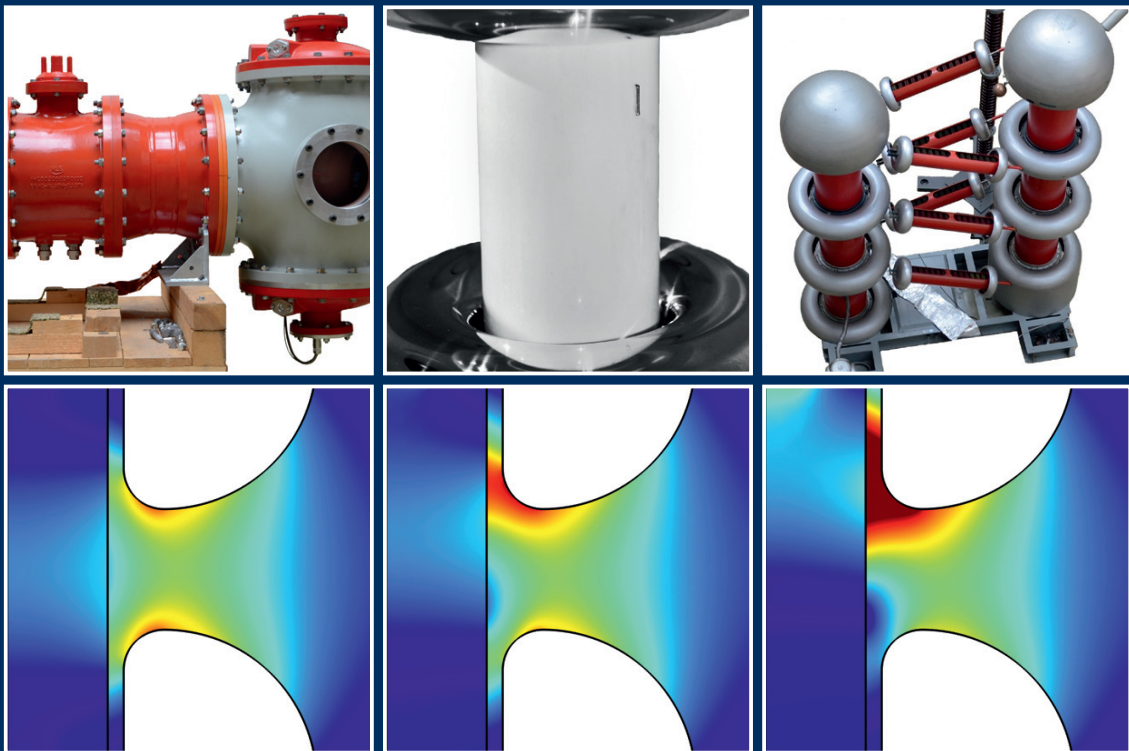




Maria Hering

Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung



Maria Hering

Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung

Die vorliegende Arbeit wurde am 18. Dezember 2015 an der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Dresden als Dissertation eingereicht und am 11. März 2016 verteidigt.

Vorsitzender:

Prof. Dr.-Ing. Steffen Bernet

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Steffen Großmann

Prof. Dr.-Ing. Stefan Tenbohlen

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek:

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

ISBN 978-3-00-052735-7

Digitale Fassung:

Die digitale Fassung dieser Arbeit ist über den Publikationsserver Qucosa frei zugänglich.

<http://www.qucosa.de>

Selbstverlag:

Maria Hering · Hofstraße 21 · 01833 Stolpen

Sämtliche Rechte vorbehalten.

Druck:

addprint AG · Am Spitzberg 8a · 01728 Bannewitz

Veröffentlicht:

Dresden · April 2016

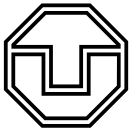
Gestaltung Umschlagsseite:

Robert Hering · PARO design GbR

Bilder Umschlagsseite (jeweils von links nach rechts):

Oben: Gasisolierte Prüfanordnung · Modellisolator mit metallischem Partikel · Dreistufige Greinacher-Kaskade des Instituts für Elektrische Energieversorgung und Hochspannungstechnik der TU Dresden. Alle Bilder sind in der vorliegenden Arbeit verwendet. Fotos: Maria Hering

Unten: Berechnete Verteilung des elektrischen Feldes für die in der vorliegenden Arbeit verwendete Elektrodenanordnung bei inhomogener Temperaturverteilung und bei Dauerbelastung mit konstanter Gleichspannung: Wenige Sekunden nach dem Einschalten · 48 Stunden nach dem Einschalten · Zwölf Tage nach dem Einschalten. Einheitliche Skalierung. Bilder: Maria Hering



Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung

Maria Hering

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der
Technischen Universität Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Steffen Bernet
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Steffen Großmann
Prof. Dr.-Ing. Stefan Tenbohlen

Tag der Einreichung: 18. Dezember 2015

Tag der Verteidigung: 11. März 2016

Ohne Begeisterung schlafen die besten Kräfte unseres Gemütes.
Es ist ein Zunder in uns, der Funken will.

JOHANN GOTTFRIED VON HERDER

VORWORT

Eine wissenschaftliche Arbeit kann nie das Werk eines Einzelnen sein. Deshalb ist es nach reichlich vier Jahren als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Elektrische Energieversorgung und Hochspannungstechnik der Technischen Universität Dresden an der Zeit, mich bei den Menschen zu bedanken, die mich in dieser wertvollen Zeit aktiv begleitet und unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Dr.-Ing. Joachim Speck, der meine Arbeit mit seiner unschätzbaren wertvollen Erfahrung wissenschaftlich betreute. Für sein Beharren auf einer gewissenhaften und präzisen Darstellung von Sachverhalten und seine unerschütterliche Geduld in zahlreichen kontroversen Diskussionen bin ich ihm außerordentlich dankbar.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Steffen Großmann bedanke ich mich sehr herzlich für sein stetes Interesse an meinen wissenschaftlichen Untersuchungen und die Übernahme des Gutachtens. Besonders wertvoll für meine persönliche Entwicklung war sein mir entgegengebrachtes Vertrauen und der damit verbundene Freiraum, meine Ergebnisse der Forschungsgemeinschaft vorstellen zu dürfen.

Weiterhin danke ich Herrn Dr.-Ing. Uwe Riechert von der ABB Schweiz AG, der das Projekt initiierte und finanziell unterstützte, für die sehr gute Zusammenarbeit, die offenen fachlichen Diskussionen und sein Vertrauen in die sehr eigenständige Bearbeitung des Projekts.

Meinen Dank richte ich auch an Herrn Prof. Dr.-Ing. Stefan Tenbohlen von der Universität Stuttgart, der die Entwicklung meines wissenschaftlichen Werdegangs aufmerksam verfolgte und bereitwillig das Zweitgutachten übernahm.

Mein aufrichtiger Dank gilt allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts für die wertvollen fachlichen, aber auch persönlichen Gespräche, den freundlichen und kollegialen Umgang und die selbstverständliche Hilfsbereitschaft. Besonders bedanke ich mich bei Ulrike Hendrich für ihre umsichtige Hilfe bei allen außerfachlichen Angelegenheiten, bei Hans-Peter Pampel für die verständnisvolle Abstimmung zur Nutzung der Hochspannungshalle, bei Axel Göres, Peter Wermuth, Helge Knüpfel, Michael Gläser, Falk Eusewig, Ralf Dittrich, Gerd Jarosczyński und Eric Reichelt für die engagierte, sorgfältige und vorausschauende Unterstützung bei allen, die Versuchs- und Messtechnik betreffenden, Belangen. Ganz ausdrücklich danke ich meinem langjährigen Bürokollegen und Gleichspannungspartner, Karsten Backhaus, für die kreativen Anregungen, die gegenseitige Motivation sowie das stete, weit über die fachlichen Grenzen hinausgehende Verständnis und die damit verbundene Bereitschaft füreinander einzustehen. Unvergessen bleiben die unzähligen kostbaren Diskussionen, in denen wir jeden Morgen sprichwörtlich die Welt retteten.

Besonders danke ich Frank Kobel, Thomas Apel, Tobias Gabler, Thomas Götz und Hannes Pietsch, die mit großem Engagement und viel Sorgfalt im Rahmen ihrer studentischen Arbeiten einen wesentlichen Beitrag zum Erfolg meiner Dissertation leisteten.

Mein ganz persönlicher Dank gilt meiner Familie.

KURZFASSUNG

Gasisolierte Systeme im Gleichspannungsbetrieb vereinen für Anwendungen moderner Energieübertragung die Forderungen nach kleinräumigen Anlagen und verlustarmem Energietransport über große Entfernungen. Für einen zuverlässigen und sicheren Betrieb muss das Verhalten der eingesetzten Gas-Feststoff-Isolierung im technologischen System bis an die Grenzen des Isolationsvermögens bekannt sein. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist deshalb das Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung. Dabei stehen zwei wesentliche Einflussfaktoren im Vordergrund: die Temperatur, motiviert durch reale Stromwärmeverluste, und eine feste Störstelle auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche, motiviert durch in der Praxis nicht völlig auszuschließende, metallische Partikel. Die Effekte dieser beiden Parameter auf die Feldverteilung, die Oberflächen- und Raumladungsbildung sowie das Isolationsvermögen bei Gleichspannung werden zunächst in zwei Versuchsanordnungen separat experimentell untersucht. Anschließend wird deren Zusammenwirken und gegenseitige Beeinflussung im Gesamtsystem analysiert.

Die betriebsbedingte Erwärmung der Leiter gasisolierter Systeme führt zu einer inhomogenen Temperaturverteilung, die sich auf die Eigenschaften der Isolierstoffe Gas und Epoxidharz auswirkt. Die von der Temperatur abhängige Leitfähigkeit der Feststoffisolatoren führt zu einer temperaturabhängigen Feldverteilung, bei der sich der Ort der Höchstfeldstärke verschiebt. Dabei kann sich der Absolutwert der Höchstfeldstärke erhöhen und somit das Isolationsvermögen verringern. Gleichzeitig weist das Isoliertgas nahe des erwärmten Leiters lokal eine geringere Dichte und damit eine geringere dielektrische Festigkeit auf. Die thermisch bedingte Minderung des Isolationsvermögens bei Gleichspannung beträgt in der untersuchten Anordnung (25 ... 35) %.

In den schwach inhomogenen Feldern gasisolierter Anlagen erweisen sich metallische Partikel auf Isolatoren ab drei Millimetern Länge als besonders kritisch. Bei einem Gasdruck unterhalb von 0,3 MPa setzen an den Partikelspitzen zum Teil bereits ab 50 % der Durchschlagsspannung ohne Partikel Teilentladungen ein, sodass die Koronastabilisierung zu einer vergleichsweise hohen Überschlagsspannung führt. Durch diese stabilen Glimmentladungen kann die Störstelle bei Gleichspannung durch die üblichen Detektionsverfahren jedoch nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden. Oberhalb von 0,3 MPa treten vor dem Überschlag keine Teilentladungen auf. Aufgrund der fehlenden Koronastabilisierung kann die Isolationsfestigkeit durch einen erhöhten Gasdruck nicht oder nur stark unterproportional gesteigert werden. Die mit der Modellanordnung gewonnenen Erkenntnisse sind nachweislich auf Isolatoren kommerzieller Anlagen übertragbar.

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung wird maßgeblich durch die Temperaturverteilung und durch feste Störstellen auf der Grenzfläche beeinflusst. Oberflächen- und Raumladungen verändern das üblicherweise ohmsch-kapazitiv beschriebene Verhalten des Isolierstoffsystems bei Gleich- und Mischspannungsbelastung. Der Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf die stark temperaturabhängige Feldumbildung demonstriert, dass das Isoliertgas in diesem Fall mit teilchendichte- und feldstärkeabhängigen Drift- und Diffusionsprozessen zur Modellierung des transienten Verhaltens von Gleichspannungssystemen berücksichtigt werden muss. Die Untersuchung des Systemverhaltens an den Grenzen des Isolationsvermögens ist wichtiger Bestandteil bei der Entwicklung innovativer Technologien der modernen Energieübertragung bei steigender Übertragungsleistung.

ABSTRACT

DC operated gas-insulated systems combine the demand for space saving installations and low-loss energy transport over long distances for applications of recent energy transmission. In order to ensure a reliable and safe operation, the behaviour of the gas-solid insulation, which is used in the technological system, has to be known up to the limits of the insulation properties. Hence, this thesis deals with the flashover behaviour of gas-solid insulation systems under DC voltage stress. Thereby, it focuses on two main influence factors: the temperature, due to real current heat losses, and an adhesive defect on the gas-solid interface, due to metallic particles that cannot be fully excluded in practice. Firstly, it is investigated experimentally in two test arrangements, how each parameter separately affects the electrical field distribution, the surface and volume charge accumulation and the insulation performance under DC voltage stress. Following that, their interaction and mutual influence is analysed in the whole system.

Due to operating currents, the heating of the conductors in gas-insulated systems causes an inhomogeneous temperature distribution, that affects the properties of the insulating materials gas and epoxy resin. The temperature-dependent conductivity of the solid insulators leads to a temperature-dependent field distribution. Thereby, the location of the highest field strength is shifted. Since the absolute value of the highest field strength can increase, the insulation performance can decrease. Simultaneously, the insulating gas close to the heated conductor locally has a lower gas density and therefore a lower dielectric strength. The thermal related reduction of the insulation performance under DC voltage stress amounts to (25 ... 35) % in the investigated arrangement.

Metallic particles, with a length of more than three millimetres and adhering on spacers, turn out to be particularly critical in the weakly inhomogeneous field of gas-insulated systems. At pressures below 0,3 MPa, partial discharges at the particle tips partly ignite already at 50 % of the breakdown voltage without a particle. The corona stabilisation leads to a relatively high flashover voltage. However, due to these stable glow discharges under DC voltage stress, the defect can not be unequivocally proven by usual detection methods. Above 0,3 MPa, no partial discharges occur before the flashover. Due to the missing corona stabilisation, with a higher gas pressure, the insulation strength is not or only disproportionately low increasing. The findings gained with the model arrangement are evidently applicable to spacers of commercial installations.

The flashover behaviour of gas-solid insulation systems under DC voltage stress, examined in this thesis, is influenced significantly by the temperature distribution and adhesive particles on the interface. Surface and volume charges change the generally resistive-capacitive described behaviour of the insulation system under DC and superimposed voltage stress. The influence of additional charge carriers on the strongly temperature-dependent field transition demonstrates, that in this case, the insulating gas with its drift and diffusion processes, depending on the particle density and the field strength, has to be considered, when modelling the transient behaviour of DC operated systems. Investigating the system behaviour to the limits of the insulation properties is a crucial element of developing innovative technologies of the modern energy transmission at increasing transmissions powers.

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Einführung in die Thematik | 1 |
| 1.2 | Stand des Wissens | 3 |
| 1.3 | Zielstellung und Aufbau der Arbeit | 8 |
| 2 | Physikalische Grundlagen | 10 |
| 2.1 | SF ₆ als Isoliermedium gasisolierter Anlagen | 10 |
| 2.2 | Entladungsentwicklung in SF ₆ | 11 |
| 2.2.1 | Entladungseinsatz und Streamerzündung | 12 |
| 2.2.2 | Leaderentwicklung | 16 |
| 2.2.3 | Einfluss von Elektrodenrauheiten | 18 |
| 2.3 | Einfluss der Gasdichte auf den Durchschlag | 19 |
| 2.3.1 | Erwärmung von Gasen | 19 |
| 2.3.2 | Einfluss des Betriebsstroms | 20 |
| 2.3.3 | Einfluss von Heißstellen und Kurzschlussströmen | 21 |
| 2.4 | Kapazitiv-resistiver Übergang | 22 |
| 2.4.1 | Konventioneller Ansatz | 22 |
| 2.4.2 | Ansatz nach Poisson-Nernst-Planck | 29 |
| 2.5 | Gas-Feststoff-Grenzfläche mit fester Störstelle | 30 |
| 2.5.1 | Einfluss der Störstelle auf die Ladungsträgerakkumulation | 30 |
| 2.5.2 | Einfluss der Störstelle auf die Feldverteilung | 34 |
| 2.5.3 | Koronastabilisierung an der Störstelle | 37 |
| 3 | Versuchs- und Messeinrichtungen | 39 |
| 3.1 | Versuchsanordnungen | 39 |
| 3.1.1 | Prüfkörper | 39 |
| 3.1.2 | Elektrodenanordnungen | 40 |
| 3.1.3 | Prüfgefäße | 41 |
| 3.2 | Hochspannungserzeugung und -messung | 41 |
| 3.2.1 | Gleichspannung bis ±280 kV | 41 |
| 3.2.2 | Gleichspannung bis ±860 kV | 42 |
| 3.2.3 | Blitzimpulsspannung | 43 |
| 3.2.4 | Mischspannung aus Gleich- und Impulsspannung | 44 |
| 3.3 | Teilentladungsmesstechnik | 46 |
| 3.3.1 | Messung des Teilentladungsstroms | 46 |
| 3.3.2 | Optische Messung | 47 |
| 3.3.3 | Konventionelle Messung nach IEC 60270 | 47 |
| 3.3.4 | Messung im UHF-Bereich | 47 |
| 3.4 | Erzeugen und Messen der Temperaturverteilung | 48 |
| 3.5 | EMV-Maßnahmen | 49 |
| 3.6 | Versuchsbedingungen | 49 |
| 4 | Einfluss der Gastemperatur auf das Isolationsvermögen | 50 |
| 4.1 | Rechnerische Ermittlung des Isolationsvermögens | 50 |
| 4.1.1 | Berechnung der Feldstärkeverteilung | 51 |
| 4.1.2 | Berechnung der Gasdichteverteilung | 51 |
| 4.1.3 | Berechnung der Zündspannung mit dem Streamerkriterium | 52 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2 | Messtechnische Ermittlung des Isolationsvermögens | 55 |
| 4.2.1 | Messung der Temperaturverteilung | 55 |
| 4.2.2 | Messung der Durchschlagsspannung | 55 |
| 4.3 | Schlussfolgerungen | 56 |
| 5 | Feste Störstellen auf Isolatoroberflächen | 58 |
| 5.1 | Überschlagsverhalten bei Gleichspannung | 58 |
| 5.1.1 | Einfluss der Partikellänge | 59 |
| 5.1.2 | Einfluss der Partikelposition | 60 |
| 5.1.3 | Einfluss des Partikelpotenzials | 61 |
| 5.1.4 | Einfluss des Gasdrucks | 62 |
| 5.2 | Detektion bei Gleichspannung | 64 |
| 5.2.1 | Optische Detektion | 64 |
| 5.2.2 | Messung des Teilentladungsstroms | 65 |
| 5.2.3 | Konventionelle Teilentladungsdetektion | 66 |
| 5.2.4 | Detektion im UHF-Bereich | 67 |
| 5.3 | Überschlagsverhalten bei mit Blitzimpulsspannung überlagerter Gleichspannung | 68 |
| 5.3.1 | Versuchsdurchführung und prinzipielles Verhalten | 69 |
| 5.3.2 | Verhalten bei unipolarer Überlagerung | 70 |
| 5.3.3 | Verhalten bei bipolarer Überlagerung | 72 |
| 5.3.4 | Einfluss von Gasdruck und Partikellänge | 73 |
| 5.3.5 | Einfluss der Ladungsakkumulation | 75 |
| 5.3.6 | Nachweis der Oberflächenladungen durch Emissionsstrommessung | 77 |
| 5.4 | Schlussfolgerungen | 80 |
| 5.5 | Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Isolatoren kommerzieller Anlagen | 83 |
| 6 | Der kapazitiv-resistive Übergang | 86 |
| 6.1 | Berechnung der Feldumbildung und Ableitung der Versuchsdurchführung | 86 |
| 6.2 | Experimenteller Nachweis der Feldumbildung | 88 |
| 6.2.1 | Ermittlung der Kurzzeitfestigkeit bei Gleichspannung | 88 |
| 6.2.2 | Ermittlung der Festigkeit nach Dauerbelastung mit Gleichspannung | 89 |
| 6.2.3 | Vergleich mit der konventionellen Berechnung | 90 |
| 6.3 | Verminderung der Isolationsfestigkeit durch überlagerte Effekte von Gasdichte und Feldumbildung | 91 |
| 6.4 | Einfluss partikelgenerierter Ladungsträger auf Geschwindigkeit und Intensität der Feldumbildung | 93 |
| 6.5 | Schlussfolgerungen | 98 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 100 |
| | Literaturverzeichnis | 105 |
| | Abbildungsverzeichnis | 112 |
| | Tabellenverzeichnis | 114 |
| | Publikationsliste | 114 |
| | Lebenslauf | 117 |
| | Thesen zur Dissertation | 118 |

FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN

Formelzeichen

| | | | |
|---------------|---|------------------|---|
| a | Position auf dem realen Isolator (in m) | E_h | Höchstfeldstärke (in V/m) |
| b | Koeffizient zur Approximation der temperaturabhängigen Leitfähigkeit (in mm/kV) | E_m | Mittlere Hintergrundfeldstärke (in V/m) |
| C | Elektrische Kapazität (in F) | E_{max} | Maximale elektrische Feldstärke einer Anordnung (in V/m) |
| C_0 | Geometrische Kapazität im Vakuum (in F) | E_n | Normalkomponente der elektrischen Feldstärke (in V/m) |
| C_b | Belastungskapazität (in F) | f | Relative Abweichung |
| C_G | Zusatzkapazität der Grenzflächenpolarisation (in F) | h | Plancksches Wirkungsquantum ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Js) |
| C_k | Koppelkapazität (in F) | i | Strom, Ladungsträgerspezies, Laufvariable |
| C_L | Kapazität des Trenngliedes (in F) | I | Strom |
| C_O | Zusatzkapazität der Orientierungspolarisation (in F) | I_E | Entladungsstrom (in A) |
| C_p | Prüflingskapazität (in F) | \vec{J} | Stromdichte (in A/m ²) |
| C_S | Stoßkapazität (in F) | \vec{J}_0 | Stromdichteanteil der geometrischen Kapazität (in A/m ²) |
| C_V | Zusatzkapazität der Verschiebungspolarisation (in F) | \vec{J}_∞ | Stationäre Stromdichte (in A/m ²) |
| d | Durchmesser (in m) | \vec{J}_G | Stromdichteanteil der Grenzflächenpolarisation (in A/m ²) |
| d_v | Strömungsgrenzschicht (in m) | \vec{J}_O | Stromdichteanteil der Orientierungspolarisation (in A/m ²) |
| d_θ | Temperaturgrenzschicht (in m) | \vec{J}_P | Stromdichte aller Polarisationsvorgänge (in A/m ²) |
| D | Diode | \vec{J}_V | Stromdichteanteil der Verschiebungspolarisation (in A/m ²) |
| \vec{D} | Verschiebungsflussdichte (in As/m ²) | k_B | Boltzmannkonstante ($k_B = 1,3801 \cdot 10^{-23}$ J/K) |
| D_i | Diffusionskoeffizient einer Ladungsträgerspezies (in m ² /s) | k_P | Parameter für Modellierung nach Curie-von Schweidler (in A/m ²) |
| D_n | Normalkomponente der Verschiebungsflussdichte (in As/m ²) | l | Länge (in m) |
| e | Ladung eines Elektrons ($e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C) | l_E | Abwicklungslänge entlang einer Elektrode (in m) |
| e^- | Freies Elektron | L | Induktivität (in H) |
| e_f | Rauheitsfaktor | L_d | Induktivität der Dämpfungsimpedanz (in H) |
| e_g | Grenzflächenfaktor | L_Z | Induktivität der Zuleitung (in H) |
| e_h | Krümmungsfaktor | m | Masse (in kg) |
| E | Elektrische Feldstärke (in V/m) | M | Molare Masse (in kg/mol) |
| \vec{E} | Gerichtete elektrische Feldstärke (in V/m) | M_{DC} | Messeinrichtung für Gleichspannung |
| E_{dh} | Einsetzhöchstfeldstärke (in V/m) | M_I | Messposition Isolator mittig |
| E_{di} | Innere dielektrische Festigkeit (in V/m) | M_{LI} | Messeinrichtung für Impulsspannung |
| $E_{di 20}$ | Innere dielektrische Festigkeit bei 20 °C (in V/m) | n | Stoffmenge (in mol), Anzahl |
| $E_{di SF_6}$ | Innere dielektrische Festigkeit von SF ₆ (in V/m) | n_- | Anzahl der negativen Ionen |
| $E_{dt SF_6}$ | Technische dielektrische Festigkeit von SF ₆ bei erwärmten Elektroden in der untersuchten Elektrodenanordnung (in V/m) | n_e | Anzahl der Elektronen |
| | | n_{e0} | Anzahl der Anfangselektronen |

| | | | |
|------------------|---|----------------------|--|
| n_i | Konzentration einer Ladungsträgerspezies (in $1/m^3$) | U_0 | Ladegleichspannung (in V) |
| n_{kr} | Kritische Ladungsträgerzahl zur Streamerzündung | U_{bDC} | Dauerbelastungsgleichspannung (in V) |
| O_E | Messposition Hochspannungselektrode | U_{bDCP} | Dauerbelastungsgleichspannung bei Partikelanwesenheit (in V) |
| O_I | Messposition Isolator hochspannungsseitig | U_d | Durchschlagsspannung (in V) |
| p | Gasdruck (in Pa) | \hat{U}_{dAC} | Durchschlagswechselspannung (in V) |
| p_{20} | Gasdruck bei 20 °C (in Pa) | U_{dber} | Berechnete Durchschlagsspannung (in V) |
| \vec{P}_0 | Schnelle Polarisierung (in C/m^2) | $U_{dberkorr}$ | Um den Rauheitsfaktor korrigierte berechnete Durchschlagsspannung (in V) |
| \vec{P}_i | Polarisation eines Polarisationsmechanismus (in C/m^2) | U_{DC} | Gleichspannung (in V) |
| \vec{P}_L | Langsame Polarisierung (in C/m^2) | U_{dDC} | Durchschlagsgleichspannung (in V) |
| \vec{P}_Σ | Dielektrische Polarisierung (in C/m^2) | U_{dDCSSV} | Durchschlagsgleichspannung im Spannungssteigerungsversuch (in V) |
| q | Ladung (in C) | $\bar{U}_{dDC-SSV}$ | Mittelwert der negativen Durchschlagsgleichspannung im Spannungssteigerungsversuch im erwärmten Zustand (in V) |
| Q_{krit} | Kritische Ladungsmenge in Streamerkorona für Precursor-Einsatz (in C) | \bar{U}_{dgem} | Mittlere gemessene Durchschlagsspannung (in V) |
| r | Radius (in m) | U_{dmin20} | Minimale berechnete Durchschlagsspannung bei einer Elektroden-temperatur von 20 °C (in V) |
| R | Universelle Gaskonstante ($R = 8,314 J/(mol \cdot K)$) | U_{doP1} | Durchschlagsspannung ohne Partikel bei einem Gasdruck von 0,1 MPa (in V) |
| R | Elektrischer Widerstand (in Ω) | \bar{U}_{doP1} | Mittelwert der Durchschlagsspannung ohne Partikel bei einem Gasdruck von 0,1 MPa (in V) |
| R_∞ | Gleichstromwiderstand (in Ω) | \bar{U}_{d+oP1} | Mittelwert der positiven Durchschlagsspannung ohne Partikel bei einem Gasdruck von 0,1 MPa (in V) |
| R_d | Dämpfungswiderstand (in Ω) | U_E | Messposition Erdelektrode |
| R_{dC} | Dämpfungswiderstand der Längskapazität (in Ω) | U_i | Einsetzspannung, Zündspannung (in V) |
| R_{dL} | Dämpfungswiderstand der Sperrimpedanz (in Ω) | U_{it} | Technische Zündspannung (in V) |
| R_e | Entladewiderstand (in Ω) | U_{i1} | Einsetzspannung bei einem Gasdruck von 0,1 MPa (in V) |
| R_G | Widerstand der Grenzflächenpolarisation (in Ω) | U_{i3} | Einsetzspannung bei einem Gasdruck von 0,3 MPa (in V) |
| R_L | Ladewiderstand (in Ω) | U_I | Messposition Isolator erdseitig |
| R_M | Messwiderstand (in Ω) | U_{LI} | Blitzstoßspannung (in V) |
| R_{MT} | Widerstand des Transimpedanzverstärkers (in Ω) | U_{LIC} | Spannungsfall der Blitzspannung über der Längskapazität (in V) |
| R_O | Widerstand der Orientierungspolarisation (in Ω) | U_{LIG} | Ausgangsblickspannung am Stoßgenerator (in V) |
| R_s | Spezifische Gaskonstante (in $J/(kg \cdot K)$) | U_{LIP} | Spannungsfall der Blitzspannung über dem Prüfling (in V) |
| \bar{R}_t | Mittlerer Rauwert (in m) | U_M | Spannungssignal der Messelektrode (in V) |
| R_{ti} | Gemessenes Rauheitsprofil einer Oberfläche (in m) | $U_{\ddot{u}}$ | Überschlagsspannung (in V) |
| R_{tmax} | Maximale Rautiefe (in m) | $\bar{U}_{\ddot{u}}$ | Mittlere Überschlagsspannung (in V) |
| R_V | Widerstand der Verschiebungspolarisation (in Ω) | $U_{\ddot{u}DC}$ | Überschlagsgleichspannung (in V) |
| s | Schlagweite, Elektrodenabstand (in m) | | |
| t | Zeit (in s) | | |
| T | Temperatur (in K) | | |
| \bar{T} | Mittlere Gastemperatur (in K) | | |
| U | Spannung (in V) | | |

| | | | |
|----------------------------|--|-----------------------------|--|
| $U_{\text{üDC}+}$ | Positive Überschlagsgleichspannung (in V) | δ | Elektronenablösungskoeffizient (in 1/m) |
| $U_{\text{üDCSSV}}$ | Überschlagsgleichspannung im Spannungssteigerungsversuch bei Partikelanwesenheit (in V) | δ_F | Fotoemissionskoeffizient (in 1/m) |
| $\bar{U}_{\text{üDC-SSV}}$ | Mittelwert der negativen Überschlagsgleichspannung im Spannungssteigerungsversuch bei Partikelanwesenheit (in V) | ϵ | Permittivität (in As/(Vm)) |
| $U_{\text{üLI}}$ | Überschlagsblitzspannung (in V) | ϵ_0 | Permittivität des Vakuums ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/(Vm)) |
| U_{Σ} | Mischspannung aus Gleich- und Impulsspannung (in V) | ϵ_r | Relative Permittivität |
| v | Strömungsgeschwindigkeit (in m/s), Verstärkungsfaktor | ϵ_s | Statische Permittivität |
| v_d | Driftgeschwindigkeit (in m/s) | η | Anlagerungskoeffizient (in 1/m) |
| V | Gasvolumen (in m ³) | η_h | Homogenitätsgrad |
| W_A | Aktivierungsenergie (in J) | ϑ | Temperatur (in °C) |
| x | Wegstrecke in x-Richtung (in m) | ϑ_{ber} | Berechnete Temperatur (in °C) |
| x_k | Kritische Wegstrecke zur Streamerzündung (in m) | ϑ_{Erde} | Temperatur der Erdelektrode (in °C) |
| x_s | Möglicher Pfad der Streamerentladung (in m) | ϑ_{gem} | Gemessene Temperatur (in °C) |
| y | Wegstrecke in y-Richtung (in m) | κ | Leitfähigkeit (in S/m) |
| z | Position auf der Stützeroberfläche (in m) | κ_0 | Stoffkonstante (in S/m) |
| z_i | Wertigkeit einer Ladungsträgerspezies | μ_i | Mobilität einer Ladungsträgerspezies (in m ² /(Vs)) |
| Z_d | Dämpfungsimpedanz (in Ω) | ν | (Licht-)Frequenz (in Hz) |
| Z_m | Messimpedanz (in Ω) | ρ | Gasdichte (in kg/m ³) |
| α | Stoßionisationskoeffizient (in 1/m) | ρ_{20} | Gasdichte bei 20 °C (in kg/m ³) |
| $\bar{\alpha}$ | Effektiver Stoßionisationskoeffizient (in 1/m) | ρ_m | Mittlere Gasdichte (in kg/m ³) |
| β | Parameter für Modellierung nach Curie-von Schweidler | σ | Oberflächenladungsdichte (in As/m ²) |
| | | τ | Zeitkonstante (in s) |
| | | τ_p | Pausenzeit bei Leaderausbildung (in s) |
| | | φ | Potenzial (in V) |
| | | φ_{Erde} | Erdpotenzial (in V) |
| | | φ_{HS} | Hochspannungspotenzial (in V) |
| | | $\varphi_{\text{Partikel}}$ | Potenzial des Partikels (in V) |

Abkürzungen

| | | | |
|------|---|-----------------|--|
| AC | Alternating current (dt. <i>Wechselstrom</i>) | LI | Lightning impulse (dt. <i>Blitzimpuls</i>) |
| CFD | Computational fluid dynamics (dt. <i>Numerische Strömungsmechanik</i>) | LWL | Lichtwellenleiter |
| DC | Direct current (dt. <i>Gleichstrom</i>) | PC | Personal Computer |
| FEM | Finite-Elemente-Methode | SF | Schaltfunkenstrecke |
| GIS | Gasisolierte Schaltanlage | SF ₆ | Schwefelhexafluorid |
| HGÜ | Hochspannungsgleichstromübertragung | SSV | Spannungssteigerungsversuch |
| HS | Hochspannung | TE | Teilentladung |
| HVDC | High voltage direct current (dt. <i>Hochspannungsgleichstrom</i>) | TP | Tripelpunkt |
| IP | Ionenpaar | TuR | Transformatoren- und Röntgenwerk Dresden |
| IPCC | Intergovernmental Panel on Climate Change (dt. <i>Zwischenstaatlicher Ausschuss für Klimaänderungen</i>) | UHF | Ultra high frequency (dt. <i>Ultrahochfrequenz</i>) |
| | | VFT | Very fast transients (dt. <i>sehr schnelle Transienten</i>) |

1 EINLEITUNG

1.1 EINFÜHRUNG IN DIE THEMATIK

Innovative Konzepte und Technologien sind notwendig, um den steigenden Anforderungen an die moderne Energieerzeugung und -übertragung gerecht zu werden. Durch die Verdopplung des weltweiten Energiebedarfs seit 1971 müssen immer größere Übertragungskapazitäten bereitgestellt werden [Int-14]. Der Zwischenstaatliche Ausschuss für Klimaänderungen (IPCC) bestätigte 2014 in seinem Fünften Sachstandsbericht eine globale Erwärmung und macht darin den anthropogenen Ausstoß von Treibhausgasen, insbesondere von Kohlenstoffdioxid, verantwortlich [IPC-14]. Die Nutzung fossiler Brennstoffe zur Energieerzeugung muss deshalb drastisch reduziert werden. Die Bundesrepublik Deutschland hat 2011 zusätzlich zur Reduktion der Treibhausgasemissionen den schrittweisen Ausstieg aus der Kernenergie beschlossen [AtG-15]. Zur Deckung des Energiebedarfs spielt deshalb der Ausbau der regenerativen Energien, insbesondere der Solar- und Windenergie, eine entscheidende Rolle.

In Europa befinden sich die meisten Windparks entlang der Küsten von Atlantik, Nord- und Ostsee. Für die Erzeugung von Solarenergie kommen vor allem Standorte in den südeuropäischen Ländern sowie in den nordafrikanischen Ländern an der Mittelmeerküste oder sogar in Wüstengebieten in Frage (Abbildung 1.1). Eine Übertragung der Elektroenergie vom Ort der Erzeugung zu den Lastzentren Europas über die sich daraus ergebenden großen Entfernungen ist nur unter Nutzung der Gleichspannungstechnik wirtschaftlich [Arr-98]. Gleichzeitig können bereits bestehende Wechselspannungsnetze durch Gleichstromkupplungen miteinander verbunden werden. Ein überlagertes Gleichspannungsnetz kann so in großem Maßstab regenerative Energien integrieren, den europaweiten Stromhandel vereinfachen und damit eine zuverlässige Energieversorgung gewährleisten [FOS-15].

Insbesondere in dicht besiedelten Gebieten, zur ästhetischen Stadtplanung oder beim Einsatz unter extremen Umwelteinflüssen bieten metallgekapselte, gasisolierte Schaltanlagen (GIS) optimale Eigenschaften. Durch den extrem geringen Platzbedarf und eine hohe Zuverlässigkeit sind GIS zum Beispiel für die Anbindung von Offshore-Windparks unerlässlich.

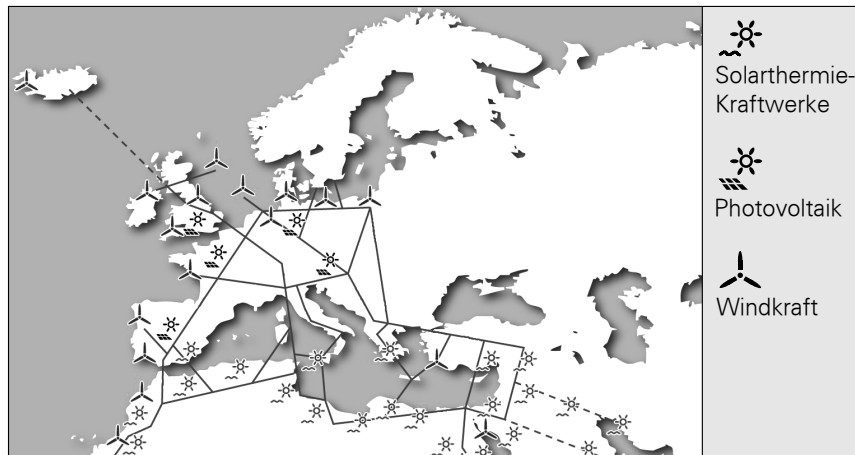


Abbildung 1.1: Karte zu Solar- und Windenergie in Europa nach [DLR-09]

Erfahrungen im Umgang mit gasisolierten Schaltanlagen im Betrieb mit Wechselspannung (AC) gibt es seit den 1960er-Jahren. Anlagen von 72,5 kV bis 1200 kV sind dabei Stand der Technik [CIG-14]. Um diese gasisolierten Systeme für die Technologie der Hochspannungsgleichstromübertragung (HGÜ) einsetzen zu können, müssen bewährte Dimensionierungsrichtlinien der Wechselspannungstechnik angepasst werden. Beim Zuschalten einer Gleichspannung (DC) dominieren wie bei Wechselspannungsbelastung die Permittivitäten der Isolierstoffe die Verteilung des elektrischen Feldes. Wird das Isolierstoffsystem jedoch für längere Zeit mit Gleichspannung belastet, so bildet sich das elektrostatische Feld in ein leitfähigkeitsdominiertes Strömungsfeld um.

Betriebsströme führen in GIS durch die Erwärmung des Leiters zu einer inhomogenen Temperaturverteilung, die sich jeweils auf die Eigenschaften der Isolierstoffe Gas und Epoxidharz auswirkt. Die von der Temperatur abhängige Leitfähigkeit der Feststoffisolatoren führt zu einer temperaturabhängigen Feldverteilung, bei der sich der Ort der Höchstfeldstärke in kältere Gebiete des Systems verschiebt. Dabei kann sich der Absolutwert der Höchstfeldstärke bis hin zur Feldinvertierung erhöhen und somit das Isolationsvermögen unter Gleichspannungsbelastung verringern. Gleichzeitig weist das Isoliergas nahe des erwärmten Leiters lokal eine geringere Dichte und damit eine geringere Festigkeit auf, sodass die Durchschlagsspannung abgesenkt werden kann.

Zusätzlich sind unter Gleichspannungsbelastung ladungsträgerbasierte Leitfähigkeitsprozesse zu berücksichtigen. Die Akkumulation von Ladungen auf Isolierstoffteilen verändert das elektrische Feld und beeinflusst somit das Isolationsvermögen. Dies gilt insbesondere beim Vorhandensein von Störstellen, wie zum Beispiel leitfähigen Partikeln. In den typischerweise schwach inhomogenen elektrischen Feldern erweisen sich diese als besonders kritisch. Sobald die Einsatzspannung überschritten wird, werden durch Teilentladungen Ladungsträger generiert, die sich auf Isolatoren anlagern und das Überschlagsverhalten beeinflussen. Aus der Relevanz für das Isolationsvermögen der Anlage leitet sich der Bedarf einer effektiven Diagnostik ab. Diese setzt jedoch die messtechnische Detektierbarkeit der Störstellen voraus. Ob des fehlenden Phasenbezugs ergeben sich unter Gleichspannungsbelastungen dabei neue Herausforderungen.

Die Überlagerung der zum Teil temperaturabhängigen und ladungsträgerbasierten Phänomene führt zu einem Überschlagsverhalten der Isolatoren unter Gleichspannungsbelastung, welches sich deutlich von dem bei Wechsel- oder Impulsspannung unterscheidet.

1.2 STAND DES WISSENS

Gasisolierte Schaltanlagen und Leitungen sind mittlerweile seit den 1960er Jahren zuverlässig unter Wechselspannungsbetrieb im Einsatz. Anlagen von 72,5 kV bis 1200 kV sind dabei Stand der Technik [CIG-14]. Erfahrungen beim Betrieb von GIS mit Gleichspannung existieren mit dem ± 250 kV *Kii Channel HVDC Link* in Japan immerhin seit dem Jahr 2000 [Hir-01]. Die Herausforderungen im Gleichspannungsbetrieb zeigen sich insbesondere durch wechselnde Betriebszustände aufgrund einer starken Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldes und durch fehlende Langzeiterfahrungen.

Die Belastung eines elektrischen Isoliersystems mit einer Gleichspannung führt durch die Spannungsänderung im Einschaltvorgang zunächst zu einer durch die Permittivitäten der Isolierstoffe dominierten Verteilung des elektrischen Feldes. Liegt die Gleichspannung dauerhaft am Isoliersystem an, so geht das elektrostatische Feld in ein durch die Leitfähigkeiten bestimmtes Strömungsfeld über. Dieser als kapazitiv-resistiver Übergang bezeichnete Vorgang der Feldumbildung unterliegt ob seiner Abhängigkeit von der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit zahlreichen Einflüssen.

Für typische Isoliersysteme gasisolierter Schaltanlagen, bestehend aus polymeren und gasförmigen Isolierstoffen, sind in der Literatur zahlreiche Einflussfaktoren untersucht worden. Hervorzuheben sind dabei der Feuchtegehalt der Isoliermaterialien [Lut-11], die unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften bzw. Beschichtungen des Feststoffisolators [Mes-01, Led-08], die Rauheit der Feststoffisolatoroberfläche [Jin-93], die im System herrschende Temperatur [Wee-85, Oka-07] sowie die Raumladungsakkumulation an Grenzflächen verursacht durch die Feldemission an Elektrodenoberflächen [Led-08, Win-15] oder durch provozierte Teilentladungen (TE) an metallischen Störstellen [Sch-99, Win-03].

All diesen Arbeiten ist die intensive Auseinandersetzung mit dem Einfluss der untersuchten Faktoren auf die Leitfähigkeiten der Isolierstoffe gemein. Um jedoch Aussagen zum zuverlässigen Betrieb von Gleichspannungsanlagen ableiten zu können, muss unter Beachtung realitätsnaher Geometrien und Feldstärkebeanspruchungen der Zusammenhang zum Überschlagsverhalten hergestellt werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind dabei insbesondere die Auswirkungen und gegenseitigen Wechselwirkungen von Temperaturgradient im Gasraum und entlang des Feststoffisolators sowie von festen metallischen Störstellen auf der Oberfläche des Feststoffisolators relevant.

Für den Betrieb elektrotechnischer Anlagen mit der Technologie der Hochspannungsgleichstromübertragung sind neben der Dauerbelastung mit Gleichspannung auch die Mischfeldbeanspruchungen beim Zu- oder Abschalten der Leitung oder beim Polaritätswechsel zur Umkehr der Lastflussrichtung¹ zu berücksichtigen. Außerdem können im Betrieb transiente Beanspruchungen, z. B. durch einen Blitzeinschlag in eine angeschlossene Freileitung, auftreten, die mit einer Mischspannungsbelastung geeignet untersucht werden müssen.

¹nur bei Anwendung netzgeführter Stromrichter relevant

Einfluss der Temperatur auf das Gas-Feststoff-Isoliersystem

Während des Betriebs elektrotechnischer Anlagen führen Stromwärmeverluste zur Erwärmung der Strombahnen. In gasisolierten Systemen erfolgt der Wärmetransport durch Strahlung und den konvektiven Wärmeübergang [Lüb-84]. Bei Anlagen im Mittel- und Hochspannungsbereich stellt sich dadurch im Elektrodenzwischenraum ein deutlicher Temperaturgradient ein [Wu-11, Nov-12], der mit erheblichen Änderungen der lokalen Gasdichte einhergeht. Da die dielektrische Festigkeit des Isoliergases direkt von dessen Dichte abhängt, kann es zu einer thermisch bedingten Verringerung der Zuverlässigkeit der Anlage kommen [Iwa-88]. Dieser Effekt ist aus Luftisolierungen bekannt und tritt bei schwach inhomogenen Feldern deutlich stärker als bei stark inhomogenen Feldern in Erscheinung [Mos-79a].

Die um die erwärmte Elektrode ausgebildete Temperaturgrenzschicht mit deutlich verminderter Gasfestigkeit ist dabei stets größer als die für die Lawinenentwicklung notwendige kritische Wegstrecke. Prinzipiell sind dadurch stabile Teilentladungen innerhalb der Grenzschicht denkbar. Besonders kritisch wirkt sich der Effekt aus, wenn die erwärmte Elektrode als stromdurchflossener Innenleiter auch den Ort der höchsten elektrischen Beanspruchung darstellt [Böh-86].

Für die Bewertung des verminderten Isolationsvermögens muss zwischen isobarer und isochorer Erwärmung unterschieden werden. Die Vorgänge in gasisolierten Systemen sind typischerweise als isochor zu betrachten. Untersuchungen bei isochorer Erwärmung zeigen einen globalen Druckanstieg, der der Festigkeitsminderung durch die lokal geringere Gasdichte entgegenwirkt. Dennoch konnte ein um (10 ... 15) % reduziertes Isolationsvermögen bei einer Elektroden temperatur von 120 °C gegenüber einer Temperatur von 20 °C nachgewiesen werden [Bin-79]. Unter dem Aspekt höherer Übertragungsleistungen gewinnt die thermisch bedingte Minderung des Isolationsvermögens an Bedeutung und muss bei der Dimensionierung gasisolierter Anlagen berücksichtigt werden.

Zusätzlich wirkt sich die Temperatur auf die Verteilung des elektrischen Feldes unter Gleichspannung aus, denn im Vergleich zu Wechselspannungsanwendungen wird das Gleichspannungsfeld von den temperaturabhängigen Leitfähigkeiten der Isoliermaterialien bestimmt. Durch die Betriebsströme stellt sich in der Anlage eine inhomogene Temperaturverteilung zwischen Innenleiter und Gehäuse ein, sodass der radial angeordnete Isolator aus gefülltem Epoxidharz einen hohen Temperaturgradienten erfährt. Da sich die Leitfähigkeit des Isolators in diesem Temperaturbereich um mehrere Größenordnungen verändert, wird der kapazitiv-resistive Feldübergang signifikant in Intensität und Dauer beeinflusst. Durch die im Betrieb global höhere Temperatur und damit global höhere Leitfähigkeit des Feststoffisolators wird der Vorgang beschleunigt. Gleichzeitig wird das Feld durch den starken Leitfähigkeitsgradienten entlang des Isolators aus dem Hochtemperaturbereich herausgedrängt, sodass der Ort der Höchstfeldstärke in kältere Gebiete des Systems wandert. Dieser Effekt ist von Gleichspannungskabeln bekannt und kann bis zur Invertierung des elektrischen Feldes führen [Küc-09].

Für die Dimensionierung gasisolierter Anlagen müssen alle Feld- und Temperaturzustände berücksichtigt werden. Beim Einschalten der Gleichspannung im kalten Zustand dominieren die Permittivitäten der Isolierstoffe das elektrische Feld. Durch den fließenden Strom stellt sich im Elektrodenzwischenraum ein Temperaturgradient ein. Gleichzeitig beginnt mit zunehmender Dauer der

Gleichspannungsbelastung die Umbildung des elektrischen Feldes nach den Leitfähigkeiten der Isoliermaterialien, die sich unter der Annahme eines konstanten Laststromes bis zum Erreichen des stationären Temperaturzustandes kontinuierlich verändern. Jede Änderung des Laststromes während des Betriebs führt zu einem geänderten Temperaturgradienten und damit wiederum zu einer Feldumbildung entsprechend der neu eingestellten Leitfähigkeiten.

Um all diese Betriebszustände beherrschen zu können, ist es erforderlich, auf geeignete Berechnungsmodelle zurückgreifen zu können. Die Modellierung der temperaturabhängigen Leitfähigkeit und der langsamen Polarisationsvorgänge in polymeren Isolierstoffen ist dabei weniger herausfordernd als die Abbildung ladungsträgerbasierter Leitfähigkeitsprozesse im Gas, die durch Generation, Bewegung und Rekombination von Ladungsträgern beschrieben werden müssen [Bac-14, Win-15]. Notwendigerweise müssen die aus der Literatur bekannten Modelle [Gre-14, Win-15] geeignet experimentell verifiziert werden. Typischerweise beschränkt sich diese Verifizierung auf Messungen des Oberflächenpotenzials bei sehr geringen Feldstärken [Sch-14, Win-15] oder in atmosphärischer Luft [Win-15].

Notwendig sind jedoch Untersuchungen bei praxisrelevanten Feldstärken und Geometrien, um für die Verifizierung des Modells alle relevanten Prozesse berücksichtigen zu können. Damit das Isolationsvermögen gasisolierter Anlagen bei Gleichspannungsbelastung unter Zuhilfenahme von Berechnungsmodellen bewertet werden kann, ist es erforderlich, bis in die Grenzregionen der dielektrischen Festigkeit vorzudringen und das Überschlagsverhalten zu untersuchen.

Metallische Partikel in gasisolierten Schaltanlagen

Da gasisierte Anlagen mit ihrer Kapselung hermetisch abgeschlossen und vor klimatischen Einflüssen geschützt sind, ist deren Verfügbarkeit besonders hoch. Trotz sehr guter Qualitätsstandards bei Fertigung und Montage, aber auch durch Abrieb mechanisch bewegter Teile während des Betriebs können Metallpartikel nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Aus umfangreichen Untersuchungen, z. B. in [Coo-77, Ber-77, Hol-98, Met-02, CIG-12] ist bekannt, dass sich leitfähige Partikel unter dem Einfluss der elektrostatischen Kraft nach Anlegen einer Spannung bewegen können und dadurch das Isolationsvermögen der Anlage verringern. Zahlreiche Bemühungen freibewegliche Partikel durch Partikelfallen oder dielektrische Beschichtungen [CIG-12] in deren Bewegung einzuschränken, können eine Anlagerung auf Isolatoren nicht gänzlich verhindern.

Das Verhalten freibeweglicher Partikel und fester Störstellen auf den Elektroden ist in der Literatur bei allen Spannungsarten umfangreich untersucht worden [Coo-77, Woo-79, Hol-98, Mos-79b, Mos-79c]. Bei Partikeln auf Isolierstoffoberflächen lag der Schwerpunkt auf der Wechsel- und Impulsspannungsbelastung, um Grenzwerte zu definieren und mögliche Störstellen im Betrieb detektieren zu können. In [Sch-99] und [Ima-01] wird für auf Isolatoroberflächen haftende Partikel unter Blitzimpulsspannung (LI) eine stärkere Absenkung des Isolationsvermögens als unter Wechselspannung festgestellt. Dass die Durchschlagsspannung bei AC und LI mit zunehmender Länge der anhaftenden Partikel abnimmt, wird in [Hos-86] dargelegt. Der Einfluss eines anhaftenden Partikels mit Elektrodenkontakt auf die Überschlagsspannung wird für Wechselspannung in [Hay-08] und für schnelle, transiente Überspannungen in [Ten-97] untersucht.

Zum Einfluss von Partikeln auf Isolierstoffoberflächen ohne Elektrodenkontakt bei Gleichspannung gibt es bislang nur wenige systematische Studien [Has-97]. Das unzureichend bekannte phänomenologische Verhalten von Partikeln auf freiem Potenzial bei Gleichspannungsbelastung wird gleichzeitig von zusätzlichen Ladungsträgern beeinflusst, die durch Teilentladungen an den Partikelspitzen produziert werden können. Einerseits kann an den Spitzen selbst der Effekt der Koronastabilisierung beobachtet werden [Hin-02]. Andererseits verändern die auf der Isolatoroberfläche angelagerten Raumladungen das elektrische Feld und beeinflussen damit das Überschlagsverhalten. Gleichsam zeigen Berechnungen, dass eine erhöhte Ladungsträgerdichte den kapazitiv-resistiven Übergang beschleunigt [Win-15]. Ein experimenteller Nachweis anhand des Überschlagsverhaltens kann in der Literatur nicht gefunden werden. Eine umfassende Überprüfung zur Übertragbarkeit formulierter Berechnungsmodelle auf reale Anordnungen erfordert jedoch Untersuchungen bei praxisrelevanten Geometrien und Feldstärken.

Metallische Partikel in ihrer Ausprägung als freibeweglich, festhaftend auf den Elektroden oder festhaftend auf Isolierstoffteilen sind nur eine Art möglicher Defekte in gasisolierten Anlagen. Typische weitere Fehler wie Blasen und Risse in Isolatoren, Elektroden auf freiem Potenzial durch unzureichenden elektrischen Kontakt oder makroskopische Rauheiten bzw. Protrusionen auf Leiter- oder Gehäuseteilen werden in der Literatur, z. B. in [Neu-11, CIG-14] beschrieben. Analysen der Betriebserfahrungen von GIS im 420-kV-Bereich zeigen, dass ca. 50 % der dielektrischen Fehler auf Partikel auf Isolatoren, auf dem Innenleiter und auf dem Gehäuse zurückzuführen sind [Neu-00, CIG-00, Neu-11]. Eine genaue Kenntnis des dielektrischen Verhaltens metallischer Partikel, der Gegenmaßnahmen und der Möglichkeiten der Detektion und Identifikation sind für einen zuverlässigen Anlagenbetrieb essentiell.

Die Qualitätskontrolle einzelner Anlageneinheiten auf fertigungsbedingte Fehler erfolgt als Stückprüfung mit Wechselspannung und einer begleitenden Teilentladungsmessung im Werk. Montagebedingte Störstellen können vor Ort während der Inbetriebnahmeprüfung mit Wechsel- oder Stoßspannung gefunden werden [Fes-93]. Dielektrische Prüfungen sind jedoch nicht zerstörungsfrei, was diagnostische Verfahren notwendig macht. Neben chemischen und optischen Verfahren sind in gasisolierten Anlagen vor allem akustische und elektrische Detektionsmöglichkeiten weit verbreitet [Pea-95, De -96, Kau-96, Sch-97]. Teilentladungsmessungen nach der gültigen Norm IEC 60270 und im Bereich ultrahoher Frequenzen (UHF) stehen dabei im Vordergrund. Aus dem Wechselspannungsbetrieb ist bekannt, dass ca. 60 % aller dielektrischen Fehler durch eine geeignete Diagnosemethode hätten gefunden werden können [CIG-98, CIG-00].

Eine effektive Diagnostik setzt jedoch die messtechnische Detektierbarkeit der Defekte voraus. Bei Wechselspannung steht dabei zunächst die notwendige Empfindlichkeit der Diagnosemethoden im Vordergrund. Beispielsweise zeigen die Untersuchungen mit Wechselspannung in [Sch-97] und [Sch-99] für Partikel auf Stützisolatoren äußerst geringe Teilentladungspegel im Bereich bis 5 pC. Die kritische Partikelgröße für die Detektionsgrenze wird mit zwei Millimetern angegeben, was nach IEC 60270 einer scheinbaren Ladung von 0,5 pC entspricht [CIG-98]. Vor allem Partikel im Submillimeterbereich sind demnach nicht mehr nachweisbar. Die Empfindlichkeit bei Vor-Ort-Prüfungen ist stark von der verwendeten Diagnosemethode abhängig und wird maßgeblich von externen Störungen beeinflusst. In [Sch-97] wird bemerkt, dass die Teilentladungssignale für Partikel auf Isolatoren im Vergleich zu anderen Defektarten ausgesprochen geringe Impulsraten aufweisen. Dies erfordert eine ausreichende Beobachtungszeit und eine langsame

Spannungssteigerung, da auch die Differenz von Einsetz- und Durchschlagsspannung sehr gering sein kann.

Auf die Detektion einer Störstelle folgt die Identifikation der Defektart. Bei Wechselspannung sind dazu die fehlerspezifischen, phasenaufgelösten Teilentladungsmuster bekannt. Ob des fehlenden Phasenbezugs bei Gleichspannung kann dieses einfache Verfahren nicht angewendet werden. Erste Ansätze für eine systematische Untersuchung des Teilentladungsverhaltens bei Gleichspannung sind in [Pic-14] zu finden. An die Stelle der phasenaufgelösten Muster treten zeitaufgelöste Charakteristiken mit Abhängigkeiten von unterschiedlichen physikalischen Größen. Dabei erscheint die Detektion im UHF-Bereich gegenüber konventionellen Analysen nach IEC 60270, insbesondere beim Auftreten sehr stabiler Glimmentladungen an den Partikelspitzen, empfindlicher zu sein. Es ist zu beobachten, dass sich die Teilentladungssignale trotz konstanter äußerer Bedingungen im Sekundenbereich, aber auch im Minutenbereich auf zufällige Art und Weise komplett verändern. Die Untersuchungen zeigen, dass auch bei Gleichspannung eine prinzipielle Unterscheidung der Defektarten anhand der Teilentladungssignale möglich sein kann [Pic-14], wobei weitere systematische Untersuchungen basierend auf der bei Gleichspannung veränderten Entladungsphysik erforderlich sind.

Erzeugen und Messen einer Mischspannung

Betriebsmittel im elektrischen Energieversorgungssystem werden sowohl durch die Betriebsspannungen als auch durch Schalt- und Blitzüberspannungen belastet. Typischerweise sind die Überspannungen den Betriebsspannungen überlagert. Nach der gültigen Norm IEC 60060-1 erfolgt die Prüfung des Isolationsvermögens von Betriebsmitteln zunächst mit reinen Spannungsarten (Wechsel-, Gleich-, Schaltstoß-, Blitzstoßspannung). Für eine optimale Dimensionierung gegenüber dem Netzbetrieb muss eine Isolierung jedoch nach realen Beanspruchungen bemessen werden. Dazu sind die Betriebsmittel bei Betriebsspannung und einer weiteren ihr überlagerten Spannungsart zu untersuchen. Insbesondere eine Vorbelastung mit Gleichspannung kann durch die Anlagerung von Raumladungen zu einem gänzlich veränderten Verhalten bei anschließender Impulsspannung führen. Die gleichzeitige Belastung einer Isolierung mit Spannungen verschiedenen zeitlichen Verlaufs wird als Mischspannung bezeichnet [Läm-73]. In der IEC 60060-1 werden dabei die kombinierten (engl. *combined*) und die zusammengesetzten (engl. *composite*) Mischspannungsformen unterschieden.

Für die dieser Arbeit zugrundeliegende zusammengesetzte Mischspannung werden zwei Prüfanlagen zu einer Mischspannungsprüfanlage unter Nutzung zweier Trennglieder zusammenschaltet (Abbildung 1.2). Die Trennglieder dienen zum Schutz der jeweiligen Prüfanlage vor der Belastung der anderen Prüfanlage. Sie übernehmen aber auch eine Koppelfunktion, sodass Form und Amplitude der Spannungsanteile möglichst unverfälscht an den Prüfling übertragen werden. Entsprechend sind sie bei der Dimensionierung zu berücksichtigen. In der angegebenen Parallelschaltung sind sowohl die Prüfanlagen als auch der Prüfling geerdet. Für weitere Varianten sei auf die Literatur verwiesen, z. B. [Läm-73].

In dieser Arbeit wird die Überlagerung einer Gleichspannung mit Blitzimpulsspannung angewendet. Nach [Läm-73] ist dafür als Trennglied für die Impulsspannung zwischen Prüfling und Gleichspannungsanlage ein Tiefpass aus Spule und Widerstand am besten geeignet. Als Trennglied

für die Gleichspannung zwischen Prüfling und Impulsspannungsanlage erfüllt ein Kondensator als Längskapazität die Anforderungen am besten. In vielen Laboren wird dafür jedoch eine Kugelfunkenstrecke als kostengünstige und platzsparende Alternative eingesetzt. Allerdings können im Hinblick auf die Zündbedingung der Kugelfunkenstrecke im Fall der unipolaren Spannungsbelastung nur Impulsspannungen überlagert werden, die mindestens doppelt so hoch sind wie der anliegende Gleichspannungsanteil. Außerdem kann es beim Zünden der Funkenstrecke zum Aufschwingen des Reihenschwingkreises aus Stoß- und Prüflingskapazität und Zuleitungsinduktivität kommen. Deshalb wird in dieser Arbeit die Längskapazität als Trenn- bzw. Koppelglied bevorzugt.

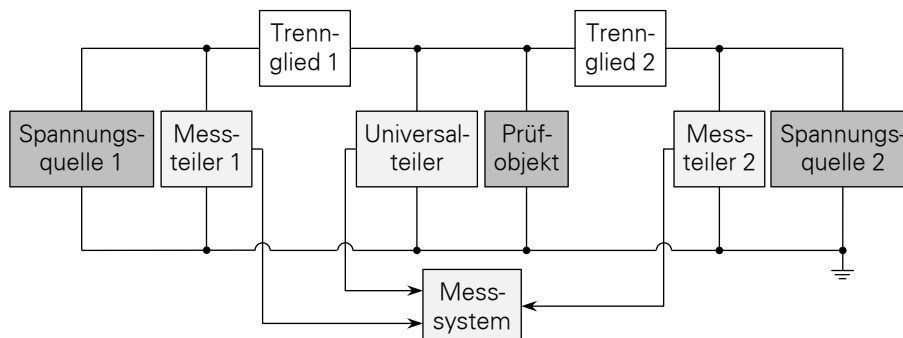


Abbildung 1.2: Prinzip der zusammengesetzten Mischspannung nach IEC 60060-1

Eine weitere Herausforderung besteht in der Messung der Mischspannung. Die IEC 60060-1 fordert für die zusammengesetzte Spannung die Messung direkt am Prüfling (siehe Abbildung 1.2). Sie empfiehlt weiterhin, die Ausgangsspannungen beider Prüfanlagen separat zu messen und alle drei Spannungen synchron aufzuzeichnen. Um den Anforderungen der IEC 60060-2 gerecht zu werden, muss zur Messung der Mischspannung ein hochohmiger, gedämpft kapazitiver Universalteiler eingesetzt werden. Steht dieser nicht zur Verfügung, sind umfangreiche experimentelle und rechnerische Untersuchungen erforderlich, um aus den einzeln gemessenen Spannungen der zwei Prüfanlagen die vorzeichenrichtig überlagerte Spannung am Prüfling bestimmen zu können.

