz auf $1 \cdot 10^{-12}$ festgelegt. Für die Simulation werden insgesamt 128 Prozesse verwendet.

Die NVIDIA Tesla V100 GPU wurde im Jahr 2017 eingeführt und ist mit 32 GB Speicher, 5120 CUDA-Kernen sowie 640 Tensor-Kernen ausgestattet. Die Kommunikation

zwischen den V100-GPUs erfolgt über GPUDirect [NVIDIA, 2020a]. Die NVIDIA A100 GPU mit 40 GB Speicher wurde im Jahr 2020 veröffentlicht. Sie verfügt über 40 GB Speicher, 6912 CUDA-Kerne sowie 432 Tensor-Kerne [NVIDIA, 2020b]. Aufgrund ihrer neueren Architektur ist eine höhere Leistungsfähigkeit im Vergleich zur Tesla V100 zu erwarten. Die Kommunikation zwischen den A100-GPUs wird über NVLink realisiert.

In Tabelle 5.1 ist die jeweils schnellste Lösungszeit für ein betrachtetes Simulationsproblem mit 36,4 Millionen Freiheitsgraden (DOFs) für die GPU- beziehungsweise CPU-Konfiguration dargestellt. Die Konfiguration mit vier A100-GPUs erzielt die besten Ergebnisse und löst das Problem in 0,529 s. Dies entspricht einer etwa dreiundfünfzigfachen Beschleunigung gegenüber der CPU-basierten Berechnung, bei der eine Lösungszeit von 28,41 s erreicht wird. Die acht V100-GPUs lösen das Problem in 0,602 s.

In Abbildung 5.2 ist exemplarisch die elektrische Feldverteilung im Modell aus Abbildung 5.1 gezeigt, welche bei der Lösung des Problems berechnet wurde. Typischerweise entsteht ein elektrisches Feldmaxima am Tripelpunkt zwischen Leiter, Gas und Stabstützhalter.

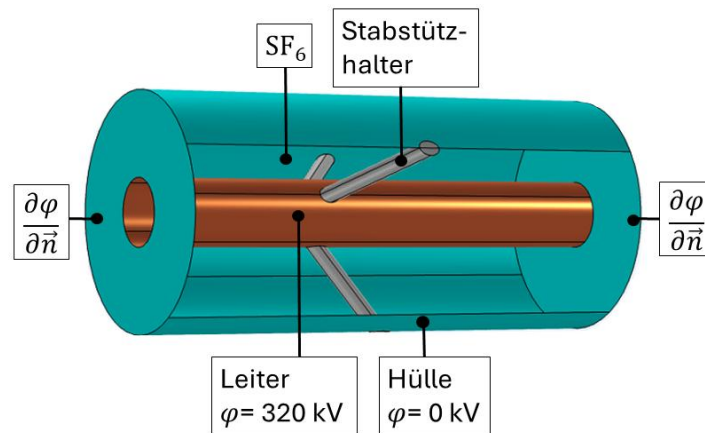


Abbildung 5.1: Geometrie des gasisolierten Systems mit Stabstützhaltern.

Tabelle 5.1: Rechenzeiten der verschiedenen Konfigurationen (DOF = $36,4 \cdot 10^6$).

Typ	Anzahl GPUs/CPUs	Rechenzeit
NVIDIA Tesla V100	8	0,602 s
NVIDIA Tesla A100	4	0,529 s
AMD EPYC 7662	2	28,41 s

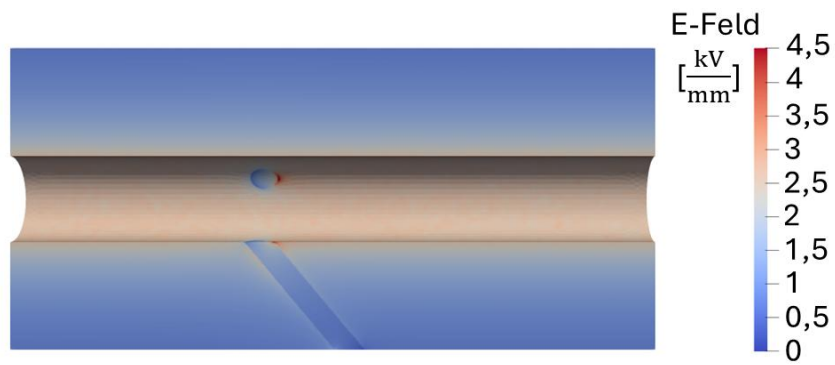


Abbildung 5.2: Exemplarisches Ergebnis des gerechneten Problems in Form der elektrischen Feldstärkeverteilung im Querschnitt der untersuchten Geometrie.

6. Zusammenführung der Modellerweiterungen

In diesem abschließenden Kapitel hinsichtlich der Ergebnisse dieser Arbeit sollen alle Modellerweiterungen aus Kapitel 3 in ein Simulationsmodell zusammengeführt werden. Dabei werden die Leitfähigkeitsgleichungen (2.30) für den Stützhalter und (3.2) für das SF₆ Gas definiert, Elektrodenrauheit wird berücksichtigt und der Temperaturtransport wird in Form von Wärmeleitung in der Feststoffisolierung und thermische Konvektion im Gasraum berechnet.

Anschließend soll das Gesamtmodell nochmals mittels DNN durch eine FGM-Verteilung im Stützhalter optimiert werden und die Ergebnisse mit und ohne Anwendung von FGM verglichen werden.

In Abbildung 6.1 ist die Temperaturverteilung im zweidimensionalen-achsensymmetrischen Modell abgebildet, bei dem das nichtlineare Leitfähigkeitsmodell (3.2) für das SF₆ Gas definiert ist, eine Elektrodenrauheit von 20 µm angesetzt ist und die Konvektion im Gas berücksichtigt wird, wobei das System horizontal ausgerichtet ist. Es ist zu erkennen, dass in der Umgebung des Hochspannungsleiters erhöhte Temperaturen auftreten.

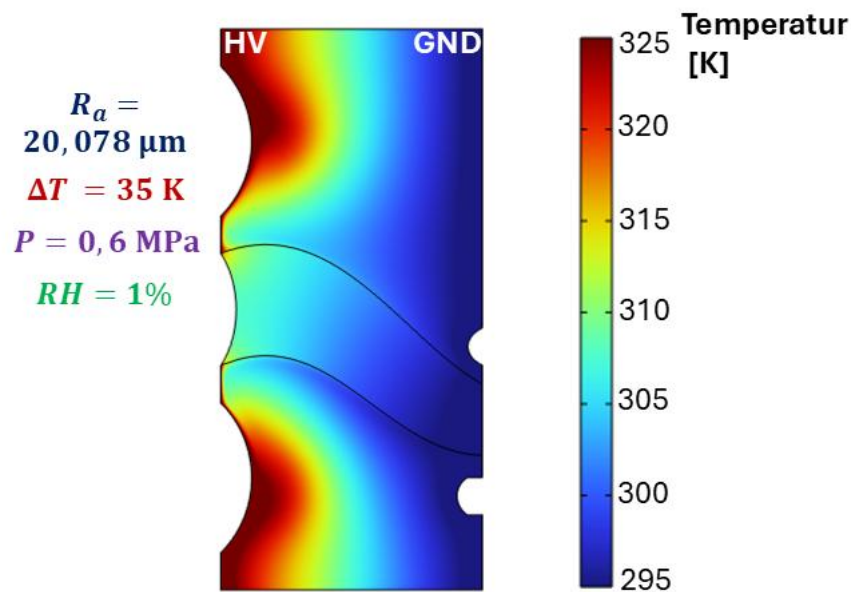


Abbildung 6.1: Temperaturverteilung im Gesamtmodell bei einer horizontalen Ausrichtung des Systems.

