

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik

Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in trockener Luft

Isabell Maria Hofer-Maksymiw

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und
Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des
akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Wagner

Prüfer der Dissertation: 1. Prof. Dr.-Ing. Josef S. Kindersberger

2. Prof. Dr. rer. nat. Christian M. Franck

Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz

Die Dissertation wurde am 21.06.2018 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
am 22.10.2018 angenommen.

Für meine Familie.

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Zeitraum von 2010 bis 2016 während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Universität München.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Josef Kindersberger gilt für die Anregung dieses Forschungsthemas und seine wertvolle Unterstützung während des Verlaufs der Forschungsarbeit mein ganz besonderer Dank. An seinem Lehrstuhl wurden mir vielfältige Aufgaben in Forschung und Lehre anvertraut. Seine ausgezeichnete wissenschaftliche Anleitung prägte meine Methodik, neue Impulse lieferten mir auch seine zahlreichen nationalen und internationalen Kontakte. Bei Prof. Dr. rer. nat. Christian Franck bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats meiner Dissertation. Mein Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Ulrich Wagner für die Leitung der Prüfungskommission.

Der SIEMENS AG und deren Mitarbeitern danke ich für die fachliche und finanzielle Unterstützung.

Allen ehemaligen und derzeitigen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Hochspannungs- und Anlagentechnik danke ich für die vielen konstruktiven fachlichen Diskussionen und die stets gute Zusammenarbeit. Dem Personal der Werkstatt, unter der Leitung von Herrn Günther Recla, gilt mein besonderer Dank. Durch die präzise Anfertigung der Versuchseinrichtungen wurde der experimentelle Teil meiner Untersuchungen ermöglicht. Den Mitarbeitern vom Lehrstuhl I und Lehrstuhl II für Technische Chemie der Technischen Universität München danke ich für die zahlreichen Fachgespräche sowie die durchgeführten Gasanalysen. Ein großer Dank gilt Herrn Dr. rer. nat. Markus Drees, Leiter der Computational-Organometallics-Gruppe am Lehrstuhl für Anorganische und Metallorganische Chemie der Technischen Universität München, für seine umfangreichen Berechnungen chemischer Eigenschaften ausgewählter Atome und Moleküle. Mein Dank gilt zudem den Studierenden, die mit ihren Studien-, Bachelor-, Diplom- und Masterarbeiten einen Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben. Herrn Lucas Höfer, M.Sc., Herrn Prof. Dr.-Ing. Frank Messerer und Herrn Dr.-Ing. Axel Winter danke ich für das aufmerksame Korrekturlesen meiner Arbeit und die hilfreichen Anmerkungen.

Meiner Familie und meinen Freunden sei an dieser Stelle für die jahrelange Unterstützung von ganzem Herzen gedankt.

*Leidenschaft wird Dich dort hinbringen,
wo Dich sonst nichts anderes hingebracht hätte.*

Dr. John C. Maxwell, Pastor

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	vii
1 Einleitung	1
2 Ladungsträgerbereitstellung und Entladungsentwicklung in Isoliergasen	3
2.1 Ladungsträger in Isoliergasen	3
2.1.1 Chemische Eigenschaften von Atomen und Molekülen	3
2.1.2 Generation von Ladungsträgern	10
2.1.3 Rekombination von Ladungsträgern	20
2.1.4 Bewegung von Gasmolekülen, Gasionen und Elektronen im Gasraum	25
2.1.5 Gleichgewicht der Ionendichte	29
2.2 Selbstständige Entladung in Isoliergasen	35
2.2.1 Ionisationskoeffizient, Anlagerungskoeffizient und effektiver Ionisationskoeffizient	35
2.2.2 Kritische Spannung und kritische Feldstärke	41
2.2.3 Generationenmechanismus nach Townsend	42
2.2.4 Streamermechanismus	43
2.2.5 Wahrscheinlichkeit der Ladungsträgervermehrung	45
2.2.6 Einsetzspannung und Durchschlaghöchstfeldstärke	47
2.2.7 Durchschlagspannung und Durchschlagfeldstärke	47
2.2.8 Polaritätseffekt	48
2.2.9 Zündverzug und Durchschlagzeit	52
2.3 Zersetzungsprodukte trockener Luft	54
2.3.1 Arrhenius-Gleichung und Reaktionsenthalpie	54
2.3.2 Chemische Reaktionen bei einem Gasdurchschlag	56
2.3.3 Elektrische Festigkeit neutraler Zersetzungsprodukte	64