1.3 ZIELSTELLUNG UND AUFBAU DER ARBEIT

Trotz einer Vielzahl von Arbeiten auf dem Gebiet der Gas-Feststoff-Isoliersysteme unter Gleichspannungsbelastung fehlen Aussagen zum Verhalten des Systems nahe der Grenzen des Isolationsvermögens. Für eine Bewertung der Anlagenzuverlässigkeit sind Untersuchungen zum Einfluss der unterschiedlichen Parameter auf das Überschlagsverhalten unerlässlich. Dazu ist es nicht nur notwendig, Verständnis für die Wirkungen der jeweils einzelnen Einflussfaktoren zu entwickeln, als viel mehr deren Zusammenwirken im Gesamtsystem zu betrachten (Abbildung 1.3).

Die vorliegende Arbeit untersucht das Überschlagsverhalten eines Schwefelhexafluorid-Epoxidharz-Isoliersystems. Dabei stehen zwei Aspekte im Mittelpunkt:

- der wesentliche Einfluss der Temperatur, motiviert durch reale Stromwärmeverluste und
- die erheblichen Auswirkungen einer festen Störstelle auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche, motiviert durch in der Praxis nicht völlig auszuschließende, metallische Partikel.

Die dazu notwendigen physikalischen Grundlagen werden in Kapitel 2 vorgestellt.

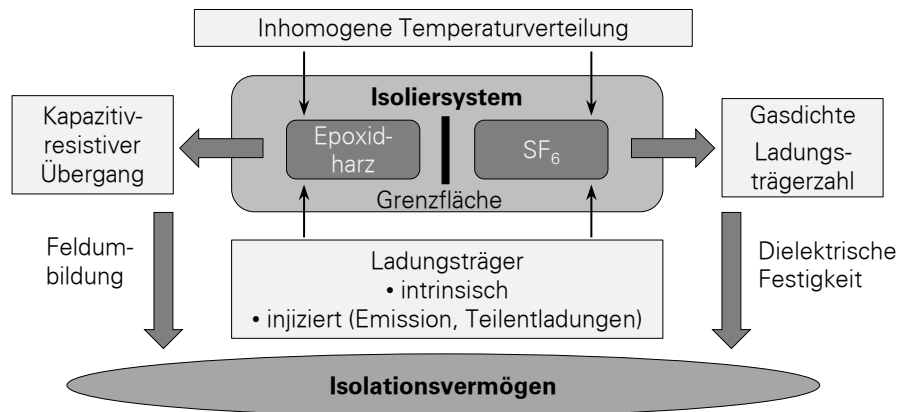


Abbildung 1.3: Übersicht zu untersuchten Einflussparametern und der Zielstellung dieser Arbeit

Die Versuchsanordnung ist so zu gestalten, dass trotz einer vereinfachten Modellgeometrie des Feststoffisolators, Rücksicht auf reale Geometrien, Elektrodenabstände und Feldstärken genommen wird. Dabei soll es möglich sein, im Elektrodenzwischenraum entlang der Gas-Feststoff-Grenzfläche eine inhomogene Temperaturverteilung durch isochore Erwärmung zu erzeugen. Die entworfenen Elektrodenanordnungen in den zugehörigen Prüfgefäßen sowie die verwendeten Versuchs- und Messeinrichtungen werden in Kapitel 3 beschrieben.

Abhängig von der Temperatur der Elektroden ist zu untersuchen, inwieweit diese durch lokale Gasdichteänderungen die dielektrische Festigkeit beeinflusst und das Isolationsvermögen der Anordnung herabsetzt. Dabei ist eine geeignete Möglichkeit zur Berechnung der Durchschlagsspannung in Abhängigkeit von der Elektrodentemperatur zu entwickeln. (Kapitel 4)

Um das Gefahrenpotenzial fester, metallischer Störstellen auf Isolatoren in GIS abschätzen zu können, ist das Überschlagsverhalten bei Gleichspannung in Abhängigkeit von Partikellänge, Partikelposition und Gasdruck zu untersuchen. Begleitend sind bekannte Verfahren zur Teilentladungsdetektion auf ihre Anwendbarkeit zu prüfen. Da im Gleichspannungsbetrieb insbesondere bei Anwesenheit von Störstellen von verstärkter Ladungsakkumulation auszugehen ist, soll das Isoliersystems mit überlagerten transienten Blitzimpulsspannungen belastet werden. Das Verhalten bei uni- und bipolarer Spannungsüberlagerung ist dabei differenziert darzustellen. (Kapitel 5)

Abschließend soll der in der Literatur beschriebene und in Modellen berechnete kapazitiv-resistive Feldübergang bei inhomogener Temperaturverteilung experimentell nachgewiesen werden. Die Schwerpunkte liegen dabei auf der Verschiebung des Ortes der Höchstfeldstärke im Vergleich zum Wechselfeld und die mit einer Zunahme der Höchstfeldstärke einhergehende Absenkung des Isolationsvermögens abhängig von der Dauer der Gleichspannungsbelastung. Zur Bewertung der Gleichspannungsfestigkeit im gesamten Isoliersystem sind sowohl der Einfluss der verminderten Gasdichte als auch der Einfluss zusätzlicher durch Partikel generierter Ladungsträger zu quantifizieren und für Schlussfolgerungen zum Isolationsvermögen technischer Isolierungen zu analysieren. (Kapitel 6)

Kapitel 7 fasst die gewonnenen Erkenntnisse dieser Arbeit zum Fortschritt der Gas-Feststoff-Isoliersysteme unter Gleichspannungsbelastung zusammen, zeigt aber auch deren Grenzen auf und gibt Hinweise auf offene Forschungsthemen.

2 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

2.1 SF₆ ALS ISOLIERMEDIUM GASISOLIERTER ANLAGEN

Schwefelhexafluorid (SF₆) ist eine anorganische Verbindung der Elemente Schwefel und Fluor, die erstmals im Jahr 1900 von den Chemikern Moissan und Lebeau hergestellt worden ist [Moi-00]. Bereits in den 1930er Jahren erfolgten erste Untersuchungen zum Durchschlagsverhalten für potenzielle Einsatzmöglichkeiten in der Atomphysik [Mos-79b].

Als Isoliertgas und Lichtbogenlöschmittel in der Hochspannungstechnik wurde SF₆ in den 1940er und 1950er Jahren intensiv untersucht [Cam-47, Lee-57, Ber-59]. Bereits 1965 wurde die erste SF₆-isolierte, metallgekapselte 110-kV-Schaltanlage in Betrieb genommen [Mos-79b]. Daraufhin folgten seit den 1970er Jahren umfangreiche Untersuchungen zum Teilentladungs- und Durchschlagsverhalten von SF₆ [Hau-72, Bor-79, Wie-88].

Grund für diese rasante Entwicklung sind die hervorragenden chemischen, thermodynamischen und elektrischen Eigenschaften von SF₆, die die umfassende Anwendung als Isolations- und Schaltmedium in elektrotechnischen Betriebsmitteln ermöglichen.

Durch die Oktaederstruktur ist das SF₆-Molekül äußerst stabil, reaktionsträge bis zu Temperaturen von 200 °C und beständig gegenüber Alterung. Das Gas ist farblos, geruchlos, nicht brennbar, biologisch nicht toxisch und nicht ozonschädigend. Aufgrund der niedrigen Kondensationstemperatur kann das Gas bei Betriebsdrücken bis 0,6 MPa auch bei vergleichsweise geringen Umgebungstemperaturen ohne die Gefahr der Verflüssigung eingesetzt werden. [Sol-15]

SF₆ besitzt eine sehr hohe Elektronegativität, sodass Elektronen schon bei geringsten Energien angelagert werden. Da diese Elektronen dann nicht mehr als Anfangselektronen für eine Entladungsentwicklung zur Verfügung stehen, ist die (theoretische) innere dielektrische Festigkeit mit 89 kV/(mm · MPa) deutlich höher als die von Luft mit 25 kV/(mm · MPa). Außerdem zeigt das Gas durch seine hohe Elektronenaffinität eine schnelle Wiederverfestigung nach einer Entladung, sodass es sich hervorragend als Schaltmedium eignet. [Sol-15]

Zusätzlich zu hervorragenden Eigenschaften für den konvektiven Wärmeübergang besitzt SF₆ eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen. Dies führt dazu, dass ein Lichtbogen durch Entzug von Energie in Form von Wärme schnell gelöscht werden kann. [Sol-15]

In Teilentladungen und Lichtbögen verliert SF₆ jedoch seine thermische und chemische Stabilität. So entstehen unter Anwesenheit von Feuchtigkeit oder Sauerstoff toxische Reaktionsprodukte. Nachfolgereaktionen können dann zur Bildung aggressiver Substanzen wie Fluorwasserstoff (HF), Thionylfluorid (SOF₂) oder Schwefeldioxid (SO₂) führen, die wiederum ätzend auf Metall und Feststoffisolatoren wirken sowie beim Menschen Reizungen von Augen, Haut und Schleimhäuten verursachen. [Sol-15]

SF₆ ist das potenteste bekannte Treibhausgas. Es besitzt eine Lebensdauer in der Atmosphäre von 3200 Jahren und hat auf 100 Jahre betrachtet im Vergleich zu Kohlenstoffdioxid ein 23500-fach höheres Treibhauspotenzial [IPC-13]. Deshalb wird der SF₆-Ausstoß im Protokoll von Kyoto zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen geregelt [Nat-98]. Bemühungen um geringere Leckraten, die Wiederaufbereitung des genutzten Gases oder die Beimengung von Stickstoff sollen die verwendete Menge an SF₆ reduzieren. Gleichzeitig wird seit Jahrzehnten versucht, SF₆ generell durch andere Gase zu ersetzen. Einige Kandidaten aus dem Bereich der Perfluorcarbone zeigen geeignete dielektrische Eigenschaften, sind aber zum Teil giftig oder haben einen zu hohen Siedepunkt, sodass sie mit einem Puffergas, z. B. mit Stickstoff (N₂), mit Kohlenstoffdioxid (CO₂) oder mit einem Edelgas, gemischt werden müssen [Fra-14]. Um langfristige Betriebserfahrungen zu sammeln, ist seit August 2015 eine 170-kV-Pilotschaltanlage in Betrieb, in der eine Gasmischung aus perfluorierten Ketonen (C5 PFK), CO₂ und O₂ zum Einsatz kommt [Teh-15]. Außerdem werden natürliche Gase wie synthetische Luft, Kohlenstoffdioxid und Stickstoff im Besonderen auf eine Eignung für Druckgasisolierungen geprüft [Ham-12].

2.2 ENTLADUNGSENTWICKLUNG IN SF₆

Die hohe Elektronenaffinität von SF₆ behindert durch die Anlagerung freier Elektronen den Entladungsaufbau maßgeblich und führt zu der für SF₆ typischen hohen Isolationsfestigkeit. Nach dem Entladungseinsatz entwickeln sich in Abhängigkeit von Homogenitätsgrad, Schlagweite und Spannungsform Streamer- und Leaderentladungen.

Die vorliegende Arbeit studiert einerseits Anordnungen mit schwach inhomogenen Feldern, bei denen der Durchschlag aus der ersten Streamerentladung heraus erfolgt. Andererseits werden gestörte schwach inhomogene Felder mit erheblichen Inhomogenitäten untersucht. Abhängig von den äußeren Bedingungen (Spannungsart, Gasdruck etc.) können dabei stabile Glimmentladungen auftreten. Der Überschlag erfolgt entweder aus der instabil gewordenen Glimmentladung über eine Streamerentladung oder durch den Übergang von der Streamer- zur Leaderentladung.

Insbesondere die Entladungszündung unterliegt zahlreichen Einflussfaktoren. Beispielhaft seien Fläche (Flächeneffekt), Material, Beschaffenheit und Beschichtung der Elektroden sowie Dauer und Art der Spannungsbelastung (Zeiteffekt) genannt. Als der für die Untersuchungen maßgebliche Parameter wird die Elektrodenrauheit identifiziert und deren Einfluss beschrieben.

2.2.1 Entladungseinsatz und Streamerzündung

Voraussetzung für die Zündung einer Entladung ist ein im elektrischen Feld beschleunigtes, freies Anfangselektron, was im elektrisch überbeanspruchten Bereich, das heißt dort, wo die vorherrschende elektrische Feldstärke E die dielektrische Festigkeit des Gases E_{di} übersteigt, neutrale Moleküle ionisieren kann. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines lawinenkritischen Anfangselektrons im kritischen Volumen kann durch das Volumen-Zeit-Gesetz [Boe-75] mit Modifizierungen nach [Kin-86] beschrieben werden. Freie Elektronen e^- können durch unterschiedliche Mechanismen entstehen:

Elektronenemission Thermoemission und Feldemission führen zum Austritt von Elektronen aus Metallen, sodass der Entladungsaufbau im homogenen und schwach inhomogenen Feld in SF_6 grundsätzlich an der Kathode beginnt [Has-72]. Prinzipiell wird die Thermoemission jedoch erst bei viel höheren Feldstärken wirksam als die Feldemission [Mie-72]. Da aber auch die für die Feldemission nötigen Feldstärken um zwei Zehnerpotenzen höher sind als die gemessenen Durchschlagsfeldstärken, kommen für die Emission nur mikroskopische Rauheiten der Elektrodenoberfläche in Frage. Elektronenemission durch Photonen und Sekundärelektronenemission sind ebenfalls möglich [Mie-72], jedoch für die Anfangselektronenbereitstellung vernachlässigbar [Tei-72].

Erd- und Höhenstrahlung Die aus schnellen Protonen und Heliumkernen bestehende Strahlung erzeugt beim Zusammenstoß mit Gasmolekülen sekundäre Protonen, Neutronen und instabile π -Mesonen, die weiter in μ -Mesonen, Neutrinos, γ -Quanten und Elektronen zerfallen [Sch-72]. Aufgrund der hohen Elektronenaffinität von SF_6 lagern sich die durch Strahlung freigesetzten Elektronen innerhalb von einigen zehn Nanosekunden [Mül-71] über instabile Zwischenzustände unter Bildung negativer Ionen an neutrale SF_6 -Moleküle an, sodass ein stationäres Ionengleichgewicht entsteht [Kin-86]. Aufgrund der äußerst geringen Lebensdauer dieser Elektronen ist es unwahrscheinlich, dass sie als Anfangselektronen wirksam werden.

Ablösung von negativen Ionen In Abhängigkeit von der wirkenden Feldstärke können durch Elektronenstoß verschiedene negative Ionen gebildet werden. Bereits bei Energien unterhalb von 0,1 eV entsteht SF_6^- und ist deshalb am häufigsten anzutreffen [Chr-00]. Höherenergetische Stöße führen zur Bildung von SF_5^- , F^- oder Komplex-Ionen [Leh-70, Cra-71, Chr-00]. Bereits eine geringe Energiezufuhr kann wiederum die Ablösung der Elektronen von den negativen Ionen herbeiführen. Es werden folgende Mechanismen unter Angabe der Hauptprozesse unterschieden [Chr-00]:

- Selbstablösung von metastabilen (*) Ionen $SF_6^{-*} \rightarrow SF_6 + e^-$
- Thermisch induzierte Ablösung $SF_6^- + T \rightarrow SF_6 + e^-$
- Ablösung durch Photoenergie $SF_6^- + h \cdot \nu \rightarrow SF_6 + e^-$
- Ablösung durch Stoß $SF_6^- + SF_6 \rightarrow SF_6 + SF_6 + e^-$
 $SF_5^- + SF_6 \rightarrow SF_5 + SF_6 + e^-$
 $F^- + SF_6 \rightarrow F + SF_6 + e^-$

Die Feldemission an der Elektrodenoberfläche kann bei negativer Polarität bei ausreichend hohen mikroskopischen Feldstärken entscheidend zur Bereitstellung von Anfangselektronen beitragen. Generell wird jedoch die Elektronenablösung durch Stoßvorgänge im elektrischen Feld als der dominierende Mechanismus in SF₆ benannt [Wie-85, Wan-89, Olt-89]. Mit dem daraus abgeleiteten Elektronenablösungskoeffizienten δ ergibt sich die Elektronenerzeugungsrate in Abhängigkeit von der Driftgeschwindigkeit v_d und der Anzahl der negativen Ionen n_- zu [Wie-85]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t}(E, p) = \delta \cdot v_d \cdot n_- . \quad (2.1)$$

Bei höherem Druck p und damit einer höheren Gasdichte ρ führt die kürzere freie Weglänge zu einem geringeren δ und damit zu einer geringeren Erzeugungsrate. Da sowohl der Koeffizient δ als auch die Driftgeschwindigkeit mit höheren Feldstärken steigen, nimmt auch die Elektronenerzeugungsrate mit wachsender Feldstärke zu [Wie-85].

Wird ein Anfangselektron im elektrischen Feld in Richtung Anode beschleunigt, so ionisiert es je Wegeinheit α Gasmoleküle. Gleichzeitig werden von den entstehenden Elektronen pro Wegeinheit η Elektronen angelagert. Die für die weitere Entladungsentwicklung notwendige lawinenartige Ladungsträgervermehrung ist nur dann möglich, wenn die Ionisationsvorgänge die Anlagerungsvorgänge übersteigen und der effektive Stoßionisationskoeffizient $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ positiv wird.

Für den effektiven Stoßionisationskoeffizienten gilt [Mos-79b]:

$$\frac{\bar{\alpha}}{\rho_{20}} = \frac{28}{\text{kV}} \cdot \left[\left(\frac{E}{\rho_{20}} \right) - 89 \frac{\text{kV}}{\text{mm} \cdot \text{MPa}} \right] . \quad (2.2)$$

Bei größeren Feldstärken nimmt einerseits die Ionisationshäufigkeit zu, da die Elektronen die zur Ionisierung nötige Energie bereits auf kürzeren Wegstrecken erreichen können. Andererseits sinkt der Anlagerungskoeffizient, da mit steigender Energie der Elektronen die Bindungsenergie zur Anlagerung an ein SF₆-Molekül nicht mehr ausreichend ist (Abbildung 2.1).

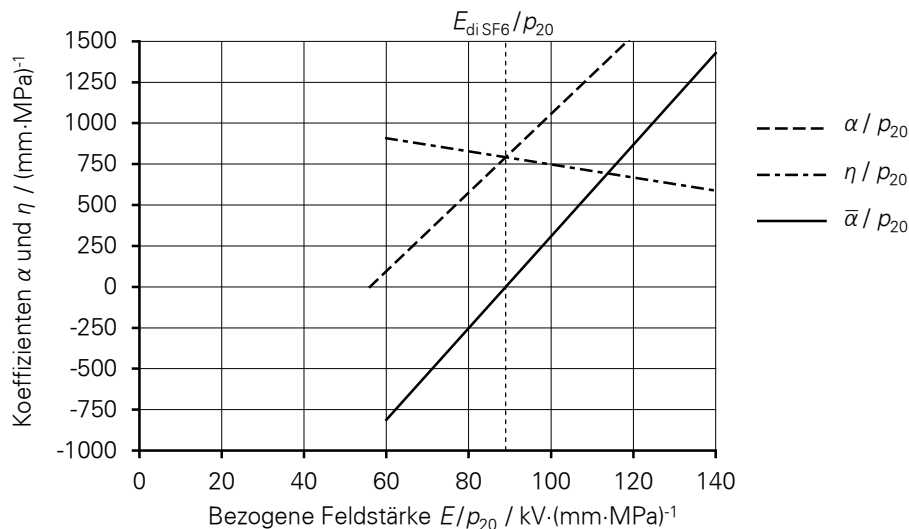


Abbildung 2.1: Koeffizienten für Ionisation α und Anlagerung η in SF₆ nach [Bha-62]

Übersteigt die Feldstärke (E/p_{20}) bei $\bar{\alpha} > 0$ die kritische Feldstärke von $89 \text{ kV} \cdot (\text{mm} \cdot \text{MPa})^{-1}$ als innere dielektrische Festigkeit von SF_6 , so nimmt die Elektronenanzahl n_e in der Lawine entlang der zurückgelegten Wegstrecke x in Abhängigkeit von der Anzahl der Anfangselektronen n_{e0} gemäß

$$n_e(x) = n_{e0} \cdot \exp\left(\int_0^x \bar{\alpha}(x) dx\right) \quad (2.3)$$

exponentiell zu. Erreichen die Elektronenlawinen die Anode, so stoppt zunächst der Entladungsaufbau. Die Bedingungen für eine selbstständige Entladung sind erst dann gegeben, wenn Sekundärprozesse (Photoionisation an der Kathode und im Gas, Stoßionisation, Elektronenemission etc.) erneut Anfangselektronen freisetzen und jede Folgelawine größer als ihre jeweilig vorhergehende wird. Der Durchschlag nach diesem von Townsend [Tow-15] beschriebenen Generationsmechanismus findet jedoch nur in homogenen oder sehr schwach inhomogenen Feldern bei kleinen Elektrodenabständen s und niedrigen Drücken p bis $(p \cdot s) \approx 0,3 \text{ MPa} \cdot \text{cm}$ statt. Für technisch relevante schwach inhomogene Felder wird das Zusammenwirken von Photoionisation und Eigenfeld der Lawine für die Entladungszündung und den Durchschlag maßgebend [Mos-79b]. Es gilt der Streamermechanismus nach Raether und Meek [Mee-53, Rae-64].

Da Elektronen und Ionen sehr unterschiedliche Beweglichkeiten aufweisen, verbleiben die langsamen Ionen im Lawinenschweif, wohingegen die schnellen Elektronen im Lawinenkopf konzentriert sind. Diese Ladungstrennung baut ein Raumladungsfeld der Lawine auf. Übersteigt die Anzahl der Elektronen in der Lawine einen kritischen Wert ($n_{kr} \approx 10^9$), so ist dieses Eigenfeld gegenüber dem äußeren Elektrodenfeld nicht mehr vernachlässigbar [Mee-53, Rae-64]. Durch die Überlagerung der beiden Felder wird die Feldstärke deutlich angehoben, sodass durch Strahlungsemission zusätzliche Elektronen erzeugt werden, die ihrerseits durch Photoionisation weitere Lawinen auslösen und zum Streamereinsatz führen. Der Streamer wächst aufgrund der Photoionisation sehr schnell vor. Der sich aufbauende Kanal zwischen Elektrode und Streamerkopf ist praktisch nichtleitend, sodass der Streamerkopf den weiteren Entladungsablauf bestimmt.

Die Bedingung für die Entladungszündung als Einsetzen der Streamerentladung lässt sich mit Gleichung (2.3), der kritischen Ladungsträgerzahl $n_e(x_k) = n_{kr} \approx 10^9$ und mit einem Anfangselektron $n_{e0} = 1$ als Streamerkriterium

$$\int_0^{x_k} \bar{\alpha}(x) dx = \ln 10^9 \quad (2.4)$$

mit dem effektiven Stoßionisationskoeffizienten

$$\bar{\alpha}(x) = \frac{28}{\text{kV}} \cdot [E(x) - E_{di}] \quad (2.5)$$

formulieren [Mos-79b].

Dabei bezeichnet x_k die erforderliche kritische Wegstrecke, innerhalb derer die elektrische Feldstärke $E(x)$ die innere dielektrische Festigkeit E_{di} von SF_6 überschritten haben muss, um eine Entladung zu zünden (Abbildung 2.2). Sie ergibt sich für eine gegebene Spannung aus

$$\bar{\alpha}(x_k) = 0. \quad (2.6)$$

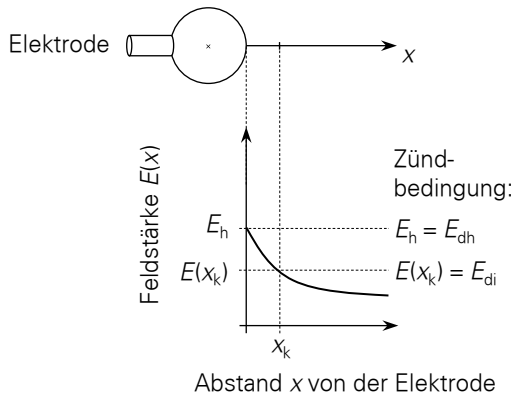


Abbildung 2.2: Verteilung der elektrischen Feldstärke $E(x)$ bei erfüllter Zündbedingung

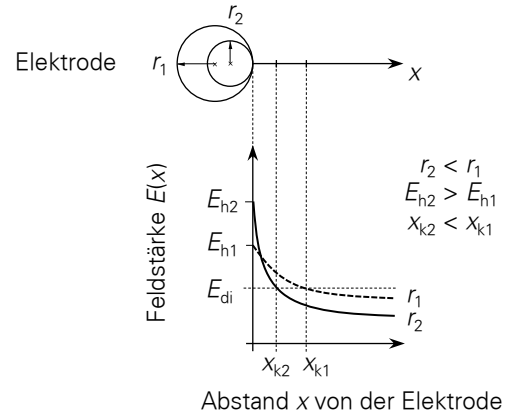


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des Streamereinsatzes vom Elektrodenradius nach [Mos-79b]

Bei erfüllter Zündbedingung wird die Höchstfeldstärke E_h zur Einsetzhöchstfeldstärke E_{dh} (Abbildung 2.2), welche bei kleinem Elektrodenradius umso größer ist (Abbildung 2.3). Zur Beschreibung, um welchen Wert die Einsetzhöchstfeldstärke an der Elektrode die innere dielektrische Festigkeit E_{di} des Gases mindestens überschreiten muss, um eine selbständige Entladung zu zünden, wird die bezogene Einsetzhöchstfeldstärke e_h als „Krümmungsfaktor“ eingeführt:

$$e_h = \frac{E_{dh}}{E_{di}}. \quad (2.7)$$

Aus der Schwaiger-Beziehung [Sch-25] für den Homogenitätsgrad η_h

$$\eta_h = \frac{E_m}{E_h} = \frac{U}{s \cdot E_h} \quad (2.8)$$

kann mit der mittleren Feldstärke E_m aus Spannung U und Elektrodenabstand s , sowie der Höchstfeldstärke E_h bei erfüllter Zündbedingung eine Gleichung zur Berechnung der idealen Zündspannung U_i abgeleitet werden:

$$U_i = E_{dh} \cdot s \cdot \eta_h \quad (2.9)$$

$$= E_{di} \cdot e_h \cdot s \cdot \eta_h. \quad (2.10)$$

Experimentelle Untersuchungen, z. B. in [Mos-79b], zeigen, dass zur Berechnung der Zündspannung realer Anordnungen neben dem Flächen- und Zeiteffekt weitere Einflüsse sowohl der Elektroden durch deren Material und Rauheit als auch der Gas-Feststoff-Grenzfläche berücksichtigt werden müssen. Es werden deshalb der Rauheitsfaktor e_f und der Grenzflächenfaktor e_g zur Adaption der idealen Zündspannung U_i eingeführt [Mos-79b]. Für die technische Zündspannung U_{it} gilt demnach:

$$U_{it} = \underbrace{E_{di} \cdot e_h \cdot s \cdot \eta_h}_{U_i} \cdot e_f \cdot e_g. \quad (2.11)$$

Obwohl die beschriebenen Einflussfaktoren scheinbar die elektrische Festigkeit E_{di} von SF_6 von $89 \text{ kV} \cdot (\text{mm} \cdot \text{MPa})^{-1}$ vermindern, sind sie in Wirklichkeit als Korrekturfaktoren zu verstehen, die lediglich die Randbedingungen des Prozesses, wie die Anfangselektronenbereitstellung, die Feldverteilung und lokal auftretende Feldstärkeüberhöhungen, anpassen.

Die Erfüllung des Streamerkriteriums durch $n_e > 10^8$ ist eine notwendige Bedingung für die Streamerzündung, nicht jedoch für dessen Ausbreitung. In einem Streamerkanal ist ein für die jeweiligen Umgebungsbedingungen definierter Spannungsfall zu beobachten. Nur in homogenen und schwach inhomogenen Feldern ist nach der Zündung unmittelbar der mittlere Streamerspannungsbedarf innerhalb der gesamten Schlagweite erreicht, sodass die Entladung den Elektrodenzwischenraum überbrückt. Der Durchschlag erfolgt aus einer instabilen Streamerentladung heraus. Dabei entspricht die Durchschlagsspannung der Zündspannung.

In stark inhomogenen Feldern wird die kritische Feldstärke nur in einem begrenzten Volumen vor der stärker gekrümmten Elektrode überschritten, sodass das Streamerwachstum auf dieses Gebiet beschränkt bleibt. Im ionisierten Streamerkopf stellt sich durch ein Gleichgewicht der Ionisations- und Anlagerungsprozesse eine nahezu konstante Feldstärke in Höhe der kritischen Feldstärke von $89 \text{ kV}/(\text{mm} \cdot \text{MPa})$ ein [Gal-86]. Außerhalb dieses Bereiches überwiegen aufgrund der in größerer Entfernung von der Elektrode stark abgefallenen Feldstärke die Anlagerungsprozesse, sodass der Streamer nicht bis zur Gegenelektrode weiterwächst. Es treten stabile Teilentladungen auf. Die Zündspannung entspricht der Teilentladungseinsetzspannung. Je nach Spannungsform, Gasdruck und Art der Inhomogenität sind unterschiedliche Entladungsvorgänge zu beobachten. Bei Wechsel- und Gleichspannung kann sich die Streamerentladung über eine Ausbruchsentladung nach [Mos-79b] zunächst zu einer Glimmentladung stabilisieren. Wird die Glimmentladung z. B. bei höheren Spannungen instabil, kann der Durchschlag dann über die Entwicklung zur Leaderentladung erfolgen. Bei Blitzimpulsspannung schlägt die Entladungsentwicklung nach einsetzender Streamerentladung rasch in einen Streamer-Leader-Mechanismus um und führt zu einem vollständigen Durchschlag [Gal-85, Nie-89].

2.2.2 Leaderentwicklung

Die in stark inhomogenen Feldern ablaufenden Prozesse der Streamerentwicklung heizen das Gas lokal auf und dissoziieren SF_6 bei Temperaturen $> 2000 \text{ K}$ in atomares Fluor und Schwefel [Nie-83]. Die deutlich geringere Elektronenaffinität des Fluors senkt durch vermehrte Ionisationsvorgänge die elektrische Feldstärke und begünstigt den Einsatz der Thermoionisation, sodass sich ein hochleitfähiger Leaderkanal ausbilden kann. Für die Bereitstellung der für diesen Streamer-Leader-Übergang notwendigen Energie gibt es prinzipiell folgende Modellvorstellungen:

- Precursor-Mechanismus
- Stielbüschelmechanismus (auch: Stem-Mechanismus)
- Hochfrequenzmechanismus
- Energiemechanismus

Der aus Entladungen langer Luftfunkenstrecken bekannte Stielbüschelmechanismus, der in SF_6 lediglich bei negativer Polarität und in Verbindung mit dem Precursor-Mechanismus beobachtet worden ist [Gal-87], bleibt im Weiteren, als für diese Arbeit nicht relevant, unberücksichtigt. Auch der bei Beanspruchung mit extrem steilen Überspannungen nach Trennerschaltungen (engl. *very fast transients* – VFT) auftretende Hochfrequenzmechanismus [Hie-91] und der daraus abgeleitete Energiemechanismus [Buc-95] sind für die untersuchten Anordnungen und Spannungsbelastungen nicht maßgeblich und werden deshalb nicht weiter ausgeführt.

Aus der Instabilität einer Glimmentladung oder bei Blitzimpulsbelastung direkt aus vorhergehenden Streamerentladungen entwickelt sich die Leaderentladung dominiert durch den Precursor-Mechanismus (Abbildung 2.4) [Gal-86, Nie-89].

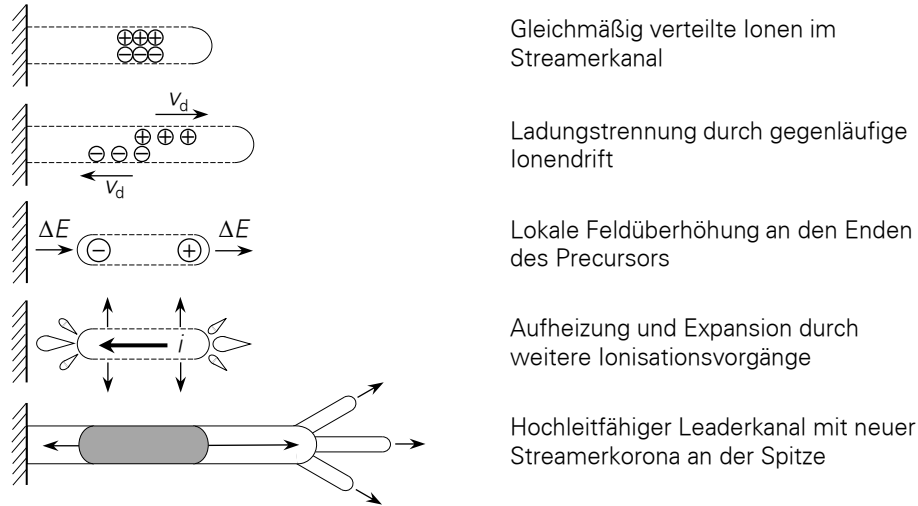


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Precursor-Mechanismus nach [Nie-89]

Nach Erreichen der maximalen Ausdehnung der Streamerkorona driften die zunächst gleichverteilten positiven und negativen Ionen im elektrischen Feld in entgegengesetzte Richtungen. Die entstehenden dipolähnlichen Raumladungen verursachen durch die Ladungstrennung eine lokale Erhöhung der Feldstärke ΔE und initiieren Ionisationsvorgänge. Im Dipol selbst kommt es zu einem Stromfluss der durch die ohmsche Verlustwärme zur Expansion des Kanals führt, die Gasdichte absenkt und weitere Ionisationsprozesse anregt. Der entstandene Precursor wächst in beide Richtungen weiter vor. Sobald die stärker gekrümmte Elektrode erreicht wird, werden die Ionen dort neutralisiert. An der Spitze des Precursor-Kanals zündet eine neue Streamerentladung, die durch den Stromimpuls i den Kanal thermisch weiter aufheizt und ein sogenanntes Leadersegment bildet. An diesem hochleitfähigen Leadersegment entsteht eine neue Streamerkorona, sodass sich die Vorgänge von Ionisation, Energiezufuhr und Expansion wiederholen und der Leader bis zur Überbrückung der gesamten Schlagweite stufenweise vorwächst.

Die Zeit für die pro Ausbildung eines Leadersegments zu vollziehende Ladungstrennung wird als druck- und spannungsabhängige Pausenzeit τ_p beschrieben. Für den Precursor-Einsatz muss eine empirisch ermittelte, kritische Mindestladungsmenge Q_{krit} in der Streamerkorona überschritten werden [Nie-89]:

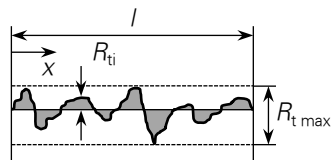
$$\frac{Q_{\text{krit}}}{A_s} = \left(\frac{p}{\text{Pa}}\right)^{-2} \cdot \begin{cases} 50 & \text{positive Polarität} \\ 500 & \text{negative Polarität} \end{cases} \quad (2.12)$$

Ogleich der Precursor-Mechanismus für positive und größtenteils auch negative Polarität als dominierend beschrieben wird, weist der Prozess des Leadereinsatzes signifikante, polaritätsabhängige Unterschiede auf. Diese werden auf den größeren Radius der negativen Streamerentladung zurückgeführt und sind in der höheren notwendigen kritischen Ladung für die Precursor-Entstehung begründet [Gal-86, Nie-89].

2.2.3 Einfluss von Elektrodenrauheiten

Technische Elektrodenoberflächen weisen je nach Art der Bearbeitung (z. B. Polieren, Gießen, Sandstrahlen etc.) Unebenheiten auf, die zu lokalen Feldüberhöhungen führen und damit die elektrische Festigkeit der Anordnung negativ beeinflussen [Ped-75, Mos-79b]. Ursache für die ausgeprägte Sensibilität von SF₆ für Mikrospitzen ist die starke Steigung des effektiven Stoßionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ bei dessen Nulldurchgang im Punkt E_{di}/p_{20} (vgl. Abbildung 2.1). Bereits eine geringfügige Überschreitung führt zu einer hohen Elektronenverstärkung. An den Mikrospitzen der Elektrodenoberfläche können kritische Elektronenlawinen entstehen und in schwach inhomogenen Feldern den Durchschlag der gesamten Gasstrecke einleiten.

Aus einem gemessenen Rauheitsprofil R_{ti} kann die maximale Rautiefe R_{tmax} entnommen werden, die aber kaum repräsentativ für eine Elektrodenoberfläche ist (Abbildung 2.5). Für Oberflächen mit gleichmäßig verteilten Unebenheiten wird deshalb der Mittenrauwert \bar{R}_t nach Gleichung (2.13) angegeben.



$$\bar{R}_t = \frac{1}{l} \cdot \int_0^l |R_{ti}|(x) dx \quad (2.13)$$

Abbildung 2.5: Oberfläche mit Rauheitsprofil [Mos-79b]

Bei höherem Gasdruck verringert sich die kritische Wegstrecke x_k , sodass die lokalen Feldstärkeüberhöhungen durch die Mikrospitzen einen größeren Anteil an der Feldstärke innerhalb der kritischen Wegstrecke haben und die mittlere Feldstärke stark ansteigt. Die nach Schwaiger [Sch-25] berechenbare Zündspannung U_i muss deshalb mit dem druckabhängigen Rauheitsfaktor e_r korrigiert werden (vgl. Abschnitt 2.2.1). Er kann aus dem empirisch gefundenen Zusammenhang zwischen elektrischer Festigkeit, Gasdruck und Mittenrauwert für gleichmäßig raue Oberflächen abgeleitet werden (Abbildung 2.6).

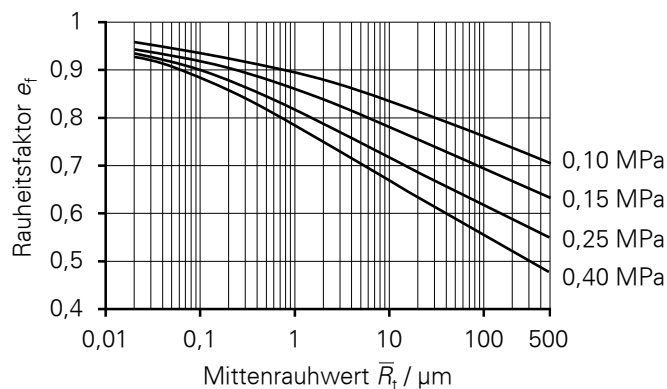


Abbildung 2.6: Rauheitsfaktor für gleichmäßig raue Oberflächen [Mos-79b]

Um die negativen Auswirkungen der Rauheiten zu vermindern, werden die Elektroden in SF₆-Druckgasisolationen häufig dünn isolierend beschichtet. Die lokale Konzentration des elektrischen Feldes liegt damit innerhalb des Feststoffes, sodass die Feldüberhöhung im Gas reduziert wird [Sat-99, Kes-11].

2.3 EINFLUSS DER GASDICHTE AUF DEN DURCHSCHLAG

2.3.1 Erwärmung von Gasen

Während des Betriebs elektrotechnischer Anlagen führen Stromwärmeverluste zur Erwärmung der Strombahnen. In gasisolierten Systemen erfolgt der Wärmetransport durch Strahlung und den konvektiven Wärmeübergang. Da Gase nur vernachlässigbar Wärme durch Strahlung aufnehmen können, wird fast die gesamte durch Wärmestrahlung abgegebene Leistung von den Strombahnen direkt ans Gehäuse übertragen.

Bestimmend für den konvektiven Wärmeübergang zwischen Leiter und Gas sind zwei Mechanismen: An der Grenzfläche zwischen Leiter und Gas ist die Strömungsgeschwindigkeit v Null, sodass die Wärmeleistung durch Wärmeleitung übertragen wird (Abbildung 2.7). Innerhalb des Gases erfolgt der Wärmetransport durch die Bewegung des Isoliermediums selbst [Löb-84], verursacht durch die Auftriebskräfte aufgrund von Dichteunterschieden im Gas. Beeinflusst durch die Wärmeübertragung von der Anlage zur Umgebung stellt sich im Elektrodenzwischenraum ein Temperaturgradient ein [Wu-11, Nov-12].

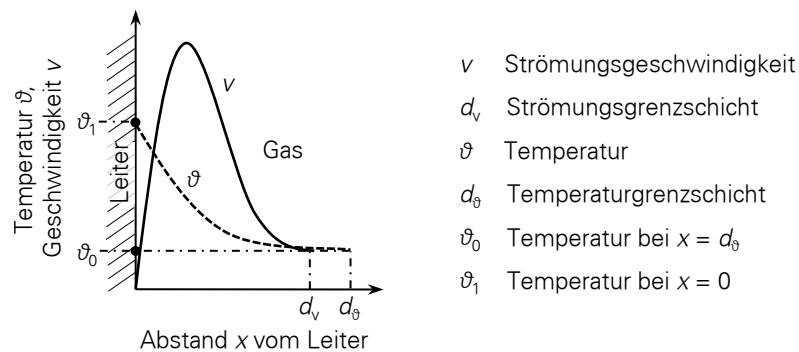


Abbildung 2.7: Strömungs- und Temperaturgrenzschicht am Übergang zwischen Leiter und Gas

Je nach Geometrie der Anlage und Stärke des Wärmetransports ergibt sich im Gasraum eine homogene oder inhomogene Temperaturverteilung, die den Gasdruck und die Gasdichte in globalen und lokalen Grenzen bestimmt. Entsprechend der thermischen Zustandsgleichung (2.14) idealer Gase wird außerdem zwischen isobarer und isochorer Erwärmung unterschieden.

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad (2.14)$$

Mit der Stoffmenge n , der Masse m , der molaren Masse M , der Gasdichte ϱ , dem Gasvolumen V , der universellen Gaskonstante R und der spezifischen Gaskonstante R_s

$$n = \frac{m}{M} \quad \text{und} \quad \varrho = \frac{m}{V} \quad \text{und} \quad R_s = \frac{R}{M} \quad (2.15)$$

ergibt sich die Gasdichte ϱ abhängig von dem Gasdruck p und der Gastemperatur T zu

$$\varrho = \frac{p}{R_s \cdot T} \quad (2.16)$$

Nach Gleichung (2.16) ist die Gasdichte direkt proportional zum Druck und indirekt proportional zur Temperatur des Gases. Da die innere dielektrische Festigkeit E_{di} von Gasen direkt proportional zur Gasdichte ist, bestimmen Temperatur- und Dichteverteilung das Isolationsvermögen. Eine Übersicht zu den möglichen Varianten der Erwärmung und der jeweils dichtebestimmten Gasfestigkeit enthält Tabelle 2.1.

Tabelle 2.1: Mögliche Varianten der Erwärmung nach [Iwa-88]

| Temperaturverteilung | Temperaturänderung | |
|----------------------|--|---|
| | isochor | isobar |
| homogen | $\varrho = \frac{m}{V} = \text{const.}$ $E_{di} = \text{const.}$ | $\varrho = \frac{m}{V} \sim \frac{1}{T}$ $E_{di} \sim \frac{1}{T}$ |
| inhomogen | $\varrho(x, y) = \frac{p(\bar{T})}{T(x, y) \cdot R_s}$ $E_{di}(x, y) = E_{di20} \cdot \frac{\varrho(x, y)}{\varrho_{20}}$ | $\varrho(x, y) = \frac{p}{T(x, y) \cdot R_s}$ $E_{di}(x, y) = E_{di20} \cdot \frac{\varrho(x, y)}{\varrho_{20}}$ |

2.3.2 Einfluss des Betriebsstroms

Die geometrischen Abmessungen relevanter Anlagen im Hochspannungsbereich führen zu einer inhomogenen Temperaturverteilung um den Innenleiter. Gleichzeitig tritt im Normalbetrieb eine isochore Zustandsänderung auf, da gasisolierte Systeme hermetisch abgeschlossen sind. Das erwärmte Gasvolumen erhöht deshalb die mittlere Gastemperatur \bar{T} und damit den Gasdruck p . Die Strömung in der laminaren Unterschicht bestimmt die Temperaturverteilung $T(x, y)$ im Gebiet unmittelbar um die erwärmte Elektrode [Els-93]. Durch die Konvektion im Gasraum entstehen lokale Unterschiede in der Gasdichte $\varrho(x, y)$.

Nach [Iwa-88] ist bekannt, dass die lokale Gasdichte $\varrho(x, y)$ in der Temperaturgrenzschicht stark absinkt und zum entscheidenden Faktor für die Zündung der Entladung wird. Dabei ist eine isochore Erwärmung, bei der die mittlere Gasdichte ϱ_m konstant bleibt, weniger kritisch als eine isobare, bei der die mittlere Dichte mit steigender Temperatur T abnimmt. Bei der isochoren Erwärmung verringert sich die lokale Gasdichte $\varrho_{\text{isochor}}(x, y)$ trotz gleicher Temperaturverteilung $T(x, y)$ weniger als im isobaren Fall. Dadurch wird auch die elektrische Festigkeit weniger vermindert, als bei isobarer Erwärmung.

$$\left. \begin{array}{l} \text{isochor} \quad \varrho_m = \text{const.} \\ \text{isobar} \quad \varrho_m \sim \frac{1}{T} \end{array} \right\} \Rightarrow \begin{array}{l} T_{\text{isochor}}(x, y) = T_{\text{isobar}}(x, y), \text{ aber} \\ \varrho_{\text{isochor}}(x, y) > \varrho_{\text{isobar}}(x, y) \end{array} \quad (2.17)$$

Da in schwach inhomogenen elektrischen Feldern eine Entladungszündung zum Durchschlag führt, kann nach dem in Gleichung (2.4) formulierten Streamerkriterium mit der Zündspannung nach Gleichung (2.11) die Durchschlagsspannung berechnet werden.

Dazu müssen jeweils entlang eines möglichen Entladungsweges x_s des Streamers die Verteilung des elektrischen Feldes $E(x_s)$ und die Verteilung der Gasdichte $\rho(x_s)$ bekannt sein. Zu deren Ermittlung kann die Finite-Elemente-Methode (FEM) herangezogen werden. Unter Berücksichtigung der dichteabhängigen dielektrischen Festigkeit aus Tabelle 2.1 gilt dann ortsabhängig entlang eines möglichen Streamerpfades x_s

$$\int_0^{x_k} \bar{\alpha}(x_s) dx_s > n_{kr} = \ln 10^8 \quad (2.18)$$

mit

$$\bar{\alpha}(x_s) = \frac{28}{kV} \cdot \left[E(x_s) - E_{di20} \cdot \frac{\rho(x_s)}{\rho_{20}} \right]. \quad (2.19)$$

Um den Ort der Entladungszündung zu ermitteln, muss für alle möglichen Streamerpfade unter Berücksichtigung der vorherrschenden Feldstärke und Gasfestigkeit das Minimum der Einsetzspannung bestimmt werden. Dabei muss beachtet werden, dass die Entladung sowohl an der Hochspannungs- als auch an der Erdelektrode starten kann und deshalb beide mögliche Entladungsrichtungen zu betrachten sind.

In koaxialen Leitungen fallen die Orte mit der höchsten Feldstärke und der höchsten Temperatur bzw. niedrigsten Gasdichte zusammen, sodass die Zündung am Innenleiter erfolgt. Schwach inhomogene Felder symmetrisch aufgebauter Anordnungen führen zu einem Polaritätseffekt. Da nach [Has-72] die Entladungsentwicklung in SF_6 im schwach inhomogenen Feld stets an der Kathode beginnt, ist eine geringere Festigkeit vor der negativen Elektrode besonders kritisch. Eine niedrigere Gasdichte vor einer Störspitze auf den Elektroden kann auch die Teilentladungseinsetzspannung herabsetzen. Dadurch kann die Teilentladungsfreiheit der Anlage nicht mehr garantiert und das Isolationsvermögen verringert werden.

2.3.3 Einfluss von Heißstellen und Kurzschlussströmen

Fehlerhafte oder gealterte Schraub- und Steckverbindungen gasisolierter Anlagen führen zu einem deutlichen Temperaturanstieg [Böh-05]. Dieser ist lokal stark begrenzt und erhöht deshalb die mittlere Gastemperatur \bar{T} und damit den Gasdruck p nicht signifikant.

Kurzschlussströme mit einer Dauer von weniger als einer Sekunde führen zu einer adiabatischen Erwärmung. Nach IEC 60865-1 sind dabei Leitertemperaturen von bis zu 200 °C zulässig. Da das Gas in einer nur wenige Millimeter dünnen Schicht um den Leiter erwärmt wird, ist dieser Erwärmungsvorgang als isobar zu betrachten. Die Gasfestigkeit in unmittelbarer Nähe der heißen Elektrode verringert sich proportional zur Gasdichte. Die sehr schnelle Erwärmung durch die Wärmeübertragung einzig durch Wärmeleitung in der Grenzschicht führt zu einer nahezu konstanten Dicke der Temperaturgrenzschicht um den Leiter. Wird die Spannung im System nach dem Kurzschluss zu schnell wieder zugeschaltet, kann die Isolationsfestigkeit geringer sein.

Durch den fehlenden Druckanstieg ist der Einfluss der isobaren Erwärmung auf die Isolationsfestigkeit der Anlage im Vergleich zur isochoren Erwärmung als kritischer einzuschätzen. Die die Gasfestigkeit bestimmende Gasdichteverteilung stellt sich ausschließlich über die Verteilung der Temperatur ein.

2.4 KAPAZITIV-RESISTIVER ÜBERGANG

Nach dem Zuschalten einer Gleichspannung wandelt sich die elektrische Feldverteilung innerhalb eines Isolierstoffsystems von einem elektrostatischen Feld zu einem (quasi-)stationären Strömungsfeld und beeinflusst damit die Isolationfestigkeit der Anordnung. Basierend auf der Vorstellung, dass ein Isolierstoff prinzipiell als Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität modelliert werden kann, wird dieser kapazitiv-resistive Übergang nach dem konventionellen Ansatz mit den Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Experimentelle Untersuchungen in der Literatur und eigene Messungen lassen sich damit jedoch nicht umfassend und eindeutig erklären. Vielmehr muss das Verhalten der verschiedenen Ladungsträger während der Phasen ihrer Generation, ihrer Bewegung und ihrer Rekombination als nichtlineare Leitfähigkeit durch teilchendichte- und feldstärkeabhängige Drift- und Diffusionsprozesse zusätzlich modelliert werden. Einen Ansatz dafür bietet das Differentialgleichungssystem nach Poisson-Nernst-Planck.

2.4.1 Konventioneller Ansatz

Unter Annahme linearer Materialeigenschaften kann ein Dielektrikum in einem einfachen Netzwerkmodell (Abbildung 2.8) nach Maxwell abgebildet werden [Küc-09]. Neben der geometrischen Kapazität der Elektrodenanordnung C_0 ohne Isolierstoff im Vakuum wird die Leitfähigkeit des nicht idealen Isolierstoffs durch den Gleichstromwiderstand R_∞ berücksichtigt. Die im Isolierstoff vorhandenen freien Ladungsträger richten sich unter dem Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes aus. Dieser Effekt der Ladungsverschiebung und -orientierung wird als dielektrische Polarisation bezeichnet und im Ersatzschaltbild durch parallele RC -Glieder dargestellt, die die unterschiedlichen Polarisationserscheinungen charakterisieren. Dabei wird die Aufladung der jeweiligen Zusatzkapazitäten (C_V , C_O , C_G) über einen Reihenwiderstand (R_V , R_O , R_G) durch ihre spezifische Zeitkonstante beschrieben:

$$\tau_i = R_i \cdot C_i. \quad (2.20)$$

Je nach Isolierstoffmaterial werden die nachfolgenden Polarisationsmechanismen unterschieden [Zae-03, Küc-09]. Deren Wirksamkeit ist dabei abhängig von der Einwirkungsdauer und der Frequenz des elektrischen Feldes.

- Verschiebungspolarisation C_V - R_V mit Zeitkonstanten unterhalb des Picosekundenbereichs
 - Elektronenpolarisation (Atom- / Deformationspolarisation)
 - Ionenpolarisation (Gitterpolarisation)
- Orientierungspolarisation C_O - R_O (Dipolausrichtung) mit Zeitkonstanten im Nano- bis Mikrosekundenbereich
- Grenzflächenpolarisation C_G - R_G mit Zeitkonstanten oberhalb des Millisekundenbereichs bis hin zu Stunden und Tagen oder gar Monaten

Als Maß für die Polarisierbarkeit eines Isolierstoffes gilt die relative Permittivität ϵ_r . Sie ist entscheidend von Temperatur und Frequenz abhängig [Küc-09].

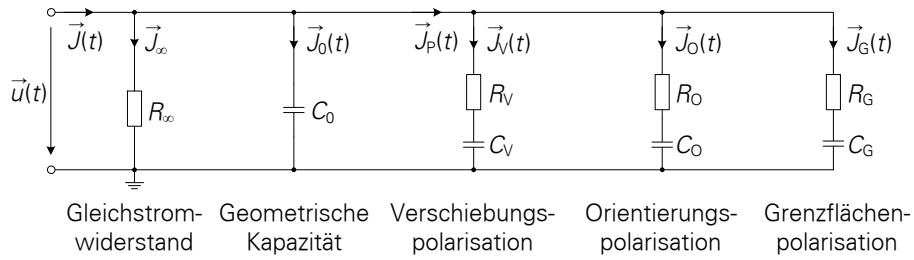


Abbildung 2.8: Ersatzschaltbild eines Dielektrikums

Da üblicherweise mehrere zeitabhängige Polarisationsmechanismen $\vec{P}_i(t)$ wirksam sind, ergibt sich die dielektrische Polarisation $\vec{P}_\Sigma(t)$ aus deren Überlagerung:

$$\vec{P}_\Sigma(t) = \sum_i \vec{P}_i(t). \quad (2.21)$$

Für eine Belastung des Dielektrikums mit 50-Hz-Wechselspannung ist es ausreichend, die schnellen Polarisationsarten der Verschiebungs- und Orientierungspolarisation zu berücksichtigen. Bei Gleichspannungsbelastung hingegen ist es erforderlich, langsame Polarisationsprozesse, wie die Grenzflächenpolarisation, in Betracht zu ziehen.

Üblicherweise wird aus der Kontinuitätsgleichung ein durch die Leitfähigkeit κ bestimmter resistiver Anteil für die stationäre Stromdichte \vec{J}_∞ und ein durch die Permittivität ϵ bestimmter kapazitiver Anteil für die zeitabhängige Stromdichte $\vec{J}_0(t) + \vec{J}_V(t) + \vec{J}_O(t)$ abgeleitet [Küc-09]:

$$\vec{J}(t) = \kappa(T) \cdot \vec{E}(t) + \frac{\partial \vec{D}(t)}{\partial t} \quad (2.22)$$

$$= \underbrace{\kappa(T) \cdot \vec{E}(t)}_{\text{resistiv}} + \underbrace{\epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}}_{\text{kapazitiv}}. \quad (2.23)$$

Dabei werden jedoch die langsamen Polarisationsmechanismen der Grenzflächenpolarisation vernachlässigt. Entsprechend des Ersatzschaltbildes (Abbildung 2.8) ergibt sich nur unter derer Berücksichtigung durch $\vec{J}_G(t)$ die vollständige Stromdichte $\vec{J}(t)$ in einem Dielektrikum aus einem stationären und einem zeitveränderlichen Anteil zu

$$\vec{J}(t) = \vec{J}_\infty + \vec{J}_0(t) + \vec{J}_V(t) + \vec{J}_O(t) + \vec{J}_G(t) \quad (2.24)$$

$$= \underbrace{\vec{J}_\infty}_{\text{stationär}} + \underbrace{\vec{J}_0(t) + \vec{J}_P(t)}_{\text{zeitabhängig}}. \quad (2.25)$$

Mit Polarisationsstrommessungen bei unterschiedlichen Temperaturen und Feldstärken können durch Anlegen einer Gleichspannung die relevanten Materialinformationen des Isolierstoffs ermittelt werden (Abbildung 2.9). Zunächst ist für kurze Zeit ein kapazitiver Verschiebungsstrom messbar, der in einen relativ linear abfallenden Polarisationsstrom übergeht und schließlich nach Abschluss der Polarisationsprozesse in die reine Gleichstromleitfähigkeit mündet. Nachfolgend werden die kapazitiven und die resistiven Feldverteilungen sowie deren Übergang am Beispiel der Feldbilder einer realen gasisolierten Anlage genauer beschrieben.

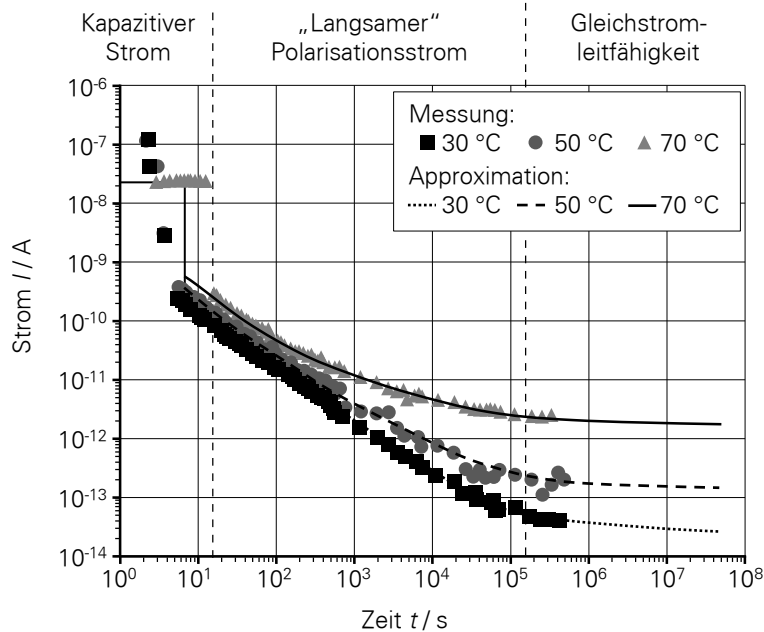


Abbildung 2.9: Polarisationsstrommessung und deren Approximation für ein Epoxidharzmaterial (Messungen durchgeführt von ABB Switzerland, Corporate Research)

Kapazitive Feldverteilung

Das elektrostatische Feld (Abbildung 2.10a) wird durch die Permittivität $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$, zusammengesetzt aus der Konstanten ϵ_0 im Vakuum und der materialspezifischen und frequenzabhängigen Dielektrizitätszahl ϵ_r , charakterisiert. Es bildet sich unmittelbar nach dem Zuschalten der Gleichspannung aus und ist für Belastungszeiten, die kleiner als die Zeitkonstanten der langsamen Polarisationsmechanismen sind, identisch mit dem stationären Wechselspannungsfeld [Küc-09]. Eine Berechnung des elektrostatischen Feldes ist nach Gleichung (2.22) möglich, wobei der zeitunabhängige, resistive Anteil aufgrund des dominierenden Verschiebungsstroms vernachlässigt werden kann [Küc-09]:

$$\vec{J}(t) = \frac{\partial \vec{D}(t)}{\partial t} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}. \quad (2.26)$$

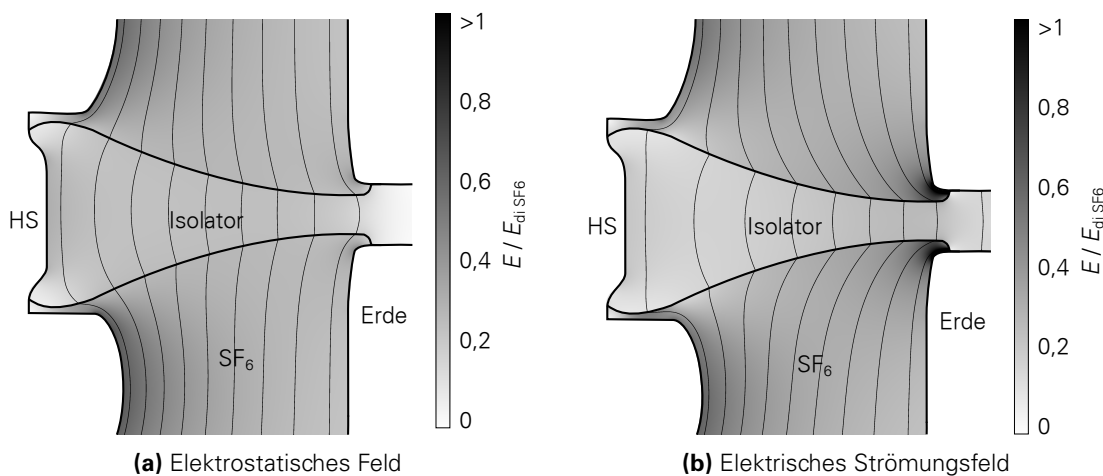


Abbildung 2.10: Elektrische Feldstärke und Äquipotenziallinien an realer Geometrie bei $U_{DC} = 330$ kV

Übergangsvorgang

Unmittelbar nach dem Zuschalten einer Gleichspannung setzt ein Übergangsvorgang vom elektrostatischen Feld zum quasistationären Strömungsfeld ein. Auch bei Umpolvorgängen und Spannungsveränderungen tritt zunächst ein Verschiebungsfeld auf, das dann in einen neuen stationären Zustand übergeht.

Bestimmend für diese Feldumbildung sind die Polarisationsmechanismen in den Isolierstoffen, die entsprechend ihrer Zeitkonstanten wirken und die freien Ladungsträger im elektrischen Feld ausrichten und verschieben. Als vorteilhaft für die Modellbildung hat sich die Unterscheidung in schnelle $\vec{P}_0(t)$ und langsame Polarisationsmechanismen $\vec{P}_L(t)$ erwiesen [Lut-11], die sich zur Gesamtpolarisation $\vec{P}_\Sigma(t)$ überlagern:

$$\vec{P}_\Sigma(t) = \vec{P}_0(t) + \vec{P}_L(t) \quad (2.27)$$

Die schnellen Polarisationsmechanismen $\vec{P}_0(t)$ können im für die Untersuchungen gültigen Zeitrahmen über die 50-Hz-Permittivität ϵ_r abgebildet werden. Die resultierende Verschiebungsfeldstärke $\vec{D}(t)$ im Isolierstoff ist proportional zur Feldstärke:

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E}(t). \quad (2.28)$$

Durch die Polarisationsvorgänge im Isolierstoff kommt es an dessen Oberfläche zu Ladungssammlungen, die auf den Elektroden Influenzladungen hervorrufen und als zusätzliche Verschiebungsfeldstärke auch durch die schnelle Polarisation $\vec{P}_0(t)$ beschrieben werden können:

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \cdot \vec{E}(t) + \vec{P}_0(t). \quad (2.29)$$

Durch Gleichsetzen der Gleichungen (2.28) und (2.29) ergibt sich für die schnelle Polarisation:

$$\vec{P}_0(t) = \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - 1) \cdot \vec{E}(t). \quad (2.30)$$

Unter Berücksichtigung der langsamen Polarisationsmechanismen ergänzt sich die Verschiebungsfeldstärke aus Gleichung (2.29) zu:

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \cdot \vec{E}(t) + \vec{P}_\Sigma(t) \quad (2.31)$$

$$= \epsilon_0 \cdot \vec{E}(t) + \vec{P}_0(t) + \vec{P}_L(t). \quad (2.32)$$

Folglich ergibt sich Gleichung (2.22) zu:

$$\vec{J}(t) = \kappa(T) \cdot \vec{E}(t) + \epsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_L(t)}{\partial t} \quad (2.33)$$

$$= \kappa(T) \cdot \vec{E}(t) + \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_0(t)}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_L(t)}{\partial t} \quad (2.34)$$

$$= \underbrace{\kappa(T) \cdot \vec{E}(t)}_{\text{Leitungsstrom}} + \underbrace{\epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}}_{\text{Verschiebung im Vakuum}} + \underbrace{\epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - 1) \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}}_{\text{Schnelle Polarisation}} + \underbrace{\frac{\partial \vec{P}_L(t)}{\partial t}}_{\text{Langsame Polarisation}} \quad (2.35)$$

Für die Beschreibung der langsamen Polarisationsvorgänge sind verschiedene Ansätze, z. B. nach Debye oder nach Curie-von Schweidler geeignet. Letzterer ist typisch für polymere Materialien, wie Isolatoren in GIS [Was-12].