Die elektrische Feldverteilung im Gesamtmodell soll ebenfalls mit einem DNN-Surrogatmodell, welches die gleiche Architektur und Hyperparameter wie das Surrogatmodell aus Kapitel 4.4 aufweist, hinsichtlich einer optimierten FGM-Verteilung reduziert werden. Dabei wird die Trainingsdatengenerierung und Trainingsprozess analog zu Kapitel 4.4 durchgeführt und die Parameter b , c und d der Vorfaktorfunktion (4.6) identifiziert, die die geringste maximale elektrische Feldstärke im Gesamtmodell zur Folge haben.

Das Surrogatmodell hat folgende Parameter identifiziert, welche die geringste maximale elektrische Feldstärke im Gesamtmodell zur Folge haben: $b = 0,2265$, $c = 0,4084$ und $d = 0,9460$. Der Funktionsgraph der Vorfaktorfunktion mit den identifizierten Parameter ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Der Verlauf zeigt einen ähnlichen Verlauf wie in Abbildung 4.21, bei dem die Werte in der Mitte des Stützhalters etwas niedriger sind als in der Umgebung der Elektroden, jedoch mit geringeren Unterschieden in den Werten verglichen mit Abbildung 4.21.

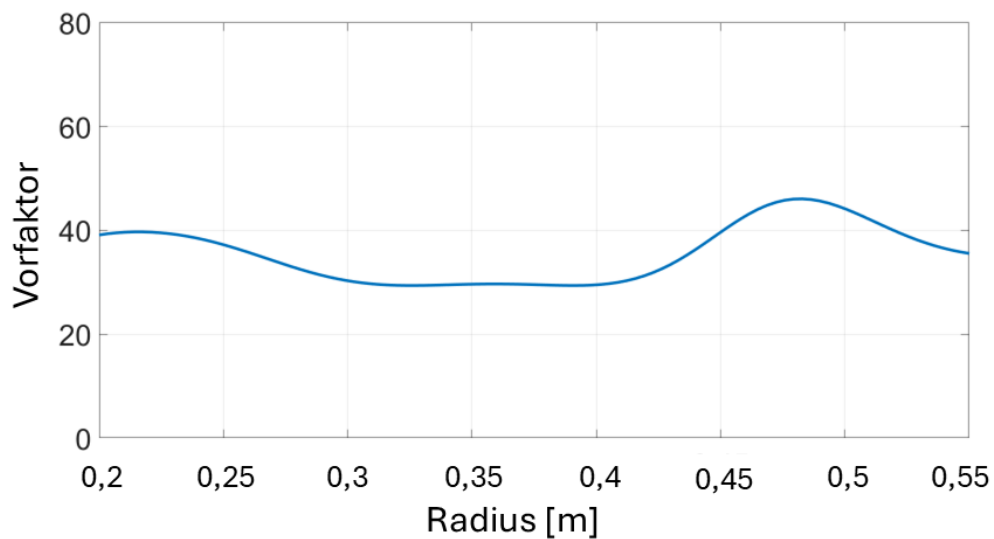


Abbildung 6.2: Funktionsgraph der durch das DNN optimierten Vorfaktorfunktion für das Gesamtmodell.

Die elektrische Feldverteilung des horizontalen Gesamtmodells, bei dem eine Elektrodenrauheit von $R_a = 20 \mu\text{m}$ definiert ist, ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Wie in den vorherigen Ergebnissen sind erhöhte elektrische Feldstärkewerte an den Tripelpunkte zu finden, in diesem Fall jedoch auch auf der Seite des elektrischen Leiters, welche aufgrund der Gaskonvektion und groben Elektrodenrauheit auftreten. Die maximale elektrische

Feldstärke beträgt 18,7 kV/mm, also deutlich höher als in der Referenzkonfiguration aus Abbildung 3.6, bei der die maximale elektrische Feldstärke 7,79 kV/mm beträgt. Dies ist dadurch zu erklären, dass die Elektrodenrauheit einen sehr rauen Wert von $R_a = 20 \mu\text{m}$ aufweist. Dieser Wert ist bewusst gewählt, um den extremsten Fall hinsichtlich der Elektrodenrauheit im Gesamtmodell zu untersuchen, welcher noch im Bereich der Fertigungstoleranzen der Elektroden liegt. Daher resultieren die hohen elektrischen Feldstärken.

In Abbildung 6.3 rechts ist die elektrische Feldstärke im Gesamtmodell abgebildet, bei der die FGM-Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Stützhalter aus Abbildung 6.2 angewendet wird. Ähnlich wie in Kapitel 4.4 werden die elektrischen Feldstärkespitzen an den Tripelpunkten durch die FGM-Anwendung reduziert und das elektrische Feld wird homogenisiert. Die maximale elektrische Feldstärke wird von 18,7 kV/mm auf 15 kV/mm reduziert und entspricht damit einer Reduktion von 20%. Die Reduktion fällt nicht so umfangreich wie in Kapitel 4.4 aus, in der das maximale elektrische Feld um 60% reduziert wird, aufgrund der sehr rauen Elektrodenrauheit.

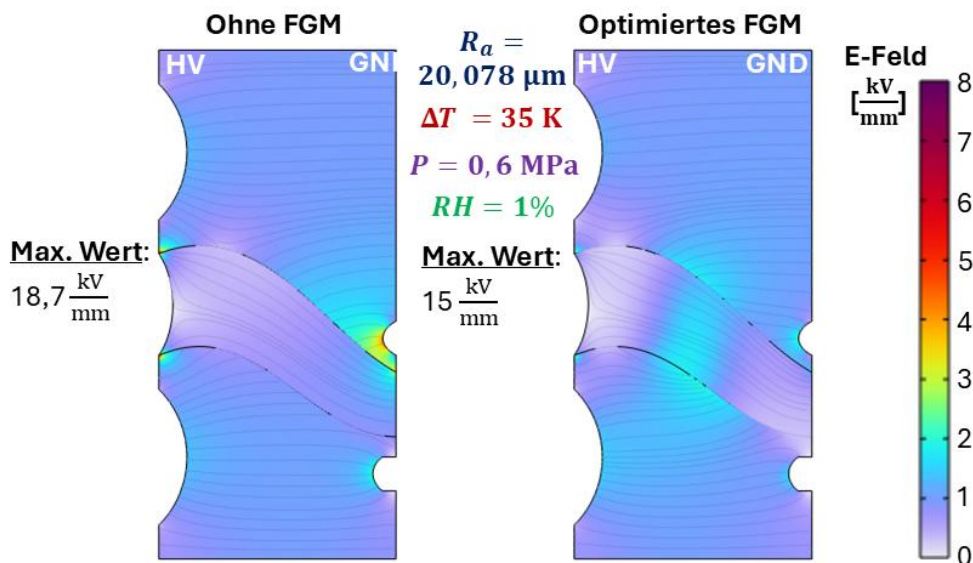


Abbildung 6.3: Elektrische Feldverteilung im Gesamtmodell ohne Anwendung von FGM (links) und mit Anwendung des optimierten FGM-Verteilung aus Abbildung 6.2 (rechts).

7. Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die elektrische- und thermische Feldverteilung sowie die Ladungsträgerverteilung in koaxialen Hochspannungs-Gleichstrom gasisolierten Systemen mithilfe numerischer Simulation untersucht. Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines multiphysikalischen und numerisch effizienten Simulationsmodells für gasisolierte Systeme unter Gleichspannungsbedingungen sowie dessen Anwendung zur Untersuchung von Feldsteuerungstechniken.

Auf Grundlage experimentell ermittelter Stromdichtemessdaten wird ein makroskopisches elektrisches Leitfähigkeitsmodell für Schwefelhexafluorid in Abhängigkeit der Temperatur, elektrischer Feldstärke und Gasdruck hergeleitet.

Die Ergebnisse verschiedener Szenarien - darunter erhöhte Temperatur, Überlagerung der Gleichspannung mit einer Blitzstoßspannung oder der Einsatz von Feldsteuerungstechniken - werden den Resultaten eines mikroskopischen Ionen-Drift-Diffusionsmodells gegenübergestellt, das die Gasleitfähigkeit auf Basis der physikalischen Ionenbewegung berücksichtigt. Die Simulationsergebnisse eines zweidimensionalen-achsensymmetrischen Modells zeigen eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der elektrischen Feldverteilung. Das elektro-thermische Modell mit Anwendung des Leitfähigkeitsmodell erzielt bis zu sechsfach schnellere Lösungszeiten im Vergleich mit dem Ionen-Drift-Diffusionsmodell. Im weiteren Verlauf wird das nichtlineare elektrische Leitfähigkeitsmodell für Schwefelhexafluorid um den Parameter des Feuchtigkeitsgehalts im Gas erweitert, ebenfalls hergeleitet aus experimentellen Messdaten. Dadurch wird es möglich, den Einfluss der Feuchtigkeit im Gas in Simulationen systematisch zu berücksichtigen.

Das erweiterte nichtlineare Leitfähigkeitsmodell ermöglicht somit eine differenzierte Analyse des Einflusses verschiedener Parameter - wie beispielweise der Feuchtigkeitsgehalt des Gases oder der Gasdruck - auf die elektrische Feldverteilung im System.

Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass die Elektrodenrauheit im gasisolierten System einen Einfluss auf die elektrische Feldverteilung hat. Vor diesem Hintergrund wird eine Methode entwickelt, mit der die Rauheit der Elektroden in den Simulationen

modelliert werden kann und über Rauheitsparameter eingestellt werden kann. Dadurch lässt sich der Einfluss der Oberflächenqualitäten auf die elektrische Feldstärkeverteilung durch Simulationen untersuchen. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass mit Elektrodenoberflächen mit hoher Rauheit lokale elektrische Feldstärkespitzen verursachen.

Abschließend wird das entwickelte Simulationsmodell erweitert, indem die Temperaturverteilung im System nicht ausschließlich über Wärmeleitung berechnet wird, wie es in vereinfachten Modellansätzen üblich ist, sondern indem auch die Temperaturverteilung im Gas durch Konvektion und durch Wärmestrahlung zwischen Leiter und geerdeter Hülle berücksichtigt werden. Diese Effekte werden mit der Wärmeleitung in der Feststoffisolierung gekoppelt, um eine realitätsnahe elektro-thermische Gesamtmodellierung zu realisieren.

Da die Orientierung des gasisolierten Systems einen maßgeblich Einfluss auf die Konvektionsströmung und damit auf die Temperaturverteilungen hat, wird für diese Untersuchung ein dreidimensionales Modell betrachtet. Dieses erlaubt die Analyse sowohl einer horizontalen als auch einer vertikalen Anordnung des Systems. In einer horizontalen Anordnung tritt eine erhöhte Strömungsgeschwindigkeit im oberen Bereich des Systems auf, während bei einer vertikalen Anordnung die Strömungsgeschwindigkeit vergleichsweise homogener über das System ist. Entsprechend ergibt sich die Temperaturverteilung, bei der in einer horizontalen Anordnung erhöhte Temperaturen im oberen Bereich des Systems auftreten. Die erweiterte Modellierung geht jedoch auch mit einem erhöhten numerischen Aufwand einher.

Da Schwefelhexafluorid ein starkes Treibhausgas mit hohem globalem Erwärmungspotenzial ist, sind alternative Isoliergase mit deutlich geringerem Treibhauspotenzial derzeit im Fokus der Forschung. Aktuell gibt es drei Isoliergase, die potenzielle Alternativen für bestimmte Anwendungen darstellen: 3M™ Novec™ 4710 ($\text{C}_4\text{F}_7\text{N}$), 3M™ Novec™ 5110 ($\text{C}_5\text{F}_{10}\text{O}$) sowie trockene Luft (O_2/N_2).

Diese Gase werden mittels Ionen-Drift-Diffusionsmodellen simulativ untersucht, wobei die Ladungskonzentration mit denen von Schwefelhexafluorid verglichen werden. Die hierfür notwendigen Parameter, wie Gasdichte, Ionenmobilität und Rekombinationsrate, werden aus der Literatur entnommen. Die Analyse der Ionenbewegung zeigt teils

deutliche Unterschiede in den Ionenkonzentration der betrachteten Gase. Schwefelhexafluorid weist dabei die höchste Ionenkonzentration auf, während trockene Luft die geringste Konzentration zeigt. Bei den alternativen Gasen treten jedoch erhöhte Konzentration im Bereich der Tripelpunkte zwischen Leiter, Gas und Feststoff auf.

Neben der Untersuchung von Modellierungsansätzen und Methoden zur Reduktion der Rechenzeiten bildet die Analyse von Feldsteuerungstechniken für gasisolierte Hochspannungs-Gleichstromsysteme einen zentralen Forschungsschwerpunkt dieser Arbeit. Grundlage hierfür ist das im ersten Teil der Arbeit entwickelte elektro-thermische Simulationsmodell.

Zunächst werden verschiedene Füllstoffe für das Epoxidharzmaterial des Stützhalters untersucht, die ein nichtlineares elektrisches Leitfähigkeitsverhalten aufweisen und somit zur gezielten Feldsteuerung in Gleichspannungskomponenten eingesetzt werden können. Untersucht wird Zinkoxid, welches eine hohe Nichtlinearität aufweist und häufig angewendet wird. Darüber hinaus werden Siliciumcarbid- und Iriotec® 7000 Füllstoffe betrachtet, die eine moderatere Nichtlinearität aufweisen.

Die Untersuchung der Epoxidharz-Füllstoff-Systeme erfolgt auf Basis experimenteller Messdaten, aus denen elektrische Leitfähigkeitsmodelle mit nichtlinearer feld- und temperaturabhängiger Charakteristik abgeleitet werden. Die Ergebnisse werden mit einer FGM-Anwendung verglichen, bei der die elektrische Leitfähigkeit eine vorgegebene parabolische Verteilung über den Radius des Stützhalters aufweist.

Unter den untersuchten Füllstoffen zeigt Zinkoxid die größte Wirksamkeit hinsichtlich der Reduzierung der elektrischen Feldstärke. Die FGM-Anwendung erzielt eine vergleichbare Reduktion, FGM ist allerdings auch fertigungstechnisch schwieriger zu realisieren.

Da der kritische Bereich gasisolierter Systeme im Gleichspannungszustand üblicherweise der Grenzübergang von Gas- und Feststoffisolation ist, stehen derzeit Konzepte im Fokus der Forschung, bei denen feldsteuernde Füllpartikel ausschließlich in einer oberflächennahen Schicht des Stützhalters eingebracht werden. Daher werden als Füllstoffe Siliciumcarbid und Calcium-Kupfer-Titanat untersucht, wobei eine Oberflächenschicht von 3 mm definiert wird. Die Ergebnisse zeigen, dass die Siliciumcarbid-Oberflächenschicht

und die Calciumkupfertitanat Schicht vergleichbare Ergebnisse zu den vorherigen untersuchten Feldsteuerungstechniken erzielen.

Da in Gleichspannungskomponenten neben resistiven Feldanteilen auch kapazitive Felder auftreten können – insbesondere aufgrund von zeitlich veränderlicher Spannungsverläufe wie beim Einschaltvorgang oder bei Blitzstoßspannungen – ist neben der elektrischen Leitfähigkeit auch die Permittivität als maßgeblicher Materialparameter zu berücksichtigen.