Nach Debye setzt sich die Polarisation aus mehreren verzögerten Polarisierungen zusammen. Dabei wird die 50-Hz-Permittivität zeitabhängig nach dem Parameter τ_i stufenweise um $\Delta\varepsilon_i$ bis zu einer statischen Permittivität ε_s gesteigert:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_r + \sum_{i=1}^n \Delta\varepsilon_i \quad (2.36)$$

Dabei wird angenommen, dass die Änderungsgeschwindigkeit

$$\frac{\partial \vec{P}_i(t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_i} \cdot [\vec{P}_i(\infty) - \vec{P}_i(t)] \quad (2.37)$$

proportional zur Differenz von $\vec{P}_i(t)$ und dem stationären Endwert $\vec{P}_i(\infty)$ ist [Küc-09]. Die Polarisation ergibt sich also zu:

$$\vec{P}_i(t) = \vec{P}_i(\infty) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right] \quad (2.38)$$

$$= \varepsilon_0 \cdot \Delta\varepsilon_i \cdot \vec{E} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right]. \quad (2.39)$$

Die Parameter $\Delta\varepsilon_i$ und τ_i sind aus Polarisationsstrommessungen am jeweiligen Material bei unterschiedlichen Feldstärken und Temperaturen empirisch zu ermitteln. Die abhängig von der Zeit gemessene Stromdichte wird dabei durch die Überlagerung von n Exponentialfunktionen approximiert (Abbildung 2.11a):

$$\vec{J}_P(t) = \sum_{i=1}^n \vec{J}_{P_i}(t) \quad (2.40)$$

Die jeweiligen Stromdichteanteile $\vec{J}_{P_i}(t)$ ergeben sich aus:

$$\vec{J}_{P_i}(t) = \frac{\partial \vec{P}_i(t)}{\partial t} \quad (2.41)$$

$$= \frac{\varepsilon_0 \cdot \Delta\varepsilon_i \cdot \vec{E}}{\tau_i} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right). \quad (2.42)$$

Je nach Anzahl der überlagerten Exponentialfunktionen ergibt sich eine entsprechend gute Anpassung an den gemessenen Verlauf. Das Beispiel in Abbildung 2.11a zeigt eine Approximation mit $n = 3$. Die verwendeten Parameter $\Delta\varepsilon_i$ und τ_i sind temperaturunabhängig. Der Einfluss der Temperatur auf den kapazitiv-resistiven Übergang findet nach diesem Ansatz erst durch die temperaturabhängige Leitfähigkeit $\kappa(T)$ Berücksichtigung (siehe später im Abschnitt 2.4.1).

Eine weitere Möglichkeit zur Modellierung der langsamen Polarisationsmechanismen bietet der empirische Ansatz nach Curie-von Schweidler:

$$\vec{J}_P(t) = k_P(T) \cdot t^{-\beta} \text{ mit } 0 < \beta < 1, \quad (2.43)$$

der als Überlagerung unzähliger Exponentialfunktionen mit einer breiten Verteilung der Zeitkonstanten τ_i interpretiert werden kann [Guo-83] (Abbildung 2.11b).

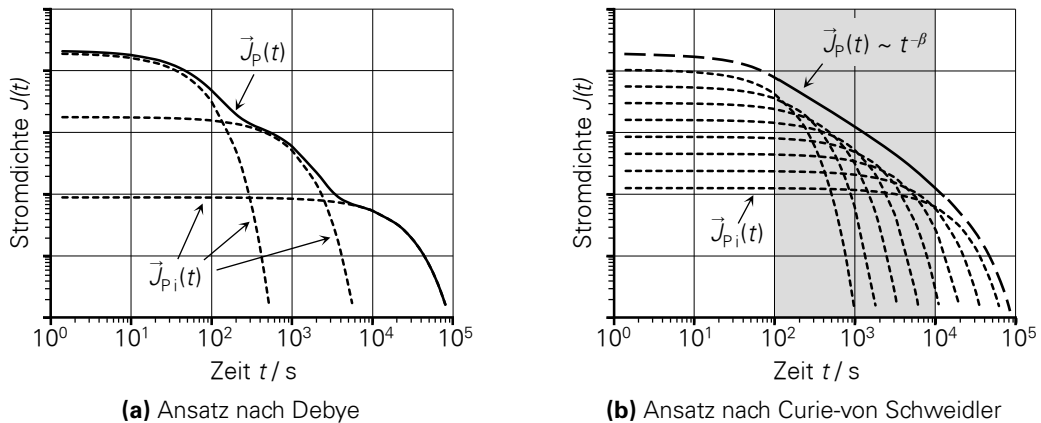


Abbildung 2.11: Materialmodelle zur Approximation der Polarisationsstrommessungen

Die Parameter $k_P(T)$ und β werden aus den Ergebnissen der Polarisationsstrommessung empirisch ermittelt. Der Anstieg des doppelt-logarithmisch dargestellten Verlaufs wird innerhalb des relevanten Temperaturbereichs (grau hinterlegt in Abbildung 2.11b) als konstant angenommen. Über den Parameter $k_P(T)$ erfolgt die Abstimmung der Funktion entlang der Ordinate, was ihn damit zu einer temperaturabhängigen Größe macht.

Die Zeitkonstante τ wird typischerweise als Parameter für die Gesamtdauer der Feldumbildung angegeben. Der Isolator ist dabei von besonderer Relevanz [Mes-01], da die Polarisation in festen Isolierstoffen aufgrund der höheren Bindungskräfte und verstärkter Reibung zwischen den Molekülen eine längere Zeit in Anspruch nimmt. Eine Berechnung der Zeitkonstante aus relativer Permittivität ϵ_r und Leitfähigkeit κ des Epoxidharz-Isolators ist jedoch nicht sinnvoll, da beide Materialparameter aufgrund ihrer starken Abhängigkeit von äußeren Bedingungen (Temperatur, Frequenz des elektrischen Feldes, ladungsträgerbasierte Prozesse etc.) nicht als integrale Größen angegeben werden können.

Resistive Feldverteilung und temperaturabhängige Leitfähigkeit

Sobald alle Polarisationsmechanismen abgeschlossen sind, ist das quasistationäre Strömungsfeld ausgebildet. Die zeitveränderlichen Terme in Gleichung (2.35) werden Null, sodass ausschließlich die Leitfähigkeiten der Isolierstoffe das elektrische Feld im Isoliersystem bestimmen:

$$\vec{J} = \kappa(T) \cdot \vec{E} \quad (2.44)$$

Im Beispiel hat sich der Ort der Höchstfeldstärke im Vergleich zum elektrostatischen Feld von der Hochspannungselektrode in den Spalt zwischen Isolator und Erdelektrode verschoben (Abbildung 2.10b). Die qualitativ deutlich erhöhte Maximalfeldstärke kann das Isolationsvermögen der Anlage negativ beeinflussen.

Eine einfache Übertragung der Dimensionierungsrichtlinien von Wechselspannungsanlagen auf Gleichspannungssysteme ist deshalb nicht ohne Anpassung von Geometrie und Materialeigenschaften möglich. Das erfordert grundlegende Untersuchungen zum zeitlichen Verhalten des kapazitiv-resistiven Übergangs unter Berücksichtigung praxisrelevanter Einflussfaktoren.

Die Leitfähigkeit der Isolierstoffe, die die Feldverteilung nach Anlegen einer Gleichspannung bestimmt, ist stark temperaturabhängig [Ham-92, Lut-11]. Für die das kapazitive Feld dominierenden Permittivitäten gilt dies nicht [Ham-92]. Da Betriebsströme zwischen Innenleiter und Gehäuse eine inhomogene Temperaturverteilung verursachen, erfahren die Isolatoren den gesamten Temperaturgradienten. Im relevanten Temperaturbereich variiert die Leitfähigkeit des Isolatormaterials um mehrere Größenordnungen [Wee-85] (Abbildung 2.12). Außerdem ist auch die Dauer des kapazitiv-resistiven Übergangs abhängig von der Leitfähigkeit [Küc-09]. Die Ergebnisse in [Gre-14] bestätigen, dass mit erhöhter Leitfähigkeit die Dauer der Feldumbildung reduziert wird.

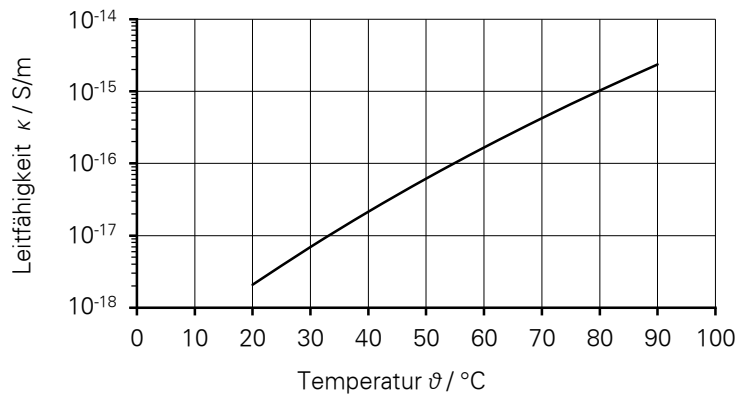


Abbildung 2.12: Leitfähigkeit eines Epoxidharzmaterials abhängig von der Temperatur (Messungen durchgeführt von ABB Switzerland, Corporate Research)

Untersuchungen an Isolierungen für Hochspannungsgleichstromkabel [Occ-67] zeigen eine gute Approximation zwischen Leitfähigkeit $\kappa(T)$ und Temperatur T durch:

$$\kappa(T) = \kappa_0 \cdot \exp\left(-\frac{W_A}{k_B \cdot T} + b \cdot E\right), \quad (2.45)$$

mit der Aktivierungsenergie $[W_A] = \text{J}$, der elektrischen Feldstärke $[E] = \text{kV/mm}$, der Boltzmannkonstante $[k_B] = \text{J/K}$ und dem Koeffizienten $[b] = \text{mm/kV}$. Da das verwendete Material bei Messungen bis zu einer Feldstärke von 100 kV/cm ohmsches Verhalten aufweist, kann von einem feldunabhängigen Arrhenius-Verhalten mit $b = 0$ ausgegangen werden.

Demnach nimmt die Leitfähigkeit des Isolatormaterials in der Nähe des erwärmten Leiters zu, sodass das elektrische Feld in den Bereich niedrigerer Temperaturen in Richtung des Gehäuses verdrängt wird. Eine geringere Leitfähigkeit im Isolationssystem ist deshalb immer mit einer erhöhten Feldstärke verbunden [Küc-09].

Eine quantitativ verlässliche Feldberechnung ist nur bei hinreichend gut bekannten Leitfähigkeitswerten sinnvoll. Die Ermittlung derart geringer Leitfähigkeiten mit Strömen im Pico- und Femtoampere-Bereich bringt jedoch zahlreiche Herausforderungen mit sich [Ham-92, Bac-16]. Das vorgestellte Verhalten ist des Weiteren ausschließlich bei linearen Materialeigenschaften, ohne auftretende Entladungsvorgänge und unter Vernachlässigung des Ladungsträgerverhaltens mit Generation, Bewegung und Rekombination gültig. Um den Einfluss der für technische Isolierungen relevanten Raumladungen abbilden zu können, sind weitergehende Ansätze notwendig. Das Differentialgleichungssystem nach Poisson-Nernst-Planck stellt dabei eine Möglichkeit dar.

2.4.2 Ansatz nach Poisson-Nernst-Planck

Die konventionelle Modellierung von Dielektrika mit RC -Gliedern kann deren Verhalten bei Belastung mit Gleichspannung nicht umfassend abbilden. Die Annahme linearer Zusammenhänge durch homogene Materialeigenschaften ist für die meisten Isoliersysteme nicht gültig [Spe-15]. Aufgrund des oftmals nicht nachweisbaren ohmschen Charakters müssen weitere Prozesse, zerlegt in teilchendichte- und feldstärkeabhängige Drift- und Diffusionsvorgänge, betrachtet werden.

Um Gleichspannungsleitfähigkeit und langsame Polarisierung korrekt zu beschreiben, müssen ladungsträgerbasierte Leitfähigkeitsprozesse Berücksichtigung finden (Tabelle 2.2). Anstelle der Interpolation des Strom-Zeit-Verhaltens wird die Leitfähigkeit nach Poisson-Nernst-Planck als die Bewegung verschiedener Ladungsträgerspezies im Isolationsmaterial verstanden. Neben intrinsischen Ladungsträgern werden auch zusätzlich durch feldstärkeabhängige Injektionsprozesse an den Elektroden oder an Defekten generierte Ladungsträger einbezogen.

Tabelle 2.2: Ladungsträgerbasierte Leitfähigkeitsprozesse nach [Bac-14]

| Generation | Bewegung | Rekombination |
|-------------------------------------|--|---|
| Intrinsische Ladungsträger | Bewegung durch elektrostatische Kräfte | Rekombination an der Metallelektrode |
| Elektroden-injizierte Ladungsträger | Bewegung durch Diffusion | Rekombination im dielektrischen Volumen |

Bei der Modellierung von Gas-Feststoff-Isoliersystemen werden die Eigenschaften des Isoliergases üblicherweise mit $\kappa < 10^{-21}$ S/m und $\epsilon_r = 1$ vereinfacht abgebildet. Insbesondere bei praxisrelevanten Feldstärken oder bei Untersuchungen zu den Grenzen des Isolationsvermögens einer Anordnung sind nachweislich Ladungsträger im Gas vorhanden, sodass deren Verhalten Berücksichtigung finden muss.

Für Luft konnte gezeigt werden, dass die Ausbildung des stationären Strömungsfeldes auf einem zylindrischen Epoxidharzisolator sowohl durch die Leitfähigkeitsprozesse im Gas als auch durch die im Isolatorvolumen und auf seiner Oberfläche bestimmt werden [Win-14]. Für verschiedene Isolierstoffsysteme entwickelte Modelle [Win-14, Bac-14] beschreiben die Stromdichte als eine Überlagerung

- der Ladungsträgerdrift im elektrischen Feld,
- der Ladungsträgerdiffusion durch lokale Unterschiede der Ladungsträgerkonzentration und
- der Verschiebungsstromdichte.

Kern der ladungsträgerbasierten Leitfähigkeitsprozesse sind die im Material vorhandenen unterschiedlichen Ladungsträgerspezies i , denen eine bestimmte Wertigkeit z_i zugeordnet wird. Den Einfluss der durch die Ladungsträgerkonzentration n_i hervorgerufenen Raumladungen auf das elektrische Feld \vec{E} beschreibt die Poisson-Gleichung. Mit Mobilität μ_i und Diffusionskoeffizient D_i bildet die Nernst-Planck-Gleichung die zeitabhängige Konzentrationsänderung durch Drift und Diffusion ab [Bac-14]. Für die numerische Berechnung der transienten Vorgänge nach Zuschalten

einer Gleichspannung ist für jede identifizierte Ladungsträgerspezies das Gleichungssystem aufzustellen. Für einwertige Ladungsträger konnte in [Bac-16] die Gültigkeit nachgewiesen werden. Die globale Stromdichte $\vec{J}(t)$ in einem Isolierstoff ergibt sich demnach zu:

$$\vec{J}(t) = \underbrace{\sum_i z_i \cdot e \cdot \mu_i \cdot n_i \cdot \vec{E}(t)}_{\text{Drift}} + \underbrace{\sum_i z_i \cdot e \cdot D_i \cdot \vec{\nabla} n_i(t)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t}}_{\text{Verschiebung}}. \quad (2.46)$$

Im Gegensatz dazu wird das ohmsch-kapazitive Verhalten der Isolierstoffe in der Literatur oft durch

$$\vec{J}(t) = \kappa \cdot \vec{E}(t) + \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} \quad (2.47)$$

beschrieben [Küc-09]. Dabei werden die Effekte der Diffusion und der nichtlinearen Ladungsträgerverteilung vernachlässigt. Stattdessen wird nur eine globale Leitfähigkeit κ angesetzt [Bac-16].

Unter der Annahme praxisrelevanter Feldstärken darf der Einfluss zusätzlich injizierter Ladungsträger nicht vernachlässigt werden [Win-14]. Der konventionelle Ansatz einer Modellierung mit RC -Gliedern ist für Betrachtungen unter Gleichspannung nicht hinreichend [Bac-14]. Insbesondere bei der Feldumbildung in einem SF_6 -Epoxidharz-Isoliersystem vom elektrostatischen Feld zum quasi-stationären Strömungsfeld erhöht die Berücksichtigung des Isoliergases mit seiner nichtlinearen Leitfähigkeit als Einfluss auf das Isolationsvermögen der Anlage die Genauigkeit der Modellierung [Win-14, Win-15]. Die Vorgänge im Feststoff können zusätzlich zu den vorgestellten Ansätzen zur Abbildung der langsamen Polarisationsmechanismen (siehe Abschnitt 2.4.1) um ladungsträgerbasierte Prozesse ergänzt werden.

2.5 GAS-FESTSTOFF-GRENZFLÄCHE MIT FESTER STÖRSTELLE

Das Verhalten typischer Isoliersysteme gasisolierter Schaltanlagen wird durch die Eigenschaften der einzelnen Isoliermedien bestimmt und maßgeblich durch die Gas-Feststoff-Grenzfläche beeinflusst. Der kapazitiv-resistive Übergang nach dem Zuschalten einer Gleichspannung wird aufgrund der unterschiedlichen Stromdichten in den Dielektrika durch den Aufbau von Flächen- und Raumladungen begleitet, die wiederum auf die Verteilung des elektrischen Feldes zurückwirken. Eine drastische Veränderung erfährt das elektrische Feld durch feste, metallische Störstellen auf der Grenzfläche. Die lokal starke Überhöhung der Feldstärke kann den Einsatz von Teilentladungen an den Spitzen verursachen und zum Effekt der Koronastabilisierung führen.

2.5.1 Einfluss der Störstelle auf die Ladungsträgerakkumulation

In Mehrstoffsystemen bestimmen die elektrischen und dielektrischen Eigenschaften der beteiligten Isolierstoffe die Feldverteilung. Zwischen den Dielektrika bilden sich Grenzflächen aus, die abhängig von deren Lage zu den elektrischen Feldlinien in drei Arten unterschieden werden: Längs-, Quer- und Schräggrenzflächen [Küc-09]. Die Belastung der Grenzflächenanordnung mit einer Spannung verursacht ein elektrisches Feld. An dessen Ausbildung sind zahlreiche Prozesse

beteiligt, die miteinander wechselwirken und sich gegenseitig beeinflussen. Ein detailliertes Verständnis der Vorgänge bei Gleichspannungsbelastung erfordert deshalb eine separate Betrachtung der Vorgänge im Feststoff und im Gas sowie der Wechselwirkungen an der Grenzfläche ohne und mit zusätzlich anhaftender Störstelle.

In Isolieranordnungen gasisolierter Systeme ändert sich die Leitfähigkeit an der Gas-Feststoff-Grenzfläche sprunghaft. Die Differenz der Stromdichten in den Isolierstoffen führt zu einer Ansammlung von Ladungen an der Grenzfläche, die das elektrische Feld durch eine zusätzlich aufgebaute Verschiebungsflussdichte verändert und so die Differenz der Stromdichten verringert. Die entsprechende Flächenladungsdichte σ ergibt sich aus den Normalkomponenten D_n der Verschiebungsflussdichte \vec{D} [Küc-09]:

$$\sigma = D_{n\text{Gas}} - D_{n\text{Feststoff}} \quad (2.48)$$

Zur Aufladung von Isolierstoffoberflächen durch Ladungsträgeransammlungen werden in der Literatur drei prinzipielle Mechanismen unterschieden [Kne-84, Mes-01, Pro-02, Win-03, Oka-07, Led-08, CIG-12]. Die jeweilige Dominanz eines Effekts führt zu unterschiedlichen Aufladungen.

- Volumenleitfähigkeit im Feststoffisolator
- Oberflächenleitfähigkeit entlang der Feststoffoberfläche
- Gasleitfähigkeit durch Ionendrift im Gasraum

Unabhängig vom jeweils dominierenden Prozess führt das anliegende elektrische Feld zu einer Kraftwirkung auf vorhandene Ladungsträger und verschiebt diese entlang der Feldlinien. Schneiden die Feldlinien Isolierstoffgrenzflächen, so werden die Ladungen abhängig vom vorherrschenden Mechanismus auf unterschiedliche Weise angelagert.

Prozesse auf der Feststoffseite der Grenzfläche

Nach dem Zuschalten einer Gleichspannung bildet sich das elektrostatische Feld durch Ladungsverschiebung und -orientierung zu einem quasistationären Strömungsfeld um (vgl. Abschnitt 2.4.1). Dominiert bei diesem kapazitiv-resistiven Übergang die Volumenleitfähigkeit, sammeln sich die Ladungsträger an der Grenzfläche an. Durch die Verteilung der Ladungen entsprechend der Normalkomponente des elektrischen Feldes wird der Feststoff vom Feld entlastet, während sich die Feldstärke in Richtung des Gasraums erhöht. Ursache für eine mögliche Dominanz der Oberflächenleitfähigkeit hingegen können unterschiedliche Stromdichten entlang der Isolatoroberfläche sein. Die Ladungsverteilung würde entsprechend der tangentialen Komponente der elektrischen Feldstärke erfolgen. Zahlreiche Untersuchungen zeigen jedoch eine Korrelation zur Normalfeldstärke, sodass nicht von einem starken Effekt der Oberflächenleitfähigkeit auf die Grenzflächenaufladung auszugehen ist [Win-15].

Bei erhöhten Temperaturverhältnissen wird der Volumenleitfähigkeit des Feststoffisolators eine zunehmende Relevanz bei der Aufladung zugeschrieben [Oka-07, Str-12, Gre-13]. Mit steigender Temperatur erhöht sich typischerweise die Leitfähigkeit des Isolatormaterials, sodass die Verschiebung der Ladungen in kürzeren Zeiträumen abläuft. Die Überlagerung der zeitabhängigen Prozesse im Feststoff und im Gasraum bestimmt dann die Feldverteilung.

Prozesse auf der Gasseite der Grenzfläche

Aufgrund der geringen Volumen- und Oberflächenleitfähigkeit der in gasisolierten Systemen typischerweise eingesetzten Feststoffisolatoren wird die Ladungsakkumulation aus dem Gasraum als dominierender Prozess beschrieben [Kne-84, Pro-02, Win-03, Led-08, Lut-11, CIG-12]. Ursache ist die Bewegung von im Gas vorhandenen freien Ladungsträgern.

Durch die hohe Elektronegativität des verwendeten Isoliergases SF_6 werden die durch natürliche Erd- und Höhenstrahlung entstehenden Elektronen an die Gasmoleküle angelagert. Dadurch wird das Verhalten zur Oberflächen- und Raumladungsbildung von negativen Ionen bestimmt [Mes-01, Win-14]. Deren Anlagerung erfolgt entsprechend der Normalkomponente der elektrischen Feldstärke, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen als bei der Volumenleitfähigkeit. In diesem Fall wird die Feldstärke in Richtung Gas verringert und in Richtung Feststoff erhöht. Die Ladungsansammlung an der Grenzfläche erfolgt solange, bis zwischen den Stromdichten durch Gas- und Feststoffvolumen und entlang der Oberfläche ein Gleichgewicht erreicht ist [Win-15]. Dieser Vorgang kann dabei mehrere Stunden oder gar Tage in Anspruch nehmen.

Durch Feldemission an mikroskopischen Rauheiten (vgl. Abschnitt 2.2.3) oder Teilentladungen an makroskopischen Störstellen (siehe Abschnitt 2.5.2) werden zusätzliche Ladungsträger generiert, die entsprechend der Normalkomponente des elektrischen Feldes entlang der Feldlinien zur Grenzfläche wandern und sich anlagern. Können in diesem Gebiet Volumen- und Oberflächenleitfähigkeit gegenüber der Gasleitfähigkeit vernachlässigt werden, so kann ein Zustand der vollständigen Aufladung erreicht werden (Abbildung 2.13), bei dem die Feldlinien die Grenzfläche nicht mehr berühren und die Normalkomponente des elektrischen Feldes Null wird [Mes-01, CIG-12, Win-15]. Im Vergleich zu entladungsfreien, schwach inhomogenen Anordnungen reduziert sich die Akkumulationsdauer durch die zusätzlichen Ladungsträger erheblich [Kne-84, Pro-02, Win-14].

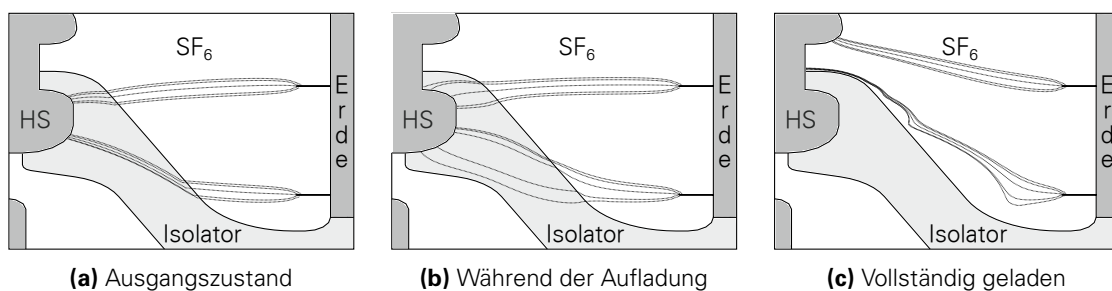


Abbildung 2.13: Feldlinien bei der Grenzflächenaufladung durch Entladungen an Störspitzen nach [Mes-01]

Wechselwirkungen an der Grenzfläche

Die Akkumulation der Ladungsträger aus beiden Isoliermedien an der Grenzfläche beeinflusst das elektrische Feld und damit unmittelbar das Verhalten der Ladungsträger aus dem jeweils anderen Medium. Gleichzeitig verbessert die dielektrische Oberfläche im Vergleich zu einer reinen Gasstrecke die Bereitstellung von Anfangselektronen. Dadurch kann die Entladungsentwicklung früher einsetzen. Außerdem steigt die Empfindlichkeit der Anordnung gegenüber Inhomogenitäten [Ten-97, Sch-99].

Folgende Prozesse an der Gas-Feststoff-Grenzfläche und deren Rückwirkungen müssen unterschieden werden (Abbildung 2.14): Durch die Feldumbildung im Feststoff werden Ladungen verschoben ①. Ionen aus dem Gasraum lagern sich entsprechend der Normalkomponente des elektrischen Feldes und durch elektrostatische Anziehungskräfte an geladene Oberflächenbereiche an ②. Des Weiteren ist eine Anlagerung von freien Elektronen an Gitterfehlstellen der Isolatoroberfläche möglich ③. Die Ladungsakkumulationen können die Feldumbildung beschleunigen und verändern das elektrische Feld. Dadurch kann eine Erhöhung des Isolationsvermögens, im kritischsten Fall jedoch auch eine Verringerung dessen, herbeigeführt und der zuverlässige Betrieb der Anlage signifikant beeinträchtigt werden [Coo-82].

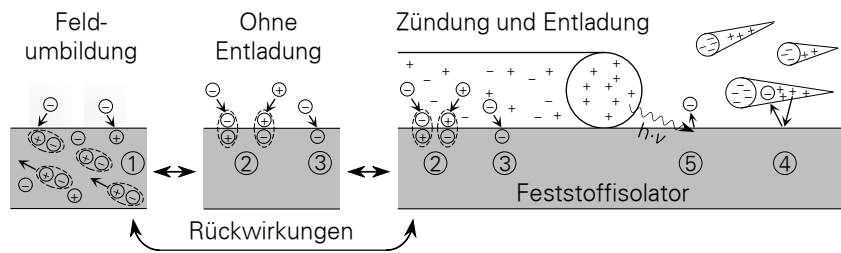


Abbildung 2.14: Prozesse an der Isolatoroberfläche und ihre Rückwirkungen: ① Feldumbildung, ② Elektrostatische Anlagerung, ③ Elektroneneinfang durch Gitterfehlstellen, ④ (Sekundär-) Stoßionisation an der Oberfläche, ⑤ Fotoemission an der Oberfläche – rechter Teil nach [Sch-99]

Treten an der Grenzfläche Entladungen auf, müssen weitere Prozesse berücksichtigt werden: Beim Aufprall positiver Ionen auf die Oberfläche können Elektronen emittiert werden ④. Zusätzlich können Photonen aus vorangegangenen Stoßprozessen weitere Elektronen durch Fotoemission aus der dielektrischen Oberfläche auslösen ⑤ und umgekehrt aus der Isolatoroberfläche emittierte Elektronen weitere Fotoionisationsprozesse initiieren. Die Anzahl der durch Fotoemission aus der Isolatoroberfläche erzeugten Elektronen kann durch den Fotoemissionskoeffizienten δ_F berücksichtigt werden [Ver-87]. Die dielektrische Isolatoroberfläche verändert demnach nicht nur die Bereitstellung von Anfangselektronen, sondern auch die Entladungsentwicklung nach erfolgter Zündung, da sie die Emissions-, Anlagerungs- und Ionisationsprozesse verstärkt [Ten-97, Sch-99].

Weitere Beeinflussung durch eine Störstelle

Befindet sich zusätzlich eine metallische Störstelle auf der Grenzfläche, kommt es zu lokalen Feldüberhöhungen an den Partikelspitzen, die insbesondere zu einer hohen Normalkomponente des Feldes führen (siehe Abschnitt 2.5.2) und damit die Ansammlung der Ladungsträger beeinflussen. Bereits bei Spannungen unterhalb des Glimmentladungseinsatzes an der Störstelle stellt sich dadurch gegenüber dem ungestörten Fall eine gänzlich andere Ladungsdichteverteilung ein. Im Wesentlichen bleibt die Ladungsakkumulation auf die unmittelbare Umgebung zur Störstelle beschränkt [Sch-99]. Bei höheren Drücken werden die emittierten Elektronen durch die hohe Gasdichte bereits nach einer sehr geringen freien Weglänge angelagert, sodass sich in der Nähe des Partikels deutlich mehr negative Ionen befinden [Sch-99].

Bei Überschreiten der Einsetzfeldstärke an den Partikelspitzen zünden Teilentladungen, die durch die generierten Ladungsträger zu einer zusätzlichen Aufladung der Isolatoroberfläche führen und mit den bereits vorhandenen Ladungsansammlungen wechselwirken. Es bilden sich charakteris-

tische Ladungsverteilungen, die insbesondere bei Gleichspannungsbelastung gut reproduzierbar sind. Die Ladungsdichte nimmt dabei mit dem Abstand von der Spitze ab [Ten-97]. Bei Belastung der störstellenbehafteten Anordnung mit Blitzstoßspannung bildet sich vor der der Anode zugewandten, negativen Partikelspitze eine negative, ellipsenförmige Oberflächenladung aus [Sch-99]. Diese nimmt mit jedem weiteren Stoß zu. Da gleichzeitig auch die positive Ladung auf dem Partikel zunimmt, ändern sich die Feldverhältnisse um das Partikel. Das Feld an der negativen Spitze wird geschwächt, sodass jeder Folgeblitzstoß nur noch zu einer geringeren Ladungszunahme führt [Sch-99]. Analog dazu bildet sich eine positive Oberflächenladung vor der der Kathode zugewandten, positiven Spitze aus [Ten-97].

Abbau der Ladungsakkumulation

Der Abbau der Oberflächenladungen erfolgt nach denselben Mechanismen wie deren Aufbau: entweder fließen die Ladungen durch das Volumen des Feststoffisolators bzw. über dessen Oberfläche zu den Elektroden ab oder sie werden durch Ladungsträger im Gasvolumen neutralisiert [Jin-93, Led-08]. Zur zeitlichen Entwicklung der Oberflächenladungsdichteverteilung, abhängig vom jeweils dominierenden Mechanismus, sei auf die umfassenden Untersuchungen in [Led-08] verwiesen. Es zeigt sich, dass die Ladungen auf einer Gas-Feststoff-Grenzfläche, die von einem großen Gasvolumen umgeben ist, nicht gleichmäßig abgebaut werden. Bei einer glockenförmigen Ladungsansammlung nimmt die Oberflächenladungsdichte im Scheitel schneller ab, sodass eine kraterförmige Ladungsverteilung entsteht [Jin-93, Led-08]. Deshalb wird vermutet, dass der Ladungsabbau durch Prozesse im Gasraum dominiert wird.

Aufgrund der geringen Leitfähigkeit der Isoliermedien ist der Abfluss von Ladungen im spannungslosen Zustand sehr langwierig, wobei Zeitkonstanten von mehreren Tagen erwartet werden [Sch-99]. Der langsame Abbau der Oberflächenladungen ist insbesondere bei Polaritätswechseln oder bipolarer Mischspannungsbelastung durch Überspannungen kritisch, da die Feldumkehr zu einer starken Feldstärkeüberhöhung führt und damit das Isolationsvermögen der Anlage drastisch reduziert [Nak-83, Win-03]. Ein Überschlag entlang der Grenzfläche ist dagegen in der Lage, die Ladungen in der Umgebung des hochleitfähigen Kanals sehr schnell abzuführen.

2.5.2 Einfluss der Störstelle auf die Feldverteilung

Gasisolierte Systeme sind prinzipiell als schwach inhomogene Anordnungen dimensioniert. Eine Entladungszündung an den Elektroden würde deshalb sofort zum Durchschlag führen, ohne dass vorher Teilentladungen stabil auftreten. Technologisch bedingt sind jedoch lokal begrenzte Feldstörungen, wie Grate, Spalte oder Späne, die das Isolationsvermögen der Anlage herabsetzen können, nicht vollständig auszuschließen. Diese sogenannten *gestörten schwach inhomogenen Felder* sind deshalb als stark inhomogene Felder zu betrachten [Mos-79b].

Die Permittivitätsunterschiede zwischen Isoliergas und Feststoffisolator führen bereits bei Annäherung eines metallischen Partikels an die Isolatoroberfläche zu einer starken Feldüberhöhung, sodass das elektrische Isolationsvermögen durch den *Proximity-Effekt* drastisch vermindert werden kann [Coo-84].

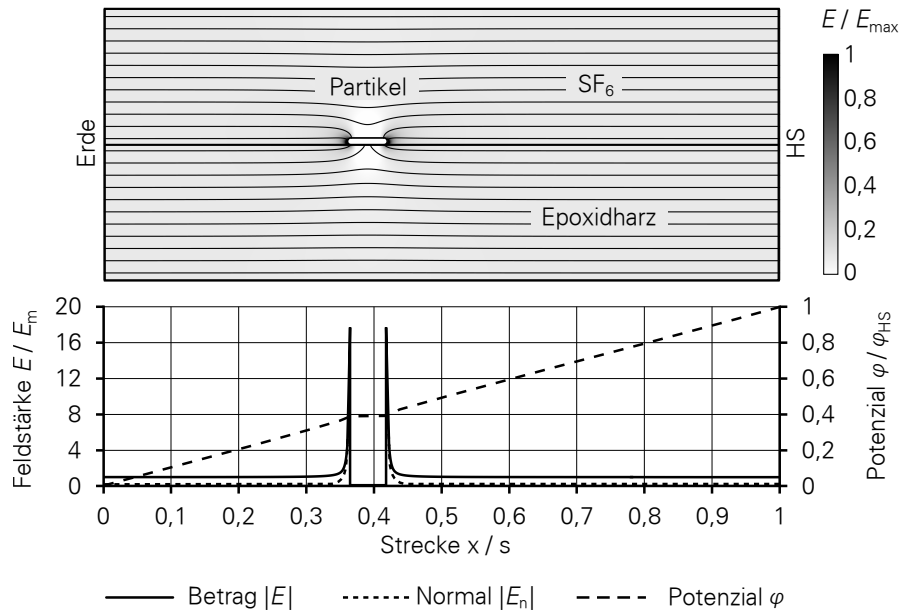


Abbildung 2.15: Feldstärke- und Potenzialverteilung entlang der Gas-Feststoff-Grenzfläche mit Partikel

Befindet sich ein leitfähiges Partikel direkt auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche, wird das makroskopische Grundfeld mit der mittleren Hintergrundfeldstärke E_m kaum verändert. Allerdings wird die elektrische Feldstärke an den Partikelenden stark erhöht (Abbildung 2.15). Nur in diesem Bereich tritt bei einer Längsgrenzfläche eine nennenswerte Normalkomponente E_n des elektrischen Feldes auf. Der elektrische Kurzschluss entlang der Länge des Partikels beeinflusst die Potenzialverteilung. Das Partikel selbst nimmt im elektrostatischen Feld ein Zwischenpotenzial ein.

Für verschiedene prinzipielle Störstellengeometrien können Feldüberhöhungsfaktoren des Betrages der Höchstfeldstärke E_h gegenüber der mittleren Hintergrundfeldstärke E_m angegeben werden (Tabelle 2.3).

Tabelle 2.3: Feldüberhöhungsfaktoren nach [Spe-78]

| Partikelform | Achsenverhältnis | Überhöhungsfaktor |
|--------------|------------------|-------------------|
| | l/d | E_h/E_m |
| | 1 | 4,696 |
| | 6 | 18,60 |
| | 10 | 26,94 |
| | 3 | 14,70 |
| | 5 | 28,06 |
| | 10 | 57,30 |

Ausschlaggebend für die Überhöhung der Feldstärke ist die Geometrie der Partikelspitze. Übersteigt die Feldstärke die dielektrische Festigkeit von SF_6 im Bereich der kritischen Wegstrecke x_k , zünden an den Kanten der Partikelenden Teilentladungen, die sich zu einer Glimmentladung stabilisieren können [Hin-00]. Dabei schwächen die entstehenden Raumladungswolken die elektrische

Feldstärke an den Partikelspitzen ab und erhöhen die Differenz von der Einsetzspannung bis zur Durchschlagsspannung. Die Teilentladungszündung wird dabei nach Überschreiten der dielektrischen Festigkeit von SF_6 hauptsächlich durch den Betrag der Feldstärke an der Partikelspitze bestimmt. Die tangentielle Komponente der elektrischen Feldstärke entlang der Isolatoroberfläche beeinflusst die Entladungsausbreitung [Ten-97]. Dennoch kann der Überschlagsweg von Versuch zu Versuch variieren. Es ist davon auszugehen, dass bereits angelagerte Raumladungen das elektrische Feld verzerren und das Entladungsverhalten beeinflussen [Hin-00].

Da die Kantenradien der Partikel unbekannt oder mit jedem neuen Partikel beliebig sind bzw. sich im Laufe der Versuche ändern (Abbildung 2.16), ist eine Berechnung des elektrischen Feldes nach der Finite-Elemente-Methode ohne genaue Analyse der Ergebnisse nicht sinnvoll.

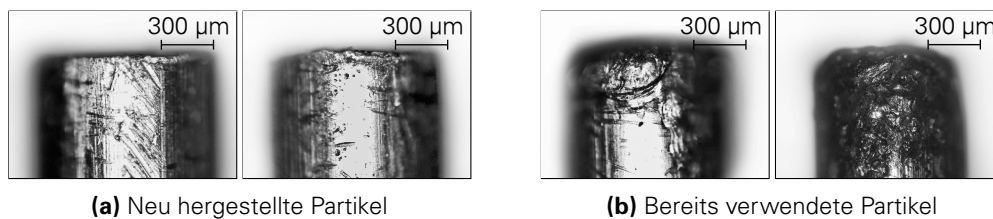


Abbildung 2.16: Eigene Mikroskopaufnahmen der Spitzen zylinderförmiger Partikel (10-fache Vergrößerung)

Unter der Annahme, dass noch keine Raumladungen vorhanden sind, ist es möglich, den Bereich der Teilentladungseinsetzspannung einer durch Partikel gestörten Anordnung abzuschätzen. Dazu muss das Streamerkriterium auf die berechneten Feldverteilungen angewendet werden, die sich bei zwei sehr unterschiedlichen Kantenradien ergeben. Für zylinderförmige Partikel mit dem Durchmesser d eignen sich die Kantenradien $0,5 d$ und $0,05 d$ (Abbildung 2.17). Erwartungsgemäß ergibt sich im Tripelpunkt die höchste Feldstärke. Für die Entladungszündung ist diese jedoch nicht relevant, da in diesem Bereich die vorhandene Wegstrecke für eine Streamerentwicklung viel zu kurz ist. Prinzipiell muss die Zündspannung für alle möglichen Streamer-Ausbreitungspfade x_s nach Gleichung (2.18) berechnet werden. Der minimale Wert der Zündspannung kann dann als Teilentladungseinsetzspannung identifiziert werden. Die notwendige Verteilung der elektrischen Feldstärke $E(x_s)$ entlang des Pfades x_s ergibt sich beispielsweise aus einer FEM-Berechnung. Mit der anschließenden iterativen Lösung des Streamerkriteriums für die Zündspannung U_i sind Elektrodenabstand s , Homogenitätsgrad η_h und Krümmungsfaktor e_h berücksichtigt.

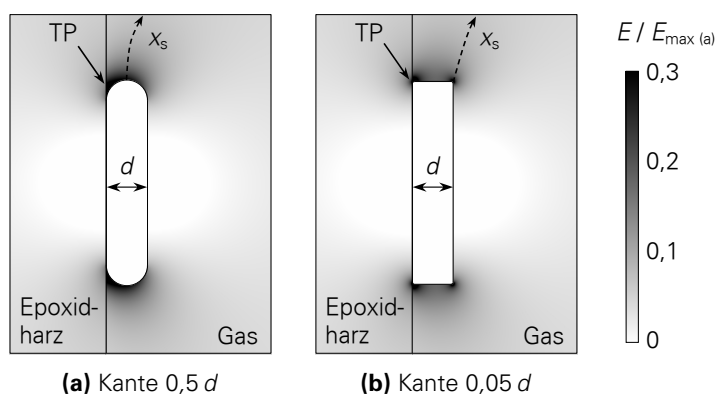


Abbildung 2.17: Berechnete elektrische Feldverteilung für verschiedene Partikelformen auf der Grenzfläche mit Tripelpunkten TP und den gewählten Pfaden der Streamerausbreitung x_s (eigene Berechnungen)

Für Rauheitsfaktor e_f und Grenzflächenfaktor e_g gilt dann $e_f = e_g = 1$, da die Störstellengeometrie sehr genau abgebildet werden kann [Mos-79b]. Die Zündspannung ergibt sich nach Gleichung (2.10). Das Ergebnis der FEM-Berechnung muss demnach nicht korrigiert werden. Der Flächeneffekt und die Einflüsse der Grenzfläche entsprechend Abbildung 2.14 werden dabei jedoch vernachlässigt.

Sehr verschieden große Kantenradien führen zu deutlichen Unterschieden in der Feldstärkeverteilung vor dem Partikel. Je kleiner der Kantenradius, desto höher ist die Einsetzhöchstfeldstärke. Gleichzeitig fällt die Feldstärke vor der stärker gekrümmten Elektrode steiler ab, sodass sich die kritische Wegstrecke für den Streamereinsatz vermindert (Abbildung 2.3). Deshalb ergibt sich trotz eines erheblichen Unterschiedes im Kantenradius (hier: Faktor 10, vgl. Abbildung 2.17) ein relativ schmaler Bereich für die Einsetzspannungen. Folglich kann ohne Kenntnis des exakten Störstellenradius' für jede Partikellänge und jede Partikelposition die Einsetzspannung rechnerisch abgeschätzt werden. Die Durchschlagsspannung ohne Partikel gilt dabei als obere Grenze.

2.5.3 Koronastabilisierung an der Störstelle

Gleichspannungen und langsam ansteigende Spannungsformen wie Wechsel- oder Schaltstoßbelastung führen oberhalb der Teilentladungseinsetzspannung bei Überschreiten einer kritischen Feldstärke zu Glimmentladungen an starken Inhomogenitäten. Glimmentladungen sind durch ein eng begrenztes Ionisationsgebiet gekennzeichnet. Der Entladungseinsatz in einem noch raumladungsfreien Feld beginnt mit einem kräftigen Stromimpuls, der mit dem Einsetzen einer Streamerentladung verglichen werden kann. Diesem ersten Stromimpuls folgt ein für Glimmentladungen typischer langsam abklingender, gleichmäßiger Nachstrom. In [Kie-73] wird diese Entladungsform des Übergangs von der Streamer- zur Glimmentladung in Analogie zu Luftisolierungen als *Ausbruchsentladung* bezeichnet. Mit steigender Spannung nimmt die Häufigkeit dieser Ausbruchsentladungen zu, sodass die nächste zündet, bevor die vorherige erloschen ist [Kie-73]. Die Glimmentladung existiert dann als stabile Entladungsform und bildet intensive Raumladungen, die das elektrische Feld vor der Störstelle vergleichmäßigen. Dieser Effekt wird als Koronastabilisierung bezeichnet [Mos-79b, Sch-99, Hin-02].

Im Fall eines Partikels auf einer Isolierstoffoberfläche bilden sich aufgrund des Zwischenpotenzials an den Partikelspitzen beide Polaritäten entsprechend des äußeren anliegenden Feldes aus (Abbildung 2.18). Ohne den Einfluss von Raumladungen fällt die Feldstärke vor den Spitzen des Partikels jeweils steil ab (① in Abbildung 2.18). Die sich nach Entladungseinsatz bildenden Raumladungen hingegen verändern das Grundfeld erheblich und können mit ihrem Eigenfeld den Entladungsprozess beeinflussen (② in Abbildung 2.18).

Bei positiver Spitze entstehen die für den Lawinenaufbau notwendigen Anfangselektronen im Gasraum vor der Spitze durch Ablösung von negativen Ionen. Die Entladungen wachsen dann in ein Gebiet mit zunehmender Feldstärke vor. Die negativen Ladungsträger verstärken bei ihrer Drift zur Anode unmittelbar vor der Spitze das elektrische Feld und rufen wiederum intensive Lawinenprozesse hervor. Im Ionisationsgebiet stellt sich zwischen zugeführten und abgeführten Ladungsträgern ein Gleichgewicht ein, welches die Glimmentladung stabil existieren lässt.

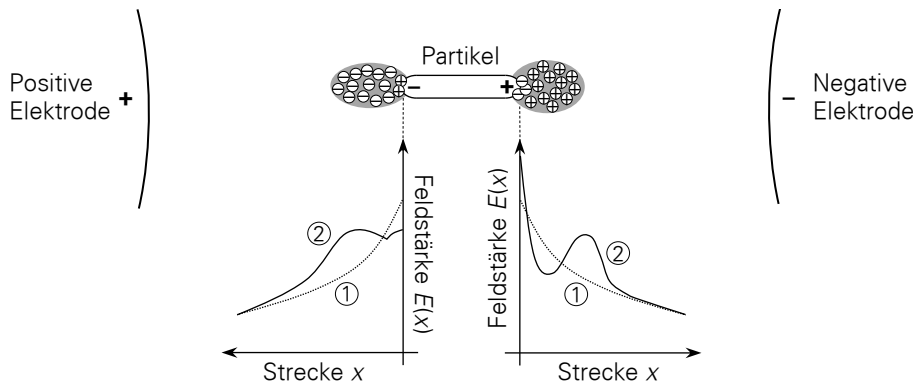


Abbildung 2.18: Feldverteilung vor einem Partikel ohne ① und mit ② Raumladungen nach [Hoc-69]

Die positiven Ionen driften Richtung Kathode, sodass sich in einiger Entfernung vor der Spitze eine positive Raumladung ausbildet, welche die Feldstärke in diesem Bereich reduziert. Da die Raumladung gleichsam als vorgeschobene Spitze wirkt, wird das Feld an der Grenze der Raumladungszone zur Kathode hin wieder angehoben. Die Absenkung der elektrischen Feldstärke im Gebiet der positiven Raumladungszone bis unter die kritische Feldstärke stoppt weitere Ionisationsprozesse. Nur durch weitere Spannungserhöhung kann die Entladungsentwicklung voranschreiten.

Bei negativer Spitze werden Anfangselektronen in einem kleinen Volumen um die Spitze typischerweise durch Feldemission aus der Kathode bereitgestellt. Die sich entwickelnden Entladungen wachsen in ein feldschwaches Gebiet vor. Das prinzipielle Verhalten der Raumladungen gestaltet sich analog zur positiven Spitze. Im Ionisationsgebiet direkt vor der Spitze bleiben aus den Lawinenentladungen in Richtung Anode positive Ionen zurück. Allerdings bildet sich diese positive Raumladung nicht so stark aus wie die negative Raumladung vor der positiven Spitze, da die von der negativen Spitze emittierten Elektronen mit den positiven Ionen in unmittelbarer Nähe rekombinieren. In [Hoc-69] wird deshalb angenommen, dass die Raumladungsdichte vor der negativen Spitze sehr klein ist und sich eine relativ gleichmäßige, resultierende Feldverteilung ergibt. In einiger Entfernung zur Spitze wird der effektive Ionisierungskoeffizient $\bar{\alpha}$ kleiner Null, sodass immer mehr von den sich in Richtung Anode bewegenden Elektronen an Gasmoleküle angelagert werden. Dadurch entsteht eine Zone mit negativen Raumladungen, die die Feldstärke leicht anhebt und deren Verteilung insgesamt vergleichmäßigt. Der Durchschlag wird deshalb erst bei höheren Spannungen provoziert.

Die Ausbildung der Raumladungszonen benötigt Zeit und kann durch die geringe Beweglichkeit der Ionen nur bei relativ langsam ansteigenden Spannungsformen erfolgen. Bei sehr schnellen Spannungsanstiegen (Blitzstoßspannung, VFT) ist die Driftbewegung der Ionen vernachlässigbar, sodass sich die Raumladungswolke nicht um die Störstelle verteilen kann. Eine Koronastabilisierung findet nicht statt, sodass die Isolationsfestigkeit durch die Störstelle stark abgesenkt wird. [Ten-97, Sch-99, Hin-02]

3 VERSUCHS- UND MESSEINRICHTUNGEN

Zur Untersuchung des Überschlagsverhaltens werden Modellanordnungen verwendet. Feldstärken und geometrische Abmessungen orientieren sich an realen Größen, um die Übertragung der Ergebnisse auf kommerzielle Anlagen zu gewährleisten. Das Verhalten des Partikels auf der Isolatoroberfläche bei Gleich-, Impuls- und Mischspannungsbelastung wird in einem für gasisolierte Anlagen typischen Gehäuse untersucht. Die systematische Untersuchung des Einflusses der Gasdichte und des kapazitiv-resistiven Übergangs erfolgt in einem Modellprüfgefäß.

3.1 VERSUCHSANORDNUNGEN

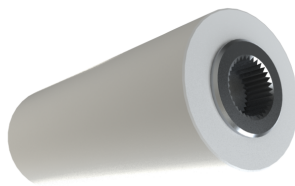
3.1.1 Prüfkörper

Typische Isolatoren in gasisolierten Schaltanlagen besitzen eine komplexe Geometrie, die für grundlegende Untersuchungen nicht geeignet ist (Abbildung 3.1a). Um reproduzierbare Ergebnisse zu erzielen, eine zügige Montage und Demontage zu gewährleisten und vergleichende Feldberechnungen zu ermöglichen, werden in den nachfolgenden Untersuchungen zylindrische Modellprüfkörper mit zwei eingebetteten Elektroden verwendet (Abbildung 3.1b). Diese werden, wie die Originalisolatoren, aus Al_2O_3 -gefülltem Epoxidharz gegossen. Die relative Permittivität ϵ_r beträgt im relevanten Temperaturbereich von (20 ... 100) °C ca. 4,2.

Zur Bewertung des Einflusses möglicher metallischer Störstellen wird ein Aluminiumpartikel mit einem Durchmesser von 0,8 mm ohne besondere Bearbeitung der Schnittkanten mit Silikonkleber auf der Isolatoroberfläche fixiert (Abbildung 3.1c). Die Länge des Partikels sowie dessen Position relativ zur Hochspannungselektrode sind variabel.



(a) Typische Isolatoren in GIS [ABB-15]



(b) Verwendeter Modellisolator



(c) Isolator mit Partikel

Abbildung 3.1: Epoxidharzisolatoren gasisolierter Systeme

3.1.2 Elektrodenanordnungen

Speziell entworfene Elektrodenanordnungen aus Aluminium garantieren die erforderliche schwach inhomogene Feldstärkeverteilung in Anlehnung an Dimensionierungsrichtlinien kommerzieller Anlagen. Die Untersuchungen finden an zwei verschiedenen Anordnungen statt (Abbildung 3.2).

Die Elektrodenanordnung in einem für GIS typischen Standardgehäuse (Abbildung 3.2a) hat eine Schlagweite von 80 mm. Dabei sind die Elektrodenprofile so entworfen, dass die Normalkomponente des elektrischen Feldes entlang der Isolatoroberfläche nahezu Null ist.

Der Elektrodenabstand im Modellprüfgefäß (Abbildung 3.2b) beträgt 30 mm. Innen- und Außenradius der Elektroden wurden anhand von Feldberechnungen so gestaltet, dass eine deutliche Verschiebung der Höchstfeldstärke im Gleichspannungsfall gegenüber dem Feld bei Wechselspannung erreicht wird. Der Spalt zwischen Isolator und den Elektroden beträgt vier Millimeter.

Der obere Teil der Erdelektrode ist bei beiden Anordnungen als Messelektrode mit einer dünnen Hartpapierschicht gegenüber dem Erdpotenzial isoliert, um Entladungsströme im Gas messen zu können (siehe Abschnitt 3.3.1). In die Erdelektrode integrierte Heizelemente erzeugen jeweils den gewünschten Temperaturgradienten (siehe Abschnitt 3.4).

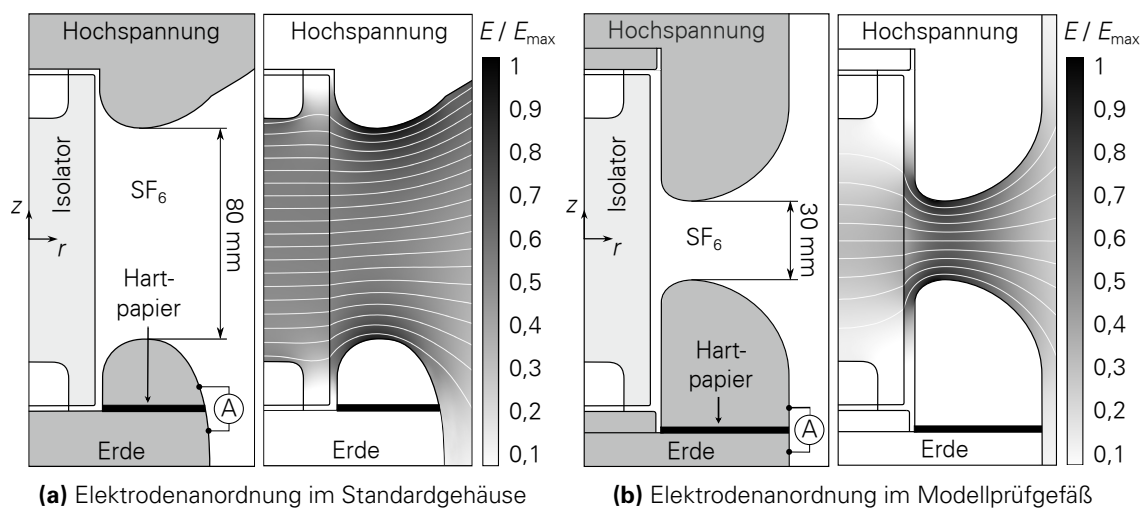


Abbildung 3.2: Schwach inhomogene Elektrodenanordnungen (rotationssymmetrisch zur z-Achse, hier Schnitt in der rz-Ebene) mit Messelektrode zur Emissionsstrommessung: Geometrie, elektrostatische Feldverteilung und Äquipotenziallinien

3.1.3 Prüfgefäße

Als Isoliergas wird in den Prüfgefäßen Schwefelhexafluorid (SF_6) mit einer zertifizierten Reinheit von mindestens 99,993 Gew.-% eingesetzt. Absaugen und Befüllen sowie das Evakuieren und Belüften erfolgt mit einem Servicegerät L057R01 der Firma DILO. Der absolute Gasdruck im Standardgehäuse wird im Bereich von (0,1 ... 0,5) MPa variiert. Die Untersuchungen im Modellprüfgefäß werden bei einem absoluten Fülldruck von 0,1 MPa durchgeführt. Alle nachfolgenden Druckangaben beziehen sich auf den absoluten Gasdruck.

Im Prüfgefäß der Anordnung aus GIS-Standardkomponenten (Abbildung 3.3a) ist ein Schauglas angebracht, welches Beobachtungen zum Entladungsverhalten mit einer Kamera ermöglicht (siehe Abschnitt 3.3.2). Zwei UHF-Sensoren erlauben eine empfindliche Teilentladungsmessung. Für das Modellprüfgefäß wurde das Gehäuse eines Pressgaskondensators modifiziert (Abbildung 3.3b). Es erlaubt eine zügige Montage und Demontage der Elektrodenanordnung.

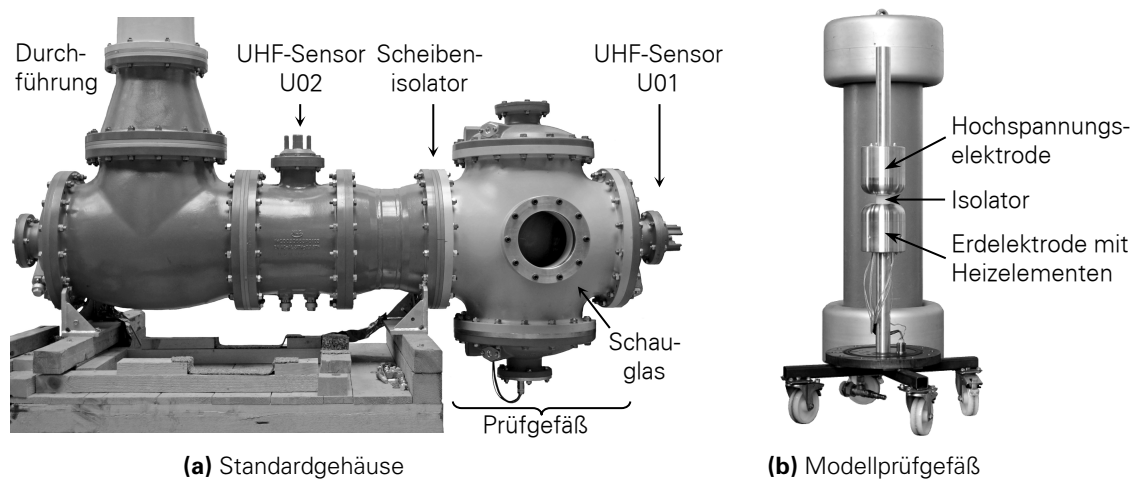


Abbildung 3.3: Verwendete Versuchsanordnungen

3.2 HOCHSPANNUNGSERZEUGUNG UND -MESSUNG

3.2.1 Gleichspannung bis ± 280 kV

Die Gleichspannung bis maximal ± 280 kV für das Modellprüfgefäß wird mit einer Greinacher-Verdopplungsschaltung erzeugt (Abbildung 3.4). Das Steuergerät TuR SG1 stellt die Wechselspannungseinspeisung mit einem Hochspannungstransformator Typ PEO 8/100 A/K-2 (Hersteller: TuR) stufenlos ein. Durch Drehen der Dioden kann ein Polaritätswechsel durchgeführt werden.

Die Gleichspannung wird mit einem ohmschen Spannungsteiler und der Scheitelwertmesseinrichtung TuR MU 11 gemessen. Die auf die Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig rückführbare Messunsicherheit beträgt unter Beachtung der Temperaturabhängigkeit der Widerstände ± 3 %. Im Durchschlagsfall wird die Hochspannung automatisch durch die Primärstromauslösung abgeschaltet.

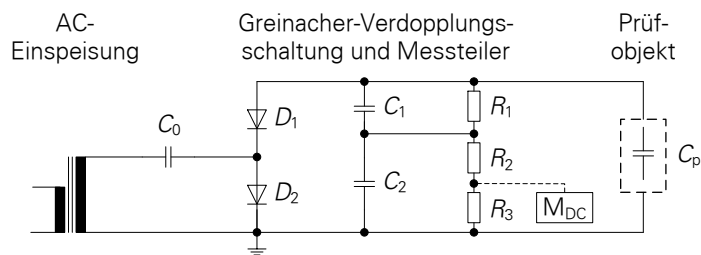


Abbildung 3.4: Gleichspannungsprüf- und -messkreis für ein Modellprüfgefäß

3.2.2 Gleichspannung bis ± 860 kV

Höhere Gleichspannungen bis ± 860 kV für das Standardgehäuse werden mit einer dreistufigen Greinacher-Kaskade erzeugt (Einspeisung über 350-kV-Wechselspannungsprüfanlage TuR PEOI) und mit einem ohmschen Spannungsteiler und der Scheitelwertmesseinrichtung TuR MU 11 gemessen. Die auf die Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig rückführbare Messunsicherheit beträgt $\pm 2,5$ %.

Zur Dämpfung transienter Überschwingungen im Durchschlagsfall wird die SF₆-isolierte Prüfanordnung über eine Impedanz (8 k Ω , 115 mH) angekoppelt. Bei Teilentladungsmessungen nach IEC 60270 wird diese als Filter verwendet. Ein Druckgaskondensator dient dann als Koppelkapazität (Abbildung 3.5).

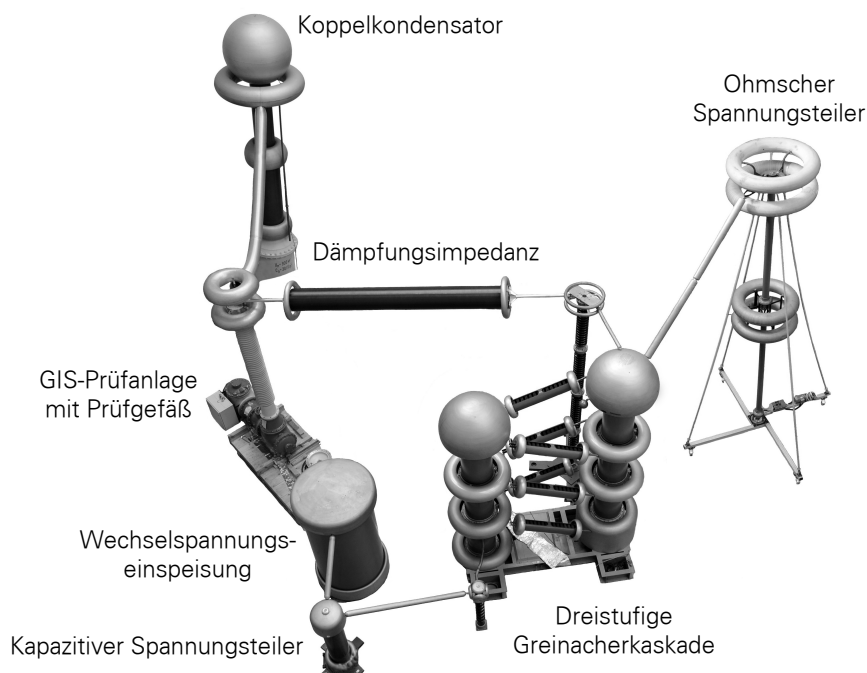


Abbildung 3.5: Gleichspannungsprüfkreis mit angeschlossenem Teilentladungsmesskreis

Die Abschaltung der Hochspannung nach dem Durchschlag erfolgt typischerweise über eine Primärstromauslösung in der Einspeisung. Da die verwendete Dämpfungsimpedanz den Strom begrenzt, wird dieses Kriterium jedoch nicht überschritten, sodass eine Schnellabschaltung mit akustischer Ansprechschwelle eines Mikrofons eingesetzt wird.

3.2.3 Blitzimpulsspannung

Zur Erzeugung genormter Blitzstoßspannungen nach IEC 60060-1 der Form $1,2/50\ \mu\text{s}$ wird ein zwölfstufiger Stoßspannungsgenerator in modifizierter Marx-Schaltung für symmetrische Aufladung verwendet (Abbildung 3.6). Dieser besitzt pro Stufe zwei in Reihe geschaltete Stoßkondensatoren C_S , welche über die Ladewiderstände R_L mit einer Gleichspannung U_0 symmetrisch aufgeladen werden. Austauschbare Dämpfungs- (R_d) und Entladewiderstände (R_e) ermöglichen die Einstellung der nach IEC 60060-1 geforderten Kurvenform abhängig vom Prüfling. Der transiente Verlauf der Blitzstoßspannung wird mit einem niederohmigen Spannungsteiler gemessen.

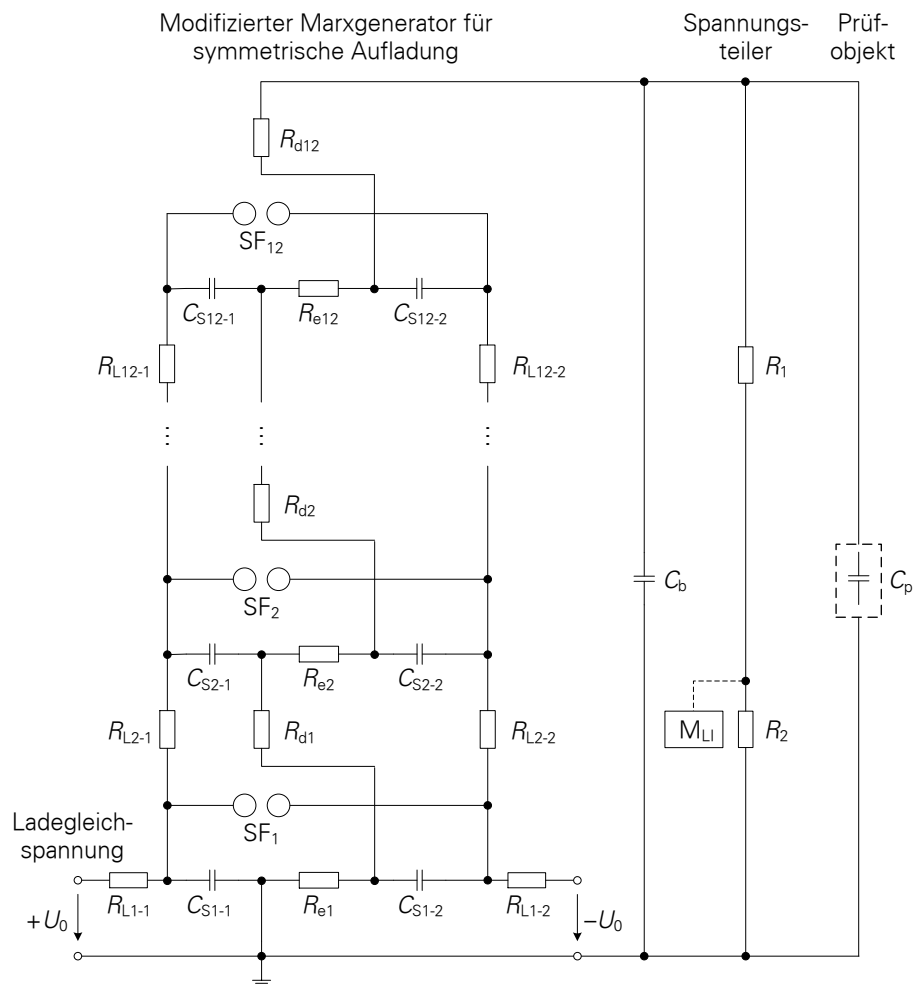


Abbildung 3.6: Zwölfstufiges Ersatzschaltbild des modifizierten Marx-Generators für symmetrische Aufladung mit Prüfling und Spannungsteiler

Mit dem Automatisierungssystem SSM 1 der Firma Siemens wird der Stoßspannungsgenerator gesteuert. Zur Aufzeichnung der Spannungsverläufe kommt ein kombiniertes Mess- und Auswertesystem der Firma Dr. Strauss Messtechnik GmbH mit dem Transientenrecorder TR-AS 100-10 zum Einsatz. Für das System wird eine auf die Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig rückführbare Gesamtmessunsicherheit von $\pm 3\%$ angegeben.

3.2.4 Mischspannung aus Gleich- und Impulsspannung

Der Prüfkreis zur Erzeugung einer Mischspannung U_{Σ} aus Gleich- und Impulsspannung besteht aus dem Gleichspannungsprüfkreis nach 3.2.2, dem Stoßspannungsprüfkreis nach 3.2.3 sowie dem Prüfgefäß aus Abbildung 3.3a. Spezielle Trenn- bzw. Koppelglieder schützen die Prüfkreise gegeneinander und ermöglichen die Überlagerung der Spannung. Die Belastung mit Mischspannung erfolgt bipolar und unipolar entsprechend Abbildung 3.7 für alle vier Quadranten.

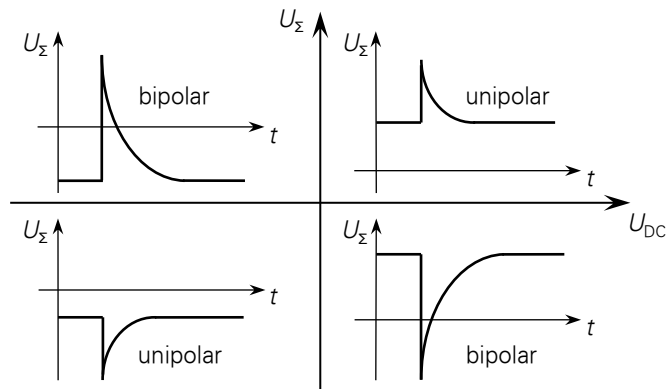


Abbildung 3.7: Unipolare und bipolare Überlagerung mit Längskapazität

Ein Trennglied nach der Greinacher-Kaskade entkoppelt die Impulsspannung von der Gleichspannungsanlage. Dabei soll verhindert werden, dass der Stoßimpuls am Prüfling verfälscht und der Gleichspannungsanteil am Prüfling beeinflusst wird [Läm-73]. Im Versuch wird eine ohmsch-induktive Sperrimpedanz mit Tiefpasscharakter eingesetzt. Ein Koppelglied zur Impulsspannung zwischen Marx-Generator und Prüfling soll verhindern, dass der Impulsspannungsgenerator durch die anliegende Gleichspannung belastet wird. Gleichzeitig sollen die Gleichspannung am Prüfling, sowie der erzeugte Impuls nicht beeinflusst werden. Deshalb sollte das Trenn- bzw. Koppelglied Hochpasscharakter aufweisen und zum Beispiel eine Längskapazität eingesetzt werden. Mit der Längskapazität wird die Impulsspannung zur Gleichspannung vorzeichenrichtig addiert.

Zum Aufbau der Längskapazität C_L werden die oberen fünf Stufen des Marx-Generators modifiziert und die Stoßkapazitäten in Reihe geschaltet. Zur Erzeugung der notwendigen Blitzimpulsspannung sind die unteren sechs Stufen des Marx-Generators ausreichend. Um eine starke Schädigung des Prüflings durch zu große Überschlagsenergien zu vermeiden und den Strom zu begrenzen, wird ein zusätzlicher Dämpfungswiderstand R_{dC} verwendet (Abbildung 3.8).

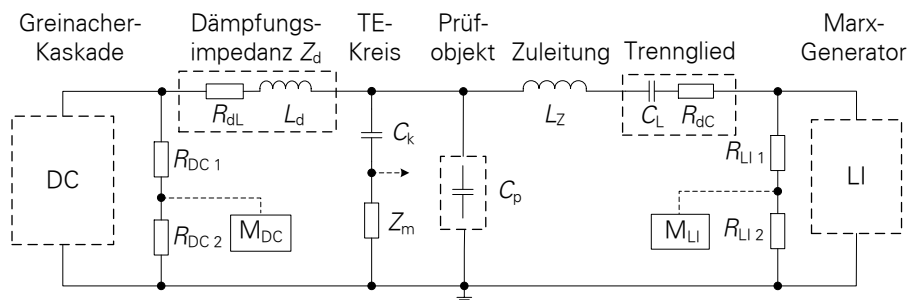


Abbildung 3.8: Hochspannungsprüfkreis für eine mit Blitzimpuls überlagerte Gleichspannung

Während der Dauer der Gleichspannungsbelastung werden die Kapazitäten des Prüflings C_p und des Längsgliedes C_L über die Dämpfungsimpedanz $R_{dL}-L_d$ auf den Wert der anliegenden Gleichspannung U_{DC} aufgeladen. Nach Abschluss des Ladevorgangs fließt kein Strom mehr. Die Impulsspannungsanlage ist enterdet, aber spannungslos (Abbildung 3.9a). Während der steilen Stirn des Blitzimpulses hingegen wirkt die Dämpfungsimpedanz als Tiefpass, sodass die hohen Frequenzanteile blockiert werden und der Gleichspannungskreis als abgetrennt dargestellt werden kann. Für den Blitzimpuls stellen Prüflingskapazität C_p und Längskapazität C_L einen Spannungsteiler dar, weshalb die Längskapazität gegenüber der Prüflingskapazität hinreichend groß sein muss. Der durch die Umladung der Kapazitäten verursachte Strom ruft jedoch über dem Dämpfungswiderstand R_{dC} einen Spannungsfall U_{LIC} hervor, der die Amplitude des am Prüfling auftretenden Blitzimpulses auf $U_{LIP} = U_{LIG} - U_{LIC}$ verringert (Abbildung 3.9b).

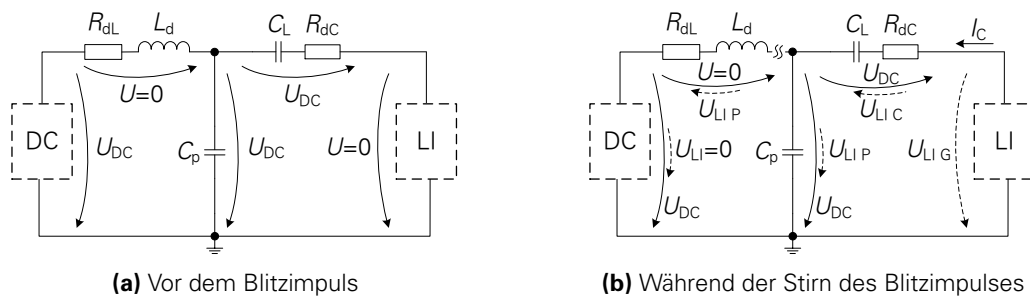


Abbildung 3.9: Spannungsfälle im Prüfkreis bei Mischspannungsbelastung (vereinfacht)

Die überlagerte Spannung kann nicht direkt gemessen werden, da kein Universalteiler zur Verfügung steht. Gleich- und Impulsspannung werden jeweils einzeln gemessen und für die Auswertung manuell addiert. Zur Überprüfung der Spannungsverläufe wurde der gesamte Prüfkreis in einem Netzwerkmodell abgebildet und unter Nutzung zweier niederohmiger Teiler, die bei enterdeter, aber spannungsloser Gleichspannungsanlage ($U_{DC} = 0$) die Spannung am Generator und am Prüfling gemessen haben, experimentell verifiziert (Abbildung 3.10). Das Vorgehen zur Addition der einzeln gemessenen Spannungsanteile zur überlagerten Spannung am Prüfling ist demnach zulässig. Die Berechnung der transienten Vorgänge bestätigt, dass die Amplitude des Blitzimpulses am Prüfling aufgrund des beschriebenen Spannungsteilers reduziert ist und nur etwa 75 % des Ausgangsscheitelwertes des Impulsgenerators U_{LIG} anliegen (Abbildung 3.10). Der entsprechende Faktor wurde systematisch jeweils für bi- und unipolare Überlagerung messtechnisch ermittelt und in der Auswertung der Scheitelwerte berücksichtigt. Die Stirnzeit am Prüfling entspricht IEC 60060-1. Die gegenüber dem Ausgangsimpuls am Generator deutlich verkürzte Rückenhalbwertszeit spielt für die vorliegenden Untersuchungen eine untergeordnete Rolle.

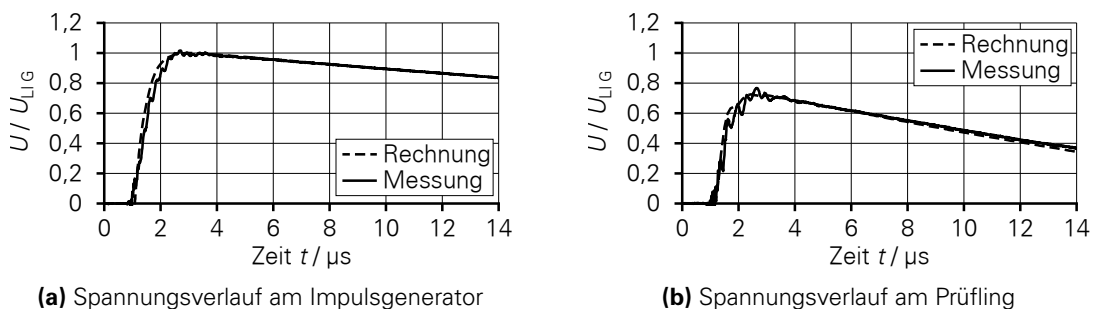


Abbildung 3.10: Berechnete und gemessene Mischspannung bei $U_{DC} = 0$

3.3 TEILENTLADUNGSMESSTECHNIK

3.3.1 Messung des Teilentladungsstroms

Sobald die anliegende Gleichspannung die Einsetzspannung an den Partikelspitzen überschreitet, verursachen Teilentladungen einen messbaren Strom. In beiden Prüfgefäßen ist deshalb der obere Teil der Erdelektrode als Messelektrode ausgeführt und gegenüber dem Erdpotenzial durch eine dünne Hartpapierschicht isoliert (Abbildung 3.2). Um ausschließlich Vorgänge im Gas zu erfassen, ist die Innenelektrode des Isolators geerdet, sodass Ströme entlang dessen Oberfläche nicht mitgemessen werden. Das Messkabel wird über eine gasdichte Durchführung aus dem Prüfgefäß geschirmt hinausgeführt. Da ein Gleichstrom erwartet wird, wird das Stromsignal nach der Verstärkung gefiltert, sodass nur niederfrequente Signalanteile zur Weiterverarbeitung an eine Datenspeichereinheit übertragen werden. Der Verstärkungsfaktor v kann auf 10 | 100 | 1000 eingestellt werden. Die Eckfrequenz der Filterung beträgt 10 Hz. Nach der Echteffektivwertbildung werden die analogen Signale digitalisiert und mit einem Mikrocontroller verarbeitet. Die Messwerte können gespeichert oder während der laufenden Messung per Bluetooth-Schnittstelle an einen Rechner übertragen werden. Die Abtastung erfolgt mit 1 Hz.

Im Standardprüfgefäß wird der Entladungsstrom über eine stromproportionale Spannung bestimmt. Je nach zu erwartendem Teilentladungsstrom wird der Messwiderstand R_M zwischen 10 k Ω und 100 k Ω umgeschaltet. Der Entladungsstrom I_E ergibt sich aus dem Spannungssignal der Messelektrode U_M und dem Verstärkungsfaktor v mit

$$I_E = \frac{U_M}{v \cdot R_M} \quad (3.1)$$

Die anliegende Gleichspannung wird parallel mit einer zweiten Datenspeichereinheit aufgezeichnet, um den Zusammenhang zum Entladungsstrom herstellen zu können (Abbildung 3.11a). Ein sprunghafter Anstieg des gemessenen Stromes korreliert direkt mit dem durch das Schauglas beobachteten Einsetzen der Entladungen an den Partikelenden. Im Modellprüfgefäß wird der Entladungsstrom I_E mit einem Transimpedanzverstärker gemessen. Je nach Messbereich ist der Widerstand R_{MT} im Bereich 1 k Ω ... 10 M Ω einstellbar. Mit einem zweiten Kanal kann die anliegende Hochspannung simultan zum Strom aufgezeichnet und gespeichert werden (Abbildung 3.11b).

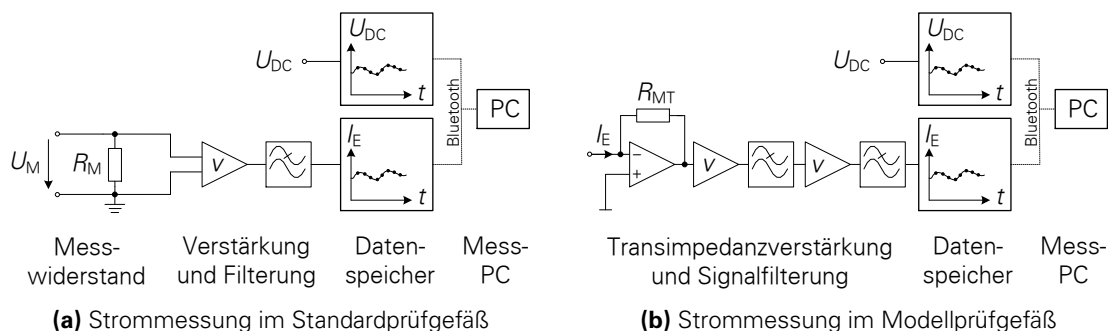


Abbildung 3.11: Prinzip zur Entladungsstrommessung ausgehend vom Signal der Messelektrode

3.3.2 Optische Messung

Am Prüfgefäß befindet sich ein Schauglas, durch welches das Entladungsverhalten des Partikels mit einer Systemkamera (ISO 6400, Belichtungszeit 0,5 s) beobachtet werden kann. Das Live-Bild wird per Lichtwellenleiter (LWL) übertragen und auf einem Monitor außerhalb des Versuchstandes verfolgt (Abbildung 3.12). Aufgrund möglicher elektromagnetischer Einkopplungen im Durchschlagsfall befindet sich die Kamera zum Schutz in einer geschirmten Metallbox.

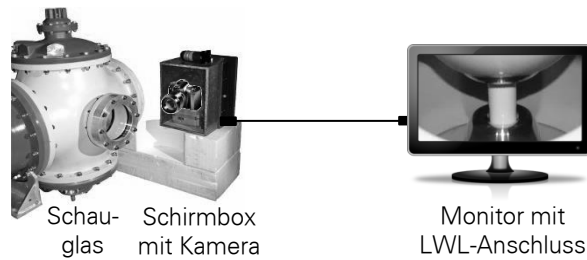


Abbildung 3.12: Prinzip zur Beobachtung des Prüflings mit einer Kamera

3.3.3 Konventionelle Messung nach IEC 60270

Die konventionelle Teilentladungsmessung erfolgt nach IEC 60270 mit der Messimpedanz Z_m als Ankoppelvierpol und dem Koppelkondensator C_k in Reihenschaltung (vgl. Abbildung 3.8). Das Prüfgefäß ist geerdet. Die Dämpfungsimpedanz Z_d wird als Filter genutzt, um sowohl Störungen durch die Spannungsquelle im Teilentladungsmesskreis zu unterdrücken als auch die Greinacher-Kaskade vor den Teilentladungsimpulsen zu schützen.

Der Grundstöörpegel liegt aufgrund des räumlich ausgedehnte Prüf- und Messkreis in der Hochspannungshalle bei ca. 3 pC. Bei sehr hohen Spannungen treten an der Wechselspannungseinspeisung der Greinacher-Kaskade störende Teilentladungen auf. Um diese von internen, durch das Partikel initiierten Signalen abgrenzen zu können, wird dem Teilentladungsmesssystem der Phasenbezug der Wechselspannungseinspeisung der Greinacher-Kaskade für die Auswertung zur Verfügung gestellt. Die Verbindung des Messsystems PD-Smart der Firma Doble Lemke zum Messrechner erfolgt über Lichtwellenleiter. Der Mediakonverter GVT-4000 wandelt das optische Signal in ein Ethernet-konformes Signal nach IEEE 802.3 um, sodass eine Weiterverarbeitung per Software am PC möglich ist (Abbildung 3.13a).

3.3.4 Messung im UHF-Bereich

Teilentladungsmessungen im UHF-Bereich mit einer Bandbreite zwischen 300 MHz und 3 GHz sind hauptsächlich motiviert durch zwei Aspekte [De -96, Rei-12]: Zum einen sind externe Störsignale vor allem im Niederfrequenzbereich verbreitet und zum anderen sind Teilentladungsimpulse in SF_6 bekannt für ihr Frequenzspektrum bis 15 GHz.

Die Anlage verwendet zwei UHF-Sensoren als interne Antennen (Abbildung 3.3a). Der Empfindlichkeitsnachweis nach [CIG-99] weist durch Einspeisung eines Impulses (hier 10 V) an einem Sensor und Detektion des Signals an einem zweiten Sensor die Funktionsfähigkeit des Systems nach.

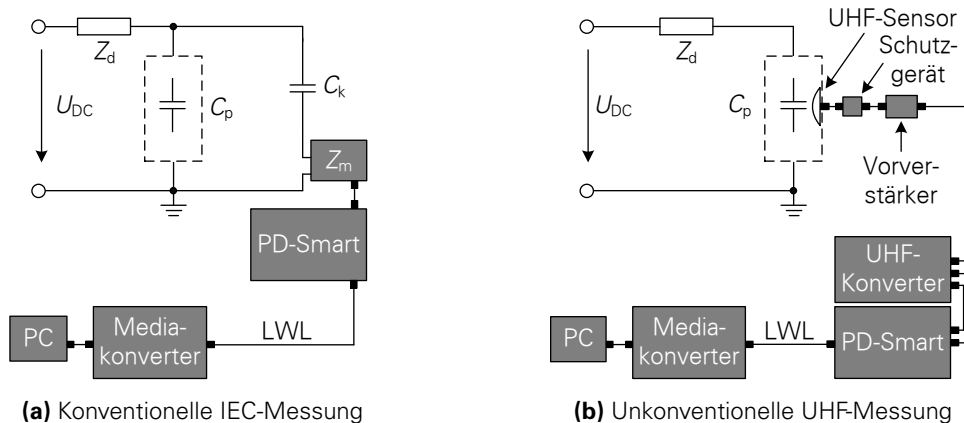


Abbildung 3.13: Prinzipielle Möglichkeiten der TE-Messung

Die Signale werden per UHF-Sensor ausgekoppelt und mit einem 30-dB-Vorverstärker verstärkt. Ein Bandbreiten-Konverter der Firma Doble Lemke setzt die UHF-Signale aus dem Frequenzbereich (110...850) MHz für die Weiterverarbeitung durch das konventionelle TE-Messgerät PD-Smart um. Per Mediaconverter GVT-4000 werden die Daten anschließend an den Messrechner übertragen (Abbildung 3.13b). Zum Schutz der Messtechnik im Durchschlagsfall ist direkt nach dem UHF-Sensor ein Überspannungsschutzgerät von swissMAINS (Typ LPB 83 MHz) installiert.

Des Weiteren kann das UHF-Signal mit einem Spectrum Analyzer im Frequenzbereich (*full span mode*) und im Zeitbereich (*zero span mode*) untersucht werden. Im Frequenzbereich wird ein Bandbreitenbereich zwischen 100 MHz und 1,8 GHz genutzt. Die Analyse im Zeitbereich erfolgt mit einer Bandbreite von 3 MHz bei einer entsprechend ausgewählten Mittenfrequenz. Zusätzlich werden die bereits im Frequenzspektrum reduzierten Signale im Zeitbereich mit einem Oszilloskop dargestellt.

3.4 ERZEUGEN UND MESSEN DER TEMPERATURVERTEILUNG

In beiden Prüfgefäßen sind in die Erdelektrode Hochleistungsheizpatronen integriert, um den gewünschten Temperaturgradienten zwischen den Elektroden entlang des Isolators und im Gas zu erzeugen. Ein Stelltransformator (Typ RFT-ST 240/4) sorgt für eine konstante Heizleistung.

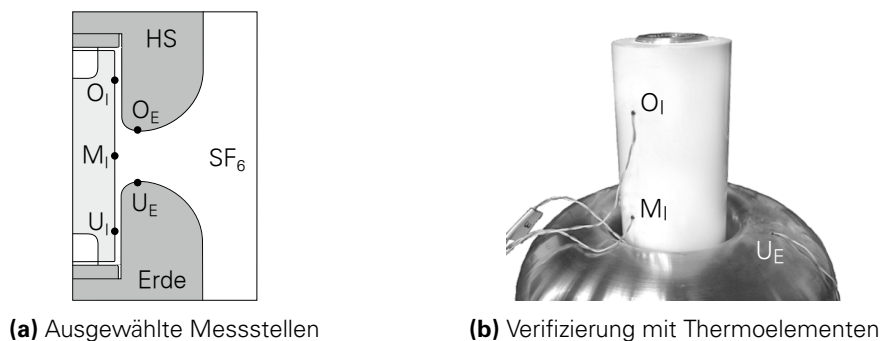


Abbildung 3.14: Experimentelle Ermittlung der Temperaturverteilung im Modellprüfgefäß

Da nach IEC 60865-1 die zulässige Höchsttemperatur elektrischer Kontakte in SF₆ mit 105 °C angegeben wird, werden die Versuche mit einer maximalen Elektrodentemperatur von 100 °C durchgeführt. Die Temperaturverteilung wird anhand ausgewählter Messstellen mit Ni-CrNi-Thermoelementen (Abbildung 3.14) und dem Messgerät Ahlborn ALMEMO 5590-G1 in Vorversuchen ohne Spannungsbelastung ermittelt. Sie dient gleichzeitig als Referenz für die numerische Strömungsberechnung (CFD). Um den Aufheizvorgang und die Temperatur während der dielektrischen Untersuchungen zu überwachen, befindet sich ein Thermoelement im Inneren der Erdelektrode.

3.5 EMV-MASSNAHMEN

Bei einem Durchschlag in SF₆ bricht die Spannung sehr schnell zusammen und verursacht elektromagnetische Störungen. Trotz niederinduktiver Leitungsführung und Erdung ist mit einer kurzzeitigen Erdanhebung der Prüfgefäße zu rechnen. Der Betrieb der Heizelemente erfordert deshalb den Einsatz von Trenntransformatoren und eine, mit Überspannungsableitern versehene, Schutzschaltung. Alle Messleitungen sind geschirmt ausgeführt. Elektronische Messeinrichtungen befinden sich in Schirmkabinen direkt auf Potenzial des Prüfgefäßes. Nach Möglichkeit werden Lichtwellenleiter oder drahtlose Bluetooth-Verbindungen zur Datenübertragung eingesetzt.

3.6 VERSUCHSBEDINGUNGEN

Überschläge in einem deutlich begrenzten Gasvolumen oder entlang einer Isolierstoffgrenzfläche führen ohne geeignete Maßnahmen zu veränderten Versuchsbedingungen. Um die unterschiedlichen Messreihen miteinander vergleichen zu können, sind deshalb reproduzierbare Voraussetzungen unumgänglich.

- Die Isolatoren werden über ihre eingebetteten Elektroden kurzgeschlossen, geerdet und in einem Wärmeschrank bei 70 °C Lufttemperatur und 15 % relativer Luftfeuchte gelagert.
- Die gesamte Elektrodenanordnung sowie die Epoxidharzisolatoren werden vor dem Zusammenbau des Prüfgefäßes vollständig mit Isopropanol gereinigt.
- Es sind mehrere Stützisolatoren wechselnd für die Versuche im Einsatz.
- Bei den Untersuchungen zur Feldumbildung wird nach jedem Überschlag im Modellprüfgefäß die gesamte Anordnung auseinandergelöst, gereinigt und wieder zusammengebaut.
- Bei Untersuchungen mit einem Partikel auf der Isolatoroberfläche wird nach maximal 20 Gleichspannungsüberschlägen im Standardgehäuse ein neues Partikel an einer neuen Stelle auf der Stützeroberfläche fixiert. Bei Blitzimpulsspannung erfolgt der Austausch bereits nach fünf Überschlägen und bei einem Gasdruck von 0,5 MPa nach jedem Überschlag.
- Zwischen den Überschlägen wird eine Wartezeit von ca. sechs Minuten eingehalten, sodass die Ladungsträger im Gas wieder in den Gleichgewichtszustand übergehen können [Kin-86].
- Der Austausch des Isoliergases nach den Überschlägen erfolgt über ein großes Reservoir.
- Bei Versuchen mit erwärmten Elektroden wird die Temperatur dauerhaft überwacht.
- Bei jeder neuen Gasfüllung wird der Druck gemessen, um ggf. drucknormiert die Versuche vergleichen zu können.

4 EINFLUSS DER GASTEMPERATUR AUF DAS ISOLATIONSVERMÖGEN

Die betriebsbedingte Erwärmung der Leiter gasisolierter Systeme setzt die Gasdichte und damit die dielektrische Gasfestigkeit lokal herab. Schwerpunkt der Untersuchungen ist die dem Normalbetrieb entsprechende isochore Erwärmung. Dazu wird eine Methode zur Berechnung der Durchschlagsspannung mit erwärmten Elektroden vorgestellt und experimentell verifiziert. Anhand von Spannungssteigerungsversuchen bis zum Durchschlag wird dabei die Isolationsfestigkeit der Anlage im kalten und erwärmten Zustand beurteilt. Die Untersuchungen erfolgen bei positiver und negativer Polarität der Gleichspannung in einem Modellprüfgefäß.

4.1 RECHNERISCHE ERMITTLUNG DES ISOLATIONSVERMÖGENS

Für die Berechnung der Durchschlagsspannung kann das Streamerkriterium genutzt werden. Dazu wird die Verteilung des elektrostatischen Feldes numerisch berechnet (FEM) und die Feldstärke $E(x_s)$ entlang eines möglichen Entladungsweges x_s ausgewertet. Bei erwärmten Elektroden muss zusätzlich die Verteilung der Gasdichte im Gasraum berücksichtigt werden. Um diese zu ermitteln, müssen alle Arten des Wärmetransports in der Berechnung Beachtung finden: die Wärmeleitung in den Metallelektroden und im Feststoffisolator, die Wärmestrahlung von den Elektroden zum Gehäuse und der konvektive Wärmeübergang zwischen den Elektroden und dem Isoliergas. Unter Nutzung des FEM-Werkzeugs der numerischen Strömungsmechanik (CFD) kann dann abhängig von der vorgegebenen Erdelektroden temperatur die Temperaturverteilung im Gasraum berechnet und daraus die Gasdichteverteilung abgeleitet werden. Für die Anwendung des Streamerkriteriums muss die Gasdichte entlang des selben Entladungsweges x_s ausgewertet werden. Beides findet Berücksichtigung im effektiven Stoßionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ (vgl. Gleichung 2.19).

Vor der Berechnung werden die Geometrie implementiert und die Randbedingungen, wie Spannungshöhe und Elektrodentemperatur, festgelegt. Außerdem werden die für die Berechnung notwendigen physikalischen Eigenschaften der beteiligten Stoffe, wie die Permittivitäten der Isolierstoffe oder die Parameter für den Erwärmungsvorgang, sowie einwirkende Kräfte, hier z. B. die Gewichtskraft, vorgegeben.

Die Abbildung kontinuierlicher Körper mit finiten Elementen verursacht einen systematischen Fehler, der durch eine geeignete Wahl des Berechnungsnetzes, zugeschnitten auf die relevanten physikalischen Vorgänge, minimiert werden kann. Konträr dazu steht die mit der Elementanzahl exponentiell wachsende Rechenzeit, was eine beide Effekte betrachtende Optimierung erfordert.

4.1.1 Berechnung der Feldstärkeverteilung

Die Berechnung der Feldstärkeverteilung für einen Spannungssteigerungsversuch erfolgt elektrostatisch (Abbildung 4.1a). Qualitativ definieren Geometrie und Permittivitäten der beteiligten Isolierstoffe die Verteilung. Quantitativ ist die Feldstärke über die Höhe der anliegenden Spannung linear skalierbar.

Für komplexe Isoliersysteme können nur numerische Berechnungen ausreichend genaue Feldstärkeverteilungen liefern. Die Lösung der entstehenden partiellen Differentialgleichungen ist prinzipiell mit verschiedenen numerischen Verfahren möglich [Küc-09], wobei in der vorliegenden Arbeit die Methode der Finiten Elemente angewendet wird. Die Vernetzung der Geometrie erfolgt mit z. B. dreieckigen Elementen in einem rotationssymmetrisch angelegten Modell des Prüfgefäßes. Prinzipiell ist die Elementgröße soweit zu verringern, dass innerhalb des Elements von homogener Feldstärke ausgegangen werden kann.

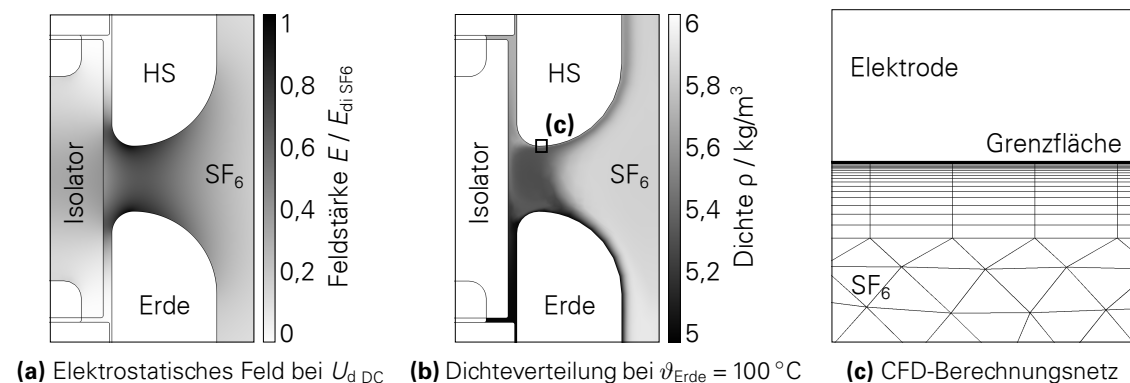


Abbildung 4.1: Ergebnisse der numerischen Feld- und Strömungsberechnungen am Modellprüfgefäß (Ausschnitt, vgl. Abbildungen 3.2b und 3.3b)

4.1.2 Berechnung der Gasdichteverteilung

Die Gasdichteverteilung (Abbildung 4.1b) leitet sich aus der Temperaturverteilung ab. Diese wird mit der Finiten-Elemente-Methode unter Nutzung der numerischen Strömungsmechanik (CFD) berechnet. Bei der Diskretisierung des Berechnungsnetzes muss Rücksicht auf die vorherrschenden Wärmeübergangsprozesse genommen werden, denn an der Grenzfläche zwischen Elektrode

und Gas sind für die Strömungsgeschwindigkeit und die Temperatur hohe Gradienten zu erwarten (vgl. Abbildung 2.7). Die Vernetzung muss deshalb in Schichten erfolgen [Bal-78]. Die Erstellung des Gitters zur Abbildung wandnaher Strömungen erfordert drei Parameter:

- die Höhe des ersten Elements,
- den Expansionsfaktor als Höhenverhältnis zweier aufeinanderfolgender Elemente und
- die Anzahl der Elemente in der Grenzschicht.

Um die Höhe des ersten Elementes zu bestimmen, ist im Allgemeinen der Geschwindigkeitsgradient der Strömung notwendig. Dieser ist jedoch ohne vorherige CFD-Berechnung nicht bekannt. Einen Ansatz, der nur Größen beinhaltet, die vor der eigentlichen Strömungsberechnung abgeschätzt werden können, wird in [Kau-16] vorgestellt. Die Höhe des ersten Elements in der Grenzschicht sollte demnach 150 μm betragen. Für den Expansionsfaktor wird üblicherweise 1,2 verwendet. Um die gesamte Grenzschicht abzubilden, werden 22 Schichten empfohlen. Zur Berechnung der Strömung außerhalb der Grenzschicht kann in die Dreiecksvernetzung übergegangen werden (Abbildung 4.1c).

4.1.3 Berechnung der Zündspannung mit dem Streamerkriterium

Die Größe der elektrostatischen Feldstärke einer Elektrodenanordnung lässt sich über die anliegende Spannung linear skalieren. Das bestimmt wiederum die kritische Wegstrecke x_k (vgl. Gleichung 2.18) und den effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ (vgl. Gleichung 2.19). Alle Größen des Streamerkriteriums sind damit spannungsabhängig, sodass eine analytische Lösung der Zündspannung, und im vorliegenden schwach inhomogenen Feld der Durchschlagsspannung, nicht möglich ist. Die Lösung erfolgt deshalb iterativ (Abbildung 4.2).

Zunächst werden die FEM-Berechnungen für die Verteilung des elektrischen Feldes und der Gasdichte als Eingangsgrößen für die Streamerberechnung durchgeführt. Unter der Annahme, dass die Zündung nahe der Elektrode entlang einer Feldlinie erfolgt, werden lokale Dichte und elektrische Feldstärke entlang dieses Streamerpfades x_s nach dem Streamerkriterium als Zündbedingung ausgewertet. Ist die kritische Ladungsträgerzahl noch nicht erreicht, wird die Spannung angepasst und damit die Feldstärke skaliert, sodass erneut die Zündbedingung geprüft werden kann. Sobald das Streamerkriterium für eine Feldlinie erfüllt ist, werden die Daten für die weitere Auswertung abgespeichert. Die Berechnung setzt dann mit den Daten der nächsten Feldlinie fort.

Als mögliche Streamerpfade werden alle Feldlinien im relevanten Geometriebereich ausgewertet (Abbildung 4.3). Entlang der Abwicklungslänge l_E auf der Elektrode können dann die Durchschlagsspannung $U_{d,ber}$ (Abbildung 4.4a) und die kritische Wegstrecke x_k (Abbildung 4.4b) für die Erdelektroden Temperaturen von beispielsweise $\vartheta_{Erde} = 20^\circ\text{C}$ und $\vartheta_{Erde} = 100^\circ\text{C}$ bei einem Gasdruck von $p_{20} = 0,1\text{ MPa}$ ausgegeben werden. Die Berechnung erfolgt für alle Feldlinien sowohl für die Startpunkte auf der Erdelektrode als auch auf der Hochspannungselektrode.

Ohne Temperaturgradienten, z. B. bei $\vartheta_{Erde} = 20^\circ\text{C}$, ist die Gasdichte im gesamten Gasraum konstant, sodass die Durchschlagsspannung der symmetrischen Elektrodenanordnung unabhängig von einer Zündung an Hochspannungs- oder Erdelektrode ist.

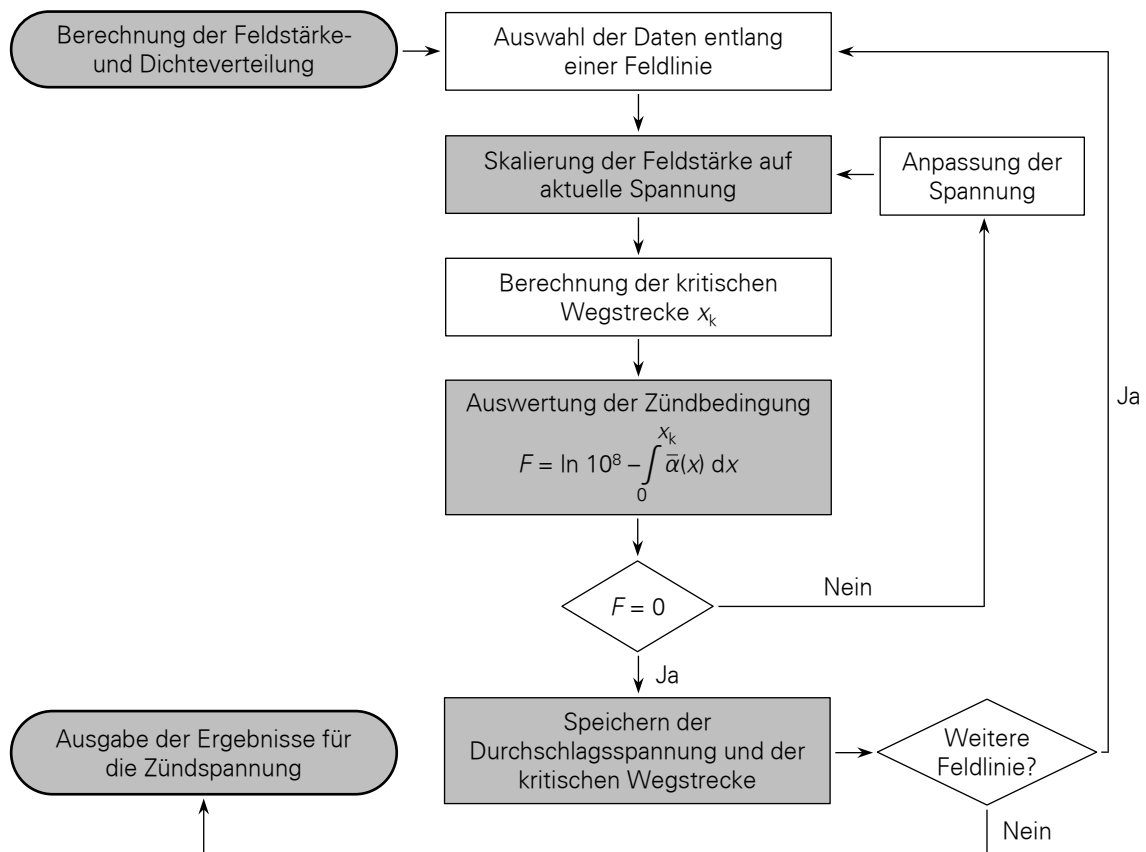


Abbildung 4.2: Ablauf zur Berechnung der Zündspannung mit dem Streamerkriterium nach [Iwa-88]

Durch den sich bei $\vartheta_{\text{Erde}} = 100^\circ\text{C}$ einstellenden Temperaturgradienten erfolgt die Streamerzündung durch eine geringere Gasdichte bei geringerer dielektrischer Festigkeit innerhalb einer kürzeren kritischen Wegstrecke. Der Vergleich der kritischen Wegstrecke bei $\vartheta_{\text{Erde}} = 20^\circ\text{C}$ und $\vartheta_{\text{Erde}} = 100^\circ\text{C}$ (Abbildung 4.4b) bestätigt, dass diese an der erwärmten Elektrode kleiner ist als an der kalten. Da die Feldstärke entlang der Elektrodenoberflächen nicht konstant ist, ist der Ort an dem die Schicht mit der verminderten Dichte am weitesten in den Gasraum ausgedehnt ist, nicht zwangsläufig der Ort der höchsten Beanspruchung. Deshalb unterscheiden sich in der untersuchten Anordnung der Ort der maximalen kritischen Wegstrecke und der Ort der minimalen Durchschlagsspannung (Abbildung 4.4).

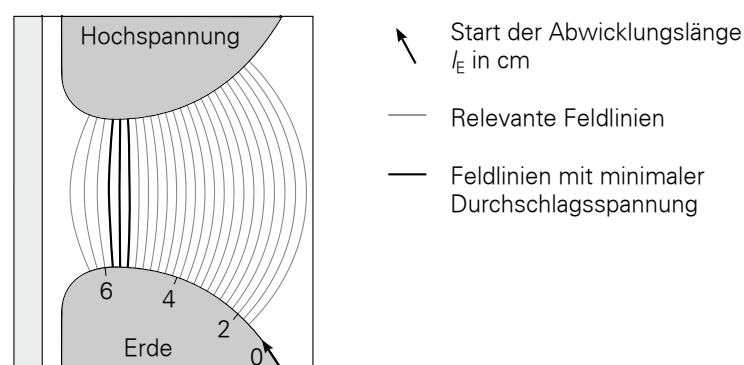
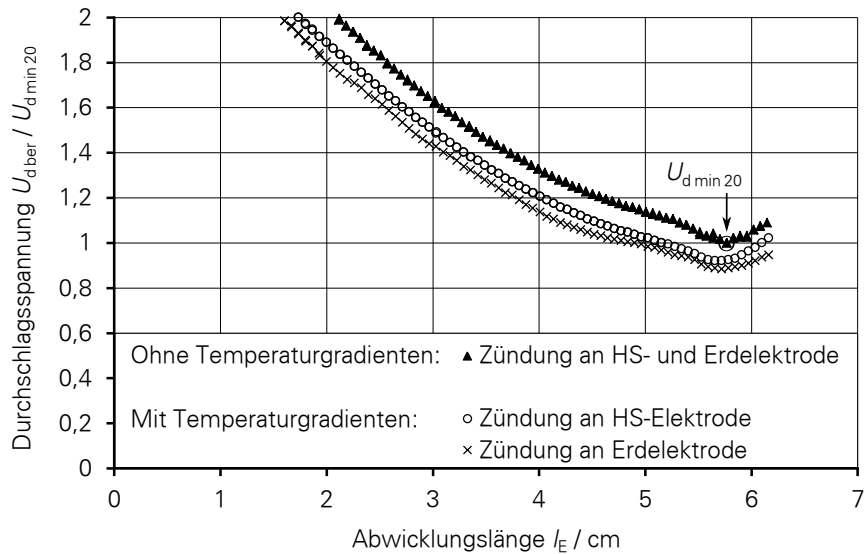
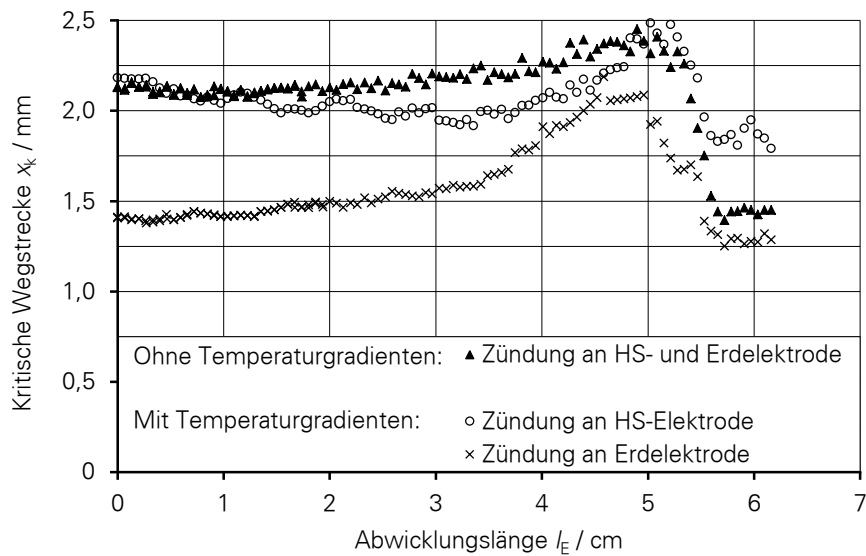


Abbildung 4.3: Für die Durchschlagsspannung einer Isolierstrecke mit erwärmten Elektroden ausgewertete Feldlinien



(a) Berechnete Durchschlagsspannung $U_{d,ber}$ bezogen auf die minimale Durchschlagsspannung $U_{d,min,20}$ ohne Temperaturgradienten



(b) Kritische Wegstrecke x_k

Abbildung 4.4: Berechnete Durchschlagsspannung und kritische Wegstrecke für die Zündung, ausgehend von der Erd- oder der Hochspannungselektrode abhängig von der Abwicklungslänge l_E für $\vartheta_{Erde} = 20^\circ\text{C}$ ohne und für $\vartheta_{Erde} = 100^\circ\text{C}$ mit Temperaturgradienten

Die Berechnungsergebnisse können mit den experimentell bestimmten Durchschlagsspannungen bei erwärmten Elektroden verglichen werden (siehe Abschnitt 4.3), um das vorgestellte Verfahren zu verifizieren. Da nach [Has-72] die Entladungsentwicklung in schwach inhomogenen Feldern stets an der Kathode beginnt, kann in der Berechnung die Zündung an der Hochspannungselektrode als negative Spannung und die Zündung an der Erdelektrode als positive Spannung (Erdelektrode ist Kathode) interpretiert werden.

Die Berechnung erfolgt mit der idealen dielektrischen Festigkeit. Deshalb muss für den Vergleich mit den Messwerten die Elektrodenrauheit berücksichtigt werden. Dazu wird der berechnete Spannungswert $U_{d,ber}$ mit dem entsprechenden Rauheitsfaktor e_f korrigiert (vgl. Abschnitt 2.2.3).

4.2 MESSTECHNISCHE ERMITTLUNG DES ISOLATIONSVERMÖGENS

4.2.1 Messung der Temperaturverteilung

Die in die Erdelektrode integrierten Heizelemente speisen in die Versuchsanordnung eine konstante Heizleistung ein. Diese wird mit einem Stelltransformator in Vorversuchen so eingestellt, dass die Temperatur der Erdelektrode im stationären Zustand $\vartheta_{\text{Erde}} = 100\text{ °C}$ beträgt. Thermoelemente an fünf Messstellen (Abbildung 3.14a) zeichnen den Temperaturverlauf nach Zuschalten der Heizleistung auf. Es stellt sich ein Temperaturgradient von ca. 40 Kelvin ein (Abbildung 4.5).

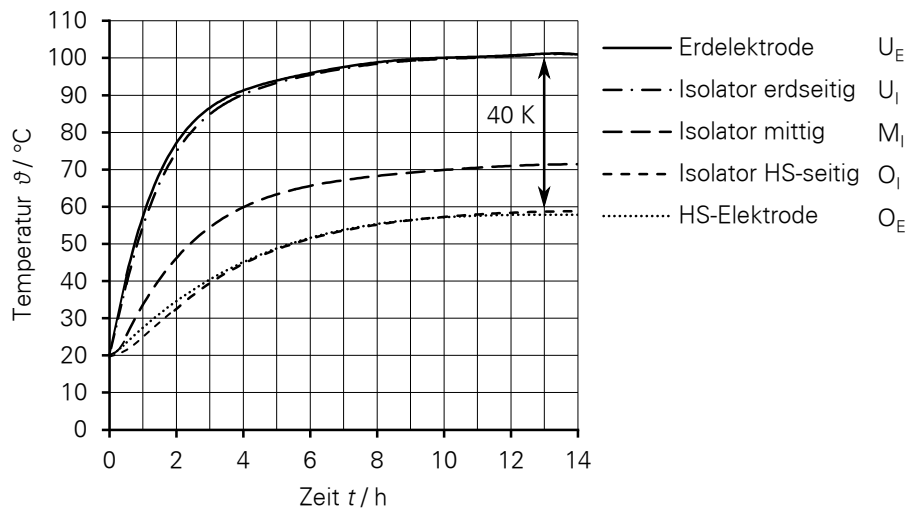


Abbildung 4.5: Temperaturverlauf an den Messstellen (Abbildung 3.14a) nach Zuschalten der Heizleistung

Die im stationären Zustand nach zwölf Stunden erreichten Temperaturen ϑ_{gem} werden mit den Werten ϑ_{ber} der CFD-Berechnung verglichen. Die maximale Abweichung $|\Delta\vartheta|$ ist kleiner als 5 K (Tabelle 4.1). Diese gute Übereinstimmung verifiziert das entwickelte Berechnungsmodell.

Tabelle 4.1: Berechnete und gemessene Temperaturen an den Messstellen im stationären Zustand

| | Position | $\vartheta_{\text{ber}} / \text{°C}$ | $\vartheta_{\text{gem}} / \text{°C}$ | $ \Delta\vartheta $ |
|-----------|-----------------|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------|
| Isolator | O_I HS-seitig | 55,1 | 58 | 2,9 |
| | M_I mittig | 73,4 | 70 | 3,4 |
| | U_I erdseitig | 96,5 | 100 | 3,5 |
| Elektrode | O_E HS | 52,4 | 57 | 4,6 |
| | U_E Erde | 99,8 | 100 | 0,2 |

4.2.2 Messung der Durchschlagsspannung

Die Durchschlagsspannung wird für beide Gleichspannungspolaritäten im Spannungssteigerungsversuch mit einer Geschwindigkeit von 5 kV/s im kalten und erwärmten Zustand ermittelt (Abbildung 4.6). Nach jeder Versuchsreihe wird das Prüfgefäß geöffnet und der Isolator getauscht, sodass die Versuchsreihen als unabhängig voneinander angesehen werden können.

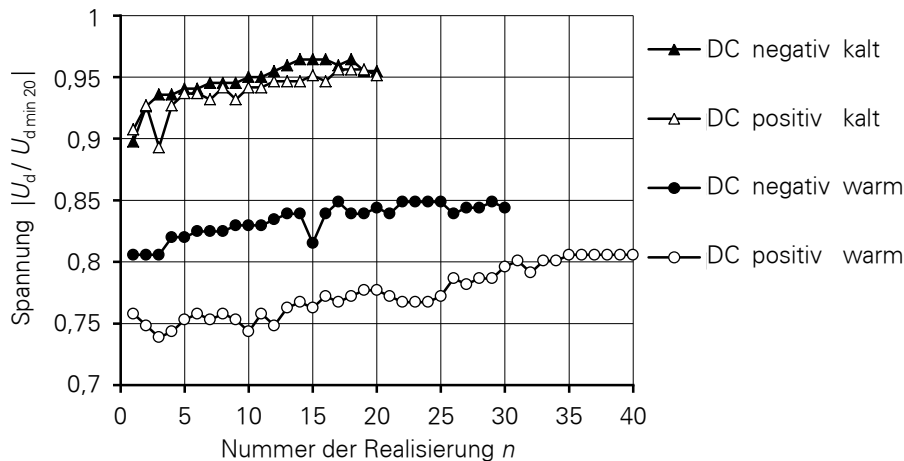


Abbildung 4.6: Urliste der Voruntersuchungen: Gemessene Durchschlagsspannung U_d bezogen auf die minimale berechnete Durchschlagsgleichspannung $U_{d,min,20}$ bei einer Elektrodentemperatur von 20°C

Aufgrund der symmetrisch aufgebauten Elektrodenanordnung sind die positiven und negativen Durchschlagsspannungen im kalten Zustand nahezu identisch. Mit erwärmten Elektroden verringert sich die Durchschlagsspannung deutlich. Es ist ein ausgeprägter Polaritätseffekt erkennbar. Alle Versuchsreihen weisen einen eindeutigen Konditionierungseffekt auf, bei dem die Durchschlagsspannung mit jeder weiteren Realisierung bis auf einen Maximalwert ansteigt. Das Verhalten ist reproduzierbar, auch wenn das Gefäß zwischen den Durchschlagsserien nicht geöffnet und gereinigt, sondern lediglich eine ausreichende Beruhigungszeit bis zur nächsten Serie eingehalten wird. In früheren Arbeiten [Mos-79b] vermutete Ursachen, wie Staubpartikel ö. Ä., die durch Entladungen zerstört werden, sind demnach nicht zutreffend. Die höhere Durchschlagsspannung, abhängig von der Anzahl der Durchschläge, kann nur auf die durch den Durchschlag erzeugten Ladungsträger und Zersetzungsprodukte zurückgeführt werden. Zur Bewertung des Isolationsvermögens kann im Hinblick auf diesen Konditionierungseffekt nur der erste Durchschlagswert herangezogen werden. Somit muss nach jedem Durchschlag das Prüfgefäß geöffnet und der Isolator getauscht werden.

4.3 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die Auswertung der Spannungen des jeweils ersten Durchschlages bestätigt sowohl für positive als auch für negative Gleichspannung ein verringertes Isolationsvermögen bei erwärmten Elektroden (Abbildung 4.7). Da die Entladungsentwicklung in SF_6 im schwach inhomogenen Feld stets an der Kathode beginnt [Has-72], ist eine geringere Festigkeit vor der negativen Elektrode besonders kritisch. In der vorliegenden Elektrodenanordnung entspricht das einer positiven Gleichspannung an der Hochspannungselektrode. Die Durchschlagsspannung wird bei positiver Gleichspannung um 16 % und bei negativer Gleichspannung um 12 % verringert.

Die isochore Erwärmung lässt den Gasdruck abhängig von der mittleren Gastemperatur \bar{T} im Gefäß global um bis zu 20 kPa ansteigen und vermindert so den Einfluss der lokal geringeren Gasdichte. Dadurch wird das Isolationsvermögen weniger abgesenkt als in den Untersuchungen in [Iwa-88], denen eine isobare Erwärmung zugrunde lag.

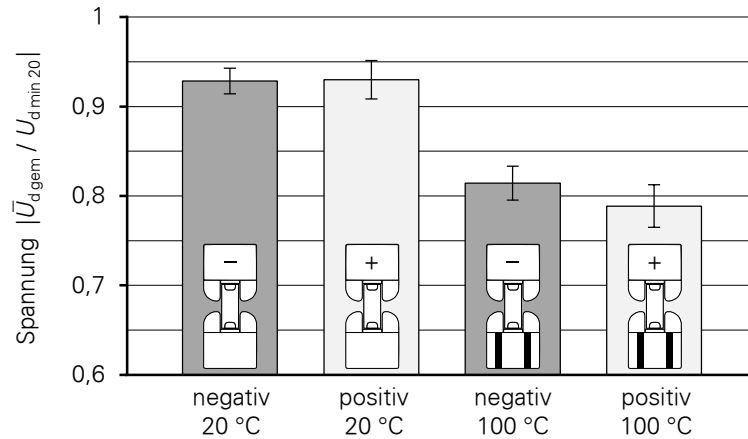


Abbildung 4.7: Mittelwert $\bar{U}_{d,gem}$ und Standardabweichung der gemessenen Durchschlagsspannung ohne Temperaturgradienten bei $\vartheta_{Erde} = 20\text{ °C}$ und mit Temperaturgradienten bei $\vartheta_{Erde} = 100\text{ °C}$ bezogen auf die minimale berechnete Durchschlagsspannung $U_{d,min 20}$ bei einer Elektrodentemperatur von 20 °C

Nach dem in Abbildung 4.2 vorgestellten Verfahren wird aus der FEM-basierten Feldstärke- und Gasdichteverteilung mit dem Streamerkriterium die ideale Zündspannung U_i als minimale Durchschlagsspannung $U_{d,ber}$ berechnet. Dabei wird eine Durchschlagsspannung mit Zündung an der Hochspannungselektrode als negativ und eine Durchschlagsspannung mit Zündung an der Erdelektrode als positiv interpretiert. Entsprechend Gleichung (2.10) erfolgt für die technische Elektrodenanordnung eine Korrektur mit dem Rauheitsfaktor e_f zu $U_{d,ber,korr}$. Für polierte Elektroden ist dieser bei einer mittleren Rauhtiefe von weniger als $1\text{ }\mu\text{m}$ und einem Gasdruck um $0,1\text{ MPa}$ mit $e_f = 0,9$ abzuschätzen [Mos-79b] (vgl. Abbildung 2.6).

Die berechneten $U_{d,ber}$ und gemessenen $\bar{U}_{d,gem}$ Durchschlagsspannungen zeigen bei erhöhten Elektrodentemperaturen gleichermaßen ein verringertes Isolationsvermögen (Tabelle 4.2). Es ist ein deutlicher Polaritätseffekt erkennbar, der auf die Dichteunterschiede vor den jeweiligen Elektroden zurückzuführen ist.

Tabelle 4.2: Berechnete und gemessene Durchschlagsspannungen

| $\vartheta_{Erde} / \text{°C}$ | 20 | | 100 | |
|----------------------------------|---------|---------|---------|---------|
| | negativ | positiv | negativ | positiv |
| $U_{d,ber} / U_{d,min 20}$ | 1 | 1 | 0,92 | 0,89 |
| $U_{d,ber,korr} / U_{d,min 20}$ | 0,90 | 0,90 | 0,83 | 0,80 |
| $\bar{U}_{d,gem} / U_{d,min 20}$ | 0,93 | 0,93 | 0,81 | 0,79 |
| $f / \%$ | -3,1 | -3,1 | 1,8 | 0,6 |

Die relative Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Werten

$$f = \frac{U_{d,ber,korr} - \bar{U}_{d,gem}}{\bar{U}_{d,gem}} \quad (4.1)$$

beträgt maximal ca. 3 %. Diese gute Übereinstimmung beweist die Anwendbarkeit des vorgestellten Verfahrens zur Bestimmung der Durchschlagsspannung bei erwärmten Elektroden mit dem Streamerkriterium.

5 FESTE STÖRSTELLEN AUF ISOLATOROBERFLÄCHEN

In den typischerweise schwach inhomogenen elektrischen Feldern gasisolierter Anlagen erweisen sich Störstellen, wie zum Beispiel leitfähige Partikel, als besonders kritisch. Da diese trotz hoher Qualitätsstandards bei Herstellung und Montage nicht vollständig ausgeschlossen werden können, muss deren Einfluss auf das Isolationsvermögen des Systems bekannt sein. Nach einer phänomenologischen Beschreibung des Überschlagsverhaltens bei Gleichspannung werden Möglichkeiten der Detektion derartiger Störstellen vorgestellt. Zusätzlich wird das raumladungsbeeinflusste Überschlagsverhalten bei einer mit Blitzimpulsspannung überlagerten Gleichspannung studiert. Abschließend wird die Übertragbarkeit der Ergebnisse an der Modellanordnung auf Isolatoren kommerzieller Anlagen überprüft.