Vor diesem Hintergrund wird in einer transienten Simulation eine FGM-Anwendung untersucht, die eine räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit und der Permittivität verbindet. Betrachtet werden ein Gleichspannung-Einschaltvorgang sowie eine Blitzstoßbeanspruchung. Die Ergebnisse werden mit einer Referenzkonfiguration ohne Feldsteuerung verglichen, wobei die zeitliche Entwicklung der elektrischen Feldverteilung über den kapazitiven-resistiven Feldübergang analysiert wird.

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die FGM-Anwendung sowohl im kapazitiven Zustand als auch im stationären resistiven Zustand zu einer deutlichen Reduktion der elektrischen Feldstärke gegenüber der Referenzkonfiguration führt.

Als weiterer Forschungsschwerpunkt dieser Arbeit wird der Einsatz tiefer neuronaler Netze zur Optimierung von Feldsteuerungsanwendungen untersucht.

Hierzu wird zunächst ein Surrogatmodell auf Basis eines tiefen neuronalen Netzes entwickelt, bei dem die räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Stützhalter hinsichtlich der elektrischen Feldstärkebelastung optimiert werden soll. Ziel ist es, die rechenintensiven FEM-Simulationen durch ein datengetriebenes Ersatzmodell zu ergänzen, das eine schnelle Bewertung unterschiedlicher Leitfähigkeitsverteilungen ermöglicht. Die Datengrundlage bilden zweidimensionale-achsensymmetrische FEM-Simulationen mit verschiedenen FGM-Leitfähigkeitsverteilungen. Auf Basis dieser Trainingsdaten erlernt das Modell den Zusammenhang zwischen der räumlichen Leitfähigkeitsverteilung und der resultierenden maximalen elektrischen Feldstärke.

Die durch das neuronale Netz bestimmte optimale Leitfähigkeitsverteilung weist eine nicht-intuitive Charakteristik auf und erzielt die größte Reduktion aller untersuchten Feldsteuerungstechniken in dieser Arbeit. Die Leitfähigkeitsverteilung ermöglicht eine

Reduzierung des Abstands zwischen Leiter und geerdeter Hülle um 0,2 m bei ähnlichen Feldstärkewerten verglichen mit der Referenzkonfiguration.

Des Weiteren wird auch die Geometrie des Stützhalters hinsichtlich der elektrischen Feldstärkebelastung mittels eines tiefen neuronalen Netzes optimiert, bei der ein dreidimensionales Modell genutzt wird. Hierfür werden sechs Parameter einer Interpolationskurve optimiert, die die Topologie des Stützhalters definieren. Das tiefe neuronale Netz wird analog zur vorherigen Untersuchung mit den Ergebnissen von FEM-Simulationen trainiert und führt zu einer Stützhaltertopologie, die das maximale elektrische Feld um etwa 15% reduziert, verglichen mit einem Stützhalter, der eine einfache gerade Geometrie aufweist.

Ein weiterer Ansatz zur Reduzierung der Rechenzeiten besteht neben anderen Modellierungsansätzen in der Verwendung von Grafikprozessoren (engl. Graphics Processing Unit, GPU), anstelle konventioneller Hauptprozessoren (engl. Central Processing Unit, CPU). Hierfür wird die stationäre elektrische Feldstärke in einem dreidimensionalen Modell eines gasisolierten Systems unter Verwendung von GPUs und der AmgX-Bibliothek berechnet.

Bei Ansetzen eines feinen Rechengitters für das dreidimensionale Modell ergibt sich für das betrachtete Feldsimulationsproblem 36,4 Millionen Freiheitsgrade. Unter Anwendung von NVIDIA Tesla A100 GPUs wird das System im speziellen Anwendungsfall in 0,602 s gelöst, während die Berechnung auf AMD EPYC 7662 CPUs 28,41s erfordert. Dies entspricht einer etwa 53-fachen Verkürzung der Rechenzeit für dieses Problem. Dies zeigt das Potenzial einer Verwendung GPU-beschleunigter Simulationsumgebungen auf.

Zuletzt wurden alle Modellerweiterung in ein Gesamtmodell für ein koaxiales, gasisoliertes HGÜ-System zusammengeführt, welche die Untersuchung des Einflusses verschiedener Parameter ermöglicht, wie Elektrodenrauheit, Anordnung des Systems, Gasdruck- und Feuchtigkeitsgehalt usw. Aus diesem Modell wurde ein weiteres Surrogatmodell erarbeitet, welches sich für die Untersuchung von Feldsteuerungstechniken eignet. Dadurch wurde eine spezifisch für sehr raue Elektrodenoberflächen optimierte elektrische Leitfähigkeitsverteilung in der Feststoffisolierung identifiziert.

7.2 Ausblick

Insgesamt leistet die Arbeit einen Beitrag zur physikalisch fundierten und numerisch effizienten Modellierung von koaxialen gasisolierten Systemen im Hochspannungs-Gleichstrombetrieb sowie zur systematischen Auslegung hinsichtlich der elektrischen Feldsteuerung, insbesondere unter Einsatz künstlicher Intelligenz-gestützter Optimierungsmethoden.

Offene Forschungspunkte ergeben sich neben weiterführenden Untersuchung von Feldsteuerungsansätzen insbesondere hinsichtlich der Identifizierung zusätzlicher alternativer Isoliergase als Ersatz für Schwefelhexafluorid, da dessen Einsatz in Zukunft in gasisolierten Systemen weiter reduziert werden soll.

Für eine physikalisch fundierte Implementierung der alternativen Gase in Simulationsmodelle bei möglichst hoher numerischer Effizienz ist die Herleitung makroskopischer elektrischer Leitfähigkeitsmodelle der Gase erforderlich. Dafür muss das Leitfähigkeitsverhalten alternative Gase unter verschiedenen Betriebs- und Beanspruchungsszenarien experimentell untersucht werden und die Messdaten anschließend ausgewertet werden. Die in dieser Arbeit entwickelten Modellierungsansätze und methodischen Vorgehensweisen können dabei als Grundlage für die Erstellung entsprechender Leitfähigkeitsmodelle alternativer Isoliergase dienen.

Literatur

- [ABB, 2020] ABB, „ABB Power Grids supports China to build multi-terminal power transmission projects”, Pressemitteilung, 2020, <https://new.abb.com/news/detail/63883/abb-power-grids-supports-china-to-build-multi-terminal-power-transmission-projects>.
- [Alkunte *et al.*, 2024] S. Alkunte *et al.*, „Functionally graded metamaterials : Fabrication techniques, modeling, and applications – a review”, *Processes*, Vol. 12, No. 10, 2024.
- [Almaksour *et al.*, 2012] K. Almaksour *et al.*, „Experimental study of dark current emission : effects of surface morphology and inter-electrode gap distance”, *Actes de la 8ème Conférence de la Société Française d-Electrostatique*, S. 223-226, 2012.
- [AMD, 2020] AMD EPYC 7662, Datasheet, 2020.
- [Bahrman, 2006] M. P. Bahrman, Overview of HVDC Transmission, Power Systems Conference and Exposition, Atlanta, S. 18-23, 2006.
- [Balay *et al.*, 1997] S. Balay, *Efficient management of parallelism in object oriented numerical software libraries*, Birkhauser Press, S. 163-202, 1997.
- [Bärsch, 2010] R. Bärsch, A. Kuchler, „Beanspruchung und elektrisches Verhalten von Isoliersystemen bei Gleich und Mischfeldbeanspruchung“, ETG Fachtagung Isoliersysteme bei Gleich- und Mischfeldbeanspruchung, Köln, 2010.
- [Bekstein *et al.*, 2008] A. Bekstein *et al.*, „Ion swarm data of N₄⁺ in N₂, O₂ and dry air for streamer dynamics simulation”, *The European Physical Journal Applied Physics*, Vol. 42, S. 33-40, 2008.
- [BMWE, 2025] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie, „Aktueller Stand des Netzausbaus“, 16. Mai 2025.
- [Bodega, 2006] R. Bodega, „Space charge accumulation in polymeric high voltage DC cable system“, Dissertation, Delft University of Technology, Delft, Niederlande, 2006.
- [Bundestag, 2022] Deutscher Bundestag, „Schwefelhexafluorid – Anwendungen, Klimawirkung, Emissionsentwicklung und Maßnahmen zur Minderung“, Sachstand, 2022.
- [Bücking und Kaltschmitt, 2018] L.M. Bücking und M. Kaltschmitt, „Verlustwärme von Offshore-Gleichstrom-Seekabelsystemen – Entstehung und Übertragung“, *Zeitschrift für Energiewirtschaft (ZfE)*, Vol. 42, No. 4, S. 299-314, 2018.
- [Castellanos *et al.*, 1998] A. Castellanos *et al.*, *Electrohydrodynamics*, Springer Verlag, Wien, Österreich, 1998.