5.1 ÜBERSCHLAGSVERHALTEN BEI GLEICHSPANNUNG

Der Einfluss eines festen, metallischen Partikels auf das Überschlagsverhalten von Isolatoren bei Gleichspannung wird im Standardprüfgefäß studiert. Die Überschlagsspannung wird im Spannungssteigerungsversuch (SSV) mit ca. 3,5 kV/s für beide Polaritäten der Gleichspannung ermittelt. Ein von der Messelektrode erfasster, sprunghaft ansteigender Emissionsstrom charakterisiert die Teilentladungseinsetzspannung.

Die Verteilung des elektrischen Feldes ohne Partikel weist im mittleren Bereich des Isolators eine vernachlässigbare Normalkomponente auf (vgl. Abbildung 3.2a). Maßgeblich für die Zündung ist der Betrag der Feldstärke, sodass verschiedene Positionen des Partikels auf der Stützeroberfläche untersucht werden. Um zu studieren, inwiefern Einsetz- und Überschlagsspannung abhängig von Partikellänge und Gasdruck sind, wird eine Position unsymmetrisch zu den Elektroden gewählt (Position B^a in Abbildung 5.2). Des Weiteren wird die Bedeutung des Partikels als Zwischenelektrode auf freiem Potenzial im Vergleich zu einer Störstelle mit Elektrodenkontakt untersucht.

5.1.1 Einfluss der Partikellänge

Partikel von mindestens drei Millimetern Länge verringern die Überschlagsspannung des Isolators. Es treten vor dem Überschlag stabile Teilentladungen an den Partikelspitzen auf, die als Strom über die Messelektrode erfasst werden können. Die gemessenen Einsetz- und Überschlagsspannungen nehmen mit zunehmender Partikellänge ab (Abbildung 5.1). Bei enormen Feldstörungen, wie der eines acht Millimeter langen Partikels, treten bereits ab 50 % der Durchschlagsspannung ohne Partikel Teilentladungen auf. Die nach Entladungseinsatz wirkende Koronastabilisierung führt dazu, dass die Überschlagsspannung gegenüber der störstellenlosen Anordnung nur um maximal 17 % verringert ist. Die Raumladungswolken der Glimmentladungen an den Partikelspitzen schirmen die starke Feldüberhöhung ab [Mos-79b, Hin-00].

Nach dem in Abschnitt 2.5.2 vorgestellten Verfahren erfolgt die Berechnung der Zündspannung U_i mit einem 3D-Modell bei Kantenradien des Partikels (Durchmesser d) im Bereich $(0,05 \dots 0,5) d$. Es zeigt sich, dass die genaue Kenntnis des Kantenradius nicht erforderlich ist, da die Spannbreite der berechneten Zündspannungen maximal 10 % der Durchschlagsspannung ohne Partikel beträgt. Da in der Berechnung keine Raumladungen berücksichtigt werden, wird für die Zündspannung dadurch eine untere Grenze abgeschätzt (Abbildung 5.1). Bei den messtechnischen Untersuchungen ist jedoch davon auszugehen, dass während der Spannungssteigerung durch Feldemission an der negativen Partikelspitze unterkritische Lawinen zu deren Abschirmung führen. Dadurch liegt die gemessene Einsetzspannung ca. 20 % über der berechneten. Hinweis auf diese Abschirmung liefert auch der im Vergleich zu Störstellen mit Elektrodenkontakt [Kie-73] umgekehrte Polaritätseffekt, durch den die positive Einsetzspannung niedriger ist als die negative.

Die Berechnung der Überschlagsspannung der gestörten schwach inhomogenen Anordnung ist mit konventionellen Methoden nicht möglich, da eine elektrostatische Berechnung bei vorhandenen Raumladungen zu keinen gültigen Werten führt. Außerdem beeinflussen die zusätzlichen Ladungsträger die Feldumbildung bei Gleichspannung (siehe Abschnitt 6.4) und müssen deshalb in der Modellierung über ladungsträgerbasierte Leitfähigkeitsprozesse berücksichtigt werden.

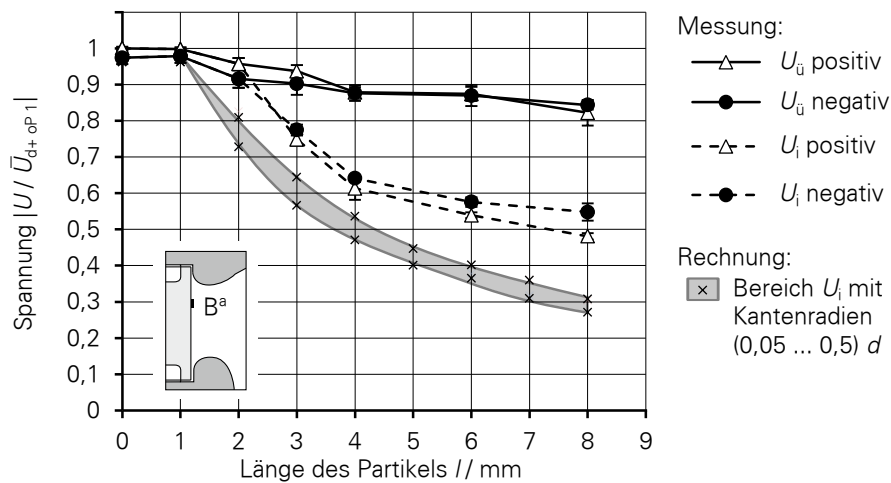


Abbildung 5.1: Mittelwert und Standardabweichung der Überschlagsspannung $U_{\bar{u}}$ und der Einsetzspannung U_i des partikelbehafteten Isolators abhängig von der Länge des Partikels l bezogen auf die mittlere positive Durchschlagsspannung \bar{U}_{d+OP1} ohne Partikel bei 0,1 MPa SF₆

5.1.2 Einfluss der Partikelposition

Die Überschlagespannung des störstellenbehafteten Isolators ist stark von der Position des Partikels auf der Isolatoroberfläche und von der Spannungspolarität abhängig. Untersucht wird das Verhalten mit einem acht Millimeter langen Partikel bei 0,1 MPa Gasdruck (Abbildung 5.2). Oberhalb der Teilentladungseinsetzspannung bestimmen die stabilen Teilentladungen an den Partikelspitzen die weitere Entladungsentwicklung und damit die Höhe der Überschlagespannung.

Aus [Mos-79b] ist bekannt, dass die Durchschlagsspannung im gestörten schwach inhomogenen Feld bei negativer Spitze größer ist, da die Raumladungsstrukturen bei negativer Polarität stabiler ausgeprägt sind. In der untersuchten Anordnung nimmt die der Erdelektrode zugewandte Partikelspitze die Polarität der Hochspannungselektrode an. Damit wirkt das Partikel in den Positionen A^a und B^a wie eine vorgeschobene Spitze der Hochspannungselektrode. Erwartungsgemäß ist die positive Durchschlagsspannung geringer als die negative. In Position C befindet sich das Partikel genau zwischen den Elektroden. Beide Spitzen nehmen je nach Polarität gleichermaßen Einfluss. Die Absenkung der Überschlagespannung gegenüber der ungestörten Anordnung ist damit für beide Polaritäten gleich und beträgt 12 %. In Position D wirkt das Partikel wie eine vorgeschobene Spitze der Erdelektrode. Entsprechend tritt die niedrigere Überschlagespannung bei positiver Polarität der Erdelektrode, d. h. bei negativer Gleichspannung an der Hochspannungselektrode auf. Aufgrund der symmetrischen Elektrodenanordnung weisen die Beträge der Überschlagespannungen mit Partikel in den Positionen B^a und D jeweils die gleiche Höhe auf. Gegenüber der partikel-freien Anordnung ist die Überschlagespannung um 17 % reduziert.

Je kürzer die Entfernung zwischen Partikel und Elektrode wird, desto geringer ist die Überschlagespannung. In Position A^a beträgt die Absenkung bei positiver Gleichspannung bereits 24 %. Deshalb muss das Verhalten für ein Partikel mit Elektrodenkontakt im Vergleich zu dem Partikel auf freiem Potenzial untersucht werden.

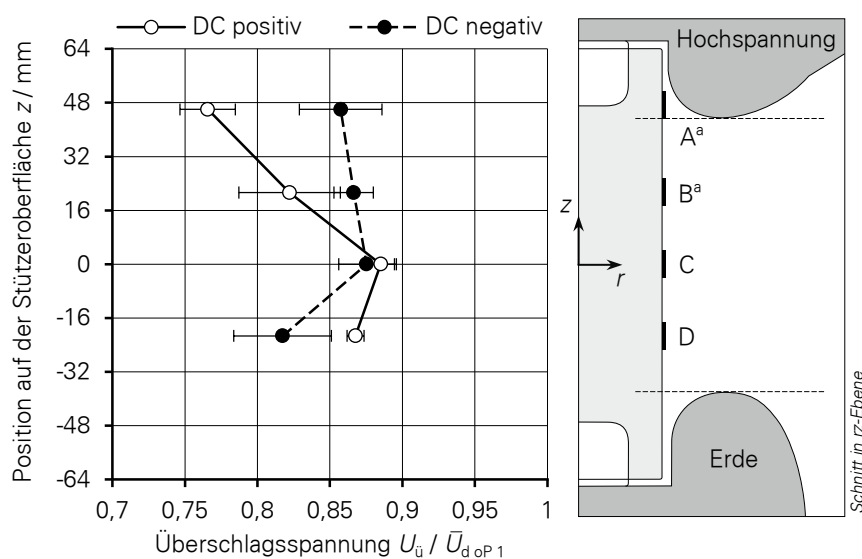


Abbildung 5.2: Mittelwert und Standardabweichung der Überschlagespannung $U_{\bar{u}}$ des Isolators mit einem 8-mm-Partikel an verschiedenen Positionen bezogen auf die mittlere Durchschlagsspannung $\bar{U}_{d o P 1}$ ohne Partikel bei 0,1 MPa SF₆

5.1.3 Einfluss des Partikelpotenzials

An einem Partikel auf freiem Potenzial bilden sich nach Erreichen der Einsetzspannung an beiden Enden unterschiedliche Raumladungsstrukturen aus. Diese stabilen Teilentladungen bestimmen polaritätsabhängig den Überschlagsprozess. Je nach Position des Partikels relativ zu den Elektroden wirkt es wie eine vorgeschobene Spitze, sodass sich die gleichen Polaritätseffekte wie bei Störstellen mit Elektrodenkontakt ergeben (Abbildung 5.3). Demnach ist die negative Überschlags- bzw. Durchschlagsspannung einer stark inhomogenen oder gestört schwach inhomogenen Anordnung höher als die positive, da vor der negativen Spitze stabilere Raumladungen gebildet werden [Mos-79b]. Vergleichend zu den Partikeln in den Positionen A^a und B^a werden zwei Störstellen in den Positionen A^b und B^b so angebracht, dass jeweils ein Partikelende mit der Hochspannungselektrode kontaktiert ist. Das jeweils andere Partikelende befindet sich auf gleicher Höhe z wie bei den Partikeln auf freiem Potenzial.

In Position A ist die Überschlagsspannung ohne Elektrodenkontakt (A^a) niedriger als die mit Elektrodenkontakt (A^b), obwohl der Überschlagsweg fast identisch ist. Allerdings ist das elektrische Feld an der Partikelspitze in Position A^b mit Elektrodenkontakt größer als in Position A^a ohne Elektrodenkontakt. Deshalb setzen die Teilentladungen bei einer geringeren Spannung ein. Die Raumladungsstrukturen können sich durch den frühen Entladungseinsatz und den Kontakt zur Elektrode stabiler ausbilden, was zu einer höheren Überschlagsspannung als mit dem Partikel auf freiem Potenzial (A^a) führt. Obwohl die Partikel in A^a und A^b bündig mit der Hochspannungselektrode abschließen, wird die Überschlagsspannung um (10...24) % gegenüber dem ungestörten Fall reduziert. Das Partikel auf freiem Potenzial ist dabei der kritischere Fall.

Der Unterschied der Überschlagsspannungen in den Positionen B ist sehr groß, da in Position B^b mit Kontakt zur Hochspannungselektrode der Überschlagsweg deutlich geringer ist. Der Überschlag erfolgt bereits bei ca. 50 % der Durchschlagsspannung ohne Partikel. Der Einfluss des Partikels ohne Elektrodenkontakt (B^a) ist vergleichbar mit dem der Positionen A.

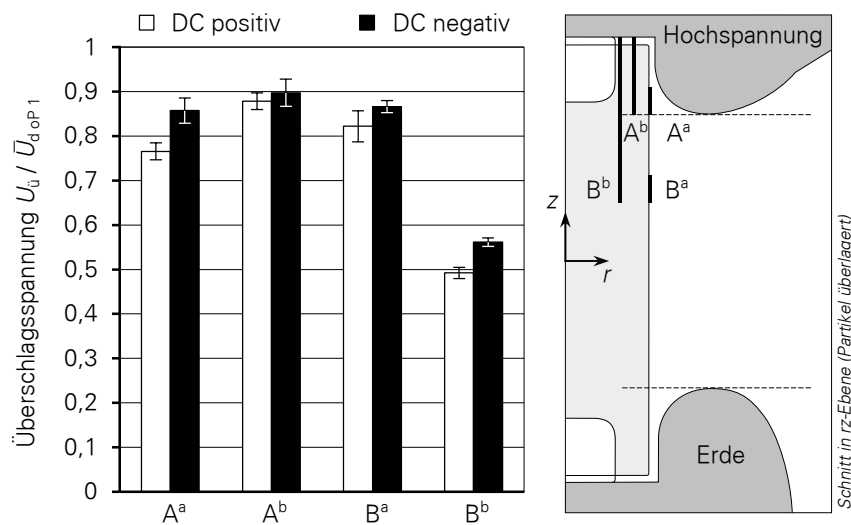


Abbildung 5.3: Mittelwert und Standardabweichung der Überschlagsspannung U_i des Isolators mit einem 8-mm-Partikel auf freiem Potenzial in den Positionen A^a und B^a und mit Elektrodenkontakt in A^b und B^b bezogen auf die mittlere Durchschlagsspannung ohne Partikel \bar{U}_{dOP1} bei 0,1 MPa SF₆

5.1.4 Einfluss des Gasdrucks

Innerhalb des praxisrelevanten Druckbereichs bis 0,8 MPa zeigen ungestörte, schwach inhomogene Anordnungen mit polierten Elektroden eine nahezu lineare Abhängigkeit der elektrischen Festigkeit vom Gasdruck [Mos-79b]. Feste Störstellen auf Isolatoren ab drei Millimetern Länge verringern jedoch das Isolationsvermögen. Die an den Partikelspitzen auftretenden Teilentladungen erzeugen bei niedrigen Isoliergasdrücken bis 0,3 MPa kräftige Raumladungen, die das Feld homogenisieren und eine starke Reduktion des Isolationsvermögens verhindern. Einsetz- und Überschlagsspannung unterscheiden sich dabei erheblich. Bei Drücken ab 0,3 MPa verliert die Glimmentladung an Stabilität und damit die Raumladungswolke ihre homogenisierende Wirkung (Abbildung 5.4). Unabhängig vom Absolutwert der Spannungen kann kein prinzipiell unterschiedliches Verhalten bei positiver und negativer Gleichspannung festgestellt werden.

Der Berechnung der Einsetzspannung U_i (vgl. Abschnitt 2.5.2) liegt ein dreidimensionales Modell zur Ermittlung der Feldstärke zugrunde. Die Druckabhängigkeit ist implizit im Streamerkriterium über die zum Gasdruck proportionale Gasfestigkeit ($E_{di} \cdot p$) enthalten. Rechnerisch ergibt sich ein annähernd linearer Anstieg der Einsetzspannung mit dem Druck (Abbildung 5.4). Der Vergleich mit den Messwerten zeigt, dass mit der Berechnung die untere Grenze der Einsetzspannung abgeschätzt werden kann. Es ist davon auszugehen, dass durch die hohen mikroskopischen Feldstärken an den Partikelspitzen bereits während der Spannungssteigerung unterkritische Lawinen entstehen. Die damit verbundenen Raumladungswolken schirmen die starken Feldstörungen ab, wodurch der sicht- und messbare Teilentladungseinsatz erst bei höheren Spannungen erfolgt. Mit zunehmendem Gasdruck steigt die gemessene Einsetzspannung nur unterproportional. Ab 0,3 MPa erhöht sie sich trotz eines weiteren Druckanstiegs nicht wesentlich. Bei 0,5 MPa kann weder per Strommessung noch optisch ein Teilentladungseinsatz am Partikel vor dem Überschlag erfasst werden, sodass die Einsetzspannung der Überschlagsspannung entspricht.

Die Abweichung zwischen gemessener und berechneter Einsetzspannung wird ab 0,3 MPa mit steigendem Druck geringer. Das deutet daraufhin, dass die Abschirmwirkung der unterkritischen Lawinen verloren geht. Ursache ist die bei hohem Druck verkürzte, mittlere freie Weglänge durch die die Zone der unterkritischen Ladungsträgervermehrung und damit das Gebiet mit feldvergleichmäßiger Wirkung kleiner ist. Eine Veränderung der dominierenden Prozesse bei einem Gasdruck um 0,3 MPa ist auch aus anderen Arbeiten [Kie-73, Sch-99] bekannt. Aus den Untersuchungen dieser Arbeit lässt sich vermuten, dass die gemessene Zündspannung mit weiterer Druckerhöhung oberhalb von 0,5 MPa nicht wesentlich ansteigt. Dadurch entsteht eine größere Abweichung zu den berechneten Werten, die einen weiteren Anstieg vorhersagen. Vergleichbare Ergebnisse sind in [Kie-73] zu finden. Demnach wirken sich bei noch höheren Drücken zusätzliche Störungen innerhalb der kritischen Wegstrecke im Mikrometerbereich aus.

Die Überschlagsspannung $U_{\bar{u}}$ steigt bis ungefähr 0,2 MPa nahezu proportional mit dem Gasdruck an. Da die Überschlagsspannungen bei 0,2 MPa und 0,25 MPa aufgrund der Beschränkungen durch die Anlage nicht ermittelt werden konnten, wird vermutet, dass sich in diesem Bereich das Maximum der Überschlagsspannung einstellt (gestrichelte Linie in Abbildung 5.4). Um 0,275 MPa erfolgen einige Überschläge mit und andere ohne vorangegangene Teilentladungen. Ohne den Stabilisierungseffekt ist die Überschlagsspannung deutlich niedriger (Abbildung 5.4).

Durch die stark vom Isoliergasdruck abhängige Ausprägung der Glimmentladung stellt sich ein charakteristischer Maximum-Minimum-Verlauf ein [Mos-79b, Sch-99]. Mit steigendem Druck wird einerseits die umgesetzte Summenladung als zeitliches Integral des gesamten Entladungsstroms zwischen Einsetz- und Überschlagsspannung geringer, sodass die Entladung erst bei höheren Spannungen instabil wird. Andererseits verringert sich gleichzeitig die räumliche Ausdehnung der Glimmentladung, da die mittlere freie Weglänge geringer ist und sich damit die kritische Wegstrecke verkürzt. Dadurch erhöht sich die Feldstärke, sodass die Entladung bereits bei geringeren Spannungen instabil wird. Diese beiden gegenläufigen Tendenzen überlagern sich, wobei erstere bei niedrigeren Drücken und letztere bei höheren Drücken dominiert. Deshalb bleibt ein weiterer Druckanstieg ohne den gewünschten Effekt der Erhöhung des Isolationsvermögens. [Mos-79b]

Ab 0,3 MPa fallen Einsetz- und Überschlagsspannung zusammen, sodass das Minimum des charakteristischen Verlaufs erreicht ist [Mos-79b]. Durch den hohen Gasdruck kann sich eine gezündete Streamerentladung nicht mehr über die Ausbruchsentladung zu einer Glimmentladung stabilisieren und führt zum sofortigen Versagen der Isolierstrecke. Die Überschlagsspannung bei 0,5 MPa liegt in der untersuchten Anordnung dann im Bereich der Werte wie bei 0,125 MPa.

Vergleichende Untersuchungen mit Blitzimpulsspannung unterstreichen die Wirkung der Koronastabilisierung. Bei derart kurzen Anstiegszeiten der Spannung können sich keine Glimmentladungen ausbilden [Mos-79b, Hin-02], sodass die sehr hohen Feldstärken an den Partikelspitzen nicht durch Raumladungsstrukturen abgeschwächt werden. Deshalb entspricht die Überschlagsspannung bei Blitzimpulsbelastung etwa der Einsetzspannung bei Gleichspannung. Sie nimmt mit wachsendem Isoliergasdruck nur wenig zu. Dieses Verhalten bestätigt die Untersuchungen von [Mos-79b, Ten-97, Sch-99, Ima-01]. Allerdings wurde die Überschlagsspannung im Spannungssteigerungsversuch ermittelt, sodass sich durch vorangegangene Impulse Ladungen auf der Isolatoroberfläche vor den Partikelspitzen ansammeln und diese abschirmen [Sch-99]. Dadurch liegen die Messwerte ebenfalls oberhalb des berechneten Teilentladungseinsetzes.

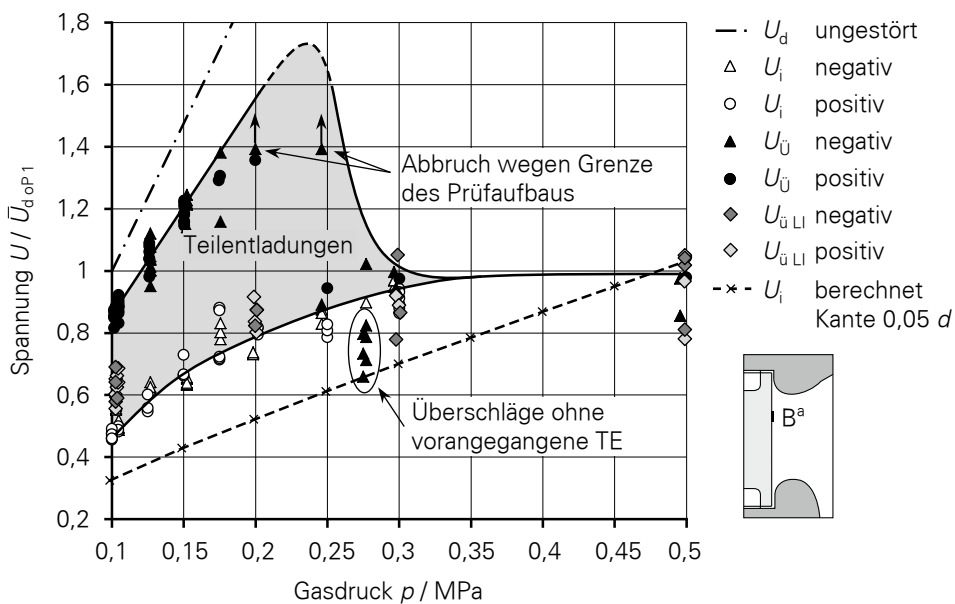


Abbildung 5.4: Überschlagsspannung $U_{\bar{U}}$ und Einsetzspannung U_i des Isolators mit einem 8 mm langen Partikel in Position B^a abhängig vom Gasdruck p bezogen auf die mittlere Durchschlagsspannung ohne Partikel \bar{U}_{dOP1} bei 0,1 MPa SF₆

5.2 DETEKTION BEI GLEICHSPANNUNG

Metallische Partikel auf Isolatoren in GIS verringern ab einer Länge von drei Millimetern das Isolationsvermögen und erfordern deshalb eine effektive Diagnostik. Ob des fehlenden Phasenbezugs ergeben sich unter Gleichspannung Schwierigkeiten bei der Interpretation der Teilentladungssignale. Neben klassischen Ansätzen nach IEC 60270 und im UHF-Bereich werden die Möglichkeiten der Teilentladungsstrommessung und der optischen Beobachtung mit einer Kamera untersucht.

5.2.1 Optische Detektion

Sobald die Einsetzfeldstärken an den Partikelspitzen überschritten werden, können mit dem Kamerasystem Glimmentladungen beobachtet werden (Abbildung 5.5). Die optisch bestimmten Einsetzspannungen stimmen mit den über die Strommeselektrode ermittelten sehr gut überein. Bei Partikeln unter 3 mm Länge treten keine sichtbaren Teilentladungen vor dem Durchschlag auf, was die Strommessung ebenfalls bestätigt. Die Feldstörung derartig kleiner Partikel ist nicht ausreichend, um die Durchschlagsspannung zu verringern (vgl. Abbildung 5.1).

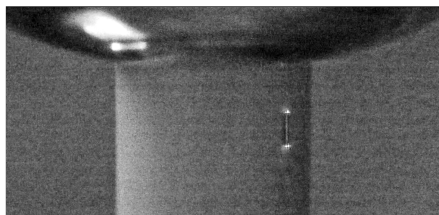
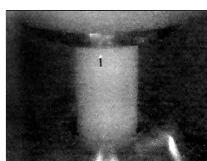
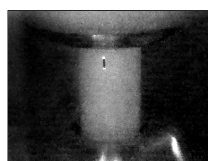


Abbildung 5.5: Glimmentladungen am Partikel bei 0,1 MPa

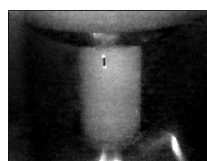
An der Grenze zum Entladungseinsatz lässt sich ein unregelmäßiges Wiederspülen und Löschen der Entladungen beobachten. Bei deutlicher Spannungssteigerung sind die Glimmentladungen bei niedrigen Gasdrücken bis 0,25 MPa sehr stabil. Je höher die Spannung ist, desto heller und ausgedehnter erscheinen die Entladungen (Abbildung 5.6) bis der Überschlag eintritt.



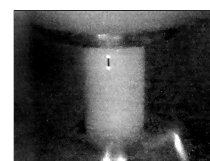
(a) $U = U_i$



(b) $U = 1,15 \cdot U_i$



(c) $U = 1,23 \cdot U_i$



(d) $U = 1,32 \cdot U_i$

Abbildung 5.6: Entwicklung der Glimmentladungen an einem 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa (negative DC)

Ab einem Gasdruck von 0,275 MPa verlieren die kugelförmigen Glimmentladungen ihre Stabilität. Beim Entladungseinsatz leuchtet zunächst die der negativen Elektrode zugewandte Partikelspitze auf. Wird die Spannung weiter erhöht, setzen auch an der anderen Partikelspitze Entladungen ein. Jedoch ist kein gleichmäßiges Glimmen mehr zu beobachten. Die Entladungen setzen in unregelmäßigen Abständen aus und zünden erneut. Durch den höheren Gasdruck wird die Glimmentladung zusammengeschnürt und es wachsen daraus erste kurze Streamer. Nach einer Verweildauer von wenigen Minuten in diesem Zustand erfolgt der Überschlag ohne weitere Span-

nungssteigerung aus der instabilen Entladung heraus. Bei 0,5 MPa können keine Teilentladungen mehr beobachtet werden, da der Überschlag unmittelbar durch die erste Zündung initiiert wird.

5.2.2 Messung des Teilentladungsstroms

Das Kamerasystem ermöglicht es, das Entladungsverhalten an der Störstelle zu beobachten, während der Teilentladungsstrom gemessen wird. Dabei kann eine sehr gute Korrelation beider Verfahren festgestellt werden. Sobald Glimmentladungen an den Partikelspitzen sichtbar werden, steigt der gemessene Strom sprunghaft an. Wird die Spannung weiter gesteigert, erhöht sich auch der Strom (Abbildung 5.7) und die Entladungen erscheinen ausgeprägter und lichtstärker (vgl. Abbildung 5.6). Sobald die Entladungen wieder verlöschen, fällt auch der Strom auf Null ab.

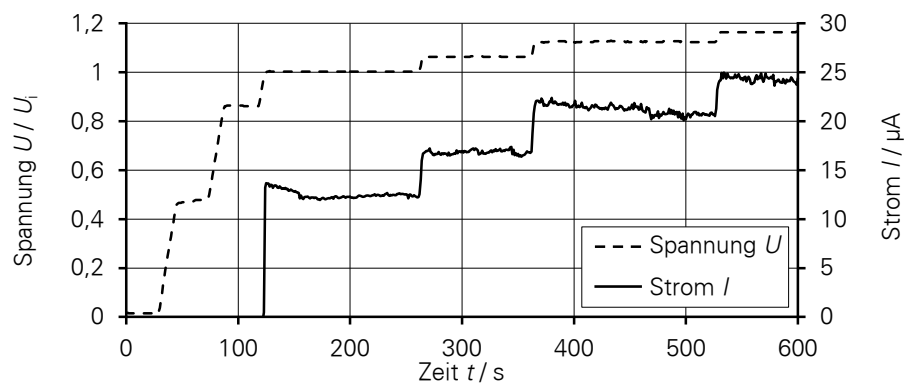


Abbildung 5.7: Strom- und Spannungsverlauf bei Entladungen an einem 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa

Bei höheren Drücken wird die nahezu impulslose Korona an den Partikelspitzen instabil. Das auf Gleichströme ausgelegte Strommesssystem mit Tiefpasscharakter (Grenzfrequenz ca. 10 Hz) erfasst die auftretenden impulsförmigen Entladungen mit hochfrequenten Signalanteilen nicht mehr ausreichend. Der gemessene Strom wird damit zu einem Maß für die Stabilität der Teilentladungen. Ein bei 0,3 MPa nach Entladungseinsatz gemessener Strom ist im Vergleich zu Untersuchungen bei 0,1 MPa deutlich geringer und weist bei konstanter Spannung stärkere Schwankungen auf (Abbildung 5.8). Das bereits optisch beobachtete instabile Entladungsverhalten mit Impulscharakter bei Drücken oberhalb von 0,275 MPa wird damit bestätigt.

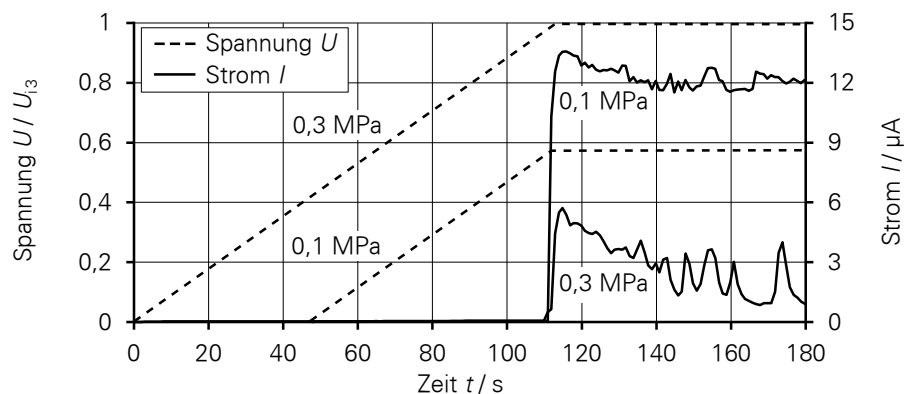


Abbildung 5.8: Mit Tiefpassschaltung gemessener Teilentladungsstrom bei Spannungssteigerung bis zum Teilentladungseinsatz für ein 8-mm-Partikel in Position B^a bei 0,1 MPa und 0,3 MPa

5.2.3 Konventionelle Teilentladungsdetektion

Unter Wechselspannungsbelastung generieren Störstellen auf Isolierstoffoberflächen oberhalb der Einsetzspannung spezifizierbare Teilentladungssignale. Die gemessene scheinbare Ladung q der Entladungen ist dabei hinreichend größer als der Grundstörpegel. Für ein 8-mm-Partikel in Position B^a bei 0,1 MPa SF₆ ergibt sich ein typisches phasenaufgelöstes Teilentladungsmuster (Abbildung 5.9, oben). Durch die vorhandene Isolierstoffoberfläche ist das Muster um mehr als 60 Grad gegenüber einer störstellenbehafteten Anordnung ohne Isolator verschoben [Ten-97].

Für Gleichspannungssysteme stellt der fehlende Phasenbezug eine der größten Herausforderungen bei der Identifikation von Defekten dar. Eine gleichmäßig brennende und vergleichsweise impulslose Glimmentladung kann mit konventionellen, impulsbasierten Messverfahren nicht detektiert werden. Die Ergebnisse der Teilentladungsmessung unter Gleichspannungsbelastung bei 0,1 MPa vor und nach Entladungseinsatz unterscheiden sich deshalb nicht signifikant (Abbildung 5.9, Mitte).

Sowohl die Messung des Teilentladungsstrom als auch die Beobachtung per Kamerasystem haben gezeigt, dass die Entladungen an den Partikelspitzen bei höheren Gasdrücken an Stabilität verlieren. Die schwankende Intensität zwischen Verlöschen und Neuzünden erzeugt Ein- und Aussetzimpulse, die detektiert werden können. Damit grenzt sich das Teilentladungsbild oberhalb der Einsetzspannung zum Beispiel bei 0,3 MPa Gasdruck deutlich von dem ohne Teilentladungen ab (Abbildung 5.9, unten). Instabile Entladungen am Partikel können unter Gleichspannung demnach detektiert werden. Allerdings ist die Amplitude der gemessenen scheinbaren Ladung erheblich geringer als bei Wechselspannung und liegt dabei nur wenig über dem Grundstörpegel. Eine Identifizierung der Defektart ist mit den Teilentladungsbildern ohne Phasenbezug nicht möglich.

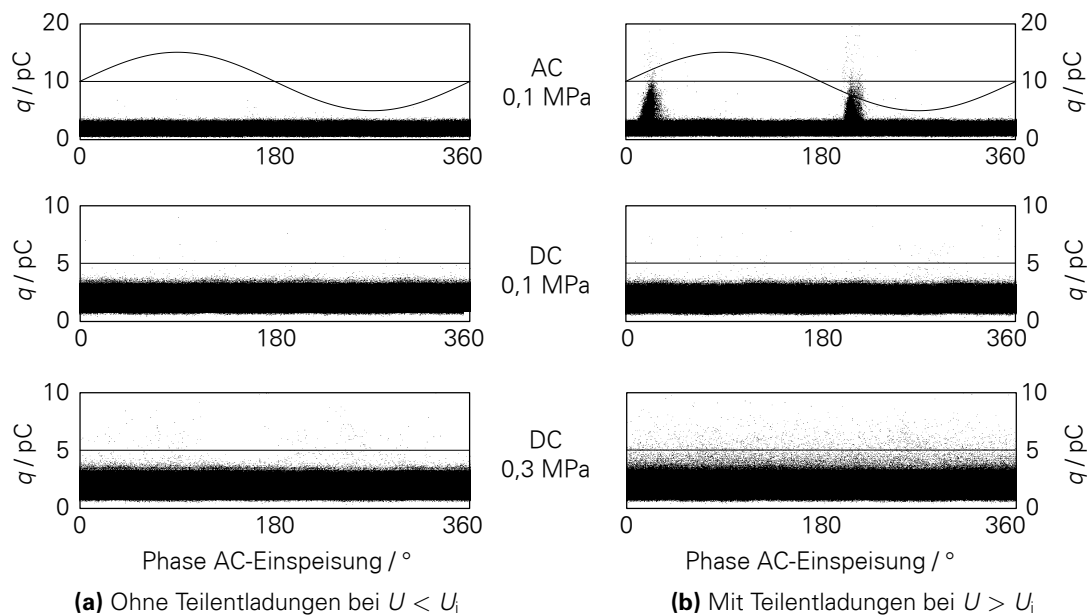


Abbildung 5.9: Nach IEC 60270 gemessene scheinbare Ladung vor und nach dem Einsetzen der Entladungen an einem 8-mm-Partikel bei Wechsel- und Gleichspannung für die Drücke 0,1 MPa und 0,3 MPa

5.2.4 Detektion im UHF-Bereich

Zunächst wird das Frequenzspektrum ohne aktive Teilentladungsquelle im Bereich von 100 MHz bis 1,8 GHz am Sensor U01 (vgl. Abbildung 3.3a) aufgenommen (Abbildung 5.10a). Die untere Linie zeigt als einzelner Frequenzdurchlauf (*single sweep*) konstant sendende Rauschquellen, wie Signale des terrestrischen Fernsehens und der mobilen Kommunikation. Die obere Linie ist die maximale Signalamplitude mehrerer Frequenzdurchläufe (*max hold*). Sie beinhaltet auch selten auftretende Ereignisse.

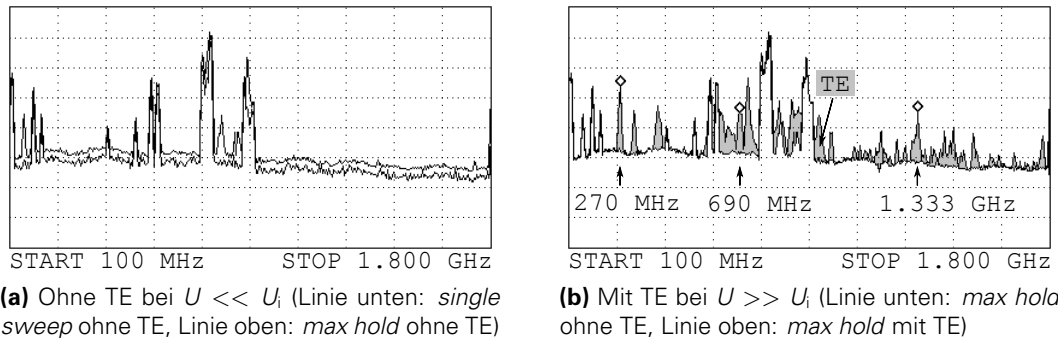


Abbildung 5.10: Gemessenes Frequenzspektrum am Sensor U01

Sobald die anliegende Spannung die Einsetzspannung an den Spitzen des 8-mm-Partikels in Position B^a bei 0,1 MPa überschreitet, sind die Teilentladungssignale im Frequenzspektrum sichtbar (Abbildung 5.10b). Die zeitliche Auswertung der Signale (*zero span*) bei ausgewählten Mittenfrequenzen zeigt jeweils sehr unterschiedliche Erscheinungsbilder (Abbildung 5.11).

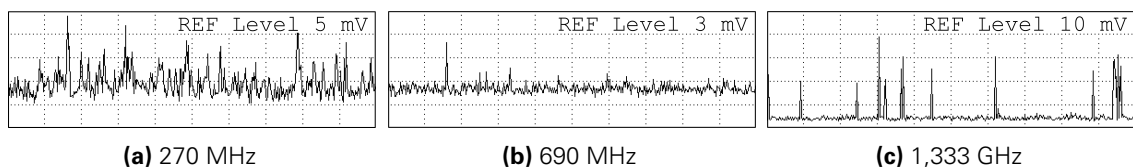


Abbildung 5.11: Zero span des Signals am Sensor U01 bei aktiver TE-Quelle ($U \gg U_i$) bei verschiedenen Mittenfrequenzen, Bandbreite: 3 MHz, Aufzeichnungszeit: 34 ms

Mit einem Oszilloskop wird die Pulsfolge schmalbandig, z. B. bei 1,333 GHz, aufgezeichnet. Zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Messungen über 500 ms zeigen keine erkennbaren Regelmäßigkeiten oder Muster (Abbildung 5.12), wie das aus Untersuchungen bei Wechselspannungsbelastung bekannt ist. Die Signale ändern sich trotz gleichbleibender äußerer Randbedingungen nicht nur innerhalb weniger Sekunden in zufälliger Weise, sondern auch grundlegend im Minutenzeitraum. So liegen z. B. zwischen den Spektren der Abbildungen 5.10b und 5.13a etwa 30 Minuten.

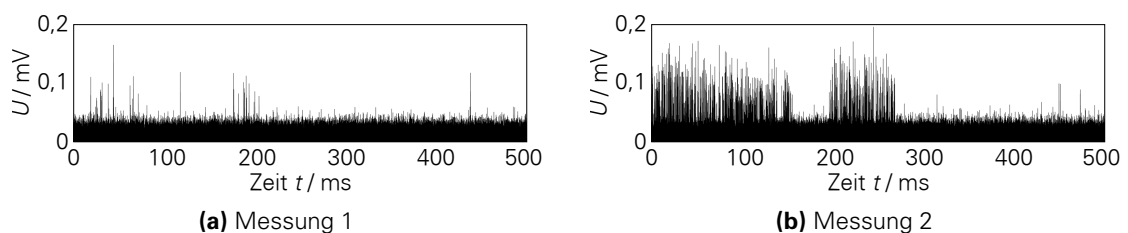


Abbildung 5.12: Teilentladungssignal im Zeitbereich bei 1,333 GHz bei aufeinanderfolgenden Messungen

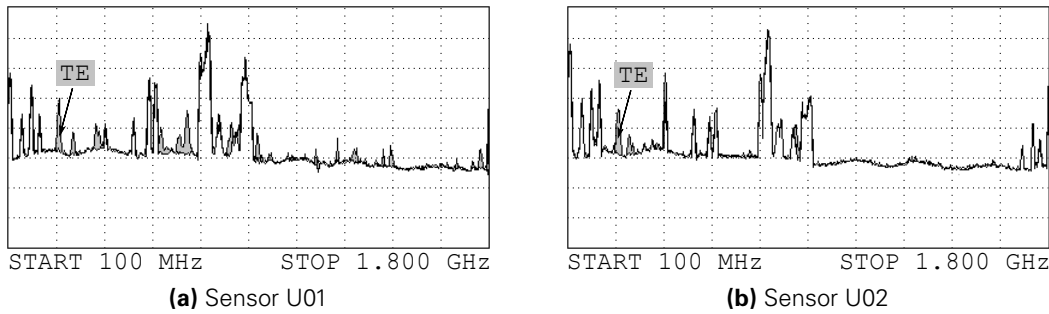


Abbildung 5.13: Gemessenes Frequenzspektrum mit aktiver Teilentladungsquelle bei $U \gg U_i$ (Linie unten: *max hold* ohne TE, Linie oben: *max hold* mit TE)

Obwohl der UHF-Sensor U01 im selben Gasraum installiert ist, in dem sich das feste Partikel auf dem Isolator befindet, ist das empfangene Signal sehr schwach (Abbildung 5.13a). Der zweite UHF-Sensor U02 im angrenzenden Gasraum zeigt aufgrund der Dämpfung kaum mehr erkennbare Signalamplituden (Abbildung 5.13b).

Werden UHF-Signal und gemessener Emissionsstrom korreliert, so zeigt sich eine eindeutige Übereinstimmung bei der Detektion des Teilentladungseinsatzes (Abbildung 5.14). Folglich kann eine Störstelle mit Messungen im UHF-Bereich prinzipiell erkannt werden. Eine Identifizierung der Defektart ist jedoch nach aktuellem Stand nicht möglich.

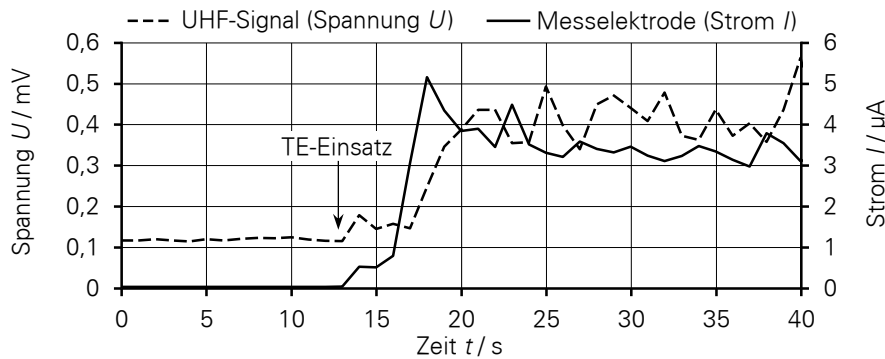


Abbildung 5.14: UHF-Signal (Mittenfrequenz: 270 MHz) und Strom der Messelektrode nach Einsatz instabiler Entladungen am Partikel bei 0,25 MPa SF₆

5.3 ÜBERSCHLAGSVERHALTEN BEI MIT BLITZIMPULSSPANNUNG ÜBERLAGERTER GLEICHSPANNUNG

Glimmentladungen an Feldstörungen, wie z. B. an Partikeln, haben einen positiven Einfluss auf die Höhe der Überschlagsspannung. Die bei Gleichspannung auftretenden Raumladungen verhindern ein starkes Absinken des Isolationsvermögens. Die Überschlagsspannung ist bei 0,1 MPa gegenüber der ungestörten Anordnung nur um ca. 15 % vermindert. Bei Blitzimpulsspannung hingegen können sich aufgrund der kurzen Anstiegszeiten keine Glimmentladungen an den Partikelspitzen ausbilden, sodass das Isolationsvermögen um bis zu 45 % geringer ist als ohne Partikel (vgl. Abbildung 5.4 und Untersuchungen in [Sch-99]).

Die Belastung eines Betriebsmittels im Energieübertragungssystem bei einem Blitzeinschlag in eine Freileitung kann durch die Überlagerung der anliegenden Gleichspannung mit einem Blitzimpuls nachgebildet werden. Es wird erwartet, dass sich das Vorhandensein einer Glimmentladung durch eine bereits anliegende Gleichspannung positiv auf das Isolationsvermögen bei überlagerter Blitzimpulsspannung auswirkt. Die Überschlagsversuche werden deshalb vergleichend für Gleichspannungen unter- und oberhalb der Teilentladungseinsetzspannung durchgeführt. Für praxisrelevante Schlagweiten erfolgen die Untersuchungen im Standardprüfgefäß.

5.3.1 Versuchsdurchführung und prinzipielles Verhalten

Die Überschlagsspannungen für einen Isolator mit einem acht Millimeter langen Partikel bei 0,1 MPa werden im Spannungssteigerungsversuch ermittelt. Um den Einfluss der Partikellänge und des Gasdrucks zu bewerten, werden exemplarische Untersuchungen mit dem 8-mm-Partikel bei 0,5 MPa, sowie mit einem 3-mm-Partikel bei 0,1 MPa durchgeführt.

Bei reiner Gleichspannung beträgt die Spannungssteigerungsgeschwindigkeit ca. 3,5 kV/s. Bei reiner Blitzimpulsspannung wird nach jedem Impuls ohne Überschlag der Scheitelwert für den nächsten Impuls um 5 kV erhöht. Bei Mischspannungsbelastung wird eine definierte Gleichspannung ober- oder unterhalb der Teilentladungseinsetzspannung eingestellt. Durch Spannungssteigerung der Blitzspannung wird die Überschlagsspannung ermittelt. Der Abstand zwischen den Impulsen beträgt ca. 35 s. Die Pausenzeit zwischen zwei Überschlagsversuchen beträgt für eine Messreihe ohne Prüflingswechsel etwa sechs Minuten. Bei niedrigen Gasdrücken können bis zu zehn unabhängige Messwerte je Messreihe aufgenommen werden ohne den Prüfling reinigen oder wechseln zu müssen. Bei einem Gasdruck von 0,5 MPa hingegen ist nur ein Messwert je Messreihe möglich, da die stärkeren Überschlagsspuren nachfolgende Versuche beeinflussen.

Der gemessene Emissionsstrom und die optische Beobachtung mit der Kamera durch das Schauglas zeigen an, ob die Überlagerung mit Blitzimpuls mit oder ohne auftretende Koronastabilisierung durch die anliegende Gleichspannung erfolgt.

Die Auswertung der Ergebnisse erfolgt mit der 4-Quadranten-Darstellung (Abbildung 5.15). Dabei beschreibt die Abszisse die Höhe der anliegenden Gleichspannung U_{DC} als Vorbelastung und die Ordinate die vorzeichenrichtig überlagerte Summe aus Gleich- und Impulsspannung U_{Σ} , die zum Überschlag führt. Die Diagonale der Quadranten I und III gibt den Gleichspannungsanteil an.

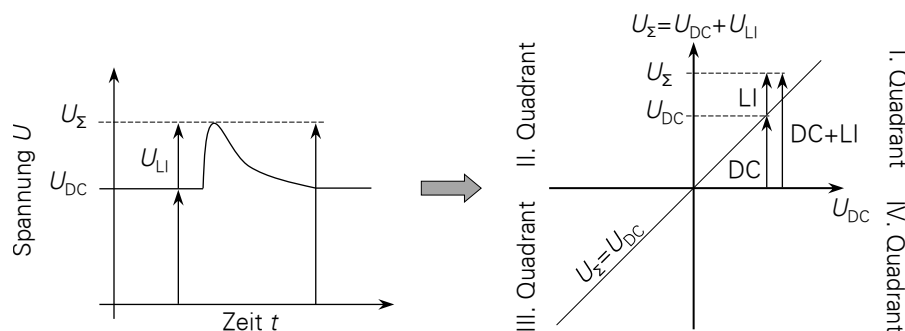


Abbildung 5.15: Prinzip der 4-Quadranten-Darstellung

Messwerte, die direkt auf dieser Hilfslinie liegen, sind Durchschläge bei reiner Gleichspannung. Reine Blitzimpulsdurchschläge ohne Gleichspannungsanteil mit $U_{DC} = 0$ werden demnach auf der Ordinate aufgetragen.

Prinzipiell ergeben sich im ungestörten Fall ohne Partikel etwa gleiche Durchschlagsspannungen bei Gleichspannungs- und Blitzimpulsspannungsbelastung (Abbildung 5.16). Die Absenkung der Überschlagsspannung durch das Partikel bei reiner Blitzimpulsspannung (Ordinate) ist wegen der fehlenden Koronastabilisierung größer als bei reiner Gleichspannung (Diagonale). Die Versuche bei Mischspannung zeigen keine Abhängigkeit der Überschlagsspannung von auftretenden Glimmentladungen (Abbildung 5.16). Das Verhalten wird ausschließlich durch die Wirkung des jeweiligen Gleichspannungsanteils bestimmt und lässt eine klare Unterscheidung zwischen uni- und bipolar zu.

5.3.2 Verhalten bei unipolarer Überlagerung

Bei unipolarer Überlagerung aus Gleich- und Blitzimpulsspannung sind die Überschlagsspannungen größer als bei reiner Blitzimpuls- oder Gleichspannungsbelastung. Dabei werden insbesondere bei kleinen Gleichspannungsanteilen unterhalb der Teilentladungseinsetzspannung U_i die Werte der Überschlagsspannungen ohne Partikel erreicht (Abbildung 5.16). Besonders deutlich ist der Unterschied zwischen der Überschlagsspannung bei 100 % Blitzimpulsanteil und der etwa doppelt so hohen bei ca. 40 % Gleichspannungs- und 60 % Blitzimpulsanteil. Mit weiter zunehmendem Gleichspannungsanteil sinkt die Überschlagsspannung linear leicht ab bis zum Erreichen des Wertes bei reiner Gleichspannung. Eine Abhängigkeit besteht nur vom Wert der anliegenden Gleichspannung, nicht aber von auftretenden Glimmentladungen.

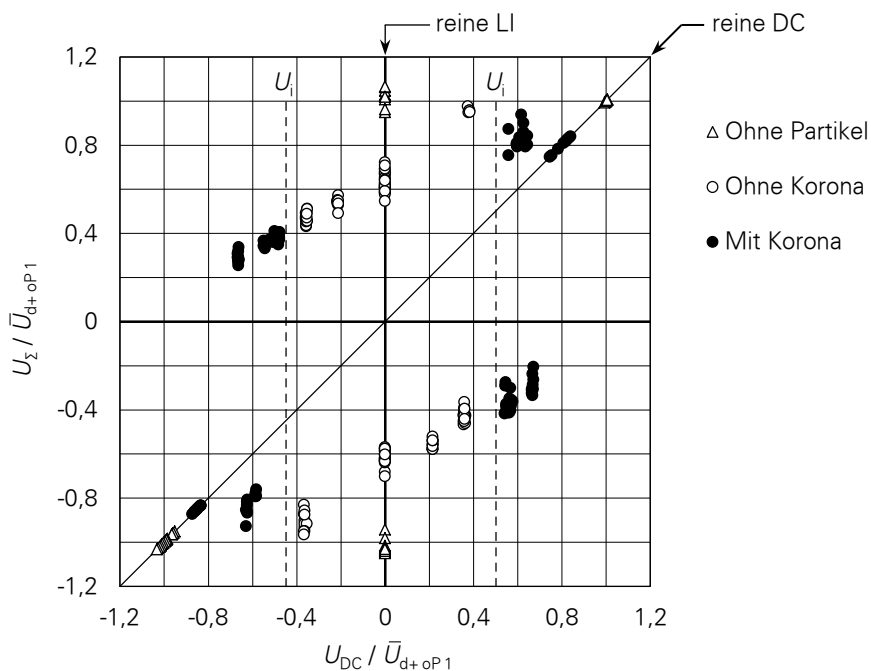


Abbildung 5.16: Überschlagsspannung bei Mischspannung U_{Σ} abhängig vom jeweiligen Gleichspannungsanteil U_{DC} bezogen auf den Mittelwert \bar{U}_{d+oP1} der positiven Durchschlagsspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa: 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa

Vergleichbare Untersuchungen an gestörten schwach inhomogenen Anordnungen mit an der Erdelektrode kontaktierter, fester Störstelle auf dem Isolator in [Ten-97] weisen ein ähnliches Verhalten auf. Versuche mit gestörten schwach inhomogenen Anordnungen ohne Isolator zeigen diese Tendenz aufgrund der fehlenden Isolierstoffoberfläche nicht [Mos-79b, Arn-14]. Stattdessen steigt die Überschlagnspannung mit zunehmendem Gleichspannungsanteil weiter an.

Ursache des beobachteten Verhaltens mit Isolator sind die auf dessen Oberfläche nahe des Partikels akkumulierten Oberflächenladungen. Bereits bei Gleichspannungen unterhalb der Einsetzspannung werden Ladungsträger durch hohe mikroskopische Feldstärken an den Partikelspitzen injiziert. Mögliche Lawinen erreichen dabei nicht die kritische Ladungsträgerzahl, um eine Streamerentladung einzuleiten. Da die Feldstärke vor den Partikelspitzen stark absinkt, lagern sich die Ladungsträger in unmittelbarer Umgebung ab, vergleichmäßigen dadurch das elektrische Feld und führen zu einer hohen Überschlagnspannung. Die Blitzimpulse gleicher Polarität begünstigen durch ihren zusätzlichen gleichpolaren Ladungseintrag die Bedingungen weiter. Bei unipolarer Überlagerung mit Gleichspannungsanteilen oberhalb der Einsetzspannung kann das dazu führen, dass die Glimmentladungen verlöschen, weil die Feldstärke nahe des Partikels durch die Oberflächenladungen unter die Einsetzfeldstärke gesenkt worden ist (siehe Abschnitt 5.3.6). Typischerweise setzen die Entladungen auch bei weiterer Erhöhung der anliegenden Gleichspannung nicht wieder ein. Nur ein Überschlag oder ein zwischenzeitliches Erden neutralisiert die Oberflächenladungen, sodass die Koronaentladungen bei erneuter Steigerung der Gleichspannung auf die reproduzierbare Teilentladungseinsetzspannung wieder einsetzen.

Die Entladungsspuren auf der Oberfläche bestätigen den Einfluss der angelagerten Oberflächenladungen auf das Überschlagnverhalten. Aufgrund der Oberflächenladung verlässt der Entladungskanal die Störstelle in einem steilen Austrittswinkel relativ zur Rotationsachse des Partikels und umgeht die Ladungszone [Hin-02]. Unmittelbar vor der positiven Partikelspitze sind deshalb keine Überschlagnspuren zu erkennen. Sie treten erst in einiger Entfernung auf (Abbildung 5.17a) oder bilden sich auf der Oberfläche durch die Nähe zur Elektrode gar nicht erst ab (Abbildung 5.17b).

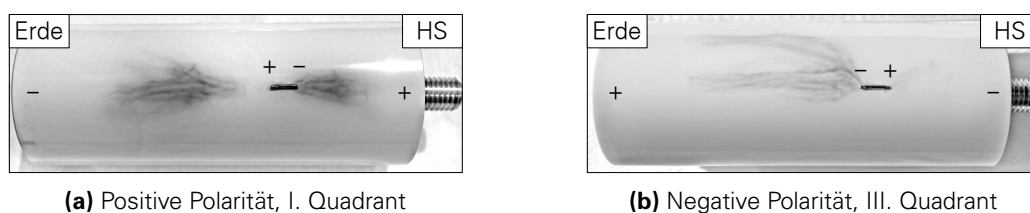


Abbildung 5.17: Entladungsspuren nach unipolarer Überlagerung mit 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa

Der feldschwächende Einfluss der Oberflächenladungen bei unipolarer Überlagerung kann durch Untersuchungen des Entladungsstroms nachgewiesen werden (siehe Abschnitt 5.3.6). Mit steigendem Stoßspannungsanteil verringert sich die Teilentladungsintensität, was mit einer stetigen Abnahme des Emissionsstroms einhergeht. Trotz der bereits verloschenen Glimmentladungen ist die Überschlagnspannung dabei genauso hoch wie mit Korona. Dieses Verhalten zeigt, dass die stabilisierende und vergleichmäßigende Wirkung auf das elektrische Feld nicht ausschließlich bei sicht- und messbaren Glimmentladungen auftritt, sondern unabhängig von der Korona auf die Anlagerung von Oberflächenladungen zurückzuführen ist.

5.3.3 Verhalten bei bipolarer Überlagerung

Bei bipolarer Überlagerung ist ein gänzlich anders Verhalten zu beobachten. Je höher die anliegende Gleichspannung ist, desto höher ist zwar der für den Überschlag notwendige Blitzimpuls, desto geringer ist jedoch der Wert der Überschlagsspannung. Dabei hat die bipolare Summe aus Gleich- und Blitzimpulsspannung die entgegengesetzte Polarität zur anliegenden Gleichspannung (vgl. Abbildung 3.7). Der Überschlag erfolgt somit durch die Invertierung des Feldes. Die resultierende Überschlagsspannung nimmt mit zunehmendem Gleichspannungsanteil linear ab (Abbildung 5.16). Durch ein 8-mm-Partikel wird die Überschlagsspannung bei 0,1 MPa Gasdruck im Vergleich zur Anordnung ohne Partikel um bis zu 70 % herabgesetzt. Diese drastische Reduzierung des Isolationsvermögens ist polaritätsunabhängig. Ein Einfluss der oberhalb der Einsetzspannung auftretenden Glimmentladungen existiert nicht.

Die Entladungsspuren bei bipolarer Überlagerung zeigen keine Unterschiede zwischen dem II. und dem IV. Quadranten (Abbildungen 5.18a und 5.18b). Allerdings zerstört die Feldinvertierung die Oberflächenladungen vor den Partikelspitzen, sodass der Entladungskanal im Gegensatz zum unipolaren Fall parallel zur Oberfläche verlaufen kann und die Spuren direkt am Partikel beginnen.

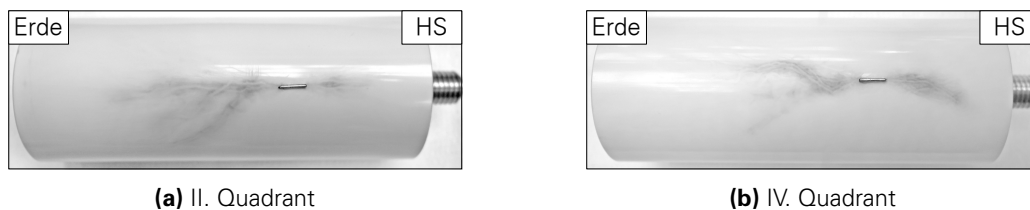


Abbildung 5.18: Entladungsspuren nach bipolarer Überlagerung mit 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa

Die überlagerten Impulse führen zu Intensitätsschwankungen der Entladungen oberhalb der Teilentladungseinsetzspannung, die anhand des gemessenen Emissionsstroms genauer analysiert werden können (siehe Abschnitt 5.3.6). Dabei zerstören die Impulse der entgegengesetzten Polarität die durch die Gleichspannung aufgebauten Raumladungsstrukturen. Die stabilisierende Wirkung fehlt, sodass die Überschlagsspannung deutlich niedriger ist. Bei Impulsen kurz vor Erreichen der Überschlagsspannung können bei bipolarer Überlagerung zum Teil unvollständige Überschlüge beobachtet werden (Abbildung 5.19), wie sie für Belastungen mit steilen Stoßspannungen typisch sind [Ten-97]. Dabei kommt es zwar zum Einsetzen des Streamers, aber nicht zur Ausbildung eines Leaders während der Streamer-Leader-Übergangsphase, da die umgesetzte Energie durch die sehr steile Stirn zu gering ist und keine Thermoionisation stattfinden kann.

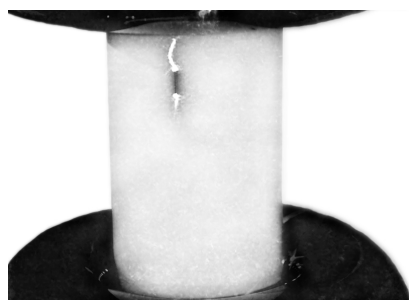


Abbildung 5.19: Vorentladungen bei bipolarer Überlagerung

5.3.4 Einfluss von Gasdruck und Partikellänge

Bei Gasdrücken über 0,3 MPa treten in der untersuchten Anordnung mit einem acht Millimeter langen Partikel keine (sicht- und messbaren) Entladungen vor dem Überschlag auf (vgl. Abschnitt 5.1.4). Deshalb wird das Verhalten bei einem praxisrelevanten Druck von 0,5 MPa im Quadranten II für das bipolare und im Quadranten III für das unipolare Verhalten stellvertretend untersucht (Abbildung 5.21). Es ergeben sich für beide Überlagerungsmöglichkeiten die gleichen Tendenzen wie bei 0,1 MPa. Bei der unipolaren Überlagerung sind die Überschlagsspannungen genauso hoch wie bei reiner Blitzimpulsbelastung. Im bipolaren Fall sinkt die Überschlagsspannung mit zunehmendem Gleichspannungsanteil ab. Dass bei Drücken über 0,3 MPa keine Glimmentladungen auftreten und sich dennoch die gleichen Tendenzen zeigen, unterstreicht, dass die Überschlagsspannung durch die von der anliegenden Gleichspannung aufgebauten und den überlagerten Blitzimpulsen beeinflussten Oberflächen- und Raumladungsstrukturen bestimmt wird.

Trotz des fünffachen Gasdrucks sind die Überschlagsspannungen gegenüber denen bei 0,1 MPa nur leicht erhöht, was die Gefährlichkeit derartiger Störstellen bei hohem Druck betont. Auf dem Isolator zeichnen sich starke Entladungsspuren mit engen Kanälen ab (Abbildung 5.20a). Eine einfache Reinigung reicht nicht aus, um nachfolgende Versuche unbeeinflusst durchführen zu können. Das neue Partikel muss wenigstens horizontal verschoben neu angebracht werden.