- [Chachereau *et al.*, 2017] A. Chachereau, A. Hösl und C. M. Franck, „Electrical insulation properties of the perfluoro-ketone C5F10O“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 51, 2018.
- [Cheng *et al.*, 2018] Cheng *et al.*, „The enhancement effect of carbon-based nano-fillers/polyaniline hybrids on the through-thickness electric conductivity of carbon fiber reinforced polymer“, *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, Vol. 105, S. 281-290, 2018.
- [Chuanyang *et al.*, 2022] L. Chuanyang *et al.*, „China’s 10-year progress in DC gas-insulated equipment : From basic research to industry perspective“, *iEnergy*, Vol. 1, No. 4, S. 400-433, 2022.
- [CIGRE, 2012] Cigré Technical Brochure Nr. 506, „Gas insulated system for HVDC : DC stress at DC and AC systems“, Cigré Working Group D1.03, 2012.
- [CIGRE, 2020] Cigré Technical Brochure Nr. 802, „Application of non-SF6 gases or gas-mixtures in medium and high voltage gas-insulated switchgear“, 2020.
- [CIGRE, 2021a] Cigré Technical Brochure Nr. 842, „Dielectric testing of gasinsulated HVDC systems“, Cigré Working Group JWG D1/B3.57, 2021.
- [CIGRE, 2021b] Cigré Technical Brochure Nr. 849, „Electric performance of new non-SF6 gases and gas mixtures for gas-insulated systems“, 2021.
- [Clemens *et al.*, 2002] M. Clemens *et al.*, „Transient simulation of nonlinear electro-quasistatic problems using the finite integration technique“, 10th International IGTE Symposium, Graz, Österreich, S. 510-515, 2002.
- [Clemens, 2018] M. Clemens, „The electro-quasistatic field model: applications and state-of-the-art in numerical simulation schemes“, 18th International IGTE Symposium on Numerical Field Calculation in Electrical Engineering, Graz, Österreich, 2018.
- [COMSOL, 2025] COMSOL AB, „Comsol multiphysics reference manual“, 2025.
- [Dang *et al.*, 2013] Z. Dang *et al.*, „Flexible nanodielectric materials with high permittivity for power energy storage“, *Advanced Materials*, Vol. 25, No. 44, S. 6334-6365, 2013.
- [Daubechies *et al.*, 2022] I. Debauchies *et al.*, „Nonlinear approximation and (deep) ReLu networks“, *Constructive Approximation* 55, S. 127-172, 2022.
- [Demir und Gündüz, 2009] H. Demir und S. Gündüz, „The effects of aging on machinability of 6061 aluminium alloy“, *Materials & Design*, Vol. 30, No. 5, S. 1480-1483, 2009.

- [Demura, 2019] Y. Demura, „Numerical thermofluid simulation of a decaying arc behavior in CO₂/O₂/C₅F₁₀O (C₅-PFK) considering more than non-atomic molecules”, IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Vol. 14, S. 21-28, 2019.
- [Deuflhard, 2011] P. Deuflhard, *Newton methods for nonlinear problems*, Springer, 2011.
- [Diamond, 1998] W. T. Diamond, „New perspectives in vacuum high voltage insulation. I The transition to field emission.”, Journal of Vacuum Science and Technology, Vol. 16, S. 707-719, 1998.
- [DIN 4287, 2010] DIN EN ISO 4287:2010–06, *Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Oberflächenbeschaffenheit: Begriffe, Maße, Rauheitskenngrößen, Formelemente*, Beuth Verlag, Berlin, 2010.
- [Du et al., 2021] B. X. Du et al., „Gas convection affecting surface charge and electric field distribution around tri-post insulators in 800kV GIL”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 28, No. 4, S. 1372-1379, 2021.
- [Du et al., 2022] B. Du, H. Liang und J. Dong, „Multidimensional functionally graded materials (ϵ/κ -MFGM) for HVDC GIL/GIS spacers”, IEEE Transactions on dielectrics and electrical insulation, Vol. 29, No. 5, S. 1966-1973, 2022.
- [Egiziano et al., 1999] L. Egiziano, V. Tucci, C. Petrarca und M. Vitelli, „A Galerkin model to study the field distribution in electrical components employing nonlinear stress grading materials”, IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 6, No. 6, S. 765-773, 1999.
- [Egüz et al., 2019] E. Egüz et al., „Measurements of swarm parameters in C₄F₇N :O₂ :CO₂, C₅F₁₀O :O₂:CO₂ and C₅F₁₀O :O₂:N₂ mixtures“, the 19th International Symposium on High Voltage Engineering, 2019.
- [Eigner und Semino, 2013] A. Eigner und S. Semino, „50 years of electrical-stress control in cable accessories“, IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 29, No. 5, S. 47-55, 2013.
- [Einstein, 1905] A. Einstein, „Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen”, Annalen der Physik, Vol. 322, No. 8, S. 549-565, 1905.
- [ENTSO-E, 2025] ENTSO-E AISBL, „Overview of Transmission Tariffs in Europe: Synthesis 2023“, Bericht, Juni 2025, eepublicdownloads.blob.core.windows.net/public-cdn-container/clean-documents/mc-documents/transmission-tariffs/Overview_of_Transmission_Tariffs_in_Europe_Synthesis_2023.pdf.

- [Feldes *et al.*, 2011] J. W. Feldes, B. D. Gemmel, D. Retzmann, „From Smart Grid to Super Grid: Solution with HVDC and FACTS for Grid Access of Renewable Energy Sources“, IEEE Power Energy Society General Meeting, San Diego, USA, S. 1-6, 2011.
- [Fowler und Nordheim, 1928] R. H. Fowler und L. Nordheim, „Electron emission in intense electric fields“, Proceedings of the Royal Society of London, Vol. 119, No. 781, S. 173-181, 1928.
- [Galdi, 2011] G. P. Galdi, *An introduction to the mathematical theory of the Navier-Stokes equations: Steady-state problems*, New York: Springer Verlag, 2011.
- [Gänger, 1953] B. Gänger, *Der elektrische Durchschlag von Gasen*, Springer-Verlag, Berlin, 1953.
- [Hairer und Wanner, 1996] E. Hairer und G. Wanner, *Solving ordinary differential equations II*, 2. Ausgabe, Springer Verlag, 1996.
- [Hanley *et al.*, 2003] T. L. Hanley *et al.*, „A general review of polymeric insulation for use in HVDC cables“, IEEE Electric Insulation Magazine, Vol. 19, No. 1, S. 14-24, 2003.
- [Hanna *et al.*, 2016] R. Hanna *et al.*, „Dark current measurements in humid SF6 at high uniform electric field“, IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Toronto, Kanada, S. 19-22, 2016.
- [Haus und Melcher, 1989] H. Haus und J. R. Melcher, *Electromagnetic Fields and Energy*, Prentice Hall, New Jersey, USA, 1989.
- [Hayakawa *et al.*, 2016] N. Hayakawa *et al.*, „Fabrication and simulation of permittivity graded materials for electric field grading of gas insulated power apparatus“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 23, No. 1, S. 547-554, 2016.
- [Hayakawa *et al.*, 2018a] N. Hayakawa *et al.*, „Electric field grading by functionally graded materials (FGM) for HVDC gas insulated power apparatus“, IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Cancun, Mexico, S. 309-312, 2018.
- [Hayakawa *et al.*, 2018b] N. Hayakawa *et al.*, „Simulation on discharge inception voltage improvement of GIS spacer with permittivity graded materials (ϵ -FGM) using flexible mixture casting method“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 25, No. 4, S. 1318-1323, 2018.
- [Hecht, 2012] F. Hecht, „New development in FreeFEM++“, Journal of Numerical Mathematics, Vol. 20, No. 3, S. 251-265, 2012.
- [Hering *et al.*, 2017] M. Hering *et al.*, „Requirements on solid insulating materials and gas-solid interface in compact HVDC gas-insulated systems“, 20th International Symposium on High Voltage Engineering, Buenos Aires, Argentinien, 2017.