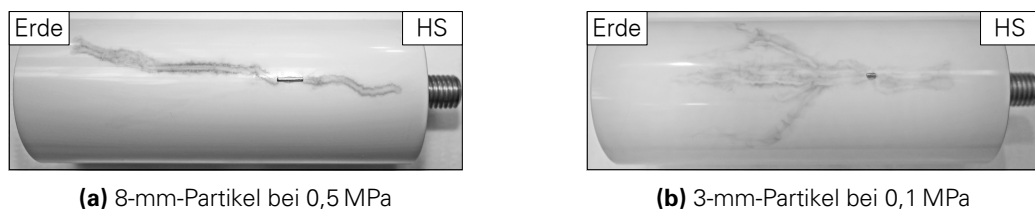


Abbildung 5.20: Entladungsspuren auf der Isolatoroberfläche

Auch für ein kürzeres, drei Millimeter langes Partikel ergibt sich prinzipiell das gleiche bi- und unipolare Verhalten (Abbildung 5.22). Im unipolaren Fall liegen die Überschlagsspannungen auf einer Höhe mit den Durchschlagsspannungen der ungestörten Anordnung. Sie zeigen kaum noch Abhängigkeiten vom Gleichspannungsanteil. Die Absenkung der Durchschlagsspannung ist insgesamt geringer, da ein 3-mm-Partikel in der untersuchten Anordnung eine geringere Feldstörung darstellt. Bei hohen Gleichspannungsanteilen sinkt die Überschlagsspannung bei bipolarer Überlagerung um bis zu 50 % im Vergleich zur ungestörten Anordnung. Die Einsetzspannung für die Versuche mit Korona liegt sehr knapp unter der Überschlagsspannung. Bei den Versuchen muss genau zwischen einem partikelinitiierten Überschlag und einem reinen Gasdurchschlag ohne Partikelbeteiligung unterschieden werden. Nur erstere werden für die Auswertung berücksichtigt.

Dass die Entladungsspuren bei einem 3-mm-Partikel verzweigter sind als bei einem 8-mm-Partikel (Abbildung 5.20b), zeigt sich auch bei reiner Gleichspannungsbelastung. Die höhere Überschlagfeldstärke und der längerer Überschlagsweg sorgen für eine starke Sensibilität gegenüber zufälligen Ereignissen, wie der Anzahl der bereitgestellten Ladungsträger zur Entladungsentwicklung. Außerdem muss der Isolator für unabhängige Messungen bereits nach drei bis vier Überschlägen getauscht werden. Bei einem 8-mm-Partikel sind dagegen zehn Überschläge möglich.

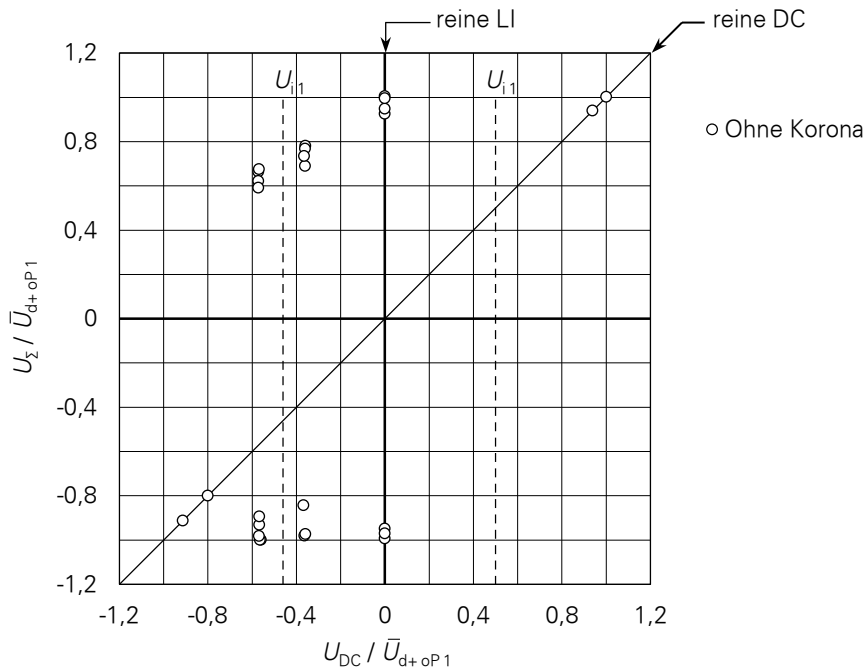


Abbildung 5.21: Überslagsspannung bei Mischspannung U_{Σ} abhängig vom jeweiligen Gleichspannungsanteil U_{DC} bezogen auf den Mittelwert \bar{U}_{d+oP1} der positiven Durchschlagsgleichspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa: 8-mm-Partikel bei 0,5 MPa. Zum Vergleich ist die Einsatzspannung U_{i1} der Anordnung bei 0,1 MPa eingetragen.

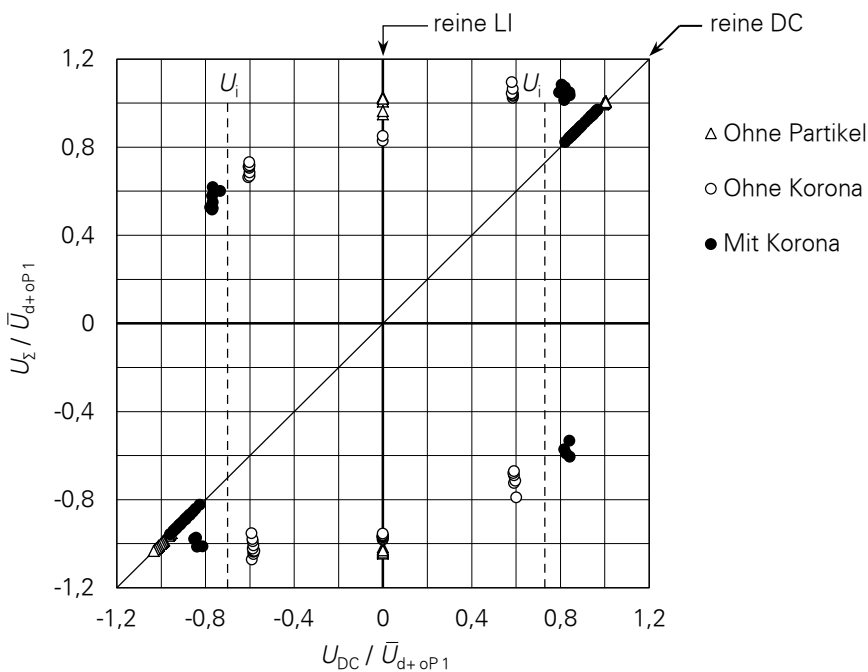


Abbildung 5.22: Überslagsspannung bei Mischspannung U_{Σ} abhängig vom jeweiligen Gleichspannungsanteil U_{DC} bezogen auf den Mittelwert \bar{U}_{d+oP1} der positiven Durchschlagsgleichspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa: 3-mm-Partikel bei 0,1 MPa

5.3.5 Einfluss der Ladungsakkumulation

Das Überschlagsverhalten des störstellenbehafteten Isolators bei Mischspannungsbelastung ist das Ergebnis der Wechselwirkungen der Raumladungen im Gas und der Oberflächenladungen auf dem Feststoffisolator. Unabhängig von auftretenden Koronaentladungen verringert sich mit steigendem Gleichspannungsanteil die resultierende Überschlagsspannung. Dieses Verhalten ist bei bipolarer Überlagerung im Vergleich zu unipolarer Überlagerung deutlich stärker ausgeprägt und tritt sowohl bei Anordnungen mit stabilen Teilentladungen (8-mm-Partikel bei 0,1 MPa) als auch bei Anordnungen ohne Teilentladungen vor dem Überschlag auf (8-mm-Partikel bei 0,5 MPa).

Der Einfluss der Oberflächenladungen soll am Beispiel der Überlagerung mit positivem Gleichspannungsanteil veranschaulicht werden (Abbildung 5.23). Wird die gestörte Elektrodenanordnung mit einer Gleichspannung belastet, nimmt das Partikel auf dem Isolator ein Zwischenpotenzial zwischen den Potenzialen der Hochspannungs- und Erdelektrode ein: $\varphi_{\text{Erde}} < \varphi_{\text{Partikel}} < \varphi_{\text{HS}}$.

Durch die scharfkantigen Partikelspitzen findet an dem der positiven Hochspannungselektrode zugewandten Partikelende (negative Spitze) auch bei geringen Grundfeldstärken Feldemission statt. Somit werden auch unterhalb der Einsetzspannung Elektronen emittiert, welche sich unter der Bildung negativer SF_6 -Ionen an neutrale Moleküle anlagern [Mos-79b]. Diese negativen Ionen akkumulieren entsprechend der durch die Gleichspannung aufgebauten Normalkomponente der elektrischen Feldstärke auf der Isolatoroberfläche vor dem Partikel. Dadurch bildet sich vor der der positiven Hochspannungselektrode zugewandten Partikelspitze eine negative Oberflächenladung [Sch-99]. Die dabei erzeugte Oberflächenladungsdichte und die Geschwindigkeit der Anlagerung sind von der Höhe des Gleichspannungsanteils, das heißt von Betrag und Normalkomponente der elektrischen Feldstärke, und dem Auftreten von Teilentladungen abhängig [Pro-02]. Durch die Anlagerung reduziert sich die Normalkomponente der elektrischen Feldstärke. Fließen die Ladungen langsam über die Oberfläche in Richtung Gegenelektrode ab, erhöht sich die Normalfeldstärke wieder. Bei reiner Gleichspannungsbelastung stellt sich so ein Gleichgewichtszustand aus abfließenden und angelagerten Oberflächenladungen ein.

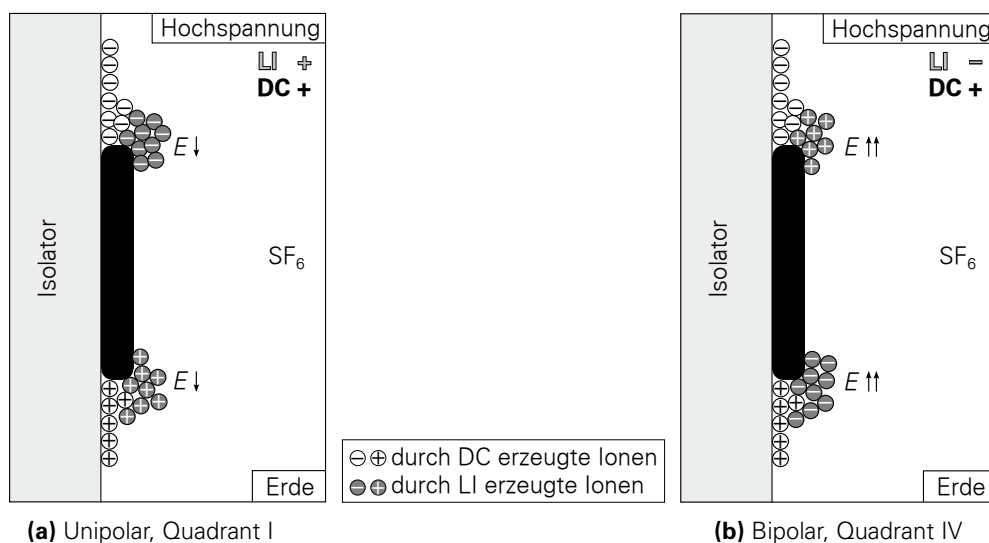


Abbildung 5.23: Prinzip der Ladungsakkumulation um das Partikel bei positivem Gleichspannungsanteil

Bei ausreichend hohen mikroskopischen Feldstärken baut sich vor der positiven Partikelspitze entsprechend eine positive Oberflächenladung auf, wobei die positiven Ladungen vornehmlich durch eine Elektronenablösung von negativen Ionen oder neutralen Molekülen bereitgestellt werden [Mos-79b, Ten-97, Sch-99].

Wird die anliegende Gleichspannung nun mit einem ebenfalls positiven Blitzimpuls steigender Amplitude unipolar überlagert, vergrößern sich durch die kurzzeitig höhere Feldstärke die negative Oberflächenladung vor der negativen Partikelspitze und die positive Oberflächenladung vor der positiven Partikelspitze (Abbildung 5.23a). Durch den Eintrag zusätzlicher, gleichpolarer Ladungsträger werden die Raumladungsstrukturen stabilisiert, das elektrische Feld vor der Partikelspitze vergleichmäßigt und die Feldstärke verringert. Im Fall auftretender Teilentladungen kann deren abnehmende Intensität beobachtet und durch einen geringer werdenden Emissionsstrom quantifiziert werden. Die Feldstärke kann unter Umständen so stark absinken, dass die kritische Feldstärke zum Erhalt der Gasentladungen unterschritten wird und diese vollständig verlöschen (siehe auch Abschnitt 5.3.6). Die Stabilisierung erfolgt dann nicht mehr durch die Koronaentladungen, sondern durch die auf der Oberfläche akkumulierten Ladungen, sodass trotz Feldstörung hohe Überschlagsspannungen erreicht werden. Die Oberflächenladungen können nur durch die Entladung im Überschlagsfall oder durch eine ausreichende Wartezeit im geerdeten Zustand der Anordnung abfließen.

Wird die positive Gleichspannung mit einem negativen Blitzimpuls bipolar überlagert, werden durch die kurzzeitige Inversion des elektrischen Feldes vor der hochspannungsseitigen Partikelspitze positive Ladungen und vor der erdseitigen Spitze negative Ladungen gebildet (Abbildung 5.23b). Der Polaritätswechsel und die zusätzlichen gegenpolaren Ladungen zerstören die durch die Gleichspannung gebildeten Raumladungsstrukturen. Dadurch wird das elektrische Feld vor der Spitze drastisch verstärkt, sodass die notwendigen Feldstärken für einen Überschlag bereits bei geringen Überlagerungsspannungen erreicht werden können. Höhere Gleichspannungsanteile führen zu einer intensiveren Raumladungsstruktur, die bei Impulsen entgegengesetzter Polarität umso kritischer sind. Dadurch nimmt die Überschlagsspannung bei Mischspannung mit höheren Gleichspannungsanteilen ab.

Untersuchungen an vergleichbaren Anordnungen bei reiner Blitzimpulsspannung [Sch-99] beschreiben, wie beispielsweise im Fall positiver Blitzimpulsspannung negative Ladungsträger an der der Hochspannungselektrode zugewandten Partikelspitze starten und sich zur positiven Hochspannungselektrode bewegen. In Abhängigkeit von der Impulsdauer lagern sich diese Ladungsträger als Oberflächenladungen auf dem Isolator ab, sobald die elektrostatische Kraft des elektrischen Feldes zu gering ist. Wenn der Blitzimpuls nun einer dauerhaft anliegenden Gleichspannung überlagert wird, so ändert die resultierende elektrostatische Kraft ständig die vorherrschenden Feldverhältnisse. Aus der vorzeichenrichtig überlagerten Spannungssumme ist die lokal an der Elektrode gültige Feldstärke demnach nicht ableitbar.

Die Bedeutung der Raumladungsakkumulation durch den Gleichspannungsanteil lässt sich anhand des Momentanwerts der Überschlagsspannung zeigen (Abbildung 5.24). Bei der unipolaren Überlagerung werden die Raumladungsstrukturen bei Gleichspannung durch gleichpolare Blitzimpulse verstärkt. Die Überschlagsspannung ist deshalb vergleichsweise unabhängig vom anliegenden Gleichspannungsanteil und liegt im Bereich der Überschlagsspannung bei reiner Gleichspan-

nung oder sogar darüber (Abbildung 5.24a). Bei der bipolaren Überlagerung hingegen zerstören die gegenpolaren Blitzimpulse die durch die Gleichspannung aufgebauten Raumladungen. Die Feldanhebung durch die fehlende stabile Raumladungsstruktur ist umso drastischer, je höher der Gleichspannungsanteil ist. Deshalb ergeben sich die niedrigsten Überschlagsspannungen bei hohen Gleichspannungsanteilen. Die Überschlagsspannung bei Mischspannungsbelastung sinkt z. B. bei einer Vorbelastung mit 80 % der positiven Überschlagsgleichspannung auf nur noch 30 % der negativen Überschlagsgleichspannung (Abbildung 5.24b). Einem Polaritätswechsel hält die Anlage damit nicht stand. Im Umkehrschluss kann in Typprüfungen auf einen Polaritätswechsel verzichtet werden, falls eine bipolare Belastung mit $U_{LI} = -2 \cdot U_{DC}$ nachgewiesen werden konnte.

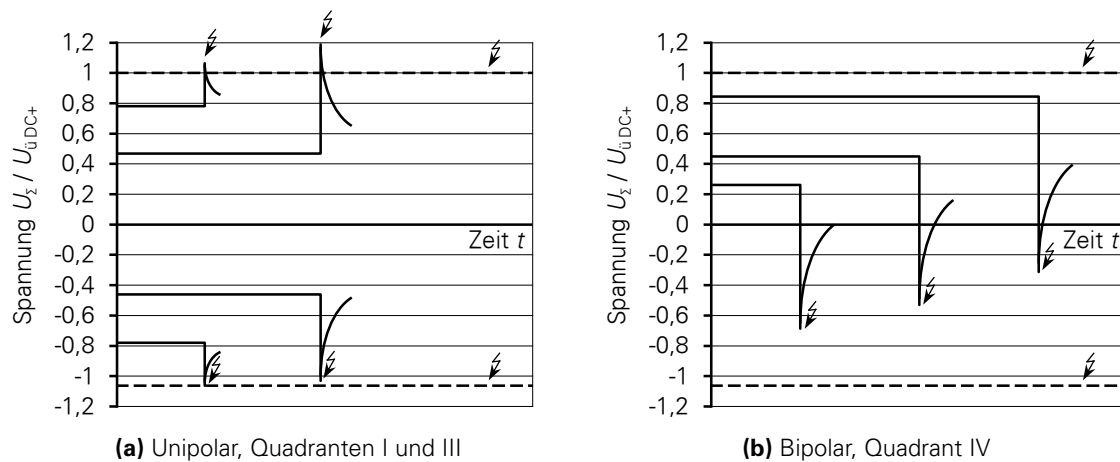


Abbildung 5.24: Überschlagsspannungen bei Mischspannungsbelastung bezogen auf den positiven Überschlagswert bei reiner Gleichspannungsbelastung $U_{üDC+}$

Die Überschlagsspannungen sind in einem Spannungssteigerungsversuch der überlagerten Blitzimpulsspannung ermittelt worden. Die Raumladungsstrukturen zum Zeitpunkt des Überschlages sind demnach sowohl Ergebnis der Gleichspannungsbelastung als auch der vorangegangenen Blitzimpulse des Spannungssteigerungsversuchs. Insbesondere bei unipolarer Überlagerung ist eine Beeinflussung der Überschlagsspannung durch akkumulierte Ladungen vorheriger Impulse, die die durch die Gleichspannung aufgebauten Raumladungen nur noch verstärken, nicht auszuschließen. Unter Umständen ist die Überschlagsspannung dann deutlich niedriger, wenn nur ein einzelner Impuls wirkt. Entsprechende Untersuchungen wären experimentell sehr aufwändig, da nach jedem Impuls ein möglichst ladungsfreier Zustand der Anordnung hergestellt werden muss.

5.3.6 Nachweis der Oberflächenladungen durch Emissionsstrommessung

Mit dem Kamerasystem kann das Entladungsverhalten des Isolators mit Partikel bei Mischspannungsbelastung beobachtet werden. Zur Bewertung der festgestellten Schwankungen in Intensität und Stabilität der Entladungen wird der Emissionsstrom herangezogen. Es können daraus Rückschlüsse zum Einfluss von Oberflächenladungen auf das Überschlagsverhalten bei uni- und bipolarer Belastung gezogen werden.

Untersucht wird ein 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa Gasdruck. Die Gleichspannung wird jeweils bis über die Teilentladungseinsetzspannung gesteigert, sodass sich an beiden Partikelenden inten-

sive Glimmentladungen ausbilden. Nach fünf bis 25 Minuten hat sich bei gleichbleibender Gleichspannung ein konstanter Emissionsstrom eingestellt. Anschließend wird die Gleichspannung analog zu den Überschlagsversuchen mit positiven oder negativen Blitzstoßimpulsen, zum Teil bis zum Überschlag, überlagert, um den Einfluss bei unipolarer und bipolarer Überlagerung qualitativ untersuchen zu können. Der Impulsabstand beträgt 35 Sekunden. Die Untersuchungen erfolgen mit Impulsserien gleicher Amplitude oder mit von Impuls zu Impuls gesteigerter Amplitude.

Verhalten bei unipolarer Überlagerung

Nach der Spannungssteigerung auf die notwendige Gleichspannung oberhalb der Teilentladungseinsetzspannung steigt der Emissionsstrom zunächst steil an, nimmt aber bereits einige Sekunden nach Ende der Spannungssteigerung wieder deutlich ab (Abbildung 5.25). In dieser Phase formieren sich die Raumladungsstrukturen. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen zu- und abfließenden Ladungen ein.

Wird die Gleichspannung unipolar mit 15 Blitzimpulsen gleichbleibender (geringer) Amplitude überlagert, spiegelt sich dies im Emissionsstrom nicht wieder (Abbildung 5.25 – ①). Aus [Sch-99] ist bekannt, dass bereits der erste Blitzimpuls nahezu die vollständige Ladungsmenge aufbringt. Nachfolgende Impulse gleicher Amplitude erhöhen diese nicht mehr signifikant, sodass der Gleichgewichtszustand wieder hergestellt wird und der Strom konstant bleibt.

Wird die Gleichspannung jedoch unipolar mit steigender Blitzimpulsamplitude (SSV) überlagert, so nimmt der Emissionsstrom kontinuierlich ab (Abbildung 5.25 – ②). Dabei vergrößert sich mit jedem Impuls höherer Amplitude die aufgebrauchte Ladung. Dadurch wird im unipolaren Fall das elektrische Feld vor der Partikelspitze homogenisiert und die Feldstärke abgesenkt. Aufgrund der kurzen Abstände zwischen den Impulsen kann nur wenig Ladung durch das anliegende Gleichfeld abfließen. Ist eine entsprechende Oberflächenladungsdichte vor dem Partikel erreicht, wird das elektrische Feld an den Partikelspitzen so stark abgeschwächt, dass die kritische Feldstärke unterschritten wird. Durch die die Ionisation dann überwiegenden Anlagerungsprozesse kommt die Ladungsträgerentwicklung zum Erliegen und die Teilentladungen verlöschen.

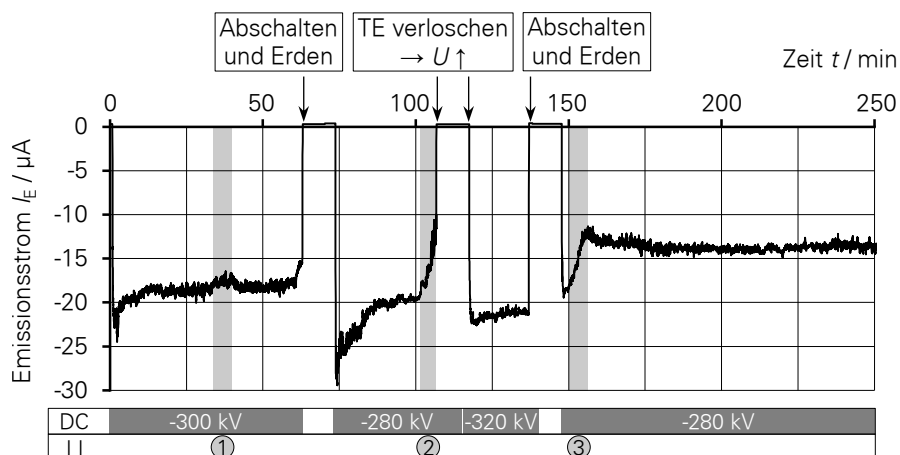


Abbildung 5.25: Verlauf des Emissionsstromes bei unipolarer Überlagerung, Quadrant III.

①: -50 kV LI (15 x), ②: -(50 ... 105) kV LI (15 x), ③: -(70 ... 130) kV LI (13 x)

Sprünge im Emissionsstrom sind direkt auf Impulse zurückzuführen, wobei nicht jeder Impuls zu einem Sprung führt. Mit zunehmender Blitzstoßamplitude kann auch optisch eine abnehmende Teilentladungsintensität festgestellt werden, bis die Entladungen trotz anstehender Gleichspannung oberhalb der Teilentladungseinsetzspannung verlöschen. Nur ein Überschlag oder das Erden der Anlage baut die feldhomogenisierenden Oberflächenladungen ab, sodass die Entladungen erneut zünden können. Ist die Feldhomogenisierung noch nicht zu weit fortgeschritten, kann auch eine erhöhte Feldstärke durch eine weitere Steigerung des Gleichspannungsanteils zum wiederholten Entladungseinsetz führen (Abbildung 5.25 – nach ②).

Wird die Steigerung der Impulsspannung ohne einen Überschlag und noch vor dem Verlöschen der Entladungen abgebrochen, steigt der gemessene Emissionsstrom wieder leicht an (Abbildung 5.25 – ③). Der stationäre Zustand ist dabei jedoch erst nach ca. 40 Minuten erreicht und liegt typischerweise deutlich unter dem Anfangswert, da durch die vorangegangenen Blitzimpulse Ladungen auf der Isolatoroberfläche in Partikelnähe angelagert worden sind. Diese haben die Feldverhältnisse im Vergleich zur Anordnung ohne Ladungen verändert.

Verhalten bei bipolarer Überlagerung

Für die bipolare Überlagerung wird die Anordnung bei anliegender Gleichspannung nach Erreichen des konstanten Emissionsstromwertes mit Blitzimpulsen der entgegengesetzten Polarität belastet (Abbildung 5.26). Bei der Überlagerung mit Impulsen konstanter Amplitude (Abbildung 5.26 – ①) ist kein Einfluss auf den Emissionsstrom feststellbar. Leichte Stromschwankungen sind nicht auf den überlagerten Blitzimpuls rückführbar.

Wird die Gleichspannung bipolar mit Blitzimpulsen zunehmender Amplitude (SSV) überlagert (Abbildung 5.26–②), treten mit jedem Impuls immer stärkere Schwankungen des Emissionsstroms auf. Da jeder neue gegenpolare Impuls die durch die Gleichspannung aufgebauten Raumladungsstrukturen zerstört, erscheint die Entladung optisch instabil mit sich ändernder Intensität nach jedem Impuls. Der Überschlag erfolgt aus der instabilen Entladung durch die starke Anhebung bei Invertierung des elektrischen Feldes und ist von einem sprunghaften Stromanstieg begleitet.

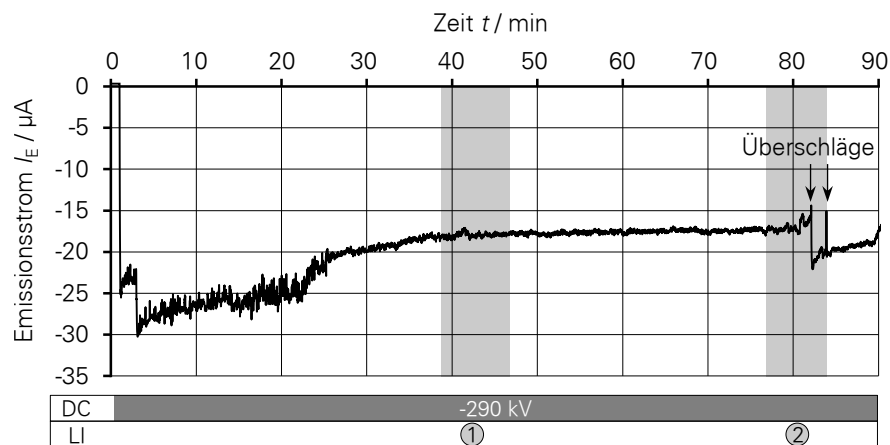


Abbildung 5.26: Verlauf des Emissionsstromes bei bipolarer Überlagerung, Quadrant II.

①: +370 kV LI (20 x), ②: +(370 ... 440) kV LI (20 x)

Eine kontinuierliche Abnahme des Emissionsstromes wie bei unipolarer Überlagerung tritt nicht auf, da die durch den Impuls zerstörte Raumladung nach dessen Abklingen sehr schnell wieder aufgebaut wird. Der Überschlag tritt ein, wenn die kritische Feldstärke innerhalb des kurzen Zeitraums ohne stabilisierende Raumladung erreicht wird.

Die Messungen des Emissionsstromes bestätigen den dominierenden Einfluss der Oberflächenladungen auf das elektrische Feld in Partikelnähe und unterstreichen die Wirkung der Raumladungen auf das Verhalten des Isolierstoffsystems. Dieses Verständnis erklärt die Ergebnisse der Überschlagsversuche bei Mischspannungsbelastung. Die Ergebnisse zeigen, dass das Isolationsvermögen der gasisolierten Anlage unter Gleichspannung bei auftretenden Raumladungen weder aus dem Momentanwert der Spannung abgeleitet noch mit einer konventionellen Feldberechnung bestimmt werden kann.

5.4 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Kritische Feldstörungen in gasisolierten Anlagen müssen durch geeignete Prüfverfahren detektiert werden. Dazu ist es erforderlich, das physikalische Verhalten der Defekte zu analysieren, um deren Gefährlichkeit für den zuverlässigen Betrieb beurteilen zu können. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf Metallpartikel, die fest auf Isolatoren haften. Es wird gezeigt, dass deren Anwesenheit das Isolationsvermögen verringert. Für die untersuchte Anordnung wurde festgestellt:

- Druck $p < 0,25$ MPa: stabile Teilentladungen zum Teil ab 50 % der Überschlagsspannung
- Druck $p > 0,3$ MPa: Entladungszündung führt sofort zum Überschlag
- Maximum der Überschlagsspannung im Bereich (0,2 ... 0,25) MPa
- Keine Erhöhung der Überschlagsspannung mit steigendem Druck ab 0,3 MPa

Das Entladungsverhalten bei Gleichspannung ähnelt dem Verhalten unter Wechsel- und Schaltstoßspannungsbelastung [Mos-79b], unterscheidet sich jedoch von dem bei Blitzstoßspannung. Oberhalb der Einsetzspannung brennen an den Partikelenden bei niedrigen Drücken bis 0,25 MPa stabile Glimmentladungen, welche die starke Feldüberhöhung durch Raumladungswolken abschwächen. Zum einen steigt dadurch trotz Störstelle die Überschlagsspannung bis 0,25 MPa nahezu proportional mit dem Gasdruck an. Zum anderen wird die Isolationsfestigkeit gegenüber der ungestörten Anordnung bei 0,1 MPa lediglich um 15 % herabgesetzt. Der Koronastabilisierung kommt damit eine Schlüsselrolle bei der Bewertung des Isolationsvermögens zu.

Bei Gasdrücken oberhalb von 0,25 MPa verliert die Glimmentladung an Stabilität und Intensität, sodass der Überschlag entweder aus einer instabilen Entladung an den Partikelenden heraus oder sogar ohne vorherige sicht- oder messbare Teilentladungen (ab $> 0,3$ MPa) erfolgt. Vergleichende Messungen mit Blitzimpulsbelastung zeigen erwartungsgemäß keine Glimmentladungen, sodass die scharfen Partikelkanten nicht abgeschirmt werden. Deshalb wird die Überschlagsspannung bei 0,1 MPa im Vergleich zum ungestörten Fall um bis zu 45 % herabgesetzt. Die Isolationsfestigkeit dieser Anordnung mit Störstelle nimmt trotz Druckerhöhung nicht zu.

Bei 0,5 MPa führt die Entladungszündung ohne stabile Teilentladungen zum Überschlag. Dabei liegen die Überschlagsspannungen bei Gleich- und Blitzimpulsbelastung im selben Bereich wie

die Einsatzspannung bei Gleichspannung. Damit ist das Isolationsvermögen in der untersuchten Anordnung bei 0,5 MPa mit dem bei 0,125 MPa vergleichbar, was die Notwendigkeit unterstreicht, derartige Störstellen während der Inbetriebnahmeprüfung zu detektieren. Außerdem generieren im Betrieb auftretende Teilentladungen neben Zersetzungsprodukten zusätzliche Ladungsträger und beeinflussen damit den kapazitiv-resistiven Übergang (siehe Abschnitt 6.4).

Die bei Gleichspannung und niedrigen Gasdrücken stabil auftretenden Glimmentladungen erschweren eine effektive Diagnostik deutlich. Mit einer Messelektrode lassen sich die Teilentladungen am Partikel als Stromsignal robust und zweifelsfrei nachweisen. Da die Ladungsträger die Messelektrode jedoch nur feldliniengebunden erreichen, ist diese Detektionsmöglichkeit für den Einsatz in der Praxis durch die starke Positionsabhängigkeit ungeeignet.

Mit dem herkömmlichen Diagnoseverfahren der Teilentladungsmessung nach IEC 60270 sind Partikel auf Isolatoren bei Wechselspannung gut, bei Gleichspannung jedoch ausgesprochen schwierig zu detektieren. Das bestätigen ausführliche Untersuchungen in [CIG-99] und [Pic-14]. Insbesondere die unter Gleichspannung sehr stabilen Glimmentladungen an den Partikelspitzen behindern die Anwendung dieses impulsbasierten Verfahrens. Gelingt eine Detektion, so ist die Identifikation der Defektart aufgrund des fehlenden Phasenbezugs eine weitere Herausforderung.

Messungen im UHF-Bereich können Partikel auf der Isolatoroberfläche durch eine Analyse des Frequenzspektrums nachweisen. Trotz unveränderter äußerer Bedingungen zeigt das zeitlich aufgelöste Teilentladungssignal im Millisekundenbereich keine Regelmäßigkeiten oder Muster. Wie auch in [Pic-14] festgestellt, kann sich das Signal innerhalb eines Zeitraums von einigen Minuten in zufälliger Weise grundlegend ändern. Unter der Randbedingung, dass typischerweise während des praktischen Anwendungsfalls weder bekannt ist, ob Defekte vorhanden sind, noch um welche Art es sich handelt, gestaltet sich eine zuverlässige Detektion herausfordernd. Zudem ist die Signalamplitude äußerst gering, obwohl sich im vorliegenden Fall die Teilentladungsquelle im selben Gasraum wie der UHF-Sensor befand. Zusätzlich ist die Dämpfung zu berücksichtigen. Im unmittelbar angrenzenden Gasraum konnte die Signalamplitude kaum noch erfasst werden.

Wie auch aus [Mos-79b] und [Sch-99] bekannt, können Partikel vergleichsweise zuverlässig durch Blitzimpulsbelastung gefunden werden. Der damit verbundene Überschlag verursacht jedoch einen erheblichen Schaden. Zumindest für die Inbetriebnahme ist es deshalb empfehlenswert, zunächst Teilentladungsmessungen unter Wechselspannung durchzuführen. Obwohl auch bei Wechselspannung Glimmentladungen an den Partikelspitzen auftreten, ist die Detektierbarkeit durch die Neuzündung der Entladungen in jeder Halbwelle gegeben. Phasenaufgelöste Teilentladungsmuster ermöglichen neben der Detektion auch die Identifikation möglicher Störstellen. Weiterhin würde ein verminderter Isoliergasdruck dazu führen, dass überhaupt Teilentladungen vor dem Überschlag auftreten. Außerdem wäre das Überschlagsrisiko während der Detektion geringer, da die Differenz zwischen Einsatz- und Überschlagsspannung groß ist. Bei Partikelfreiheit könnten danach die üblichen dielektrischen Prüfungen bei Nenndruck durchgeführt werden. Prinzipiell ist diese Vorgehensweise auch für feste Störstellen auf Leiter und Kapselung sowie für freibewegliche Partikel anwendbar. Die Abhängigkeit der Entladungsmechanismen von Störstellenart und -größe sowie Isoliergasdruck sind jedoch nicht hinreichend bekannt. Deshalb muss das Verhalten für weitere typische Defekte explizit untersucht werden, um Rückschlüsse auf deren Detektionsmöglichkeiten, z. B. bei Inbetriebnahmeprüfungen, ziehen zu können.

Es zeigt sich, dass die für Wechselspannungsanwendungen etablierten Verfahren feste Partikel auf Isolatoren unter Gleichspannung nicht widerspruchsfrei nachweisen können. Messungen ohne detektierte Signale garantieren keine Partikelfreiheit. Es sind weitere grundlegende Untersuchungen zum Teilentladungsverhalten unter Gleichspannung erforderlich.

Wird die an einer störstellenbehafteten Anordnung anliegende Gleichspannung mit Blitzspannungsimpulsen überlagert, bestimmen die Wechselwirkungen der Raumladungen im Gas und der Oberflächenladungen auf dem Feststoffisolator das Isolationsvermögen. Mit steigendem Gleichspannungsanteil und unabhängig von an den Partikelspitzen auftretenden Glimmentladungen nimmt die Überschlagsspannung mit zunehmendem Gleichspannungsanteil ab. Im unipolaren Fall ist diese Verringerung unwesentlich, sodass die Überschlagsspannungen etwa so hoch sind wie bei reiner Gleichspannung. Bei bipolarer Überlagerung hingegen ist die Absenkung mit zunehmendem Gleichspannungsanteil signifikant. Dieses prinzipielle Verhalten ist unabhängig von Partikellänge und Gasdruck. Unterhalb der Teilentladungseinsetzspannung werden die Ladungsträger durch vorherige Blitzimpulse an den Partikelspitzen freigesetzt und durch die Normalkomponente des durch die anliegende Gleichspannung erzeugten elektrischen Feldes auf dem Isolator als Oberflächenladungen angelagert. Treten stabile Glimmentladungen an den Partikelspitzen auf, erfolgt eine weitere Stabilisierung durch die Ausbildung von Raumladungswolken im Gas. Beide Prozesse können die elektrische Feldstärke an den Partikelspitzen deutlich vermindern und zu hohen unipolaren Überschlagsspannungen führen. Insbesondere bei bipolarer Mischspannungsbelastung treten jedoch Überschlagsspannungen weit unterhalb der Festigkeit bei reiner Gleichspannungsbelastung auf. Aus den Ergebnissen lässt sich ableiten, dass ein Polaritätswechsel eine extreme Beanspruchung für das Isoliersystem darstellt. Er muss deshalb Bestandteil von Typprüfungen, insbesondere für Anwendungen mit netzgeführten Stromrichtern, sein. Durch einen Nachweis der Isolationsfestigkeit bei bipolarer Überlagerung mit einer Blitzstoßamplitude der doppelten Gleichspannungshöhe kann der Polaritätswechsel ersetzt werden.

Eine Bewertung der Isolationsfestigkeit anhand des momentanen Spannungswertes zum Zeitpunkt des Überschlags ist nicht möglich. Die lokale Feldstärke ist aufgrund der unter Gleichspannung auftretenden Raum- und Oberflächenladungen nicht aus der Überschlagsspannung ableitbar. Messungen des Teilentladungsstromes weisen einen signifikanten Einfluss der Ladungsträgerakkumulation durch vorherige Impulse auf die Überschlagsspannung nach. Vor diesem Hintergrund sind die in aktuellen Normen (z. B. in IEC 60060-1) vorgeschriebenen Testprozeduren mit mehreren aufeinanderfolgenden Impulsen zu betrachten. Die empfohlenen 15 Stöße sind zur statistischen Absicherung der Isolationsfestigkeit bei Blitzstoßspannung notwendig. Um dabei auch Partikel auf Isolatoren finden zu können, sollte die Amplitude des Einstellstoßes möglichst nur wenig unterhalb des Prüfpegels liegen. Ansonsten ist bei reinem Blitzstoß und unipolarer Belastung davon auszugehen, dass die Ladungsträgerakkumulation vorhergehender (auch niedrigerer) Impulse die Feldstörung abschirmen. Damit wäre das tatsächliche Isolationsvermögen geringer, als während einer Prüfung nachgewiesen. Auch in [Sch-99] werden kombinierte Prüfungen mit Wechselspannungsbelastung vorgeschlagen, um Konditionierungseffekte zu neutralisieren.

Die sich auf Isolierstoffoberflächen akkumulierenden Raumladungen verändern das üblicherweise nach RC -Modellen beschriebene Verhalten des Isolierstoffsystems. Die Anwendung einer Feldberechnung ohne Raumladungen zur Abschätzung der Festigkeit einer gasisolierten Anlage im Gleichspannungsbetrieb wird aus Sicht dieser Arbeit nicht empfohlen.

5.5 ÜBERTRAGBARKEIT DER ERGEBNISSE AUF ISOLATOREN KOMMERZIELLER ANLAGEN

Die Modellbildung ist ein grundlegendes Verfahren zur Untersuchung komplexer Systeme. Die an einem Modell erkannten Zusammenhänge und Tendenzen zu Abhängigkeiten verschiedener Parameter sind jedoch nur auf reale Anwendungen übertragbar, wenn alle relevanten Einflussfaktoren berücksichtigt worden sind. Im vorliegenden Fall des Überschlagsverhaltens von Isolatoren mit festen Störstellen in Gleichspannungssystemen betrifft das z. B. Schlagweiten und Feldstärken. Bevor Aussagen zum Verhalten generalisiert werden dürfen, muss stichprobenartig die Güte des Modells in Bezug auf die Abbildung praxisrelevanter Vorgänge geprüft werden.

Dazu wird ein metallisches Partikel auf einem Isolator kommerzieller Anlagen (vgl. Abbildung 3.1a) angebracht. Die Untersuchungen zur Zündspannung U_i finden bei unterschiedlichen Gasdrücken in Abhängigkeit von Partikellänge und Partikelposition in der Versuchsanordnung mit Standardgehäuseteilen statt (vgl. Abbildung 3.3a). In den Versuchen wird ausschließlich die Zündspannung ermittelt, die entweder als Teilentladungseinsetzspannung (mit TE) oder als Überschlagsspannung (ohne TE) markiert ist. Auf eine Ermittlung der Überschlagsspannung nach Teilentladungseinsatz wird verzichtet.

Da für die Untersuchungen zur Übertragbarkeit der Ergebnisse nicht die Absolutwerte, sondern lediglich die qualitativen Tendenzen relevant sind, wird zur Vereinfachung von einer Abbildung der Anordnung in einem 3D-Modell abgesehen. Unter Nutzung eines 2D-Modells ist es deshalb ausreichend, die Zündspannung U_i nach dem in Abschnitt 2.5.2 vorgestellten Verfahren mit dem Streamerkriterium abzuschätzen. Da das Partikel in der rotationssymmetrischen Anordnung dabei als Ring modelliert wird, ergeben sich geringere Feldstärken und damit höhere Einsetzspannungen als bei einer 3D-Berechnung. Der zu erwartende Bereich für die Zündspannung nach der 3D-Berechnung kann jedoch anhand der Ergebnisse an der Modellanordnung abgeschätzt werden. In den nachfolgenden Diagrammen betrachtet der Vergleich zwischen Messung und Rechnung mit jeweils separaten Ordinaten die prinzipiellen Tendenzen und nicht die Absolutwerte.

Zunächst kann im Sinne einer Versuchsplanung die kritischste Position des Partikels auf der Isolaturoberfläche aus der minimalen Zündspannung ermittelt werden (Abbildung 5.27).

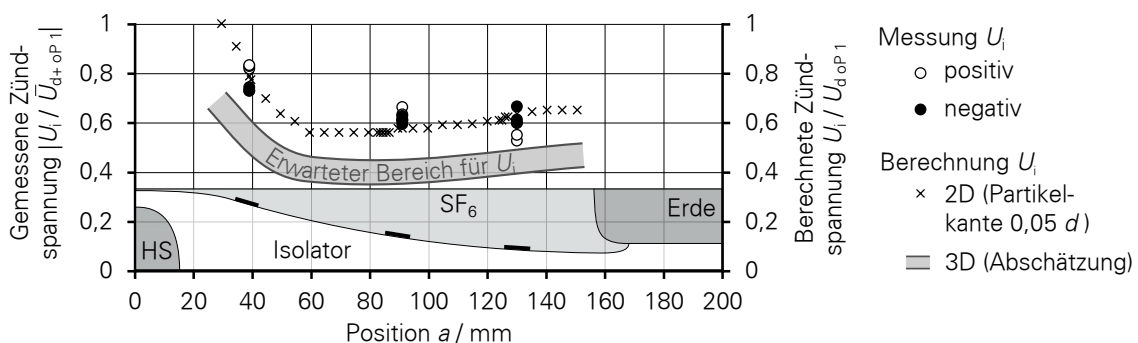


Abbildung 5.27: Gemessene und berechnete Zündspannung U_i bezogen auf die jeweils gemessene \bar{U}_{d+OP1} bzw. berechnete U_{d+OP1} Durchschlagsspannung ohne Partikel für den realen Isolator mit 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa abhängig von der Position a des Partikels auf dem Isolator

Entsprechend der Abschätzung ist ein Partikel in Isolatormitte am kritischsten. Die Zündspannung ist in diesem Bereich von $a = (60 \dots 120)$ mm vergleichsweise konstant, sodass die genaue Position unerheblich ist. Die Messwerte für positive und negative Zündspannung bei Gleichspannungsbelastung bestätigen die Tendenz. Der Polaritätseffekt zeigt sich dabei sehr ausgeprägt.

Für ein Partikel nahe der Erdelektrode ($a = 130$ mm) wird die Zündspannung U_i abhängig von der Länge des Partikels bei 0,1 MPa Gasdruck untersucht (Abbildung 5.28). Ähnlich der Modellanordnung liegt die kritische Partikellänge, bei der mit einer Beeinflussung des Isolationsvermögens gerechnet werden muss, im Bereich von ca. 3 mm. Oberhalb von 3 mm sind an den Partikelspitzen stabile Teilentladungen zu beobachten, sodass bei niedrigen Drücken bis 0,3 MPa Koronastabilisierung auftritt. Bei einer erheblichen Feldstörung, wie im Fall des 8-mm-Partikels, treten die Teilentladungen bereits ab 55 % der Durchschlagsspannung ohne Partikel auf. Dieser Bereich entspricht ebenfalls den Ergebnissen der Modellanordnung (vgl. Abbildung 5.1). Die Abschätzung der Zündspannung bestätigt deren messtechnisch ermittelte Abhängigkeit von der Länge des Partikels.

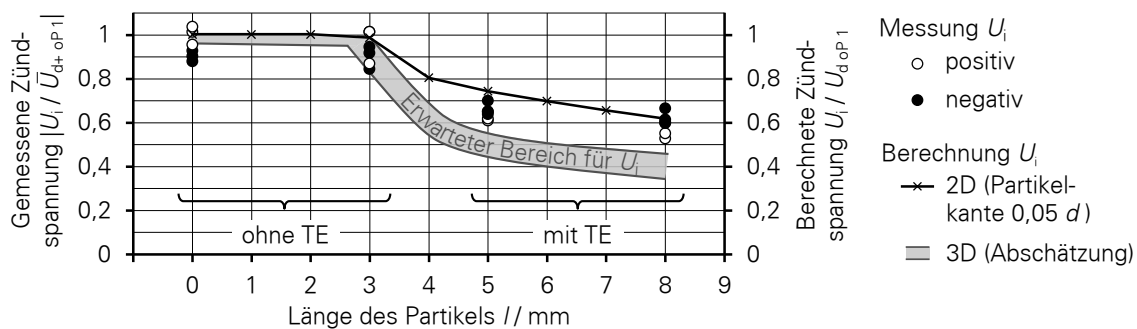


Abbildung 5.28: Gemessene und berechnete Zündspannung U_i am realen Isolator mit Partikel nahe der Erdelektrode bezogen auf die jeweils gemessene \bar{U}_{d+oP1} bzw. berechnete U_{d+oP1} Durchschlagsspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa abhängig von der Länge l des Partikels

Auch die Untersuchungen zur Zündspannung abhängig vom Gasdruck bestätigen die Tendenzen der Modellanordnung (Abbildung 5.29). Bei den untersuchten Positionen des Partikels in der Mitte des Isolators (Mitte) und nahe der Erdelektrode (Erde) treten bis 0,3 MPa vor dem Überschlag Teilentladungen an den Partikelspitzen auf, sodass die Koronastabilisierung wirkt und eine deutlich höhere Überschlagsspannung erwartet werden kann.

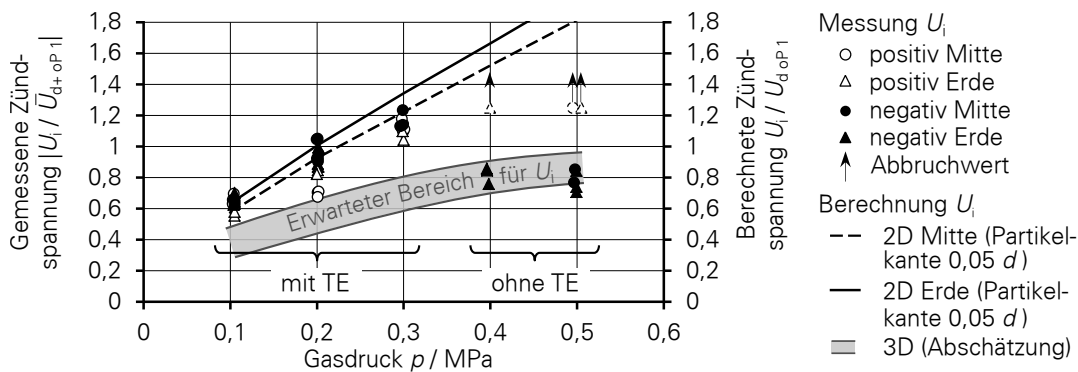


Abbildung 5.29: Gemessene und berechnete Zündspannung U_i am realen Isolator mit 8-mm-Partikel in der Isolatormitte (Mitte) und nahe der Erdelektrode (Erde) bezogen auf die jeweils gemessene \bar{U}_{d+oP1} bzw. berechnete U_{d+oP1} Durchschlagsspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa abhängig vom Gasdruck p

Berechnete und gemessene Zündspannung steigen unterproportional mit dem Druck. Bei Drücken über 0,3 MPa können vor dem Überschlag keine Teilentladungen beobachtet werden. Die Zündspannung entspricht der Überschlagsspannung. Allerdings unterscheiden sich die beiden Polaritäten stark: Die negative Zündspannung erreicht um 0,3 MPa ein Maximum und bricht bei 0,4 MPa und 0,5 MPa für beide untersuchte Positionen um bis zu 40 % ein. Bei positiver Polarität hingegen mussten die Versuche aufgrund der Beschränkungen der Gleichspannungsanlage bei Spannungen im Bereich von $1,25 \bar{U}_{d+oP1}$ abgebrochen werden, ohne dass die Zündspannung erreicht war. Ursache für dieses polaritätsabhängige Verhalten ist die unterschiedliche Oberflächen- und Raumladungsbildung vor den Partikelspitzen (vgl. Abschnitt 5.1.4). Bereits während der Spannungssteigerung entstehen vor den Partikelspitzen aufgrund der hohen Feldstärken unterkritische Lawinen, welche die Spitzen abschirmen und zu einer hohen Zündspannung führen. Oberhalb von 0,3 MPa geht dieser Effekt verloren, da das Raumladungsgebiet eingeschnürt wird. Relevant wird dann das Verhalten der durch Elektronenanlagerung gebildeten negativen Ionen. Vor der der Hochspannungselektrode zugewandten Spitze kommt es aufgrund der zur Grenzfläche gerichteten Normalkomponente des elektrischen Feldes zur Ladungsansammlung (Abbildung 5.30a). Bei positiver Gleichspannung wird dadurch die Feldstärke vor der negativen Spitze abgesenkt, sodass eine höhere Spannung für die Zündung erforderlich ist. Bei negativer Gleichspannung ist die Normalkomponente vor der nun der Erdelektrode zugewandten, negativen Spitze von der Grenzfläche weggerichtet, sodass keine Akkumulation stattfindet. Da weder Raum- noch Oberflächenladungen wirken, ist die negative Zündspannung in dieser Anordnung erheblich reduziert. Dass dieser polaritätsabhängige Effekt bei der Modellanordnung nicht auftritt, ist in der symmetrischen Verteilung der Feldlinien und damit der Normalkomponente begründet (Abbildung 5.30b).

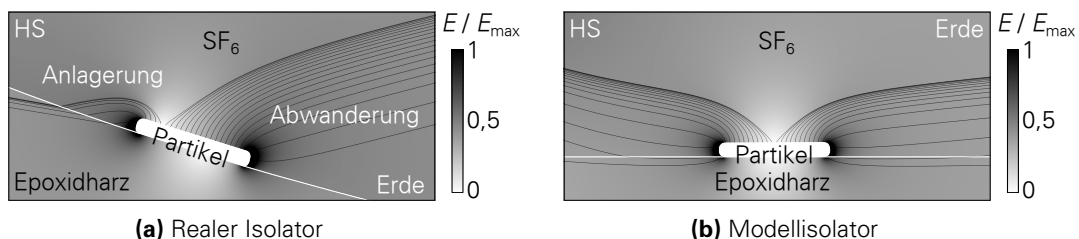


Abbildung 5.30: Relevante Feldlinien an den Partikelkanten

Die Untersuchungen eines metallischen Partikels auf der Oberfläche eines Isolators kommerzieller Anlagen bestätigen die an der Modellanordnung ermittelten Abhängigkeiten der Zündspannung von Partikellänge und Gasdruck. Für eine rechnerische Abschätzung der Zündspannung ist das vorgestellte Verfahren nach dem Streamerkriterium prinzipiell geeignet. Unsicherheiten bestehen bei höheren Gasdrücken. Die kritische Partikellänge in Bezug auf die Absenkung des Isolationsvermögens beträgt ≥ 3 mm. Bei Gasdrücken bis 0,3 MPa treten stabile Teilentladungen an den Partikelspitzen auf, die zu einer Koronastabilisierung führen und eine starke Verringerung der Überschlagsspannung verhindern. Über 0,3 MPa kann das Isolationsvermögen bei negativer Gleichspannung durch eine Druckerhöhung nicht weiter gesteigert werden.

Die in dieser Arbeit verwendete Modellanordnung bildet die relevanten Prozesse zur Untersuchung des Überschlagsverhaltens von Isolatoren mit festem Partikel auf der Oberfläche bei Gleichspannungsbelastung gut ab. Deshalb erlauben es die an der Modellanordnung gewonnenen Erkenntnisse, die Gefährlichkeit der untersuchten Feldstörung für einen sicheren Betrieb abzuschätzen und mögliche Verfahren zu deren Detektion und Identifikation auf ihre Eignung zu prüfen.

6 DER KAPAZITIV-RESISTIVE ÜBERGANG

Nach dem Zuschalten einer Gleichspannung verändert sich die elektrische Feldverteilung innerhalb eines Isolierstoffsystems mit einer gewissen Zeitkonstante von einem permittivitätsdominierten in einen leitfähigkeitsdominierten Zustand. Während dieses kapazitiv-resistiven Übergangs bildet sich das elektrische Feld um. Seine räumliche Verteilung ist im Vergleich zu der bei Wechsel- oder Impulsspannungsbelastung verschieden. Neben der lokalen Verschiebung der Höchstfeldstärke kann sich diese gleichzeitig absolut erhöhen, sodass das Isolationsvermögen unter Gleichspannung reduziert wird.

Schwerpunkt der Betrachtungen ist der experimentelle Nachweis der Feldumbildung. Dabei spielt der Einfluss auf deren Dauer und Intensität durch zusätzliche Ladungsträger, wie sie zum Beispiel durch Teilentladungen an Partikeln verursacht werden, eine besondere Rolle. Die Berechnung der transienten Vorgänge während der Feldumbildung erfolgt mit einem vereinfachten, in [Gre-14] vorgestellten Modell nach dem Ansatz von Curie-von Schweidler. Die ladungsträgerbasierten Leitfähigkeitsprozesse werden dabei jedoch vernachlässigt. Auf eine detaillierte Beschreibung des Berechnungsmodells wird verzichtet. Einzelheiten sind in [Gre-14] und [Gre-16] zu finden. Die Ergebnisse der Berechnungen unterstützen in der vorliegenden Arbeit die Visualisierung der Vorgänge während des kapazitiv-resistiven Übergangs.

6.1 BERECHNUNG DER FELDUMBILDUNG UND ABLEITUNG DER VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

Die Berechnung der Feldumbildung erfolgt mit einem multiphysikfähigen Finite-Elemente-Werkzeug, da die elektrischen Eigenschaften durch die thermischen Verhältnisse bedingt werden. Unter Nutzung der numerischen Strömungsmechanik (CFD) wird zunächst die Temperaturverteilung in Abhängigkeit der Erdelektroden temperatur ϑ_{Erde} berechnet (vgl. Abschnitt 4.1.2).

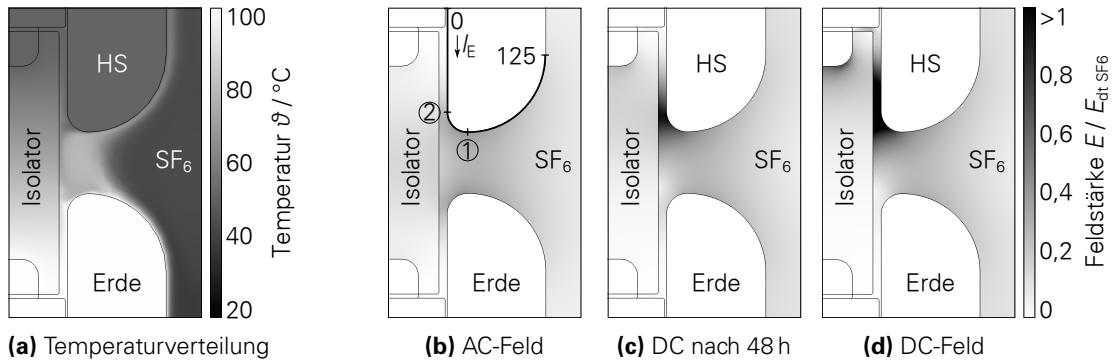


Abbildung 6.1: Feldumbildung (b)-(d) im Modellprüfgefäß mit vorhandenem Temperaturgradienten (a) nach dem Zuschalten einer Gleichspannung U_{bDC}

Die Verifizierung der Parameter des entwickelten CFD-Modells erfolgt messtechnisch mit Thermoelementen (vgl. Abschnitt 3.4). So kann die Temperaturverteilung bei unterschiedlichen Elektrodentemperaturen im gesamten Prüfgefäß vorausberechnet werden (Abbildung 6.1a).

Die Temperaturverteilung im stationären Zustand dient als Eingangsgröße für die transiente, numerische Berechnung des Strömungsfeldes nach der Finite-Elemente-Methode. Zusätzlich werden die messtechnisch ermittelte temperaturabhängige Leitfähigkeit sowie die langsamen Polarisationsprozesse nach dem Ansatz von Curie-von Schweidler implementiert (vgl. Abbildung 2.9). Homogene Materialeigenschaften und der Verzicht auf die Berücksichtigung der komplexen ladungsträgerbasierten Leitfähigkeitsprozesse vereinfachen das Berechnungsmodell. Da eine erhebliche Reduzierung der Injektion zusätzlicher Ladungsträger durch Feldemission bei geringeren Feldstärken zu erwarten ist, erfolgt die Dauerbelastung bei einer verringerten Spannung U_{bDC} . Als Kompromiss zur notwendigen Versuchsdauer wird der Wert auf 45 % der Kurzzeitfestigkeit bei U_{dDCSSV} festgelegt. Die Kurzzeitfestigkeit wird im erwärmten Zustand der Anordnung durch Spannungssteigerungsversuche bis zum Durchschlag ermittelt. Sie ist vergleichbar mit der Wechselspannungsfestigkeit bei \hat{U}_{dAC} :

$$U_{dDCSSV} \approx \hat{U}_{dAC} \quad (6.1)$$

Das transiente Verhalten des elektrischen Feldes zeigt nach dem Zuschalten der Gleichspannung eine deutliche Veränderung der Feldverteilung. Das quasistationäre dielektrische Verschiebungsfeld weist entsprechend der Permittivitäten der Isolierstoffe im Bereich des kürzesten Elektrodenabstands die Höchsfeldstärke auf (Abbildung 6.1b–①). Im Zuge der Feldumbildung zum stationären Strömungsfeld (Abbildung 6.1d) verschiebt sich die Höchsfeldstärke in den Spalt zwischen Isolator und kälterer Elektrode (hier: Hochspannungselektrode, Abbildung 6.1b–②). Dabei erhöht sich der Wert der Feldstärke absolut (Abbildung 6.2). Bei Belastung im erwärmten Zustand mit

$$U_{bDC} = 0,45 \cdot U_{dDCSSV} \quad (6.2)$$

übersteigt die Höchsfeldstärke die (technische) dielektrische Festigkeit des Isoliergases E_{dtSF6} mit erwärmten Elektroden nach zwölf Tagen, sodass ein Überschlag zu erwarten ist. Die Feldumbildung wäre damit in Intensität und Dauer nachgewiesen. Im täglichen Laborbetrieb ist eine Wartezeit von zwölf Tagen nicht sinnvoll realisierbar. Die Berechnung zeigt jedoch, dass die Höchsfeldstärke bereits nach 48 Stunden gegenüber dem elektrostatischen Feld deutlich erhöht ist und sich verlagert hat (Abbildungen 6.1c und 6.2).

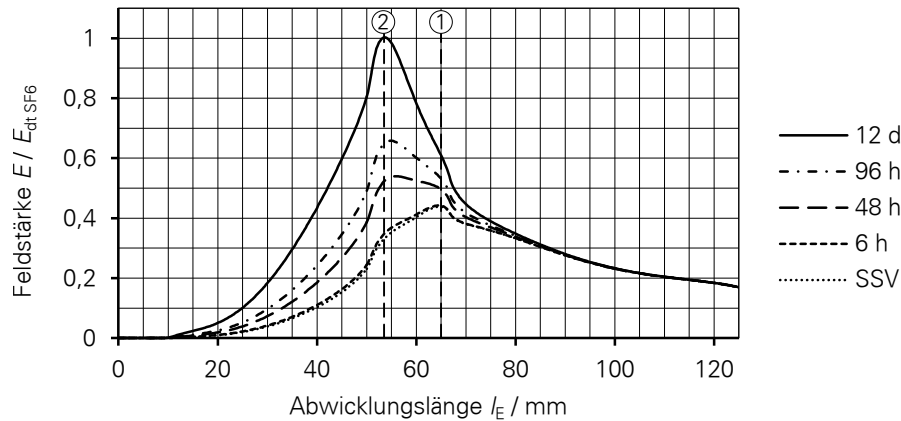


Abbildung 6.2: Feldstärkeverteilung bei U_{bDC} entlang der Abwicklungslänge l_E der Hochspannungselektrode abhängig von der Belastungsdauer – für l_E siehe Abbildung 6.1b

Wird nun ein kapazitives Feld durch eine schnelle Spannungssteigerung überlagert, ändert sich die prinzipielle Verteilung des bereits eingestellten Feldes nicht signifikant. Der Absolutwert der Höchsfeldstärke wird dadurch jedoch bis zur Überschlagsfeldstärke bei der Spannung $U_{üDC}$ gesteigert (Abbildung 6.3). Über die verringerte Festigkeit nach der Dauerbelastung lässt sich das Phänomen der Feldumbildung experimentell nachweisen. Phänomenologisch wandelt sich der Entladungsvorgang von einem reinen Gasdurchschlag zu einem Überschlag entlang der Isolatoroberfläche, sodass zu erwarten ist, dass die Fußpunkte auf der Elektrode Richtung Spalt wandern und sich eine Überschlagsspur auf dem Isolator abzeichnet.

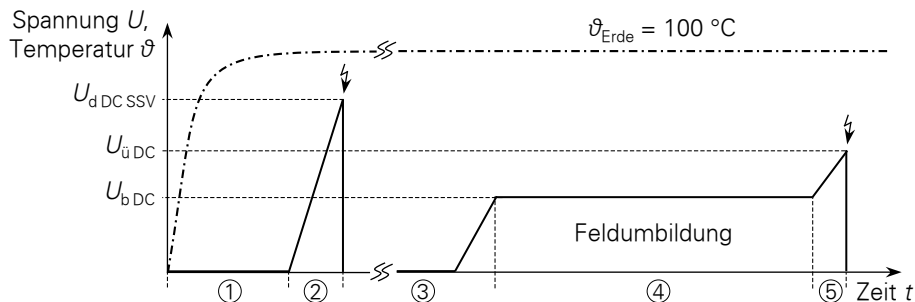


Abbildung 6.3: Versuchsdurchführung zum experimentellen Nachweis der Feldumbildung: ① Heizen für ca. 10 h, ② Ermitteln der Kurzzeitfestigkeit bei U_{dDCSSV} im SSV in wenigen Sekunden, ③ Reinigen und erneutes Heizen, ④ DC-Dauerbelastung mit U_{bDC} für z. B. 48 h, ⑤ Ermitteln der verringerten Festigkeit nach Feldumbildung bei $U_{üDC}$ durch SSV in wenigen Sekunden

6.2 EXPERIMENTELLER NACHWEIS DER FELDUMBILDUNG

6.2.1 Ermittlung der Kurzzeitfestigkeit bei Gleichspannung

Die elektrische Kurzzeitfestigkeit bei elektrostatischen Feldverhältnissen wird im Spannungssteigerungsversuch ermittelt. Dabei wird die Gleichspannung für beide Polaritäten bis zum Durchschlag gesteigert (Abbildung 6.3 – ②). Aufgrund des auftretenden Konditionierungseffektes kann zur Bewertung nur der jeweilige Erstdurchschlag herangezogen werden, sodass nach jedem Versuch das Prüfgefäß geöffnet und gereinigt werden muss (vgl. Abschnitt 4.2.2).

Durch die schnelle Spannungssteigerung bis zum Durchschlag dominieren die Permittivitäten die Feldverteilung, sodass die Kurzzeitfestigkeit unter Gleichspannung mit der Belastung durch Wechselspannung nach Gleichung (6.1) vergleichbar ist.

Entsprechend der Erkenntnisse aus Kapitel 4 beeinflussen die lokalen Gasdichteverhältnisse vor den Elektroden im Spannungssteigerungsversuch das Isolationsvermögen. Ohne erwärmte Erdelektrode zeigen positive und negative Polarität aufgrund der symmetrischen Anordnung die gleiche Durchschlagsspannung. Im erwärmten Zustand mit einem Temperaturgradienten von 40 K ist die dielektrische Festigkeit durch die niedrigere Gasdichte vor der beheizten Elektrode um (12 ... 16) % abgesenkt (vgl. Abbildung 4.7). Es stellt sich ein Polaritätseffekt ein (Abbildung 6.4).

6.2.2 Ermittlung der Festigkeit nach Dauerbelastung mit Gleichspannung

Die Feldumbildung wird bei einer Dauerbelastung mit Gleichspannung U_{bDC} bei 45 % der Kurzzeitfestigkeit untersucht (Abbildung 6.3 – ④). Anschließend wird die anliegende Spannung nach einer definierten Belastungszeit sehr schnell bis zum Überschlag gesteigert (Abbildung 6.3 – ⑤). Die Berechnung hat gezeigt, dass der Prozess mit zunehmender Belastungszeit weiter voranschreitet. Um einen Hinweis auf den zeitlichen Verlauf der Feldumbildung zu erhalten, werden deshalb die Belastungszeiten (6, 48, 96) Stunden untersucht.

Ohne Erwärmung ist die Leitfähigkeit des Stützermaterials deutlich geringer (vgl. Abbildung 2.12), sodass die Feldumbildung signifikant länger dauert. Auch nach langen Belastungszeiten bis 96 Stunden ist keine Absenkung der Isolationsfestigkeit erkennbar. Bei einer Erdelektroden-temperatur von $\vartheta_{Erde} = 100\text{ °C}$ (Temperaturgradient von 40 K, vgl. Abbildung 6.1a) zeigen die Versuche nach Dauerbelastung eine im Vergleich zum Spannungssteigerungsversuch geringere Überschlagsspannung (Abbildung 6.4). Nach 48 Stunden ist die Isolationsfestigkeit im Mittel bereits um 10 % abgesenkt, da sich der Wert der Höchstfeldstärke durch die temperaturabhängige Leitfähigkeit des Stützermaterials im Bereich der kälteren Hochspannungselektrode erhöht hat. Die Absenkung kann in einigen Fällen jedoch auch bis zu 20 % betragen.

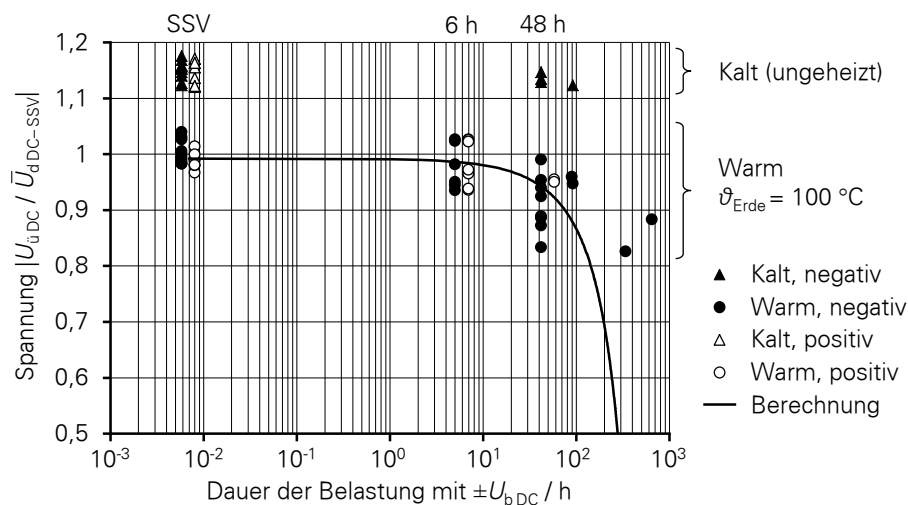


Abbildung 6.4: Überschlagsspannung U_{iDC} abhängig von der Dauer der Gleichspannungsbelastung bezogen auf die mittlere negative Durchschlagsspannung $\bar{U}_{dDC-SSV}$ im SSV im erwärmten Zustand

Trotz erheblicher Bemühungen reproduzierbare Versuchsbedingungen zu schaffen, ist die Streuung der Messwerte erheblich. Reinigen, Lagern und Kurzschließen der Prüflinge erfolgte immer in gleicher Weise. Die Normierung der Ergebnisse auf den jeweiligen Fülldruck schließt einen Einfluss unterschiedlicher Druckverhältnisse aus. Einen Erklärungsansatz liefert [Win-11], der von inhomogenen Leitfähigkeitsverteilungen auf der Isolierstoffoberfläche ausgeht.

Den Erwartungen der Berechnung entsprechend, wandern die Fußpunkte mit zunehmender Dauerbelastung in den Spalt zwischen Isolator und Hochspannungselektrode (Abbildung 6.5). Dabei ist eine niedrigere Überschlagnspannung mit einem stärkeren Einwandern der Fußpunkte verbunden (Tabelle 6.1). Dies bestätigt, dass die Feldumbildung unterschiedlich weit fortgeschritten ist. Auf der Isolatoroberfläche zeichnet sich außerdem eine Überschlagnspur ab (Abbildung 6.5).

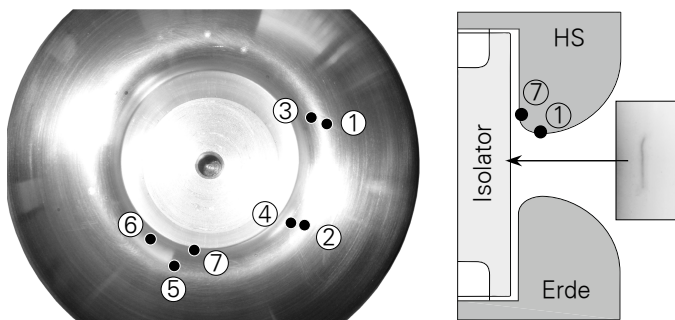


Abbildung 6.5: Fußpunkte auf der Hochspannungselektrode nach verschiedenen Belastungszeiten und Überschlagnspur

Tabelle 6.1: Werte zu Abbildung 6.5

| Messwert | Belastungszeit | U_{iDC} / U_{dDCSSV} |
|----------|----------------|------------------------|
| ① | 25 s | 1,00 |
| ② | 25 s | 0,94 |
| ③ | 6 h | 0,91 |
| ④ | 6 h | 0,89 |
| ⑤ | 48 h | 0,89 |
| ⑥ | 48 h | 0,84 |
| ⑦ | 48 h | 0,79 |

6.2.3 Vergleich mit der konventionellen Berechnung

Im Berechnungsmodell sind im Material des Feststoffisolators die temperaturabhängige Leitfähigkeit nach dem Ansatz von Arrhenius und die langsamen Polarisationsmechanismen nach dem Ansatz von Curie-von Schweidler implementiert (vgl. Abschnitt 2.4.1). Auf eine Abbildung der komplexen ladungsträgerbasierten Leitfähigkeitsprozesse wurde verzichtet. Entsprechend der Versuchsdurchführung (vgl. Abbildung 6.3) wird das Isolierstoffsystem im Berechnungsmodell nach Erreichen einer stationären Temperaturverteilung für eine definierte Belastungszeit mit einer Gleichspannung U_{bDC} belastet. Anschließend erhöht eine schnelle Spannungssteigerung als Überlagerung eines kapazitiven Feldes die Höchstdfeldstärke bis zur Überschlagnfeldstärke E_{dtSF6} .

Qualitativ kann die von der Berechnung prognostizierte Verschiebung der Höchstdfeldstärke anhand der Fußpunkte und Überschlagnspuren experimentell belegt werden (Abbildung 6.5). Auch die Erhöhung der Höchstdfeldstärke während der Feldumbildung wird als ein verringertes Isolationsvermögen durch eine niedrigere Überschlagnspannung nach Gleichspannungsbelastung nachgewiesen. Deutliche Unsicherheiten bestehen jedoch in quantitativ zu fassenden Aussagen.

Der Vergleich der berechneten mit den gemessenen Überschlagnspannungen zeigt, dass das Berechnungsmodell für Belastungszeiten bis 100 Stunden eine geeignete Abbildung der Prozesse darstellt (Abbildung 6.4). Darüber hinaus sagen die berechneten Überschlagnspannungen eine erhebliche Minderung des Isolationsvermögens voraus, welche so in Einzelmessungen nicht bestätigt werden konnte. Laut Berechnungsmodell erfolgt nach zwölf Tagen Dauerbelastung ein

Überschlag bei 45 % der Kurzzeitfestigkeit, also bei der Gleichspannung U_{bDC} . Zwei Versuche führten auch nach Belastungsdauern von 14 Tagen und 27 Tagen nicht zu einem Überschlag. Die anschließende Spannungssteigerung weist für diese Belastungsdauern ein ähnliches Isolationsvermögen wie nach 48 Stunden nach (Abbildung 6.4).

Anhand dieser Ergebnisse ist davon auszugehen, dass bereits nach 48 Stunden das elektrische Feld weitgehend umgebildet ist. Der Prozess erreicht demnach schneller seinen Gleichgewichtszustand als vom vereinfachten Modell prognostiziert. Aufschluss darüber könnte die Abbildung der ladungsträgerbasierten Prozesse nach dem Ansatz der Poisson-Nernst-Planck-Gleichungen (vgl. Abschnitt 2.4.2) geben. Es muss davon ausgegangen werden, dass trotz niedriger Grundfeldstärken dennoch Feldemissionsprozesse Ladungsträger im Gasraum bereitstellen, die die Feldumbildung beeinflussen. Eine praktische Validierung zum Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf Intensität und Geschwindigkeit der Feldumbildung, bei der ein deutlicher Effekt erwartet wird, kann mit einem Partikel, an dem stabile Teilentladungen auftreten, erfolgen (Abschnitt 6.4).

6.3 VERMINDERUNG DER ISOLATIONSFESTIGKEIT DURCH ÜBERLAGERTE EFFEKTE VON GASDICHTEN UND FELDUMBILDUNG

In den Versuchen mit Temperaturgradienten überlagert sich den Effekten der Feldumbildung der festigkeitsmindernde Einfluss lokaler Gasdichteabsenkungen (vgl. Kapitel 4). Dadurch kehrt sich der Polaritätseffekt um. Während im Spannungssteigerungsversuch die positive Gleichspannung zu einer niedrigeren Durchschlagsspannung führt, ist nach einer Dauerbelastung von 48 Stunden die negative Überschlagsspannung geringer (Abbildung 6.4).

Bei einer negativen Elektrode können die Anfangselektronen durch Emission aus der Kathode zur Verfügung gestellt werden. Bei positiver Polarität entstehen die Anfangselektronen durch eine Ablösung von negativen SF_6 -Ionen im Bereich vor der Elektrode. Dazu ist eine höhere Feldstärke notwendig, sodass sich eine höhere Zündspannung ergibt. Deshalb erfolgt die Zündung im schwach inhomogenen Feld und bei symmetrischer Feldstärkeverteilung stets an der Kathode [Has-72]. Unterschiedliche Dichteverhältnisse (Abbildung 6.6b) beeinflussen die Entladungszündung zusätzlich. Besonders kritisch ist eine geringe Festigkeit somit vor der negativen Elektrode.

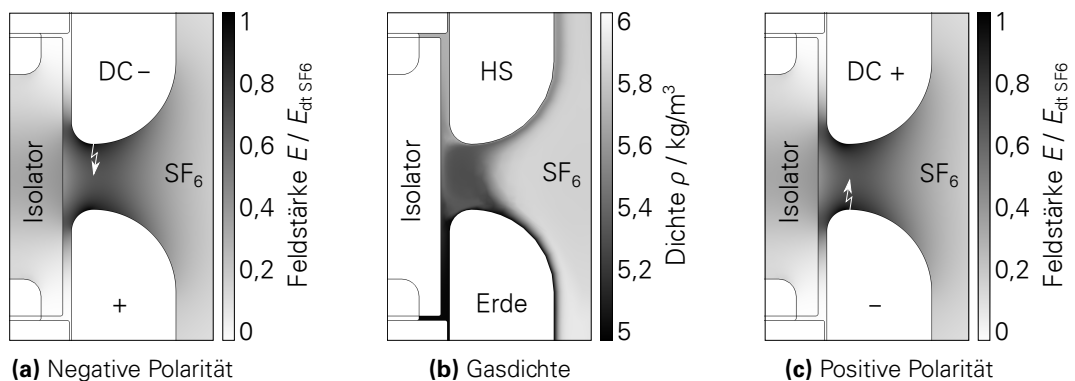


Abbildung 6.6: Entladungszündung nach Spannungssteigerung bis U_{dDCSSV} abhängig von der Polarität

In der untersuchten Anordnung ist die Kathode bei negativer Gleichspannung die Hochspannungselektrode (Abbildung 6.6a) und bei positiver Gleichspannung die Erdelektrode (Abbildung 6.6c). Die Dichte des Isoliergases und damit die dielektrische Festigkeit ist vor der erwärmten Erdelektrode stärker abgesenkt als vor der Hochspannungselektrode (Abbildung 6.6b). Im Spannungssteigerungsversuch finden Entladungszündung und -ausbreitung demnach bei positiver Gleichspannung im Bereich der stark verminderten Gasdichte vor der stark erwärmten Erdelektrode statt, sodass die Durchschlagsspannung durch die verminderte dielektrische Festigkeit im Vergleich zu negativer Polarität geringer ist (Abbildung 6.8 – ①).

Mit zunehmender Dauer der Gleichspannungsbelastung kehrt sich dieser Effekt um, sodass die Überschlagsspannung bei negativer Polarität geringer ist. Das symmetrische schwach inhomogene Feld aus dem Spannungssteigerungsversuch (Abbildungen 6.6a und 6.6c) wird bei Dauerbelastung mit Gleichspannung durch die Feldumbildung aufgrund der inhomogenen Temperaturverteilung (vgl. Abbildung 6.1a) unsymmetrisch (Abbildungen 6.7a und 6.7c). Dadurch initiiert die Höchsfeldstärke im Spalt zwischen Isolator und Hochspannungselektrode in jedem Fall die Zündung der Entladung und damit den Überschlag. Da die Ladungsträgerbereitstellung aber vor einer negativen Elektrode begünstigt ist, ist die negative Überschlagsspannung geringer als die positive (Abbildung 6.8 – ②).

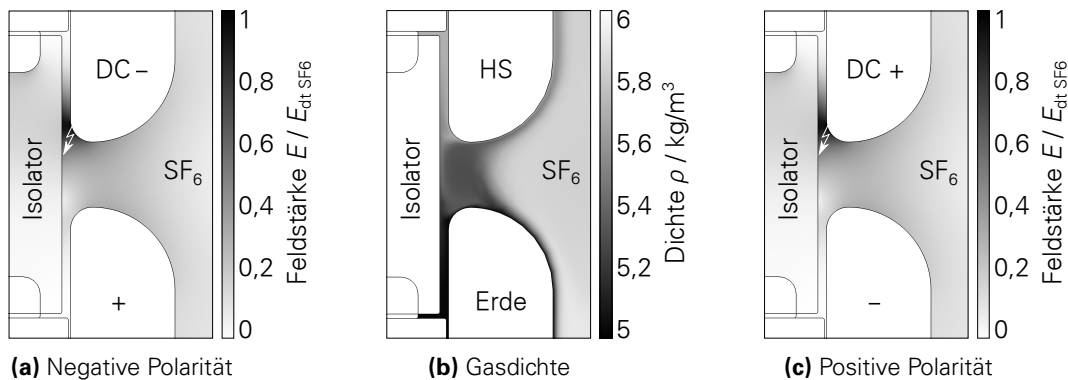


Abbildung 6.7: Entladungszündung nach Dauerbelastung mit U_{bDC} abhängig von der Polarität

Insgesamt zeigt sich, dass der Einfluss der abgesenkten Gasdichte vor der Erdelektrode mit zunehmender Belastungszeit abnimmt, da die deutliche Feldstärkeerhöhung im Spalt zwischen Isolator und Hochspannungselektrode nach Dauerbelastung die Vorgänge dominiert (Abbildung 6.8).

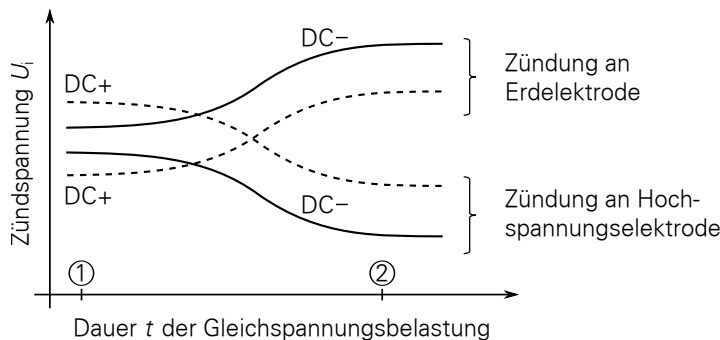


Abbildung 6.8: Schematische Darstellung der für die Zündung notwendigen Spannung in der untersuchten Anordnung bei erwärmten Elektroden: ① Kurzzeitbelastung, ② Dauerbelastung

In der untersuchten Elektrodengeometrie ist die Gasdichte im Spalt zur Hochspannungselektrode mit einem Temperaturgradienten gegenüber der Dichte ohne Temperaturgradienten nur geringfügig um ca. 5 % abgesenkt. Somit ist nach der Dauerbelastung keine zusätzliche Minderung des Isolationsvermögens durch die erwärmten Elektroden zu erwarten.

Grund für die lokal nur minimal geringere Dichte ist die isochore Erwärmung des verwendeten kleinvolumigen Prüfgefäßes. Durch die Erwärmung der Erdelektrode erhöht sich der Gasdruck im Gefäß entsprechend der mittleren Gastemperatur. Dadurch wird die Gasdichte und damit die dielektrische Festigkeit vor der erwärmten Elektrode nicht so stark reduziert wie bei isobarer Erwärmung. Es ist außerdem davon auszugehen, dass die geringe Absenkung des Isolationsvermögens in der deutlichen Messwertestreuung untergeht.

6.4 EINFLUSS PARTIKELGENERIERTER LADUNGSTRÄGER AUF GESCHWINDIGKEIT UND INTENSITÄT DER FELDUMBILDUNG

Mit einer möglichst niedrigen Gleichspannung während der Dauerbelastung soll die Injektion von Ladungsträgern durch Feldemission aus der Elektrodenoberfläche weitgehend ausgeschlossen werden. Nun wird gezielt der Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf die Feldumbildung anhand eines auf der Isolatoroberfläche befindlichen, metallischen Partikels untersucht. Metallische Partikel können in GIS zu Teilentladungen führen (vgl. Kapitel 5). Entstehende Ladungsträger bewegen sich im elektrischen Feld und lagern sich entsprechend der Normalkomponente beim Erreichen einer dielektrischen Grenzfläche an der Oberfläche der Isolierstoffe an. Dadurch ist ein Einfluss auf Intensität und Geschwindigkeit der Feldumbildung im SF₆-Epoxidharz-Isoliersystem zu erwarten.

Entscheidend für die Untersuchungen sind stabile Teilentladungen an den Partikelspitzen. Größe und Position des Partikels sind dabei nicht relevant. In der verwendeten Elektrodenanordnung erfüllt ein 12 mm langes Partikel auf der Isolatoroberfläche nahe der Hochspannungselektrode die Anforderungen an dauerhaft brennende Teilentladungen. Sobald die anliegende Spannung die Teilentladungseinsetzspannung überschreitet, verursachen die Entladungen einen mit der Messelektrode (vgl. Abschnitt 3.3.1) erfassbaren Strom I_E (Abbildung 6.9). Die Untersuchungen mit Dauerbelastung erfolgen bei einer im Vergleich zu den Messungen ohne Partikel (U_{bDC}) leicht erhöhten Gleichspannung U_{bDCP} , um stabile Teilentladungen zu garantieren:

$$U_{bDCP} = 1,27 \cdot U_{bDC} . \quad (6.3)$$

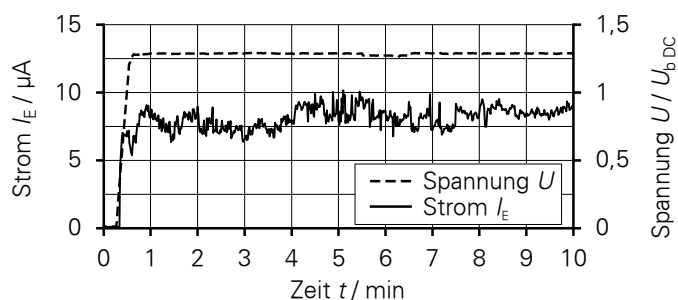


Abbildung 6.9: Emissionsstrom I_E nach Überschreiten der Einsetzspannung an den Partikelspitzen

Der Vergleich von Untersuchungen mit unterschiedlich hohen Belastungsspannungen ist zulässig, da der zeitliche Verlauf der Feldumbildung im Epoxidharz qualitativ betrachtet unabhängig von der anliegenden Spannung ist, solange ladungsträgerbasierte Leitfähigkeitsprozesse vernachlässigt werden können. Die Feldstärken lassen sich skalieren. Bei Normierung auf die jeweilige Höchstfeldstärke ergeben sich die gleichen quantitativen Feldstärkeänderungen im Verlauf der Dauerbelastung.

Da das Partikel eine erhebliche Feldstörung darstellt (Abbildung 6.10a), ist die Überschlagsspannung im Spannungssteigerungsversuch $U_{\text{ÜDCSSV}}$ erwartungsgemäß geringer als die Durchschlagsspannung U_{dDCSSV} ohne Partikel. Auf die Temperatur- und damit die Gasdichteverteilung bei beheizter Erdelektrode hat die Anwesenheit des Partikels keinen Einfluss (Abbildung 6.10b). Qualitativ vollzieht sich die Feldumbildung mit und ohne Partikel in gleicher Weise: der Ort der Höchstfeldstärke wandert in den Spalt zwischen Hochspannungselektrode und Isolator und der Betrag der Höchstfeldstärke vergrößert sich (Abbildung 6.10c).

Im Spannungssteigerungsversuch ist der Polaritätseffekt aufgrund des stark inhomogenen Feldcharakters mit Störspitze deutlich ausgeprägter als ohne Partikel (vgl. Abbildung 6.4). Die positive Überschlagsspannung ist deutlich niedriger als die negative (Abbildung 6.11). Begründet ist dieser Effekt im unterschiedlichen Verhalten der Raumladungen (vgl. Abschnitt 2.5.3). Nach einer Belastung mit U_{bDCP} über sechs Stunden drehen sich die Polaritätsverhältnisse um, sodass die negative Überschlagsspannung nun deutlich niedriger ist. Nach einer Belastungszeit von 48 h sind die Überschlagsspannungen beider Polaritäten gleich (Abbildung 6.11) und im Vergleich zur Kurzzeitfestigkeit aus dem Spannungssteigerungsversuch um bis zu 20 % vermindert. Die hohe Streuung der Messwerte ist vergleichbar mit den Untersuchungen ohne Störstelle.

Um den Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf die Feldumbildung zu bewerten, müssen die Überschlagsspannungen mit und ohne Partikel verglichen werden. Während sich die Überschlagsspannungen ohne Partikel für beide Gleichspannungspolaritäten nach sechs Stunden Belastungszeit kaum von denen aus dem Spannungssteigerungsversuch unterscheiden, zeigt sich bei den Untersuchungen mit Partikel ein erheblich anderes Verhalten (Abbildungen 6.4, 6.11 und 6.12): Bei positiver Gleichspannung kann nach sechs Stunden keine Absenkung der Überschlagsspannung festgestellt werden. Die Absenkung bei negativer Polarität ist hingegen nach sechs Stunden bereits auf dem gleichen Niveau wie nach 48 Stunden.

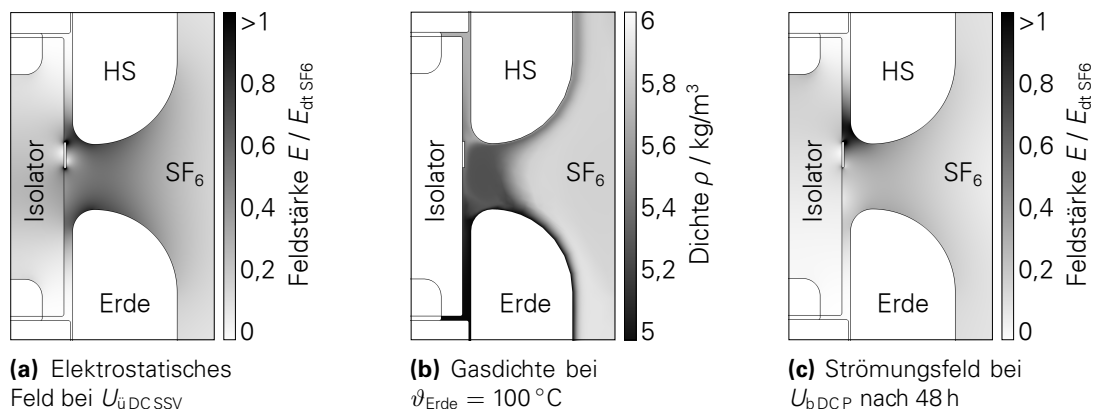


Abbildung 6.10: Verteilung des elektrischen Feldes und der Gasdichte bei Anwesenheit eines Partikels auf der Isolatoroberfläche ohne Berücksichtigung ladungsträgerbasierter Leitfähigkeitsprozesse

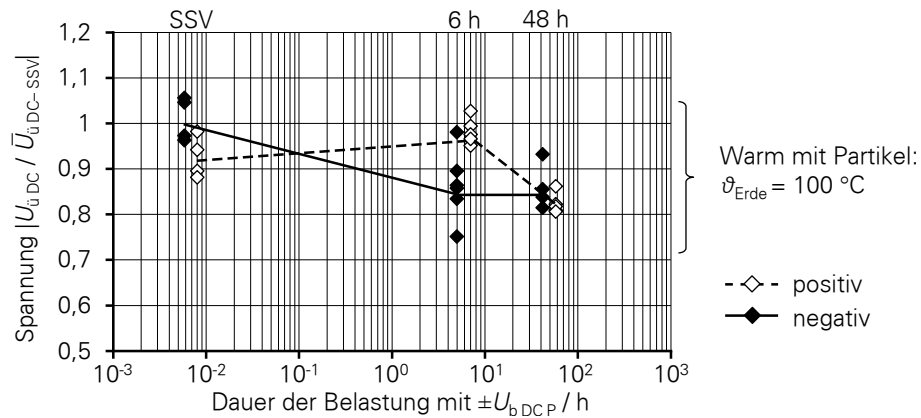


Abbildung 6.11: Überschlagespannung mit Tendenz der Mittelwerte abhängig von der Dauer der Gleichspannungsbelastung bei Anwesenheit eines TE-verursachenden Partikels bezogen auf die mittlere negative Überschlagespannung $\bar{U}_{i,DC-SSV}$ des Spannungssteigerungsversuchs

Offenbar wird die Feldumbildung bei negativer Gleichspannung durch die zusätzlichen Ladungsträger, die durch die Teilentladungen an den Partikelspitzen entstehen, beschleunigt. Das bestätigt prinzipiell den in [Win-14] rechnerisch ermittelten Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Feldumbildung und einer erhöhten Ionenpaarerzeugungsrate, welche darin als erhöhte spezifische Volumenleitfähigkeit des Gases beschrieben wird.

Die während der gesamten Belastungsdauer vorhandenen Teilentladungen an den Partikelspitzen produzieren Elektronen, die aufgrund der starken Elektronegativität von SF_6 innerhalb weniger zehn Nanosekunden an neutrale Gasmoleküle angelagert werden [Mos-79b] und die Dichte negativer Ionen erheblich erhöhen. Entsprechend der theoretischen Betrachtungen in [Win-14] sind es vor allem die negativen Ladungsträger, die sich bei erhöhten Ladungsträgergenerationsraten auf isolierenden Oberflächen anlagern.

Die Lebensdauer entstehender positiver Ionen wie SF_5^+ und F^+ ist in der elektronegativen Umgebung viel zu gering [Mos-79b], als dass diese nennenswert Einfluss nehmen. Da das Partikel in der untersuchten Anordnung auf dem Isolator in Richtung Hochspannungselektrode verschoben angebracht ist, unterscheidet sich das Verhalten bei positiver und negativer Gleichspannung.

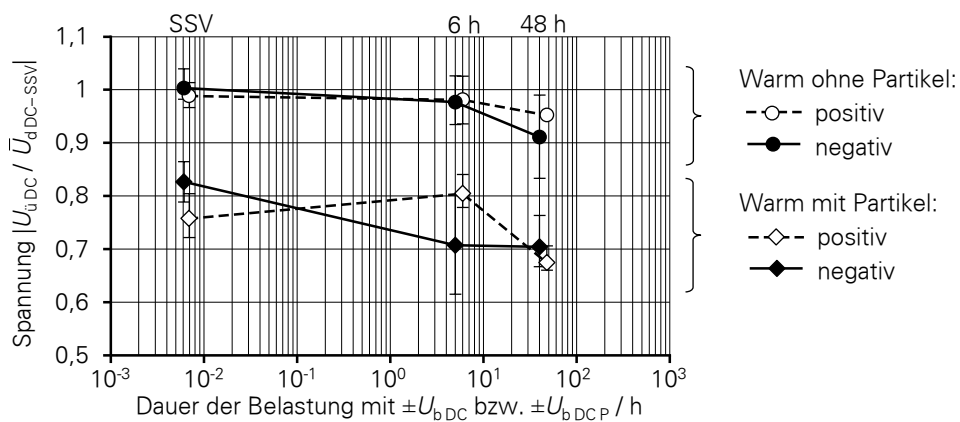


Abbildung 6.12: Mittelwerte und Spannweite der Überschlagespannungen $U_{i,DC}$ ohne und mit Partikel nach DC-Dauerbelastung bezogen auf die mittlere negative Durchschlagsspannung des Spannungssteigerungsversuchs ohne Partikel $\bar{U}_{i,DC-SSV}$

Bei positiver Gleichspannung werden die an der negativen Partikelspitze entstehenden negativen Ionen entsprechend der vorherrschenden Normalkomponente der elektrischen Feldstärke Richtung Hochspannungselektrode abgesaugt (Abbildung 6.13a). Sie entfernen sich von der Gas-Feststoff-Grenzfläche und können sich nicht auf der Isolatoroberfläche anlagern. Innerhalb der relevanten Isolierstrecke zwischen positiver Partikelspitze und Erdelektrode sind die Feldverhältnisse resultierend aus der Oberflächenaufladung im Vergleich zur Anordnung ohne Partikel nicht verändert. Deshalb ergibt sich keine Beeinflussung der Feldumbildung. Bei negativer Gleichspannung hingegen wandern die entstandenen negativen Ionen in Richtung Erdelektrode (Abbildung 6.13b). Dabei bewegen sie sich parallel zur Gas-Feststoff-Grenzfläche. Da die Normalkomponente des elektrischen Feldes vor der erdseitigen Partikelspitze in Richtung Grenzfläche zeigt, lagern sie sich auf der Isolatoroberfläche an. Dadurch wird die Dauer der Feldumbildung reduziert, sodass das Isolationsvermögen bereits nach sechs Stunden deutlich vermindert ist.

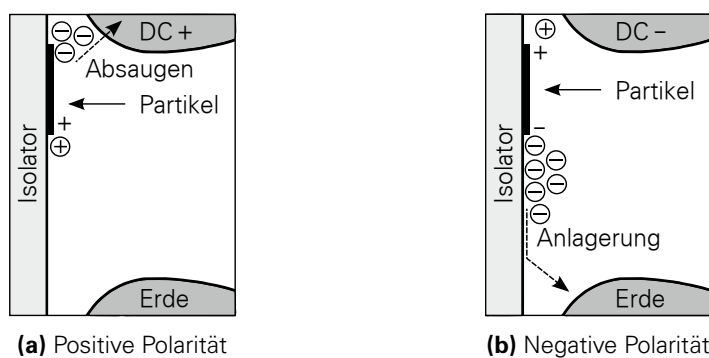


Abbildung 6.13: Ladungsträgerverhältnisse am Partikel und deren Bewegung abhängig von der Polarität (Ausschnitt für $z = (-20 \dots 20)$ mm und $r = (20 \dots 50)$ mm)

Die unterschiedlichen Überschlagespannungen bei positiver und negativer Gleichspannung nach sechs Stunden sind in der untersuchten Anordnung mit Partikel demnach auf den infolge der Teilentladungen unterschiedlich schnell ablaufenden kapazitiv-resistiven Übergang zurückzuführen.

Die Ergebnisse (Abbildung 6.12) zeigen, dass sich nach 48 Stunden unabhängig von Polarität und zusätzlicher Ladungsträgergeneration ausreichend Ladungen an der Gas-Feststoff-Grenzfläche akkumuliert haben. Die sich ergebende maximale Absenkung der Überschlagespannung durch die Feldumbildung bei erwärmten Elektroden ist unabhängig von zusätzlichen Ladungsträgern und beträgt ohne und mit Partikel jeweils ungefähr (15...20) %. Offenbar stellen sich in jedem Fall gleiche Feldverhältnisse mit gleichen absoluten Höchstfeldstärkewerten ein.

Während der Dauerbelastung kann die Intensität der Teilentladungen anhand des gemessenen Emissionsstromes bewertet werden (vgl. Abschnitt 3.3.1). Dieser nimmt nach dem Zuschalten der Gleichspannung bis zu einem bestimmten Wert ab und bleibt dann während der gesamten Belastungsdauer konstant, was auf eine langsame Aufladung der Isolatoroberfläche hindeutet. In einigen Fällen lässt die Intensität der Teilentladungen, charakterisiert durch einen weiter abnehmenden Strom, trotz konstanter Spannung bis zum Verlöschen nach. Im Bereich einiger zehn Minuten kann es dann zum Wiederspülen der Entladungen kommen (Abbildung 6.14). Ursache des beobachteten Verhaltens ist die Wechselwirkung zwischen den akkumulierten Ladungen auf der Isolatoroberfläche und der Raumladungswolke im Gas, die als Ergebnis des Gleichgewichts zwischen Ionisation und Abwanderung bzw. Rekombination von Ladungsträgern entsteht.

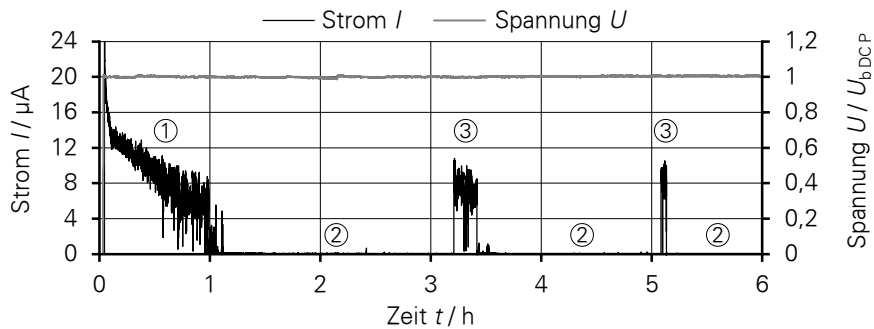


Abbildung 6.14: Instabiler Emissionsstrom bei sechsständiger Spannungsbelastung.
 ① Abnehmender Emissionsstrom, ② Verlöschen der Teilentladungen und Abfließen der Oberflächenladung, ③ Wiederezünden der Teilentladungen

Die Teilentladungen an den Partikelspitzen vergleichmäßigen das elektrische Feld durch den Effekt der Koronastabilisierung (vgl. Kapitel 5) und verringern damit die Feldstärke innerhalb von Millisekunden. Da die Koronaentladungen eine erhebliche Menge an Ladungsträgern produzieren, lagern sich nach längeren Zeiten im Sekunden- bis Minutenbereich Ladungsträger auf der Grenzfläche ab und beeinflussen ebenfalls das elektrische Feld. Bei dieser Aufladung dominieren die Leitfähigkeitsprozesse im Gasvolumen gegenüber denen von Oberfläche und Volumen des Feststoffisolators. Die Akkumulation der Ladungsträger auf der dielektrischen Oberfläche erfolgt solange, bis die Normalkomponente des elektrischen Feldes auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche gleich Null ist. Da sich die Ladungsträger entlang der elektrischen Feldlinien bewegen, kann dann keine weitere Akkumulation stattfinden. Nach vollständiger Aufladung schneiden die Feldlinien die Isolatoroberfläche nicht mehr (vgl. Abbildung 2.13). Dabei kann die elektrische Feldstärke am Partikel soweit verringert werden, dass die Existenzbedingungen für die Gasentladungen nicht mehr erfüllt sind und die Teilentladungen verlöschen.

Die beschriebenen Feldverhältnisse stellen allerdings keinen stationären Zustand dar. Die Ladungsträger fließen unter dem Einfluss des äußeren elektrischen Feldes aufgrund der Leitfähigkeit des Feststoffes langsam in Richtung der Elektroden ab. In [Sch-12] ist berichtet, dass der Abbau der Ladung auf einer ähnlichen Isolierstoffoberfläche nach einer Aufladung über 120 Stunden in Abhängigkeit der Polarität etwa ein bis zwei Stunden in Anspruch nimmt. Die abfließenden Ladungen haben eine Erhöhung der elektrischen Feldstärke zur Folge, sodass die Teilentladungen bei Überschreiten der Einsetzfeldstärke wieder zünden können und somit ein Emissionsstrom messbar ist. Durch die vorhandenen Restladungen kann der Zustand der vollständigen Aufladung jedoch schnell wiederhergestellt werden, sodass die erneut gezündeten Entladungen nur von kurzer Dauer sind (vgl. Abbildung 6.14).

Zur prinzipiellen Verdeutlichung des Einflusses der Oberflächenladungen vor dem Partikel auf die Feldstärkeverteilung ist eine vereinfachte Annahme konstanter Aufladung ausreichend. Dazu wird die in [Kin-01] als maximal mögliche Aufladung einer Grenzschiicht in SF_6 bestimmte Oberflächenladung von 18 nC/cm^2 zugrunde gelegt. Es lässt sich zeigen, dass die Feldstärke vor dem Partikel durch eine aufgeladene Oberfläche deutlich reduziert wird (Abbildung 6.15). Die hohe Feldstärke im Tripelpunkt ist aufgrund der geringen, für die Lawinenentwicklung zur Verfügung stehenden Wegstrecke für die Entladungszündung nicht relevant. Für weitergehende Darstellungen zum quantitativen Einfluss und der räumlichen Ausbildung von Oberflächenladungen sei auf [Win-15] verwiesen.

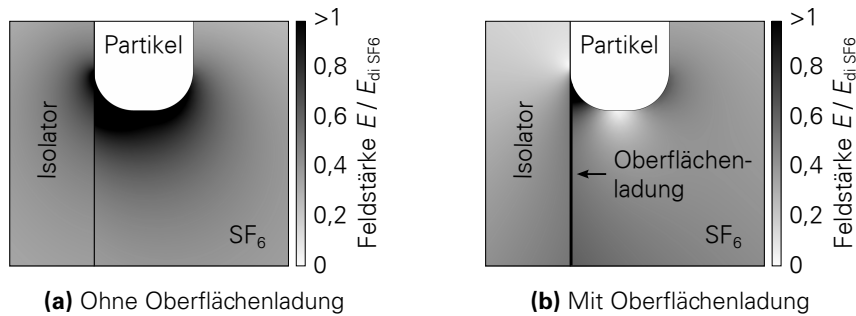


Abbildung 6.15: Prinzipielle Verdeutlichung der durch Ladungsakkumulation veränderten Feldstärkeverteilung vor einer Störstelle auf der Isolatoroberfläche

6.5 SCHLUSSFOLGERUNGEN

Betriebsströme in gasisolierten Systemen verursachen eine inhomogene Temperaturverteilung, durch die Gas und Isolator den vollen Temperaturgradienten erfahren. Unter Gleichspannungsbelastung bestimmt die stark temperaturabhängige Leitfähigkeit der Epoxidharzisolatoren das elektrische Feld. Nach dem Zuschalten der Spannung bildet sich das Feld um, sodass die Höchstfeldstärke vom erwärmten Innenleiter zum Gehäuse verschoben wird. Der sich dabei ändernde Absolutwert der Feldstärke kann sich erhöhen, sodass die Isolationsfestigkeit reduziert wird.

Die transiente Veränderung des elektrischen Feldes während des kapazitiv-resistiven Übergangs kann prinzipiell unter Nutzung der Finite-Elemente-Methode berechnet werden. Die dazu notwendigen Parameter für die temperaturabhängige Leitfähigkeit und die langsamen Polarisationsprozesse können durch Polarisationsstrommessungen am Material abgeschätzt werden. Experimentelle Untersuchungen verifizieren das zur Berechnung der Temperaturverteilung entwickelte, numerische Strömungsmodell.

Für den experimentellen Nachweis der Feldumbildung wurde die Isolationsfestigkeit einer geeigneten Versuchsanordnung bei kapazitiven und kapazitiv-resistiven Feldverhältnissen verglichen. Die Kurzzeitfestigkeit mit kapazitiver Feldverteilung wurde im Spannungssteigerungsversuch mit Gleichspannung ermittelt. Sie entspricht der Festigkeit bei Wechselspannungsbelastung. Die Festigkeit des kapazitiv-resistiven Feldes wurde nach einer Dauerbelastung mit Gleichspannung bestimmt. Die anliegende Gleichspannung entspricht dabei 45 % der Kurzzeitfestigkeit aus dem Spannungssteigerungsversuch. Da die Dauer zum Erreichen des resistiven Zustandes unbekannt ist, wurde das zum Teil umgebildete Feld nach definierten Belastungszeiten mit einer kapazitiven Änderung durch eine schnelle Spannungssteigerung bis zum Überschlag überlagert.

Die experimentellen Ergebnisse weisen die Effekte des kapazitiv-resistiven Übergangs zweifelsfrei nach. An einem verminderten Isolationsvermögen nach Gleichspannungsdauerbelastung gegenüber der Kurzzeitfestigkeit zeigt sich die absolute Erhöhung der Höchstfeldstärke. Die Absenkung der Isolationsfestigkeit beträgt in der untersuchten Anordnung (15 ... 20) %. Die Verschiebung der Höchstfeldstärke aus Bereichen mit hoher Temperatur in kältere Gebiete des Systems ist anhand der veränderten Position der Überschlagsfußpunkte und der auftretenden Überschlagsspur auf der Isolatoroberfläche erkennbar.

Für eine Veranschaulichung der Feldumbildung wurde das in [Gre-14] vorgestellte Berechnungsmodell herangezogen. Das Modell kann mit den vorliegenden Ergebnissen qualitativ verifiziert werden. Es kann dazu dienen, auftretende Herausforderungen bei der Berechnung der transienten Vorgänge nach Zuschalten einer Gleichspannung zu identifizieren.

Der im Modell zur Berechnung der Feldumbildung verwendete Ansatz nach Curie-von Schweidler zeigt für Spannungsbelastungszeiten bis 100 Stunden eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Für Belastungszeiten oberhalb von 100 Stunden prognostiziert die Berechnung eine starke Verringerung des Isolationsvermögens und sagt einen Überschlag bei dauerhaft anliegender, konstanter Belastungsspannung nach zwölf Tagen voraus. Experimentell konnte dies nicht bestätigt werden, da Belastungszeiten von bis zu 27 Tagen ohne Überschlag aufgetreten sind. Dabei ist die Absenkung des Isolationsvermögens nicht größer geworden, sondern entspricht den Werten, die nach 48 Stunden Dauerbelastung mit anschließender Spannungssteigerung erreicht worden sind. Daraus wird deutlich, dass Unsicherheiten bei der Identifikation und Abbildung der für die untersuchte Anordnung relevanten Prozesse im Berechnungsmodell bestehen. Untersuchungen in [Win-15] an einer ähnlichen Anordnung wie in dieser Arbeit führen einen rechnerischen Vergleich zwischen dem konventionellen Modell ohne Raumladungen und einem neu entwickelten Modell mit Berücksichtigung ladungsträgerbasierter Leitfähigkeitsprozesse durch. Unter der praxisrelevanten Annahme, dass die Leitfähigkeit des Isoliergases nicht mit einer globalen Konstante beschrieben werden kann, zeigen sich deutliche Unterschiede bezüglich der Anlagerung von Oberflächenladungen. Nach den Ergebnissen des ladungsträgerbasierten Gasmodells von [Win-15] sammeln sich bereits bei der natürlichen Ionenpaarerzeugungsrate in SF₆ bei 0,1 MPa von ca. 10 IP/(s · m³) [Kin-86] deutlich mehr Ladungsträger an als bei der konventionellen Berechnung. Dadurch wird die Feldstärke reduziert und das Isolationsvermögen nicht weiter abgesenkt.

Entstehen durch Feldemission oder Teilentladungen vermehrt Ladungsträger, dann beeinflussen sie nach Akkumulation auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche die Feldumbildung. Experimentell kann dieser Effekt mit einem festen, metallischen Partikel auf der Isolatoroberfläche untersucht werden. Die Dauerbelastung erfolgt dazu mit einer Spannung oberhalb der Einsatzspannung, sodass an den Partikelspitzen dauerhaft Teilentladungen brennen und Ladungsträger generiert werden. Maßgeblichen Einfluss auf die Feldumbildung haben nur die entstehenden negativen Ionen. Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Beschleunigung des kapazitiv-resistiven Übergangs, da die Isolationsfestigkeit nicht erst nach 48 Stunden, sondern bereits nach sechs Stunden deutlich reduziert ist. Das Isolationsvermögen wird dabei um den gleichen Wert von (15 ... 20) % verringert wie ohne zusätzliche Ladungsträger. Ein Einfluss auf den Grad der Absenkung ist deshalb nicht nachweisbar. Einen geeigneten Ansatz liefert das Gasmodell in [Win-15]. Ist die Isolatoroberfläche vollständig geladen, ändern sich die Feldverhältnisse nicht mehr und das Isolationsvermögen wird nicht weiter reduziert. Das entspricht den Schlussfolgerungen, die aus den Messungen der vorliegenden Arbeit abgeleitet werden können.

Der nachgewiesene Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf die Feldumbildung demonstriert, dass das Isoliergas mit teilchendichte- und feldstärkeabhängigen Drift- und Diffusionsprozessen für eine genaue Abbildung des transienten Verhaltens von Gleichspannungssystemen nicht vernachlässigt werden darf. Mögliche Modellierungsansätze werden in [Bac-14, Win-15, Gre-16] vorgestellt. Die Evaluation, unter welchen Bedingungen welche Prozesse dominieren und deshalb berücksichtigt werden müssen, muss Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

7 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Gasisolierte Systeme im Gleichspannungsbetrieb vereinen die Anforderungen für Anwendungen moderner Energieübertragung nach kleinräumigen Anlagen und verlustarmem Energietransport über große Entfernungen. Für einen zuverlässigen und sicheren Betrieb muss das Verhalten der eingesetzten Gas-Feststoff-Isolierung im technologischen System bis an die Grenzen des Isolationsvermögens bekannt sein. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist deshalb das Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung. Dabei stehen zwei wesentliche Einflussfaktoren im Vordergrund: die Temperatur, motiviert durch reale Stromwärmeverluste, und eine feste Störstelle auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche, motiviert durch in der Praxis nicht völlig auszuschließende, metallische Partikel.

Die Untersuchungen an einem Schwefelhexafluorid-Epoxidharz-Isoliersystem erfolgten mit Rücksicht auf reale Geometrien, Elektrodenabstände und Feldstärken. Der erforderliche Temperaturgradient im Elektrodenzwischenraum wurde durch eine isochore Erwärmung eingestellt. Zunächst wurden die Effekte von Temperatur und Störstelle auf Feldverteilung, Raumladungsbildung und Isolationsvermögen separat untersucht. Anschließend galt es deren Zusammenwirken und gegenseitige Beeinflussung im Gesamtsystem zu analysieren.

Die betriebsbedingte Erwärmung der Leiter gasisolierter Systeme führt zu einer lokalen Herabsetzung der Gasdichte und damit der dielektrischen Gasfestigkeit. Prinzipiell ist dieses Phänomen unabhängig von der Art der Spannungsbelastung, muss jedoch zur Bewertung des Einflusses der veränderten Feldverteilung unter Gleichspannung zunächst separat quantifiziert werden. Bei einer Elektrodentemperatur um 100 °C stellt sich in der untersuchten Anordnung ein Temperaturgradient von 40 Kelvin ein. Mit Spannungssteigerungsversuchen bis zum Durchschlag konnte im Vergleich zu Versuchen ohne einen Temperaturgradienten ein um (10 ... 15) % reduziertes Isolationsvermögen nachgewiesen werden.

In koaxialen Leitungen ist der Ort mit der höchsten Feldstärke gleichzeitig der Ort mit der höchsten Temperatur und damit der niedrigsten Gasdichte. Die Zündung erfolgt deshalb in ungestörten

Anlagen am Innenleiter. Da die Entladungsentwicklung in SF₆ im schwach inhomogenen Feld stets an der Kathode beginnt, ist eine geringere Gasdichte vor der negativen Elektrode besonders kritisch. Durch eine niedrigere Gasdichte kann auch die Teilentladungseinsetzspannung an einer Störspitze auf den Elektroden herabgesetzt werden. Dadurch kann die Teilentladungsfreiheit der Anlage nicht mehr garantiert und das Isolationsvermögen verringert werden.

Da die Erwärmung im Normalbetrieb isochor erfolgt und mit einer globalen Druckerhöhung einhergeht, ist die Absenkung des Isolationsvermögens geringer als bei isobarer Erwärmung. Eine isobare Erwärmung tritt nur im gestörten Betrieb bei stark lokal begrenzten Temperaturanstiegen z. B. an fehlerhaften oder gealterten Schraub- und Steckverbindungen oder bei adiabatischer Erwärmung nach Kurzschlussstrombelastung auf. Wird die Spannung nach dem Kurzschluss zu schnell wieder zugeschaltet, kann die Isolationsfestigkeit vermindert sein. Durch den fehlenden Druckanstieg ist eine isobare Erwärmung für die Zuverlässigkeit der Anlage als kritischer einzuschätzen als eine isochore Erwärmung.

Nach dem Zuschalten einer Gleichspannung wandelt sich das elektrische Feld im Gas-Feststoff-Isoliersystem von einem elektrostatischen Feld, was durch die Permittivitäten der Isolierstoffe bestimmt ist, in ein quasistationäres Strömungsfeld, was durch deren Leitfähigkeiten bestimmt wird, um. Dieser kapazitiv-resistive Übergang verändert sowohl die räumliche Feldverteilung als auch die Höhe der Feldstärke. Im Betrieb der Anlage erfährt der Feststoffisolator einen großen Temperaturgradienten. Die temperaturabhängige Leitfähigkeit des Materials führt zu einer deutlichen Anhebung der Feldstärke im Niedrigtemperaturbereich, sodass das Isolationsvermögen unter Gleichspannungsbelastung herabgesetzt wird. Bei dem maximalen Temperaturgradienten von 40 Kelvin beträgt die Absenkung durch die Feldumbildung gegenüber dem Einschaltzustand in der untersuchten Anordnung (15 ... 20) %. Die Verschiebung der Höchstfeldstärke in Bereiche geringerer Temperatur war anhand der Überschlagsspuren nachweisbar. Die Effekte der transienten Feldumbildung konnten somit temperaturabhängig experimentell nachgewiesen werden.

Unter dem Aspekt höherer Übertragungsleistungen gewinnt die thermisch bedingte Minderung des Isolationsvermögens an Bedeutung und muss bei der Dimensionierung gasisolierter Anlagen berücksichtigt werden. In der untersuchten Anordnung führt der die Stromwärmeverluste darstellende Temperaturgradient von 40 Kelvin zwischen Innen- und Außenelektrode unter Berücksichtigung der Gasdichteverhältnisse und der Feldumbildung durch die temperaturabhängige Leitfähigkeit zu einer erheblichen Verringerung der Isolationsfestigkeit gegenüber dem stromlosen Zustand ohne einen Temperaturgradienten. Die Absenkung beträgt (25 ... 35) %. Aus Sicht der vorliegenden Arbeit wird deshalb empfohlen, nicht nur bei der Dimensionierung der Anlagen sondern auch bei deren Typprüfung den Einfluss der Temperatur einzubeziehen. Dielektrische Tests, wie Stehspannungsprüfungen, Polaritätswechsel und Impulsspannungsbelastungen, sollten demnach auch bei den durch Umgebungstemperatur und Bemessungsstrom bestimmten Temperaturverhältnissen durchgeführt werden. Da im Betrieb Laständerungen mit veränderten Temperatur- und damit Feldstärke- und Festigkeitsverteilungen zu erwarten sind, sollten auch diese erheblichen Beanspruchungen für das Isoliersystem in Typprüfungen abgebildet werden.

Um alle relevanten Feld- und Temperaturzustände berücksichtigen zu können, sind geeignete Berechnungsmodelle erforderlich. In der vorliegenden Arbeit konnte unter Nutzung des Streamerkriteriums eine Berechnungsmethode für die Zündspannung an erwärmten Elektroden ent-

wickelt werden, die die Absenkung des Isolationsvermögens durch Gasdichteunterschiede für jede beliebige Temperaturverteilung prognostizieren kann. Voraussetzung dafür ist eine genaue Bestimmung der Feldverteilung. Im elektrostatischen Fall sind dazu die implementierten physikalischen Prozesse gängiger Feldberechnungsprogramme ausreichend. Um die Effekte des kapazitiv-resistiven Übergangs abzubilden, müssen für polymere Isolierstoffe zusätzlich die temperaturabhängige Leitfähigkeit und die langsamen Polarisationsvorgänge implementiert werden. Weitaus komplexer ist die Abbildung der ladungsträgerbasierten Leitfähigkeitsprozesse im Isoliergas. Dessen Leitfähigkeit ist abhängig von den dominierenden Prozessen nicht als integrale Größe angebar, sondern muss durch teilchendichte- und feldstärkeabhängige Drift- und Diffusionsmechanismen beschrieben werden. Die Evaluation, unter welchen Bedingungen welche Prozesse berücksichtigt werden müssen, muss Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

Zur Veranschaulichung der Feldumbildung nutzt die vorliegende Arbeit ein in der Literatur vorgestelltes Berechnungsmodell, was nach dem Ansatz von Arrhenius die temperaturabhängige Leitfähigkeit und nach dem Ansatz von Curie-von Schweidler die langsamen Polarisationsvorgänge im Epoxidharz berücksichtigt. Für das Isoliergas Schwefelhexafluorid wird dabei lediglich eine räumlich und zeitlich konstante Leitfähigkeit festgelegt. Es zeigt sich, dass das Berechnungsmodell nur die prinzipiellen Effekte des kapazitiv-resistiven Übergangs qualitativ abbilden kann. Die Absenkung des Isolationsvermögens unter Gleichspannungsbelastung lässt sich bei den gegebenen Versuchsbedingungen damit nicht quantitativ abschätzen. Für eine Gleichspannungsdauerbelastung bei 45 % der Kurzzeitfestigkeit bei elektrostatischer Feldverteilung prognostizierte die Berechnung einen Überschlag nach zwölf Tagen. Experimentell konnten jedoch Belastungszeiten von bis zu 27 Tagen ohne Überschlag erreicht werden. Das anschließend durch Spannungssteigerung ermittelte Isolationsvermögen ist wie nach 48-stündiger Vorbelastung ebenfalls um ca. 15 % verringert. Es ist also praktisch von einer deutlich geringeren Absenkung des Isolationsvermögens und von viel kürzeren Zeiträumen für die Feldumbildung auszugehen, als rechnerisch vorhergesagt. Der Vergleich von Messung und Berechnung verdeutlicht, dass auf eine Modellierung ladungsträgerbasierter Leitfähigkeitsprozesse nicht verzichtet werden darf, wenn abgesehen von der natürlichen Ionisation weitere Ladungsträgerquellen nicht ausgeschlossen werden können.

Die Verifizierung entwickelter Berechnungsmodelle beschränkt sich typischerweise auf Messungen des Oberflächenpotenzials bei sehr geringen Feldstärken oder in atmosphärischer Luft. Gegenstand der Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit ist hingegen das Systemverhalten nahe der Grenzen des Isolationsvermögens unter Berücksichtigung realer Geometrien und Feldstärken. Für zukünftige Arbeiten wäre an dieser Stelle der notwendige Brückenschlag wünschenswert. Analysen des Oberflächenpotenzials und Modellierungen der Raum- und Oberflächenladungen können bei der Identifikation und Abbildung aller relevanten Prozesse helfen. Dadurch kann ein umfassendes Verständnis des beobachteten und phänomenologisch beschriebenen Systemverhaltens erreicht werden.

In den schwach inhomogenen Feldern gasisolierter Anlagen erweisen sich Störstellen als besonders kritisch. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die Untersuchung des raumladungsbeeinflussten Überschlagsverhaltens von Isolatoren mit auf deren Oberfläche fest anhaftenden Metallpartikeln. Die mit der Modellanordnung gewonnenen Erkenntnisse sind dabei nachweislich auf Isolatoren kommerzieller Anlagen übertragbar.

Die Absenkung des Isolationsvermögens unter Gleichspannungsbelastung ist ab einer kritischen Partikellänge von drei Millimetern nachweisbar. Bei einem Gasdruck unterhalb von 0,3 MPa setzen an den Partikelspitzen zum Teil bereits ab 50 % der ungestörten Durchschlagsspannung Teilentladungen ein. Die Koronastabilisierung durch diese Glimmentladungen führt aber zu einer vergleichsweise hohen Überschlagsspannung. Oberhalb von 0,3 MPa führt die erste Zündung ohne Teilentladungen sofort zum Überschlag. Durch die fehlende Koronastabilisierung kann die Isolationsfestigkeit bei einer Druckerhöhung nicht oder nur stark unterproportional gesteigert werden. Vergleichende Messungen bei Blitzimpulsspannung bestätigen diesen Zusammenhang.

Die Untersuchungen weisen Isolatoren mit festen Partikeln auf deren Oberfläche ein verringertes Isolationsvermögen nach. Aufgrund der Gefährlichkeit dieser Störstellenart müssen bekannte Verfahren zu deren Detektion und Identifikation auf ihre Eignung geprüft und gegebenenfalls neue Methoden entwickelt werden. Die bei Gleichspannung stabil auftretenden Glimmentladungen behindern durch einen hohen Gleichanteil im Stromsignal eine effektive Diagnostik mit impulsbasierten Verfahren, wie der konventionellen Teilentladungsmessung nach IEC 60270. Aufgrund des fehlenden Phasenbezugs stellt neben der Detektion und der Abgrenzung zu Störsignalen auch die Bestimmung der Defektart eine weitere Herausforderung dar. Eine Analyse des Frequenzspektrums im UHF-Bereich kann ein auf der Isolatoroberfläche befindliches Partikel nachweisen. Trotz unveränderter äußerer Bedingungen ändert sich das Signal dabei grundlegend und in zufälliger Weise bezüglich Impulshäufigkeit und -höhe. Die erfasste Signalamplitude ist sehr klein, was eine zuverlässige Detektion erschwert.

Feste Partikel auf Isolatoren sind durch gängige Verfahren nicht zweifelsfrei nachweisbar. Messungen ohne detektierbare Signale garantieren keine Partikelfreiheit. Für Inbetriebnahmeprüfungen sind nach gegenwärtigem Kenntnisstand Teilentladungsmessungen unter Wechselspannung zu empfehlen. Weiterhin würde ein verminderter Isoliergasdruck dazu führen, dass überhaupt Teilentladungen vor dem Überschlag auftreten. Dabei wäre auch das Überschlagsrisiko während der Detektion geringer. Die Abhängigkeit der Entladungsmechanismen von Störstellenart und -größe sowie Isoliergasdruck sind jedoch nicht hinreichend bekannt. Weiterführende Arbeiten müssen deshalb das Verhalten typischer Defekte explizit untersuchen, um Rückschlüsse auf Detektionsmöglichkeiten ziehen zu können. Außerdem sind die Teilentladungsparameter zu identifizieren, die für Teilentladungsmessungen unter Gleichspannung geeignet sind. Dabei ist insbesondere bei der elektrischen Messung ein besonderes Augenmerk auf die Störunterdrückung zu legen.