- [Hering *et al.*, 2014] M. Hering *et al.*, „Flashover behaviour of insulators with inhomogenous temperature distribution in gas insulated systems under DC voltage stress”, ICHVE International Conference on High Voltage Engineering and Application, Boznan, Polen, 2014.
- [Herwig und Moschallski, 2014] H. Herwig und A. Moschallski, *Wärmeübertragung*, 3. Aufl., Wiesbaden: Springer Verlag, 2014.
- [Hösl *et al.*, 2017] A. Hösl, P. Häfliger und C. M. Franck, „Measurement of ionization, attachment, detachment and charge transfer rate coefficient in dry air around the critical electric field“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 50, 2017.
- [Hu *et al.*, 2023] Q. Hu *et al.*, „Surface charge accumulation characteristics on DC GIL three-post insulators considering the influence of temperature gradient“, *CSEE Journal of Power and Energy Systems*, Vol. 9, No. 5, S. 1926-1934, 2023.
- [Jackson, 2014] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 5. Aufl., De Gruyter Verlag, Berlin/Boston, 2014.
- [Jiang *et al.*, 2026] X. Jiang *et al.*, „Insulation properties of sulfur hexafluoride alternatives: a comprehensive review“, *Electric Power Systems Research*, Vol. 252, 2026.
- [Jin, 2014] J. Jin, *The finite element method in electromagnetics*, 3. Auflage, Wiley, 2014.
- [Kadoya *et al.*, 1985] K. Kadoya, N. Matsunaga und A. Nagashima, „Viscosity and thermal conductivity of dry air in the gaseous phase“, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 14, S. 947-970, 1985.
- [Kimbark, 1971] E. W. Kimbark, *Direct Current Transmission*, 1. Aufl., New Jersey : John Wiley & Sons, S. 391-483, 1971.
- [Kindersberger *et al.*, 2008] J. Kindersberger, C. Lederle, „Surface charge decay in insulators in air and sulfurhexafluoride – part I: simulation“, *IEEE Transaction on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 15, No. 4, S. 941-948, 2008.
- [Kingma und Ba, 2015] D. P. Kingma und J. Ba, „Adam: a method for stochastic optimization“, 3rd International Conference for Learning Representations, San Diego, USA, 2015.
- [Koch, 2011] H. J. Koch, *Gas insulated transmission lines (GIL)*, John Wiley and Sons, 2011.
- [Koch, 2014] H. J. Koch, *Gas insulated substations*, John Wiley and Sons, 2014.
- [Küchler, 2017] A. Küchler, *Hochspannungstechnik – Grundlagen – Technologie – Anwendungen*, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2005.

- [Lavesson und Doiron, 2015] N. Lavesson, C.B. Doiron, „Hybrid resistive-capacitive and ion drift model for solid gas dielectrics”, Proceedings of the 2025 COMSOL Conference, Grenoble, France, 2015.
- [Li *et al.*, 2017] X. Li *et al.*, „Calculation of thermodynamic properties and transport coefficients of C5F10O-CO2 thermal plasmas”, Journal of Applied Physics, Vol. 122, S. 55-59, 2017.
- [Li, 2019] B. Li, *SF₆ high voltage equipment design*, Beijing: China Machine Press, 2019.
- [Li *et al.*, 2020a] H. Li *et al.*, „Theoretical and practical investigations of spacer models for future HVDC GIL/GIS applications”, Springer Nature Switzerland, S. 1538-1549, 2020.
- [Li *et al.*, 2020b] J. Li, „Novel spacer with surface functional graded materials for HVDC GIL”, IEEE International Conference on High Voltage Engineering and Application, Peking, China, S. 327-330, 2020.
- [Li *et al.*, 2021] C. Li *et al.*, „Conductor surface roughness-dependent gas conduction process for HVDC GIL- Part II: Experiment”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 28, No. 3, S. 988-995, 2021.
- [Liang und Srikant, 2017] S. Liang und R. Srikant, „Why deep neural networks for function approximation?“, in 5th International Conference on Learning Representations, S. 1-650, 2017.
- [Liang *et al.*, 2018] H. Liang *et al.*, „Effects of nonlinear conductivity on surface charge characteristics of epoxy/SiC composites under DC stress”, 12th International Conference on the Properties and Applications of Dielectric Materials, Xi'an, China, S. 59-62, 2018.
- [Liang *et al.*, 2022] H. Liang, B. Du und X. Kong, „Basin-type spacer for D-GIL – Part II: surface charge and electric field regulation”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 29, No. 3, S. 1119-1126, 2022.
- [Lienhard, 2013] J. H. Lienhard, *A heat transfer textbook*, Courier Corporation, Chelmsford, 2013.
- [Liu *et al.*, 2021] S. Liu *et al.*, „Mechanical stress distribution and reliability analysis of GIL tri-post insulator”, International Conference on Electrical Materials and Power Equipment, Chongqing, China, 2021.
- [Lucchini und Marconato, 2023] F. Lucchini und N. Marconato, „Development of HVDC gas-insulated components for the power supply of neutral beam injectors”, IEEE Access, Vol. 11, S. 9731-9741, 2023.
- [Luo *et al.*, 2022] X. Luo, G. Yang und D. W. Schubert, „Electrically conductive polymer composite containing hybrid graphene

- nanoplatelets and carbon nanotubes: synergistic effect and tunable conductivity anisotropy“, *Advanced Composites and Hybrid Materials*, Vol. 5, S. 250-262, 2022.
- [Lutz *et al.*, 2015] B. Lutz, B. Juhre und K. D. Imamovic, „Long-term performance of solid insulators in gas insulated systems under HVDC stress“, 19th International Symposium on High Voltage Engineering, Pilsen, Tschechische Republik, 2015.
- [Makino, 2001] Y. Makino, S. Hara, M. Hirose, „Commissioning of the Kii-Channel HVDC link- Application of new HVDC technology and operating experience“, 7th International Conference on AC-DC Power Transmission, Vereinigtes Königreich, London, S. 214-219, 2001.
- [Maxwell, 1865] J. C. Maxwell, „A dynamical theory of electromagnetic field“, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, London, Vol. 155, S. 459-512, 1865.
- [McKay *et al.*, 1979] M. D. McKay *et al.*, „A comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code“, *Technometrics*, Vol. 21, No. 2, S. 239-245, 1979.
- [Messerer, 2001] F. Messerer, „Gas-Insulated Substation (GIS) for HVDC“, Dissertation, Technische Universität München, 2001.
- [Müller, 2024] L. Müller, „Numerische Simulation der elektrischen Feldverteilung und Raumladungsdichte in Hochspannungs-Gleichstrom gasisolierten Leitungen“, Masterthesis, Bergische Universität Wuppertal, 2024.
- [Naumov, 2015] M. Naumov, „AmgX: a library for GPU accelerated algebraic multigrid and preconditioned iterative methods“, *Society for Industrial and Applied Mathematics*, Montreal, Vol. 37, S. 602-626, 2015.
- [Neidhart *et al.*, 2020] T. Neidhart *et al.*, „Long-term tests of a DC gas insulated transmission line (DC GIL) embedded in temporally flowable backfill: soil-mechanical and thermic interaction“, VDE Hochspannungstechnik, 3. ETG-Fachtagung, 2020.
- [Nechmi *et al.*, 2017] H. E. Nechmi *et al.*, „Effective ionization coefficients and limiting field strength of fluoronitriles-CO₂ mixtures“, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 24, No. 2, 2017.
- [Niemeyer, 1999] L. Niemeyer, „Gaseous Insulation“, *Wiley encyclopedia of electrical and electronics engineering*, Vol. 8, S. 239-258, New York, John Wiley & Sons, 1999.
- [NKT, 2019] NKT A/S, „World’s most powerful underground power transmission cable system“, 2019, <https://www.nkt.com/products->

- solutions/high-voltage-cable-solutions/innovation/640-kv-extruded-hvdc-cable-systems.
- [Nordheim, 1928] L. W. Nordheim, „The effect of the image force on the emission and reflexion of electrons by metals”, Proceedings of the Royal Society of London, Vol. 121, No. 788, S. 626-639, 1928.
- [NVIDIA, 2020a] NVIDIA V100 Tensor Core GPU, Datasheet, 2020.
- [NVIDIA, 2020b] NVIDIA A100 40 GB PCIe GPU Accelerator, Product Brief, 2020.
- [Pan *et al.*, 2021] W. Pan *et al.*, „Nonlinear materials applied in HVDC gas insulated equipment: from fundamentals to applications“, IEEE Transactions on Dielectric Insulation, Vol. 28, No. 5, S. 1588-1602, 2021.
- [Ponsonby *et al.*, 1996] A. Ponsonby, O. Farish, Hampton B., „The effect of surface charge on the performance of cast resin insulation for gas insulated substations”, 7th International Conference on Dielectric Materials Measurement and Applications, Bath, Vereinigtes Königreich, S. 128-132, 1996.
- [Pradhan *et al.*, 2016] M. Pradhan *et al.*, „Functional behaviors of electric field grading composite materials”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 23, No. 2, S. 768-777, 2016.
- [Rachmawati *et al.*, 2020] H. K. Rachmawati *et al.*, „Electric field grading by permittivity and conductivity graded materials (ϵ/σ -FGM) for HVDC gas insulated power apparatus”, International Symposium on Electrical Insulating Materials, Tokio, Japan, S. 421-424, 2020.
- [Ran *et al.*, 2019] Z. Y. Ran *et al.*, „Electric field regulation of insulator interface by FGM with conductivity for superconducting-GIL“, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 29, No. 2, 2019.
- [Ran *et al.*, 2020] Z. Y. Ran *et al.*, „Flashover improvement and field control of insulator with surface σ -FGM for DC GIL“, IEEE 3rd International Conference on Dielectrics, Valencia, Spanien, S. 309-312, 2020.
- [Schmidhuber, 2015] J. Schmidhuber, „Deep learning in neural networks: an overview”, Neural Networks, Vol. 61, S. 85-117, 2015.
- [Sirotisnki, 1955] *Hochspannungstechnik – Band 1 – Teil 1: Gasentladungen*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1955.
- [Spall, 2012] J. C. Spall, *Stochastic optimization*, Handbook of Computational Statistics, Springer Verlag, 2021.
- [Spitzner, 2013] *VDI Wärmetlas*, Springer Verlag, Berlin, Deutschland, 2013.

- [Steinmetz *et al.*, 2011] T. Steinmetz, S. Kurz und M. Clemens, „Domains of validity of quasistatic and quasistationary field approximations“, COMPEL, Vol. 30, No. 4, S. 1237-1247, 2011.
- [Stewart, 2014] I. Stewart, *Weltformeln – 17 mathematische Gleichungen, die Geschichte machten*, 7 Aufl. , Rowohlt Taschenbuch Verlag, Reinbek bei Hamburg, S. 291-297, 2014.
- [Okabe, 2007] S. Okabe, „Phenomena and mechanism of electric charges on spacers in gas insulated switchgears“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, No. 1, S. 46-52, 2007.
- [Tennet, 2023] Tennet, „DolWin kappa – Die Offshore-Konverterstation für DolWin6“, Factsheet, 2023.
- [Taha und Alzara, 2021] T. A. Taha und M. A. A. Alzara, „Synthesis, thermal and dielectric performance of PVA-SrTiO₃ polymer nanocomposites“, Journal of Molecular Structure, Volume 1238, 2021.
- [Toigo *et al.*, 2020] C. Toigo *et al.*, „DC leakage current measurement comparison between SF₆ and fluoronitrile/CO₂ gas mixture“, IEEE 3rd International Conference on Dielectrics, S. 790-793, 2020.
- [Tschentscher und Franck, 2018a] M. Tschentscher und C. M. Franck, „A critical re-examination on conduction processes in gas-insulated DC devices at low electric fields“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 25, No. 4, S. 1186-1194, 2018.
- [Tschentscher und Franck, 2018b] M. Tschentscher und C. M. Franck, „Microscopic charge provision at interfaces of gas-insulated (HVDC/HVAC) systems“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 25, S. 1186-1194, 2018.
- [UWBA, 2024] Umweltbundesamt, „Schaltanlagen mit fluorierten Treibhausgasen“, Factsheet, 2024.
- [UWBA, 2025] Umweltbundesamt, „Treibhausgasminderungsziele Deutschlands“, 2025, <https://www.umweltbundesamt.de/daten/klima/treibhausgasminderungsziele-deutschlands#internationale-vereinbarungen-weisen-den-weg>.
- [UWBA, 2025b] Umweltbundesamt, „Stromverbrauch“, 2025, <https://www.umweltbundesamt.de/daten/energie/stromverbrauch#entwicklung-des-stromverbrauchs>.
- [Van Rienen *et al.*, 1996] U. van Rienen, M. Clemens und T. Weiland, „Computation of low-frequency electromagnetic fields“, ZAMM, Vol. 1, No. 76, S. 567-568, 1996.
- [Vincenti und Kruger, 1975] W. G. Vincenti und C. H. Kruger, *Introduction to physical gas dynamics*, Krieger Publishing Company, USA, 1975.
- [Volpov, 2004] E. Volpov, „Dielectric strength coordination and generalized spacer design rules for HVAC/DC SF₆ gas insulated