Die Untersuchungen der störstellenbehafteten Anordnung zeigen, dass zum Teil bereits ab 50 % der ungestörten Durchschlagsspannung Teilentladungen auftreten können. Dadurch werden zusätzliche Ladungsträger generiert, die sich auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche anlagern und die Feldumbildung beeinflussen. Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Beschleunigung des kapazitiv-resistiven Übergangs. Bereits nach sechs Stunden kann so eine Feldverteilung wie nach 48 Stunden erreicht werden. Dabei ist aber kein Einfluss auf den Grad der Absenkung des Isolationsvermögens unter Gleichspannungsbelastung nachweisbar.

Die Belastung eines Betriebsmittels im Energieübertragungssystem bei einem Blitzeinschlag in eine Freileitung kann durch die Überlagerung der anliegenden Gleichspannung mit einem Blitzimpuls nachgebildet werden. Das Überschlagsverhalten des störstellenbehafteten Isolators bei Belastung mit zusammengesetzter Mischspannung ist Ergebnis der Wechselwirkungen von Raum-

ladungen im Gas und akkumulierten Oberflächenladungen auf dem Feststoffisolator. Unabhängig von auftretenden Koronaentladungen verringert sich mit steigendem Gleichspannungsanteil die resultierende Überschlagsspannung. Dieses Verhalten ist bei bipolarer Überlagerung sehr stark ausgeprägt. Bei unipolarer Überlagerung verringert sich die Überschlagsspannung nur wenig.

Die Bedeutung der Raumladungsakkumulation durch den Gleichspannungsanteil lässt sich anhand des Momentanwerts der Überschlagsspannung zeigen. Bei der unipolaren Überlagerung werden die Raumladungsstrukturen bei Gleichspannung durch gleichpolare Blitzimpulse weiter verstärkt. Die Überschlagsspannung ist deshalb vergleichsweise unabhängig vom anliegenden Gleichspannungsanteil und liegt im Bereich der Überschlagsspannung bei reiner Gleichspannung oder sogar darüber. Bei der bipolaren Überlagerung zerstören die gegenpolaren Blitzimpulse die durch die Gleichspannung aufgebauten Raumladungen. Die Feldanhebung durch die fehlende stabile Raumladungsstruktur ist umso drastischer, je höher der Gleichspannungsanteil ist. Deshalb ergeben sich die niedrigsten Überschlagsspannungen bei hohen Gleichspannungsanteilen. Die Überschlagsspannung bei Mischspannungsbelastung sinkt beispielsweise bei einer Vorbelastung mit 80 % der positiven Überschlagsgleichspannung auf nur noch 30 % der negativen Überschlagsgleichspannung. Daraus lässt sich ableiten, dass ein Polaritätswechsel eine extreme Beanspruchung für das Isoliersystem darstellt. Er muss deshalb Bestandteil von Typprüfungen, insbesondere für Anwendungen mit netzgeführten Stromrichtern, sein. Durch einen Nachweis der Isolationsfestigkeit bei bipolarer Überlagerung mit einer Blitzstoßamplitude der doppelten Gleichspannungshöhe kann der Polaritätswechsel ersetzt werden.

Zur Bewertung des Einflusses der Oberflächen- und Raumladungen auf die Überschlagsspannung bei Mischspannungsbelastung kann der Teilentladungsstrom im Gas herangezogen werden. Die Messungen bestätigen den dominierenden Einfluss der Oberflächenladungen auf das elektrische Feld in Partikelnähe und unterstreichen die Wirkung der Raumladungen auf das Verhalten des Isolierstoffsystems. Sie weisen einen signifikanten Einfluss der Ladungsträgerakkumulation durch vorherige Impulse auf die Überschlagsspannung nach. Vor diesem Hintergrund sind die in aktuellen Normen (z. B. in IEC 60060-1) vorgeschriebenen Testprozeduren mit mehreren aufeinanderfolgenden Impulsen zu betrachten. Um nicht nur statistisch abgesichert die Isolationsstrecke zu prüfen, sondern auch Partikel auf Isolatoren zu finden, sollte die Amplitude des Einstellstoßes möglichst nur wenig unterhalb des Prüfpegels liegen. Ansonsten ist davon auszugehen, dass das tatsächliche Isolationsvermögen geringer ist, als während einer Prüfung nachgewiesen.

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung wird maßgeblich durch die Temperaturverteilung und durch feste Störstellen auf der Grenzfläche beeinflusst. Oberflächen- und Raumladungen verändern das üblicherweise ohmsch-kapazitiv beschriebene Verhalten des Isolierstoffsystems. Der Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf die stark temperaturabhängige Feldumbildung demonstriert, dass das Isoliergas unter diesen Umständen mit teilchendichte- und feldstärkeabhängigen Drift- und Diffusionsprozessen zur Modellierung des transienten Verhaltens von Gleichspannungssystemen berücksichtigt werden muss. Die Untersuchung des Systemverhaltens an den Grenzen des Isolationsvermögens ist ein wichtiger Bestandteil bei der Entwicklung innovativer Technologien der modernen Energieübertragung bei steigender Übertragungsleistung.

LITERATURVERZEICHNIS

- [ABB-15] ABB Switzerland Ltd. *Micafil support and spacer insulators for gas insulated switchgear*. <http://www.abb.com/product/db0003db002618/3596c52ee93c186ac1257460001371d7.aspx> (27.03.2015), 2015.
- [Arn-14] P. Arnold, S. Tenbohlen, W. Köhler, U. Riechert und U. Straumann. Fixed particles in coaxial SF₆ arrangements at various voltage stresses. In *International Conference on High Voltage Engineering and Application*, Poznan, 2014.
- [Arr-98] J. Arrillaga. *High voltage direct current transmission*. The Institution of Engineering and Technology, 2. Auflage, 1998.
- [AtG-15] AtG. *Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie und den Schutz gegen ihre Gefahren (Atomgesetz) vom 15. Juli 1985 i. d. F. vom 1. April 2015*. 2015.
- [Bac-14] K. Backhaus, J. Speck, M. Hering, S. Großmann und R. Fritsche. Nonlinear dielectric behaviour of insulating oil under HVDC stress as a result of ion drift. In *International Conference on High Voltage Engineering and Application*, Poznan, 2014.
- [Bac-16] K. Backhaus. *Das dielektrische Verhalten der Öl-Papier-Isolierung bei Belastung mit hoher Gleichspannung*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 2016.
- [Bal-78] B. S. Baldwin und H. Lomax. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. In *AIAA Aerospace Science Meeting*, Huntsville, 1978.
- [Ber-59] D. Berg und C. N. Works. Electric breakdown of SF₆ in nonuniform fields. *Electrical Engineering*, Band 78 (Ausgabe 4): S. 342, 1959.
- [Ber-77] V. Berthold. *Experimentelle Untersuchungen zum Einfluß freibeweglicher, leitfähiger Partikeln auf die Durchschlagspannungen von SF₆-Isolierungen*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1977.
- [Bha-62] M. S. Bhalla und J. D. Craggs. Measurement of ionization and attachment coefficients in sulphur hexafluoride in uniform fields. In *Proceedings of the Physical Society*, Band 80, S. 151–160, 1962.
- [Bin-79] D. Binns und F. Mansoor. Breakdown characteristics for a heated busbar in a gas-filled duct. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band 98 (Ausgabe 1): S. 19–25, 1979.
- [Boe-75] W. Boeck. Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF₆. *Elektrotechnische Zeitschrift - Ausgabe A*, Band 96: S. 300–306, 1975.
- [Böh-86] H. Böhme, H. Löbl und J. Speck. Zum Einfluß der Strombahntemperatur auf die Durchschlagspannung schwach inhomogener Gasisolierungen. *Wissenschaftliche Zeitschrift der Technischen Universität Dresden*, Band 35 (Ausgabe 5): S. 43–49, 1986.
- [Böh-05] H. Böhme. *Mittelspannungstechnik*. Verlag Technik, 2. Auflage, 2005.
- [Bor-79] I. M. Bortnik und V. P. Vertikov. Discharge development in SF₆. In *International Symposium on High Voltage Engineering*, Mailand, 1979.
- [Buc-95] D. Buchner. *Der Energie-Durchschlag-Mechanismus in SF₆ bei steilen transienten Überspannungen*. Dissertation, Technische Universität München, 1995.
- [Cam-47] G. Camilli und J. J. Chapman. Gaseous insulation for high-voltage apparatus. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, Band 66 (Ausgabe 1), 1947.
- [Chr-00] L. G. Christophorou und J. K. Olthoff. Electron interactions with SF₆. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, S. 267–330, 2000.
- [CIG-98] CIGRÉ Joint Working Group 33/23.12. Insulation coordination of GIS; return of experience on site tests and diagnostic techniques. *Electra*, Band 176, 1998.

- [CIG-99] CIGRÉ Joint Task Force. Partial discharge detection system for GIS: sensitivity verification for the UHF method and the acoustic method. *Electra*, Band 183: S. 75–87, 1999.
- [CIG-00] CIGRÉ Working Group 23.02. *Report on the second international survey on high voltage gas insulated substations (GIS) service experience*. Technische Broschüre Nr. 150, 2000.
- [CIG-12] CIGRÉ Working Group D1.03. *Gas insulated systems for HVDC: DC stress at DC and AC systems*. Technische Broschüre Nr. 506, 2012.
- [CIG-14] CIGRÉ Working Group D1.28. *Optimized gas-insulated systems by advanced insulation techniques*. Technische Broschüre Nr. 571, 2014.
- [Coo-77] C. M. Cooke, R. E. Wootton und A. H. Cookson. Influence of particles on AC and DC electrical performance of gas insulated systems at extra-high-voltage. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band 96 (Ausgabe 3): S. 768–777, 1977.
- [Coo-82] C. M. Cooke. Surface flashover of gas/solid interfaces. In *Gaseous Dielectrics III*. Pergamon Press, New York, 1982.
- [Coo-84] C. M. Cooke und Z. Liu. Discharge inception by particles near insulator surfaces: the proximity effect. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Band 19 (Ausgabe 6): S. 529–535, 1984.
- [Cra-71] J. D. Craggs. Negative ions. In *International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, S. 59–83, Oxford, 1971.
- [De -96] N. De Kock, B. Coric und R. Pietsch. UHF PD detection in gas-insulated switchgear – suitability and sensitivity of the UHF method in comparison with the IEC 270 method. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, Band 12 (Ausgabe 6): S. 20–26, 1996.
- [DLR-09] DLR. *Energie-Karte*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, http://www.dlr.de/media/desktopdefault.aspx/tabid-4987/8424_page-2//8424_read-17642 (24.6.2015), 2009.
- [Els-93] N. Elsner, S. Fischer und J. Huhn. *Grundlagen der Technischen Thermodynamik: Wärmeübertragung*. Akademie Verlag, Berlin, 1993.
- [Fes-93] K. Feser, B. Thies, A. Dießner und H. Karrenbauer. Dielektrische Prüfungen an metallgekapelten SF₆-isolierten Schaltanlagen im Werk und vor Ort. In *ETG-Fachtagung Isolationskoordination*, Mannheim, 1993.
- [FOS-15] FOSG. *Friends of the Supergrid*. <http://www.friendsofthesupergrid.eu/> (24.6.2015), 2015.
- [Fra-14] C. M. Franck, D. A. Dahl, M. Rabie, P. Haefliger und M. Koch. An efficient procedure to identify and quantify new molecules for insulating gas mixtures. *Contributions to Plasma Physics*, Band 54 (Ausgabe 1): S. 3–13, 2014.
- [Gal-85] I. Gallimberti und N. J. Wiegart. Impulse corona and streamer to leader transition in SF₆. In *International Conference on Gas Discharges and their Application*, S. 219–222, Oxford, 1985.
- [Gal-86] I. Gallimberti und N. J. Wiegart. Streamer and leader formation in SF₆ and SF₆ mixtures under positive impulse conditions : I. Corona development. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Band 12: S. 2351–2361, 1986.
- [Gal-87] I. Gallimberti, L. Ullrich und N. J. Wiegart. Experimental investigation of the streamer to leader transition in SF₆ under negative polarity. In *International Symposium on Gaseous Dielectrics*, Knoxville, 1987.
- [Gre-13] R. Gremaud, M. Bjelogrić, M. Schneider, E. Logakis, Ch. Schlegel, S. Fursich, A. Krivda, T. Christen und U. Riechert. Surface charge decay on HVDC insulators: temperature and field effects. In *International Conference on Solid Dielectrics*, S. 1056–1059, 2013.

- [Gre-14] R. Gremaud, F. Molitor, C. B. Doiron, T. Christen, U. Riechert, U. Straumann, B. Källstrand, K. Johansson und O. Hjortstam. Solid insulation in DC gas-insulated systems. In *CIGRÉ Conference, Paris, 2014*.
- [Gre-16] R. Gremaud, M. Hering, P. Simka, C. B. Doiron, M. Baur, V. Teppati, B. Källstrand, K. Johansson, J. Speck und S. Großmann. Solid-gas insulation in HVDC gas-insulated system: Measurement, modeling and experimental validation for reliable operation (Dezember 2015: Abstract akzeptiert). In *CIGRÉ Session, 2016*.
- [Guo-83] T. C. Guo und W. W. Guo. A transient-state theory of dielectric relaxation and the Curie-von Schweidler law. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, Band 16: S. 1955–1960, 1983.
- [Ham-92] F. Hammer und A. Küchler. Insulating systems for HVDC power apparatus. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, 1992.
- [Ham-12] H. Hama und S. Okabe. Cross-sectional study between SF₆ and eco-friendly gases on dielectric coated electrodes for real-size gas insulated switchgear. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 19 (Ausgabe 1): S. 253–262, 2012.
- [Has-72] P. Hasse. Die Entwicklung des elektrischen Durchschlages im homogenen Feld in Schwefelhexafluorid. In *International Symposium on High Voltage Technology*, S. 363–369, 1972.
- [Has-97] T. Hasegawa, K. Yamaji, M. Hatano, F. Endo, T. Rokunohe und T. Yamagiwa. Development of insulation structure and enhancement of insulation reliability of 500 kV DC GIS. *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 12 (Ausgabe 1): S. 194–202, 1997.
- [Hau-72] W. Hauschild und F. Kielmann. Über einige grundlegende Entladungsprozesse im Isoliergas Schwefelhexafluorid (SF₆). *Elektrie*, Band 26 (Ausgabe 7): S. 198–202, 1972.
- [Hay-08] N. Hayakawa, T. Okusu, K. Nishizawa, H. Kojima, F. Endo, M. Yoshida, K. Uchida und H. Okubo. Dependence of partial discharge characteristics at spacer surface on particle size in SF₆ gas insulated system. In *International Conference on Condition Monitoring and Diagnosis*, S. 46–50, Beijing, 2008.
- [Hie-91] H. Hiesinger. *Der Hochfrequenz-Durchschlagsmechanismus in SF₆ bei schwingenden transienten Überspannungen*. Dissertation, Technische Universität München, 1991.
- [Hin-00] T. Hinterholzer und W. Boeck. Breakdown in SF₆ influenced by corona-stabilization. In *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Band 1, S. 413–416, 2000.
- [Hin-02] T. Hinterholzer. *Der Durchschlag in SF₆ unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung*. Dissertation, Technische Universität München, 2002.
- [Hir-01] M. Hirose, S. Hara und Y. Makino. Outline of the Kii channel HVDC link. In *Power Engineering Society Summer Meeting*, Band 1, S. 349–362, Vancouver, 2001.
- [Hoc-69] A. Hochrainer. Zur Darstellung von Entladungsvorgängen in inhomogenen Anordnungen. *Elektrotechnische Zeitschrift - Ausgabe A*, Band 12: S. 275–279, 1969.
- [Hol-98] M. E. Holmberg und S. M. Gubanski. Motion of metallic particles in gas insulated systems. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, Band 14 (Ausgabe 4): S. 5–14, 1998.
- [Hos-86] M. Hosokawa, F. Endo, T. Yamagiwa und T. Ishokawa. Particle-initiated breakdown characteristics and reliability improvement in SF₆ gas insulation. *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 1 (Ausgabe 1): S. 58–65, 1986.
- [Ima-01] A. Imano. *Beeinflussung der elektrischen Festigkeit von N₂/SF₆- und Luft/SF₆-Isolationen durch Metallpartikel auf der Stützeroberfläche*. Dissertation, Universität Stuttgart, 2001.
- [Int-14] International Energy Agency. Key world energy statistics. Bericht, Paris, 2014.
- [IPC-13] IPCC. Climate change 2013: The physical science basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Bericht, Cambridge, United Kingdom and New York, 2013.

- [IPC-14] IPCC. Fünfter Sachstandsbericht des IPCC – Synthesebericht. Bericht, 2014.
- [Iwa-88] L. Iwanow. *Einfluß der Elektrodentemperatur auf die Durchschlagspannung koaxialer SF₆-Isolierungen*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1988.
- [Jin-93] T. Jing. *Surface charge accumulation on SF₆ – mechanisms and effects*. Dissertation, Delft University of Technology, 1993.
- [Kau-96] M. Kaufhold, S. S. Bamji und A. T. Bulinski. Optical detection of partial discharges in gas-insulated systems. In *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Band 2, San Francisco, 1996.
- [Kau-16] B. Kaufmann. *Arbeitstitel: Entwickeln einer standardisierten Methode zur Erwärmungsbe-
rechnung von GIS (Geplant: 2016)*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 2016.
- [Kes-11] J. Kessler. *Isoliervermögen hybrider Isoliersysteme in gasisolierten metallgekapselten
Schaltanlagen (GIS)*. Dissertation, Technische Universität München, 2011.
- [Kie-73] F. Kielmann. *Zum Durchschlag von Anordnungen mit schwach inhomogenem Feld unter
dem Einfluß einer definierten Störstelle bei Impuls- und Wechselspannung im SF₆*. Disser-
tation, Technische Universität Dresden, 1973.
- [Kin-86] J. Kindersberger. *The statistical time lag to discharge inception in SF₆*. Dissertation, Techni-
sche Universität München, 1986.
- [Kin-01] J. Kindersberger und Al. Winter. Surface charge density distributions on insulating plates
under pressurized gases. In *International Symposium on High Voltage Engineering*, S. 343–
346, Bangalore, 2001.
- [Kne-84] A. Knecht. *Das Isolationssystem Schwefelhexafluorid-Feststoffisolator bei Gleichspan-
nungsbeanspruchung*. Dissertation, ETH Zürich, 1984.
- [Küc-09] A. Küchler. *Hochspannungstechnik: Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. Springer-
Verlag, 2009.
- [Läm-73] J. Lämmel. *Zur Bemessung von Hochspannungs-Prüfanlagen für die Überlagerung von
Gleichspannung mit Impulsspannung*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1973.
- [Led-08] Ch. Lederle. *Isoliervermögen SF₆-isolierter Elektrodenanordnungen mit dielektrischer Be-
schichtung*. Dissertation, Technische Universität München, 2008.
- [Lee-57] W. M. Leeds, T. E. Browne und A. P. Strom. The use of SF₆ for high-power arc quenching.
*Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part III: Power Apparatus and
Systems*, Band 76 (Ausgabe 3), 1957.
- [Leh-70] B. Lehmann. Bildung negativer Ionen durch Elektronenstoß im SF₆ unterhalb 25 eV. *Zeit-
schrift für Naturforschung - Ausgabe A*, Band 25: S. 1755–1757, 1970.
- [Löb-84] H. Löbl. *Zur Dauerstrombelastbarkeit und Lebensdauer der Geräte der Elektroenergieüber-
tragung*. Habilitation, Technische Universität Dresden, 1984.
- [Lut-11] B. Lutz. *Einflussfaktoren auf die elektrische Feldverteilung in Isoliersystemen mit polymeren
Isolierstoffen bei Gleichspannungsbelastung*. Dissertation, Technische Universität München,
2011.
- [Mee-53] J. M. Meek und J. D. Craggs. *Electrical breakdown of gases*. Clarendon Press, Oxford,
1953.
- [Mes-01] F. Messerer. *Gas-insulated substations (GIS) for HVDC*. Dissertation, Technische Universität
München, 2001.
- [Met-02] I.A. Metwally und A.A. A-Rahim. Dynamic analysis of motion of spherical metallic particles in
non-uniform electric field. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 9
(Ausgabe 2): S. 282–293, 2002.

- [Mie-72] G. Mierdel. *Elektrophysik*. VEB Verlag Technik, Berlin, 1972.
- [Moi-00] H. Moissan und P. Lebeau. Sur un nouveau corps gazeux: le perfluorure de soufre SF₆. *Comptes Rendus Acad. Sci.*, Band 130: S. 865–871, 1900.
- [Mos-79a] W. Mosch, H. Böhme und H. Löbl. Breakdown of air-gaps heated by operating current. In *International Symposium on High Voltage Engineering*, Mailand, 1979.
- [Mos-79b] W. Mosch und W. Hauschild. *Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid*. VEB Verlag Technik, Berlin, 1979.
- [Mos-79c] W. Mosch, W. Hauschild, J. Speck und S. Schierig. Phenomena in SF₆ insulations with particles and their technical valuation. In *International Symposium on High Voltage Engineering*, Mailand, 1979.
- [Mül-71] H. Müller und J. Wiesinger. Einfluß der kosmischen Strahlung auf das Durchschlagverhalten einer homogenen Luftfunkenstrecke. *Bulletin SEV*, Band 62 (Ausgabe 9): S. 445–447, 1971.
- [Nak-83] K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Arahata und Y. Shibuya. Surface charging on epoxy spacer at DC stress in compressed SF₆ gas. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band 102 (Ausgabe 12): S. 3919–3927, 1983.
- [Nat-98] United Nations. Kyoto protocol to the United Nations framework convention on climate change. Bericht, 1998.
- [Neu-00] C. Neumann. PD measurement on GIS of different design by non-conventional UHF sensors. In *CIGRÉ Session*, Paris, 2000.
- [Neu-11] S. Neuhold. On-site tests of GIS. In *Highvolt-Kolloquium*, Dresden, 2011.
- [Nie-83] L. Niemeyer und F. Pinnekamp. Leader discharges in SF₆. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Band 16: S. 1031–1045, 1983.
- [Nie-89] L. Niemeyer, L. Ullrich und N. J. Wiegart. The mechanism of leader breakdown in electronegative gases. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Band 24: S. 309–324, 1989.
- [Nov-12] B. Novak und L. Koller. Steady-state heating of gas insulated busbars. In *IEEE Transmission and Distribution Conference*, S. 1–7, 2012.
- [Occ-67] E. Occhini und G. Maschio. Electrical characteristics of oil-impregnated paper as insulation for HV DC cables. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band 86 (Ausgabe 3): S. 312–326, 1967.
- [Oka-07] S. Okabe. Phenomena and mechanism of electric charges on spacers in gas insulated switchgears. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 14 (Ausgabe 1): S. 46–52, 2007.
- [Olt-89] J. K. Olthoff, R. J. Van Brunt, Y. Wang, R. L. Champion und L. D. Doverspike. Collisional electron detachment and decomposition rates of SF₆⁻, SF₅⁻, and F⁻ in SF₆: Implications for ion transport and electrical discharges. *The Journal of Chemical Physics*, Band 91, 1989.
- [Pea-95] J. S. Pearson, O. Farish, B. F. Hampton, M. D. Judd, D. Templeton, B. M. Pryor und I. M. Welch. Partial discharge diagnostics for gas insulated substations. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 2 (Ausgabe 5): S. 893–905, 1995.
- [Ped-75] A. Pedersen. The effect of surface roughness on breakdown in SF₆. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band 94 (Ausgabe 5), 1975.
- [Pic-14] R. Piccin, A. R. Mor, P. Morshuis, G. C. Montanari und A. Girodet. Partial discharge analysis and monitoring in HVDC gas insulated substations. In *IEEE Electrical Insulation Conference*, Band 22, S. 488–492, 2014.
- [Pro-02] C. Protze. *Untersuchungen zum Verhalten von Oberflächenladungen in gasisolierten Hochspannungsgeräten und Anlagen*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 2002.

- [Rae-64] H. Raether. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths, London, 1964.
- [Rei-12] A. J. Reid und M. D. Judd. Ultra-wide bandwidth measurement of partial discharge current pulses in SF₆. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Band 45 (Ausgabe 16), 2012.
- [Sat-99] J. Sato, T. Shiori, M. Miyagawa, T. Yoshida und K. Yokokura. Composite insulation technology for new compact 72/84 kV C-GIS. In *IEEE Transmission and Distribution Conference*, Band 2, New Orleans, 1999.
- [Sch-25] A. Schwaiger. *Elektrische Festigkeitslehre*. Springer-Verlag, Berlin, 1925.
- [Sch-72] F. W. Schpolski. *Atomphysik*, Band 2. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1972.
- [Sch-97] H.-D. Schlemper. *Akustische und elektrische Teilentladungsmessung zur Vor-Ort-Prüfung von SF₆-isolierten Schaltanlagen*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1997.
- [Sch-99] R. Schurer. *Der Einfluß von Störstellen auf Stützeroberflächen auf die elektrische Festigkeit von Isolieranordnungen in SF₆-isolierten Anlagen*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1999.
- [Sch-12] M. Schueller, U. Straumann und C. M. Franck. Time dependence of spacer charging in SF₆ under DC stress. In *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, S. 629–632, 2012.
- [Sch-14] M. Schueller. *Role and impact of different charge sources on surface charge accumulation in gas insulated HVDC systems*. Dissertation, ETH Zürich, 2014.
- [Sol-15] Solvay Fluor GmbH. Schwefelhexafluorid. *Produktinformation*, 2015.
- [Spe-78] J. Speck. *Theoretische Untersuchungen zum Einfluß freibeweglicher, leitfähiger Partikeln auf Entladungserscheinungen im SF₆*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1978.
- [Spe-15] J. Speck, M. Hering, K. Backhaus und I. Ovsyanko. Discharge behaviour under DC stress and its consequences on high voltage tests. In *Highvolt-Kolloquium*, Dresden, 2015.
- [Str-12] U. Straumann, M. Schueller und C. M. Franck. Theoretical investigation of HVDC disc spacer charging in SF₆ gas insulated systems. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 19 (Ausgabe 6): S. 2196–2205, 2012.
- [Teh-15] D. Tehlar, T. Diggelmann, P. Müller, R. Buehler, N. Ranjan und Ch. Doiron. Ketone based alternative insulation medium in a 170 kV pilot installation. In *Joint Colloquium CIGRÉ SC A3 & B3*, Nagoya, 2015.
- [Tei-72] T. H. Teich und B. Sangi. Discharge parameters for some electronegative gases and emission of radiation from electron avalanches. In *International Symposium on High Voltage Technology*, S. 391–395, München, 1972.
- [Ten-97] S. Tenbohlen. *Der Einfluß dielektrischer Oberflächen auf die Durchschlagsentwicklung in einer störstellenbehafteten SF₆-Anordnung*. Dissertation, RWTH Aachen, 1997.
- [Tow-15] J. S. Townsend. *Electricity in gases*. Clarendon Press, Oxford, 1915.
- [Ver-87] A. F. H. Verhaart, J. Tom und C. S. Vos. Avalanches near solid insulators. In *International Symposium on High Voltage Engineering*, Braunschweig, 1987.
- [Wan-89] Y. Wang, R. L. Champion, L. D. Doverspike, J. K. Olthoff und R. J. Van Brunt. Collisional electron detachment and decomposition cross sections for SF₆⁻, SF₅⁻, and F⁻ on SF₆ and rare gas targets. *The Journal of Chemical Physics*, Band 91, 1989.
- [Was-12] R. Waser. *Nanoelectronics and information technology*. Wiley-VCH, 2012.
- [Wee-85] B. M. Weedy. DC conductivity of voltalit epoxy spacers in SF₆. *IEE Proceedings A - Physical Science, Measurement and Instrumentation, Management and Education, Reviews*, Band 132 (Ausgabe 7): S. 450–454, 1985.

- [Wie-85] N. J. Wiegart. A model for the production of initial electrons by detachment of SF_6^- -ions. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Band 20: S. 587–594, 1985.
- [Wie-88] N. J. Wiegart, L. Niemeyer, F. Pinnekamp, W. Boeck, J. Kindersberger, R. Morrow, W. Zaengl, M. Zwicky, I. Gallimberti und S. A. Boggs. Inhomogeneous field breakdown in GIS – the prediction of breakdown probabilities and voltages. Part I-III. *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 3: S. 923–946, 1988.
- [Win-03] Al. Winter. *Elektrische Ladungen auf Isolierstoffoberflächen und deren Wirkung auf die Durchschlagspannung von Elektrodenanordnungen*. Dissertation, Technische Universität München, 2003.
- [Win-11] Ax. Winter, M. Tenzer, J. Kindersberger und V. Hinrichsen. Leitfähig eingestellte Isoliersysteme für Hochfeldbeanspruchung in gasisolierten Anlagen bei Gleichspannungsbelastung. In *ETG-Fachbericht 131: Feldsteuernde Isoliersysteme*, Darmstadt, 2011.
- [Win-14] Ax. Winter und J. Kindersberger. Transient field distribution in gas-solid insulation systems under DC voltages. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 21 (Ausgabe 1): S. 116–128, 2014.
- [Win-15] Ax. Winter. *Elektrische Felder in Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung*. Dissertation, Technische Universität München, 2015.
- [Woo-79] R. E. Wootton, A. H. Cookson, F. T. Emery und O. Farish. *Investigation of high voltage particle-initiated breakdown in gas insulated systems*. EPRI Project 7835 Report, Pittsburgh, 1979.
- [Wu-11] X. Wu, H. Li, Y. Peng, Z. Xie und X. Jin. Temperature distribution analysis of single-phase GIS bus. In *Asia-Pacific Power and Energy Engineering Conference*, Wuhan, 2011.
- [Zae-03] W. Zaengl. Dielectric spectroscopy in time and frequency domain for HV power equipment. I. Theoretical considerations. *IEEE Electrical Insulation Magazine*, Band 19 (Ausgabe 5): S. 5–19, 2003.

Normen

- IEC 60060-1 DIN EN 60060-1 VDE 0432-1:2011-10: Hochspannungs-Prüftechnik
Teil 1: Allgemeine Begriffe und Prüfbedingungen (IEC 60060-1:2010)
Deutsche Fassung EN 60060-1:2010
- IEC 60060-2 DIN EN 60060-2 VDE 0432-2:2011-10: Hochspannungs-Prüftechnik
Teil 2: Messsysteme (IEC 60060-2:2010)
Deutsche Fassung EN 60060-2:2011
- IEC 60270 DIN EN 60270 VDE 0434:2001-08: Hochspannungs-Prüftechnik
Teilentladungsmessungen (IEC 60270:2000)
Deutsche Fassung EN 60270:2001
- IEC 60865-1 DIN EN 60865-1 VDE 0103:2012-09: Kurzschlussströme – Berechnung der Wirkung
Teil 1: Begriffe und Berechnungsverfahren (IEC 60865-1:2011)
Deutsche Fassung EN 60865-1:2012

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Karte zu Solar- und Windenergie in Europa nach [DLR-09] | 2 |
| 1.2 | Prinzip der zusammengesetzten Mischspannung nach IEC 60060-1 | 8 |
| 1.3 | Übersicht zu untersuchten Einflussparametern und der Zielstellung dieser Arbeit | 9 |
| 2.1 | Koeffizienten für Ionisation α und Anlagerung η in SF ₆ nach [Bha-62] | 13 |
| 2.2 | Verteilung der elektrischen Feldstärke $E(x)$ bei erfüllter Zündbedingung | 15 |
| 2.3 | Abhängigkeit des Streamereinsatzes vom Elektrodenradius nach [Mos-79b] | 15 |
| 2.4 | Schematische Darstellung des Precursor-Mechanismus nach [Nie-89] | 17 |
| 2.5 | Oberfläche mit Rauheitsprofil [Mos-79b] | 18 |
| 2.6 | Rauheitsfaktor für gleichmäßig raue Oberflächen [Mos-79b] | 18 |
| 2.7 | Strömungs- und Temperaturgrenzschicht am Übergang zwischen Leiter und Gas | 19 |
| 2.8 | Ersatzschaltbild eines Dielektrikums | 23 |
| 2.9 | Polarisationsstrommessung und deren Approximation für ein Epoxidharzmaterial (Messungen durchgeführt von ABB Switzerland, Corporate Research) | 24 |
| 2.10 | Elektrische Feldstärke und Äquipotenziallinien an realer Geometrie bei $U_{DC} = 330$ kV | 24 |
| 2.11 | Materialmodelle zur Approximation der Polarisationsstrommessungen | 27 |
| 2.12 | Leitfähigkeit eines Epoxidharzmaterials abhängig von der Temperatur (Messungen durchgeführt von ABB Switzerland, Corporate Research) | 28 |
| 2.13 | Feldlinien bei der Grenzflächenaufladung durch Entladungen an Störspitzen nach [Mes-01] | 32 |
| 2.14 | Prozesse an der Isolatoroberfläche und ihre Rückwirkungen | 33 |
| 2.15 | Feldstärke- und Potenzialverteilung entlang der Gas-Feststoff-Grenzfläche mit Partikel | 35 |
| 2.16 | Eigene Mikroskopaufnahmen der Spitzen zylinderförmiger Partikel (10-fache Vergrößerung) | 36 |
| 2.17 | Berechnete elektrische Feldverteilung für verschiedene Partikelformen auf der Grenzfläche mit Tripelpunkten TP und den gewählten Pfaden der Streamerausbreitung x_s (eigene Berechnungen) | 36 |
| 2.18 | Feldverteilung vor einem Partikel ohne ① und mit ② Raumladungen nach [Hoc-69] | 38 |
| 3.1 | Epoxidharzisolatoren gasisolierter Systeme | 40 |
| 3.2 | Schwach inhomogene Elektrodenanordnungen mit Messelektrode zur Emissionsstrommessung: Geometrie, elektrostatische Feldverteilung und Äquipotenziallinien | 40 |
| 3.3 | Verwendete Versuchsanordnungen | 41 |
| 3.4 | Gleichspannungsprüf- und -messkreis für ein Modellprüfgefäß | 42 |
| 3.5 | Gleichspannungsprüfkreis mit angeschlossenem Teilentladungsmesskreis | 42 |
| 3.6 | Zwölfstufiges Ersatzschaltbild des modifizierten Marx-Generators für symmetrische Aufladung mit Prüfling und Spannungsteiler | 43 |
| 3.7 | Unipolare und bipolare Überlagerung mit Längskapazität | 44 |
| 3.8 | Hochspannungsprüfkreis für eine mit Blitzimpuls überlagerte Gleichspannung | 44 |
| 3.9 | Spannungsfälle im Prüfkreis bei Mischspannungsbelastung (vereinfacht) | 45 |
| 3.10 | Berechnete und gemessene Mischspannung bei $U_{DC} = 0$ | 45 |
| 3.11 | Prinzip zur Entladungsstrommessung ausgehend vom Signal der Messelektrode | 46 |
| 3.12 | Prinzip zur Beobachtung des Prüflings mit einer Kamera | 47 |
| 3.13 | Prinzipielle Möglichkeiten der TE-Messung | 48 |
| 3.14 | Experimentelle Ermittlung der Temperaturverteilung im Modellprüfgefäß | 48 |
| 4.1 | Ergebnisse der numerischen Feld- und Strömungsberechnungen am Modellprüfgefäß | 51 |
| 4.2 | Ablauf zur Berechnung der Zündspannung mit dem Streamerkriterium nach [Iwa-88] | 53 |
| 4.3 | Für die Durchschlagsspannung einer Isolierstrecke mit erwärmten Elektroden ausgewertete Feldlinien | 53 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.4 | Berechnete Durchschlagsspannung und kritische Wegstrecke für die Zündung, ausgehend von der Erd- oder der Hochspannungselektrode abhängig von der Abwicklungslänge l_E | 54 |
| 4.5 | Temperaturverlauf an den Messstellen (Abbildung 3.14a) nach Zuschalten der Heizleistung | 55 |
| 4.6 | Urliste der Voruntersuchungen: Gemessene Durchschlagsspannung U_d bezogen auf die minimale berechnete Durchschlagsgleichspannung $U_{d\min 20}$ bei einer Elektrodentemperatur von 20 °C | 56 |
| 4.7 | Mittelwert $\bar{U}_{d\text{gem}}$ und Standardabweichung der gemessenen Durchschlagsgleichspannung ohne Temperaturgradienten bei $\vartheta_{\text{Erde}} = 20\text{ °C}$ und mit Temperaturgradienten bei $\vartheta_{\text{Erde}} = 100\text{ °C}$ bezogen auf die minimale berechnete Durchschlagsgleichspannung $U_{d\min 20}$ bei einer Elektrodentemperatur von 20 °C | 57 |
| 5.1 | Mittelwert und Standardabweichung der Überschlagsspannung $U_{\bar{u}}$ und der Einsetzspannung U_i des partikelbehafteten Isolators abhängig von der Länge des Partikels l bezogen auf die mittlere positive Durchschlagsspannung $\bar{U}_{d\text{oP}1}$ ohne Partikel bei 0,1 MPa SF ₆ | 59 |
| 5.2 | Mittelwert und Standardabweichung der Überschlagsspannung $U_{\bar{u}}$ des Isolators mit einem 8-mm-Partikel an verschiedenen Positionen bezogen auf die mittlere Durchschlagsspannung $\bar{U}_{d\text{oP}1}$ ohne Partikel bei 0,1 MPa SF ₆ | 60 |
| 5.3 | Mittelwert und Standardabweichung der Überschlagsspannung $U_{\bar{u}}$ des Isolators mit einem 8-mm-Partikel auf freiem Potenzial in den Positionen A ^a und B ^a und mit Elektrodenkontakt in A ^b und B ^b bezogen auf die mittlere Durchschlagsspannung ohne Partikel $\bar{U}_{d\text{oP}1}$ bei 0,1 MPa SF ₆ | 61 |
| 5.4 | Überschlagsspannung $U_{\bar{u}}$ und Einsetzspannung U_i des Isolators mit einem 8 mm langen Partikel in Position B ^a abhängig vom Gasdruck p bezogen auf die mittlere Durchschlagsspannung ohne Partikel $\bar{U}_{d\text{oP}1}$ bei 0,1 MPa SF ₆ | 63 |
| 5.5 | Glimmentladungen am Partikel bei 0,1 MPa | 64 |
| 5.6 | Entwicklung der Glimmentladungen an einem 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa (negative DC) | 64 |
| 5.7 | Strom- und Spannungsverlauf bei Entladungen an einem 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa | 65 |
| 5.8 | Mit Tiefpassschaltung gemessener Teilentladungsstrom bei Spannungssteigerung bis zum Teilentladungseinsatz für ein 8-mm-Partikel in Position B ^a bei 0,1 MPa und 0,3 MPa | 65 |
| 5.9 | Nach IEC 60270 gemessene scheinbare Ladung vor und nach dem Einsetzen der Entladungen an einem 8-mm-Partikel bei Wechsel- und Gleichspannung für die Drücke 0,1 MPa und 0,3 MPa | 66 |
| 5.10 | Gemessenes Frequenzspektrum am Sensor U01 | 67 |
| 5.11 | <i>Zero span</i> des Signals am Sensor U01 bei aktiver TE-Quelle bei verschiedenen Mittenfrequenzen | 67 |
| 5.12 | Teilentladungssignal im Zeitbereich bei 1,333 GHz bei aufeinanderfolgenden Messungen | 67 |
| 5.13 | Gemessenes Frequenzspektrum mit aktiver Teilentladungsquelle | 68 |
| 5.14 | UHF-Signal (Mittenfrequenz: 270 MHz) und Strom der Messelektrode nach Einsatz instabiler Entladungen am Partikel bei 0,25 MPa SF ₆ | 68 |
| 5.15 | Prinzip der 4-Quadranten-Darstellung | 69 |
| 5.16 | Überschlagsspannung bei Mischspannung U_{Σ} : 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa | 70 |
| 5.17 | Entladungsspuren nach unipolarer Überlagerung mit 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa | 71 |
| 5.18 | Entladungsspuren nach bipolarer Überlagerung mit 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa | 72 |
| 5.19 | Vorentladungen bei bipolarer Überlagerung | 72 |
| 5.20 | Entladungsspuren auf der Isolatoroberfläche | 73 |
| 5.21 | Überschlagsspannung bei Mischspannung U_{Σ} : 8-mm-Partikel bei 0,5 MPa | 74 |
| 5.22 | Überschlagsspannung bei Mischspannung U_{Σ} : 3-mm-Partikel bei 0,1 MPa | 74 |
| 5.23 | Prinzip der Ladungsakkumulation um das Partikel bei positivem Gleichspannungsanteil | 75 |
| 5.24 | Überschlagsspannungen bei Mischspannungsbelastung bezogen auf den positiven Überschlagswert bei reiner Gleichspannungsbelastung $U_{\bar{u}\text{DC}+}$ | 77 |
| 5.25 | Verlauf des Emissionsstromes bei unipolarer Überlagerung, Quadrant III | 78 |
| 5.26 | Verlauf des Emissionsstromes bei bipolarer Überlagerung, Quadrant II | 79 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.27 | Gemessene und berechnete Zündspannung U_i bezogen auf die jeweils gemessene \bar{U}_{d+oP1} bzw. berechnete U_{dOP1} Durchschlagsspannung ohne Partikel für den realen Isolator mit 8-mm-Partikel bei 0,1 MPa abhängig von der Position a des Partikels auf dem Isolator | 83 |
| 5.28 | Gemessene und berechnete Zündspannung U_i am realen Isolator mit Partikel nahe der Erdelektrode bezogen auf die jeweils gemessene \bar{U}_{d+oP1} bzw. berechnete U_{dOP1} Durchschlagsspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa abhängig von der Länge l des Partikels | 84 |
| 5.29 | Gemessene und berechnete Zündspannung U_i am realen Isolator mit 8-mm-Partikel bezogen auf auf die jeweils gemessene \bar{U}_{d+oP1} bzw. berechnete U_{dOP1} Durchschlagsspannung ohne Partikel bei 0,1 MPa abhängig vom Gasdruck p | 84 |
| 5.30 | Relevante Feldlinien an den Partikelkanten | 85 |
| 6.1 | Feldumbildung (b)-(d) im Modellprüfgefäß mit vorhandenem Temperaturgradienten (a) nach dem Zuschalten einer Gleichspannung U_{bDC} | 87 |
| 6.2 | Feldstärkeverteilung entlang der Abwicklungslänge l_E der Hochspannungselektrode abhängig von der Belastungsdauer | 88 |
| 6.3 | Versuchsdurchführung zum experimentellen Nachweis der Feldumbildung | 88 |
| 6.4 | Überschlagsspannung U_{iDC} abhängig von der Dauer der Gleichspannungsbelastung bezogen auf die mittlere negative Durchschlagsspannung $\bar{U}_{dDC-SSV}$ im SSV im erwärmten Zustand | 89 |
| 6.5 | Fußpunkte auf der Hochspannungselektrode nach verschiedenen Belastungszeiten und Überschlagsspur | 90 |
| 6.6 | Entladungszündung nach Spannungssteigerung bis U_{dDCSSV} abhängig von der Polarität | 91 |
| 6.7 | Entladungszündung nach Dauerbelastung mit U_{bDC} abhängig von der Polarität | 92 |
| 6.8 | Schematische Darstellung der für die Zündung notwendigen Spannung in der untersuchten Anordnung bei erwärmten Elektroden: ① Kurzzeitbelastung, ② Dauerbelastung | 92 |
| 6.9 | Emissionsstrom I_E nach Überschreiten der Einsetzspannung an den Partikelspitzen | 93 |
| 6.10 | Verteilung des elektrischen Feldes und der Gasdichte bei Anwesenheit eines Partikels auf der Isolatoroberfläche ohne Berücksichtigung ladungsträgerbasierter Leitfähigkeitsprozesse | 94 |
| 6.11 | Überschlagsspannung mit Tendenz der Mittelwerte abhängig von der Dauer der Gleichspannungsbelastung bei Anwesenheit eines TE-verursachenden Partikels bezogen auf die mittlere negative Überschlagsspannung $\bar{U}_{dDC-SSV}$ des Spannungssteigerungsversuchs | 95 |
| 6.12 | Mittelwerte und Spannweite der Überschlagsspannungen U_{iDC} ohne und mit Partikel nach DC-Dauerbelastung bezogen auf die mittlere negative Durchschlagsspannung des Spannungssteigerungsversuchs ohne Partikel $\bar{U}_{dDC-SSV}$ | 95 |
| 6.13 | Ladungsträgerverhältnisse am Partikel und deren Bewegung abhängig von der Polarität | 96 |
| 6.14 | Instabiler Emissionsstrom bei sechsstündiger Spannungsbelastung | 97 |
| 6.15 | Prinzipielle Verdeutlichung der durch Ladungsakkumulation veränderten Feldstärkeverteilung vor einer Störstelle auf der Isolatoroberfläche | 98 |

TABELLENVERZEICHNIS

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Mögliche Varianten der Erwärmung nach [Iwa-88] | 20 |
| 2.2 | Ladungsträgerbasierte Leitfähigkeitsprozesse nach [Bac-14] | 29 |
| 2.3 | Feldüberhöhungsfaktoren nach [Spe-78] | 35 |
| 4.1 | Berechnete und gemessene Temperaturen an den Messstellen im stationären Zustand | 55 |
| 4.2 | Berechnete und gemessene Durchschlagsspannungen | 57 |
| 6.1 | Werte zu Abbildung 6.5 | 90 |

PUBLIKATIONSLISTE

Veröffentlichungen

- 2016 **M. Hering**, S. Großmann. *Komponenten zu Systemen verbinden – Aktuelle Herausforderungen*. 14. Symposium Energieinnovation, Graz, Februar 2016.
- 2015 **M. Hering**, J. Speck, K. Backhaus, S. Großmann, U. Riechert. *Capacitive-resistive transition in gas insulated DC systems under the influence of particles on the insulator surface*. 19th International Symposium on High Voltage Engineering, Pilsen, August 2015.
- M. Hering**, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Feldumbildung in gasisolierten Systemen bei Gleichspannung*. RCC-Fachtagung, Berlin, Mai 2015.
- M. Hering**, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert, S. Neuhold. *Detection of particles on the insulator surface in gas insulated DC systems*. Highvolt-Kolloquium, Dresden, Mai 2015.
- J. Speck, **M. Hering**, K. Backhaus, I. Ovsyanko. *Breakdown behaviour under DC stress and its consequence on high voltage tests*. Highvolt-Kolloquium, Dresden, Mai 2015.
- 2014 **M. Hering**, J. Speck, K. Backhaus, S. Großmann, P. Arnold, U. Riechert. *Untersuchungen zur Detektion von festen Störstellen auf Isolatoren in gasisolierten Systemen bei Gleichspannungsbelastung*. ETG-Fachtagung Diagnostik elektrischer Betriebsmittel, Berlin, November 2014.
- P. Arnold, S. Tenbohlen, **M. Hering**, U. Riechert. *Detektion freibeweglicher, leitfähiger Partikel in SF₆ unter Gleichspannung*. ETG-Fachtagung Diagnostik elektrischer Betriebsmittel, Berlin, November 2014.
- M. Hering**, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Investigation of particles on insulator surfaces in gas insulated systems under DC stress*. IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Des Moines, Oktober 2014.
- M. Hering**, R. Gremaud, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Flashover behaviour of insulators with inhomogeneous temperature distribution in gas insulated systems under DC voltage stress*. IEEE International Conference on High Voltage Engineering and Application, Poznan, September 2014.
- K. Backhaus, J. Speck, **M. Hering**, S. Großmann, R. Fritsche. *Nonlinear dielectric behaviour of insulating oil under HVDC stress as a result of ion drift*. IEEE International Conference on High Voltage Engineering and Application, Poznan, September 2014.
- P. Arnold, **M. Hering**, S. Tenbohlen, W. Köhler, U. Riechert, U. Straumann. *Discharge phenomena at partially damaged dielectric electrode coatings in SF₆-insulated systems at AC and DC stress*. Gas Discharges, Orleans, Juli 2014.
- 2013 **M. Hering**, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Untersuchungen zum Verhalten von Isolatoren in gasisolierten Systemen bei Gleichspannungsbelastung*. 4. ETG-Fachtagung Grenzflächen in elektrischen Isoliersystemen, Dresden, November 2013.
- M. Hering**, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Investigation of the temperature influence on the breakdown voltage in gas insulated systems under DC voltage stress*. 18th International Symposium on High Voltage Engineering, Seoul, August 2013.

Eingereichte Manuskripte

- 2016 R. Gremaud, **M. Hering**, P. Simka, et al. *Solid-gas insulation in HVDC gas-insulated system: Measurement, modeling and experimental validation for reliable operation*. CIGRÉ Session, Paris, August 2016. (Stand März 2016: akzeptiert)
- M. Hering**, T. Götz, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Influence of space charges on the field transition in gas insulated DC systems*. 1st International Conference on Dielectrics, Montpellier, Juli 2016. (Stand März 2016: Kurzfassung akzeptiert)
- M. Hering**, T. Gabler, J. Speck, S. Großmann, U. Riechert. *Einfluss der Gleichspannungsbelastung auf das Überschlagsverhalten störstellenbehafteter Isolatoren für gas-isolierte Systeme bei Überlagerung mit Blitzimpulsspannung*. VDE-Fachtagung Hochspannungstechnik, Berlin, November 2016. (Stand März 2016: Kurzfassung eingereicht)

LEBENS LAUF

Dipl.-Ing.
MARIA HERING



- | | |
|-------------------|--|
| 10/2011 – 03/2016 | Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Elektrische Energieversorgung und Hochspannungstechnik der Technischen Universität Dresden |
| 10/2006 – 09/2011 | Diplomstudium der Elektrotechnik an der Technischen Universität Dresden |
| 09/2010 – 02/2011 | Fachpraktikum bei der RIBE-SubCon GmbH in Peking / China |
| 03/2010 – 07/2010 | Studium der Hochspannungstechnik an der Staatlich-Polytechnischen Universität in Sankt Petersburg / Russland |
| 07/1998 – 07/2006 | Allgemeine Hochschulreife am Johann-Gottfried-Herder-Gymnasium Pirna |
| 2015 | „Young Researcher Award“ ISH Pilsen |
| 2013 | „Young Researcher Award“ ISH Seoul |
| 2011 | Enno-Heidebroek-Urkunde Hans-Pundt-Preis HIGHVOLT-Preis |

THESEN ZUR DISSERTATION

Gasisolierte Systeme im Gleichspannungsbetrieb vereinen für Anwendungen moderner Energieübertragung die Forderungen nach kleinräumigen Anlagen und verlustarmem Energietransport über große Entfernungen. Für einen zuverlässigen und sicheren Betrieb muss das Verhalten der eingesetzten Gas-Feststoff-Isolierung im technologischen System bis an die Grenzen des Isolationsvermögens bekannt sein. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist deshalb das Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung. Dabei stehen zwei wesentliche Einflussfaktoren im Vordergrund: die Temperatur, motiviert durch reale Stromwärmeverluste, und eine feste Störstelle auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche, motiviert durch in der Praxis nicht völlig auszuschließende, metallische Partikel. Die Effekte dieser beiden Parameter auf die Feldverteilung, die Oberflächen- und Raumladungsbildung sowie das Isolationsvermögen wurden sowohl separat als auch im Gesamtsystem untersucht.

1. Das Verhalten von Isolierstoffen unter Gleichspannungsbelastung wurde bereits vielfach in Modellanordnungen untersucht. Es fehlt jedoch unter Beachtung realitätsnaher Geometrien und Feldstärkebeanspruchungen der Zusammenhang zum Überschlagsverhalten als Grenze des Isolationsvermögens. Auch blieben Wechselwirkungen der Einflussfaktoren im Isolierstoffsystem oftmals unberücksichtigt.
2. Die betriebsbedingte Erwärmung der Leiter gasisolierter Systeme führt zu einer lokalen Herabsetzung der Gasdichte und damit der dielektrischen Gasfestigkeit. Die Absenkung des Isolationsvermögens ist bei isochorer Erwärmung geringer als bei isobarer Erwärmung. Eine geringere Gasdichte vor der negativen Elektrode ist besonders kritisch.
3. Bei einer Leitertemperatur von 100 °C stellt sich in der untersuchten Anordnung mit Rücksicht auf praxisrelevante Geometrien ein Temperaturgradient von 40 Kelvin ein. Dadurch sinkt das Isolationsvermögen im Vergleich zu Versuchen ohne einen Temperaturgradienten um (10 ... 15) %.
4. Mit der in der Arbeit entwickelten Berechnungsmethode kann die Zündspannung an erwärmten Elektroden mit dem Streamerkriterium berechnet werden, sodass die Absenkung des Isolationsvermögens durch Gasdichteunterschiede für jede beliebige Temperaturverteilung prognostizierbar ist.
5. Nach dem Zuschalten einer Gleichspannung wandelt sich das elektrische Feld von einem elektrostatischen Feld in ein quasistationäres Strömungsfeld um. Dieser kapazitiv-resistive Übergang verändert sowohl die räumliche Feldverteilung als auch die Höhe der Feldstärke.
6. Zur Berechnung dieses transienten Verhaltens von Gleichspannungssystemen existieren in der Literatur einige theoretische Ansätze. Typischerweise beschränkt sich deren Verifizierung aber auf Messungen des Oberflächenpotenzials bei sehr geringen Feldstärken oder in atmosphärischer Luft.
7. Die temperaturabhängige Leitfähigkeit des Materials führt in der untersuchten Anordnung zu einer deutlichen Anhebung der Feldstärke im Niedrigtemperaturbereich, sodass das Isolationsvermögen durch die Feldumbildung um (15 ... 20) % reduziert wird. Überschlagsspuren bestätigen die Verschiebung der Höchsfeldstärke. Die von vielen Arbeiten rechnerisch prognostizierte, transiente Feldumbildung in gasisolierten Systemen konnte damit erstmals experimentell nachgewiesen werden.

8. Die thermisch bedingte Minderung des Isolationsvermögens durch Effekte der Gasdichte und der Feldumbildung beträgt in der untersuchten Anordnung (25 ... 35) %.
9. Unter dem Aspekt höherer Übertragungsleistungen gewinnt die thermisch bedingte Minderung des Isolationsvermögens an Bedeutung. Bei der Dimensionierung der Anlagen und bei deren Typprüfung ist der Einfluss der durch Umgebungstemperatur und Bemessungsstrom bestimmten Temperaturverhältnisse einzubeziehen.
10. Um die Effekte des kapazitiv-resistiven Übergangs rechnerisch abzubilden, müssen für polymere Isolierstoffe zusätzlich die temperaturabhängige Leitfähigkeit und die langsamen Polarisationsvorgänge implementiert werden.
11. Für das Isoliergas ist die Leitfähigkeit abhängig von den dominierenden Prozessen nicht als integrale Größe angebar, sondern muss durch teilchendichte- und feldstärkeabhängige Drift- und Diffusionsmechanismen beschrieben werden. Die Evaluation, unter welchen Bedingungen welche Prozesse berücksichtigt werden müssen, muss Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.
12. Ohne Berücksichtigung möglicher Raumladungen im Gas kann ein Berechnungsmodell nur die prinzipiellen Effekte des kapazitiv-resistiven Übergangs qualitativ abbilden. Die Absenkung des Isolationsvermögens unter Gleichspannungsbelastung lässt sich bei den gegebenen Versuchsbedingungen damit nicht quantitativ abschätzen.
13. Der kapazitiv-resistive Übergang wird durch zusätzliche Ladungsträger erheblich beschleunigt. Es ist aber kein Einfluss auf den Grad der Absenkung des Isolationsvermögens nachweisbar.
14. Der Vergleich von Messung und Berechnung verdeutlicht, dass auf eine Modellierung ladungsträgerbasierter Leitfähigkeitsprozesse nicht verzichtet werden darf, wenn abgesehen von der natürlichen Ionisation weitere Ladungsträgerquellen nicht ausgeschlossen werden können. Es ist praktisch von einer deutlich geringeren Absenkung des Isolationsvermögens und von viel kürzeren Zeiträumen für die Feldumbildung auszugehen, als rechnerisch vorhergesagt.
15. In den schwach inhomogenen Feldern gasisolierter Anlagen reduzieren auf Isolatoren haftende Partikel das Isolationsvermögen bei Gleichspannungsbelastung. Bei 0,1 MPa in SF₆ ist dieser Effekt ab einer Partikellänge von drei Millimetern nachweisbar.
16. Unterhalb von 0,3 MPa setzen an den Partikelspitzen zum Teil bereits ab 50 % der ungestörten Durchschlagsspannung Teilentladungen ein. Die Koronastabilisierung durch diese Glimmentladungen führt aber zu einer vergleichsweise hohen Überschlagsspannung. Oberhalb von 0,3 MPa führt die erste Zündung sofort zum Überschlag. Durch die fehlende Koronastabilisierung kann die Isolationsfestigkeit bei einer Druckerhöhung nicht oder nur stark unterproportional gesteigert werden. Vergleichende Messungen bei Blitzimpulsspannung bestätigen diesen Zusammenhang.
17. Die mit der Modellanordnung gewonnenen Erkenntnisse sind nachweislich auf Isolatoren kommerzieller Anlagen übertragbar.
18. Die bei Gleichspannung stabil auftretenden Glimmentladungen behindern durch einen hohen Gleichanteil im Stromsignal eine effektive Diagnostik mit impulsbasierten Verfahren, wie der Teilentladungsmessung nach IEC 60270. Aufgrund des fehlenden Phasenbezugs stellen Detektion, Abgrenzung zu Störsignalen und Identifikation der Defektart eine Herausforderung dar.

19. Eine Analyse des Frequenzspektrums im UHF-Bereich kann ein auf der Isolatoroberfläche befindliches Partikel nachweisen. Trotz unveränderter äußerer Bedingungen ändert sich das Signal dabei aber grundlegend und in zufälliger Weise bezüglich Impulshäufigkeit und -höhe.
20. Feste Partikel auf Isolatoren sind durch gängige Verfahren nicht zweifelsfrei nachweisbar. Messungen ohne detektierbare Signale garantieren keine Partikelfreiheit.
21. Für Inbetriebnahmeprüfungen sind nach gegenwärtigem Kenntnisstand Teilentladungsmessungen unter Wechselspannung zu empfehlen. Weiterhin würde ein verminderter Isoliergasdruck dazu führen, dass überhaupt Teilentladungen vor dem Überschlag auftreten und das Überschlagsrisiko während der Detektion geringer wäre.
22. Die Belastung eines Betriebsmittels im Energieübertragungssystem bei einem Blitzeinschlag in eine Freileitung kann durch die Überlagerung der anliegenden Gleichspannung mit einem Blitzimpuls nachgebildet werden.
23. Das Überschlagsverhalten des störstellenbehafteten Isolators bei Belastung mit zusammengesetzter Mischspannung ist das Ergebnis der Wechselwirkungen von Raumladungen im Gas und akkumulierten Oberflächenladungen auf dem Feststoffisolator.
24. Die Überschlagsspannung bei Mischspannungsbelastung ist nicht abhängig von auftretenden Glimmentladungen. Das Verhalten wird ausschließlich durch die Wirkung des jeweiligen Gleichspannungsanteils bestimmt und lässt eine klare Unterscheidung zwischen uni- und bipolar zu.
25. Die Überschlagsspannung ist bei unipolarer Überlagerung vergleichsweise unabhängig vom anliegenden Gleichspannungsanteil und liegt im Bereich der Überschlagsspannung bei reiner Gleichspannung oder sogar darüber. Bei der bipolaren Überlagerung ergeben sich die niedrigsten Überschlagsspannungen bei hohen Gleichspannungsanteilen.
26. Ein Polaritätswechsel stellt eine extreme Beanspruchung für das Isoliersystem dar. Durch einen Nachweis der Isolationsfestigkeit bei bipolarer Überlagerung mit einer Blitzstoßamplitude der doppelten Gleichspannungshöhe kann der Polaritätswechsel in Typprüfungen ersetzt werden.
27. Zur Bewertung des Einflusses der Oberflächen- und Raumladungen in Partikelnähe auf die Überschlagsspannung bei Mischspannung kann der Teilentladungsstrom im Gas herangezogen werden.
28. Die Ladungsträgerakkumulation durch vorherige Impulse beeinflusst die Überschlagsspannung signifikant. Deshalb sollte die Amplitude des Einstellstoßes bei Stoßspannungsprüfungen nach IEC 60060 nur wenig unterhalb des Prüfpegels liegen, um Partikel auf Isolatoren nachweisen zu können.
29. Das Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung wird maßgeblich durch die Temperaturverteilung und durch feste Störstellen auf der Grenzfläche beeinflusst. Oberflächen- und Raumladungen verändern das üblicherweise ohmsch-kapazitiv beschriebene Verhalten des Isolierstoffsystems bei Gleich- und Mischspannungsbelastung.
30. Die Untersuchung des Systemverhaltens an den Grenzen des Isolationsvermögens ist ein wichtiger Bestandteil bei der Entwicklung innovativer Technologien der modernen Energieübertragung bei steigender Übertragungsleistung.

Gasisolierte Systeme im Gleichspannungsbetrieb vereinen für Anwendungen moderner Energieübertragung die Forderungen nach kleinräumigen Anlagen und verlustarmem Energietransport über große Entfernungen. Für einen zuverlässigen und sicheren Betrieb muss das Verhalten der eingesetzten Gas-Feststoff-Isolierung im technologischen System bis an die Grenzen des Isolationsvermögens bekannt sein. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist deshalb das Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung. Dabei stehen zwei wesentliche Einflussfaktoren im Vordergrund: die Temperatur, motiviert durch reale Stromwärmeverluste, und eine feste Störstelle auf der Gas-Feststoff-Grenzfläche, motiviert durch in der Praxis nicht völlig auszuschließende, metallische Partikel. Die Effekte dieser beiden Parameter auf die Feldverteilung, die Oberflächen- und Raumladungsbildung sowie das Isolationsvermögen bei Gleichspannung werden zunächst in zwei Versuchsanordnungen separat experimentell untersucht. Anschließend wird deren Zusammenwirken im Gesamtsystem analysiert.

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Überschlagsverhalten von Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung wird maßgeblich durch die Temperaturverteilung und durch feste Störstellen auf der Grenzfläche beeinflusst. Oberflächen- und Raumladungen verändern das üblicherweise ohmsch-kapazitiv beschriebene Verhalten des Isolierstoffsystems bei Gleich- und Mischspannungsbelastung. Der Einfluss zusätzlicher Ladungsträger auf die stark temperaturabhängige Feldumbildung demonstriert, dass das Isoliergas in diesem Fall mit teilchendichte- und feldstärkeabhängigen Drift- und Diffusionsprozessen zur Modellierung des transienten Verhaltens von Gleichspannungssystemen berücksichtigt werden muss. Die Untersuchung des Systemverhaltens an den Grenzen des Isolationsvermögens ist wichtiger Bestandteil bei der Entwicklung innovativer Technologien der modernen Energieübertragung bei steigender Übertragungsleistung.

ISBN 978-3-00-052735-7