- systems“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 11, No. 6, S 949-963, 2004.
- [Wang *et al.*, 2021] Y Wang *et al.*, „The improvement of flashover characteristics with field grading CCTO coating for GIL spacers“, IEEE International Conference on Electrical Materials and Power Equipment, Chongqing, China, 2021.
- [Weida, 2011] D. Weida, „Optimierung von Applikationen aus der Hochspannungstechnik mit dünnen Schichten aus mikrovaristorgefüllten Polymeren mithilfe von nichtlinearen transienten 3D Simulationen“, Dissertation, Bergische Universität Wuppertal, 2011.
- [Winter *et al.*, 2013] A. R. Winter *et al.*, „Compact gas-solid insulating systems for high-field stress in HVDC applications“, CIGRE Study Committee B3&D1 Colloquium, Brisbane, Australia, S. 1-14, 2013.
- [Winter *et al.*, 2014] A. R. Winter *et al.*, „Solid/gaseous insulation systems for compact HVDC solutions“, CIGRE Conference, Paris, Frankreich, S. D1-102, 2014.
- [Winter, 2014] A. R. Winter, „Elektrische Felder in Gas-Feststoff-Isolationssystemen unter Gleichspannungsbelastung“, Dissertation, Technische Universität München, 2014.
- [WM, 2014] Windmesse, „Siemens stellt erste gasisolierte 320kV-Schaltanlage für Gleichstromübertragung vor“, 2014, <https://w3.windmesse.de/windenergie/news/16276-siemens-stellt-erste-gasisolierte-320kv-schaltanlage-fur-gleichstromubertragung-vor>.
- [Xiao, 2025] D. Xiao, *Gas discharge and gas insulation*, Vol. 6, Springer Verlag, 2015.
- [Yao *et al.*, 2022] H. Yao *et al.*, „Electric field relaxation of HVDC GIL spacer with surface conductivity gradient material (σ -SFGM) using electrospinning technology“, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 29, No. 3, S. 1167-1174, 2022.
- [Yao *et al.*, 2025] H. Yao *et al.*, „Research progress on functionally graded materials for epoxy insulators in HV GIL/GIS“, Chinese Journal of Electrical Engineering, Vol. 11, No. 2, S. 150-164, 2025.
- [Zavattoni, 2014] L. Zavattoni, „Conduction phenomena through gas and insulating solids in HVDC gas insulated substations, and consequences on electric field distribution“, Dissertation, Electric Power, Université de Grenoble, 2014.
- [Zebouchi und Haddad, 2020] N. Zebouchi, M. A. Haddad, „A review on real-size epoxy cast resin insulators for compact high voltage direct current gas insulated switchgears (GIS) and gas insulated

- transmission lines (GIL) – current achievements and envisaged research and development”, *Energies*, 2020.
- [Zhang *et al.*, 2020] Q. Zhang *et al.*, „Dielectric properties of P(VDF-TrFE-CTFE) composites filled with surface-coated TiO₂ Nanowires by SnO₂ Nanoparticles”, *Polymers*, Vol. 12, No. 1, 2020.
- [Zhang *et al.*, 2021] L. Zhang *et al.*, „Conductor surface roughness-dependent gas conduction process for HVDC GIL – Part I: Simulation.“ *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 28, No. 2, S. 511-519, 2021.
- [Zhao, 2020] S. Zhao, „Elektrische Feldverteilung in gasisolierten Anlagen unter Gleichspannungsbelastung“, Dissertation, Technische Universität München, 2020.
- [Zienkiewicz, 2013] O. C. Zienkiewicz, *The finite element method: ist basis and fundamentals*, 6. Auflage, Elsevier Butterworth-Heinemann, Burlington, MA, USA, 2013.

Liste der eigenen Veröffentlichungen

Publikationen

- [Hensel, 2022a] **H. Hensel**, C. Jörgens und M. Clemens, „Numerical simulation of the electric field distribution in HVDC gas insulated lines considering a novel nonlinear conductivity model for SF6“, VDE High Voltage Technology, 4. ETG-Symposium, Berlin, Germany, S. 229- 234, 2022 (ieeexplore.ieee.org/document/10048041).
- [Hensel *et al.*, 2022b] **H. Hensel**, M. Henkel, N. Haussmann, C. Jörgens, S. Stroka, M. Clemens, „GPU-accelerated field simulation of HVAC gas insulated lines“, IEEE 20th Biennial Conference on Electromagnetic Field Computation – Long papers (CEFC-LONG), Denver, CO, USA, 2022 (DOI: [10.1109/CEFC-LONG57069.2022.10107547](https://doi.org/10.1109/CEFC-LONG57069.2022.10107547)).
- [Hensel *et al.*, 2022c] **H. Hensel**, C. Jörgens und M. Clemens, „Simulation of Permittivity and Conductivity Graded Materials for HVDC GIL for Different Voltage Forms“, 20th International IGTE Symposium 2022, Graz, Austria, 2022 (DOI: [10.48550/arXiv.2308.14405](https://doi.org/10.48550/arXiv.2308.14405)).
- [Jörgens *et al.*, 2022] C. Jörgens, **H. Hensel** und M. Clemens, „Modeling of the electric field in high voltage direct current gas insulated transmission lines“, IEEE 4th International Conference on Dielectrics (ICD), Palermo, Italien, S. 134-137, 2022 (DOI: [10.1109/ICD53806.2022.9863597](https://doi.org/10.1109/ICD53806.2022.9863597)).
- [Haussmann *et al.*, 2023] N. Haussmann, R. Mease, M. Zang, S. Stroka, **H. Hensel** und M. Clemens, „Efficient high-resolution electric and magnetic field simulations inside the human body in the vicinity of wireless power transfer systems with varying models“, COMPEL, Vol. 42, No. 4, S. 903-913, 2023 (DOI: doi.org/10.1108/COMPEL-09-2022-0312).
- [Hensel, 2023] **H. Hensel** und M. Clemens, „Numerical simulation of the electric field in HVDC GIL considering defects“, IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP), East Rutherford, NJ, USA, 2023 (DOI: [10.1109/CEIDP51414.2023.10410520](https://doi.org/10.1109/CEIDP51414.2023.10410520)).
- [Hensel, 2024a] **H. Hensel** und M. Clemens, „Comparison of simulations of the gas conduction in HVDC GIL by application of nonlinear conductivity model and ion-drift-diffusion model“, COMPEL, Vol. 43, No. 3, S. 564-576, 2024 (DOI: doi.org/10.1108/COMPEL-11-2023-0575).

- [Hensel, 2024b] **H. Hensel** und M. Clemens, „Numerische Simulation von Feldsteuerungsmaterialien in gasisolierten Hochspannungsgleichstromrohrleitern“, Fachtagung Polymere Isolierstoffe in der Elektrotechnik, Band 3, Nr. 1, Dresden, Deutschland, 2024 (DOI: 10.62722/isopoly.v3i1.18).
- [Hensel *et al.*, 2024c] **H. Hensel**, L. Müller und M. Clemens, „Investigation of electrode surface roughness in HVDC GIL by numerical simulation“, VDE Hochspannungstechnik, 5. ETG-Fachtagung, Berlin, Deutschland, S. 199-204, 2024 (ieeexplore.ieee.org/document/10930968).
- [Hensel *et al.*, 2024d] **H. Hensel**, L. Müller und M. Clemens, „Numerical simulation of the electric field in HVDC GIL with application of surface conductivity gradient material“, IEEE 5th International Conference on Dielectrics, Toulouse, France, 2024 (DOI: 10.1109/ICD59037.2024.10613089).
- [Hensel, 2025a] **H. Hensel** und M. Clemens, „Numerical simulation of ion-drift-diffusion models for alternative gases for SF6“, the 24th International Symposium on High Voltage Engineering, Karuizawa, Japan, 2025, Full Paper accepted.
- [Hensel, 2025b] **H. Hensel** und M. Clemens, „Geometry optimization of HVDC GIL spacer by deep neural network“, 25th International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, Neapel, Italien, 2025 (DOI: 10.1109/COM-PUMAG60611.2025.11421269).
- [Hensel, 2026a] **H. Hensel** und M. Clemens, „Optimisation of FGM application in HVDC GIL based on deep neural network“, IET Science, Measurement & Technology, Vol. 20, No. 1, 2026 (DOI: <https://doi.org/10.1049/smt2.70049>).
- [Hensel *et al.*, 2026b] **H. Hensel**, L. Müller und M. Clemens, „Extended numerical simulation model for HVDC gas insulated systems considering gas humidity and gas convection“, COMPEL, Vol. 45, No. 5, S. 755-771, 2026 (DOI: [doi.org/ 10.1108/COMPEL-11-2025-0548](https://doi.org/10.1108/COMPEL-11-2025-0548)).

Auszeichnungen

COMPEL Best Paper Award for a Young Researcher at ISEF 2023 für den Beitrag „Comparison of simulations of the gas conduction in HVDC GIL by application of non-linear conductivity model and ion-drift-diffusion model“.