2.4	Aluminium als Elektrodenmaterial	67
2.4.1	Chemische Eigenschaften von Aluminium und Aluminiumoxid . . .	67
2.4.2	Definition eines Fußpunktes	71
2.5	Homogenitätsgrad und Feldüberhöhungsfaktor	72
2.5.1	Homogenitätsgrad nach Schwaiger	72
2.5.2	Feldüberhöhungsfaktor	73
3	Aufgabenstellung	79
4	Simulation des elektrischen Feldes	83
4.1	Modellerstellung	83
4.1.1	Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit	83
4.1.2	Formgebung der Störstellen	84
4.1.3	Feldüberhöhungsfaktor der implementierten Störstellen	86
4.1.4	Störstellenverteilung	86
4.2	Numerische Berechnung der Elektrodenanordnung	89
4.2.1	Angewendete Diskretisierungsverfahren	90
4.2.2	Implementierung der Elektrodenanordnung	92
5	Berechnung des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangs- elektrons	95
5.1	Volumen-Zeit-Gesetz nach Boeck	95
5.2	Erweitertes Volumen-Zeit-Gesetz für negative Polarität	96
5.3	Volumen-Zeit-Gesetz für Teilvolumina	98
5.4	Anwendung des Volumen-Zeit-Gesetzes	100
5.4.1	Anwendung des Volumen-Zeit-Gesetzes für eine ungestörte Elektrodenoberfläche	100
5.4.2	Anwendung des Volumen-Zeit-Gesetzes für eine gestörte Elektrodenoberfläche	101
6	Isoliervermögen von trockener Luft bei Gleich-, Wechsel- und Blitz- stoßspannung	107
6.1	Messsysteme	107
6.2	Angewandte Prüfverfahren	108
6.2.1	Stichprobenumfang	108
6.2.2	Verteilungsfunktion	109
6.2.3	Schrittweise Prüfung	110
6.2.4	Konstantspannungsversuch	114

6.2.5	Summenhäufigkeits- und Verhaltensfunktion	115
6.3	Elektrodenanordnung und Isoliergasdruck	116
6.3.1	Halbkugel-Elektrode	116
6.3.2	Isoliergasdruck	120
6.4	Statistische Auswertung der Messreihen	120
6.4.1	Schrittweise Prüfung	120
6.4.2	Konstantspannungsversuch	123
6.5	Messung der statistischen Streuzeit und der Aufbauzeit	123
7	Simulations- und Messergebnisse	129
7.1	Elektrodenanordnung und Simulationsparameter	129
7.2	Simulation ausgewählter Kenngrößen einer Entladung	131
7.2.1	Polaritätsunabhängige Größen	132
7.2.2	Gewichtetes kritisches Volumen und gewichtete kritische Fläche .	136
7.2.3	Auftreten eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons	139
7.2.4	Durchschlagsspannung	148
7.2.5	Statistische Streuzeit	153
7.3	Experimentelle Bestimmung des Isoliervermögens	157
7.3.1	Durchschlagspannung	157
7.3.2	Einfluss der Durchschläge auf die elektrische Festigkeit des Gases	162
7.3.3	Fußpunkte und deren Verteilung	171
7.3.4	Statistische Streuzeit und Aufbauzeit	188
8	Zusammenfassung	197
9	Literatur	203
	Normen	224
	Studentische Arbeiten	224

Tabellenverzeichnis

2.1	Anregungsenergie W_a ausgewählter Atome und Moleküle	4
2.2	Ionisationsenergie W_i , Elektronenaffinität W_{ea} und Elektronegativität . .	6
2.3	Ionisationsenergie W_i und Elektronenaffinität W_{ea}	7
2.4	HOMO-LUMO-Abstand ausgewählter Atome und Moleküle	10
2.5	Austrittsarbeit eines Elektrons für ausgewählte Metalle	15
2.6	Verzerrung der Potentialbarriere	16
2.7	Elektronen-Ablöserate k_d für trockene Luft	17
2.8	Elektronen-Ablöserate k_d für SF_6	18
2.9	Ionenbeweglichkeit ausgewählter Gase	28
2.10	Mittlere freie Weglänge von Gasmolekülen λ_{mg} und Elektronen λ_{me} . . .	28
2.11	Druckbezogener Ionisationskoeffizient α/p für trockene Luft	36
2.12	Druckbezogener Ionisationskoeffizient α/p für SF_6	37
2.13	Druckbezogener Anlagerungskoeffizient η/p für SF_6	38
2.14	Druckbezogener effektiver Ionisationskoeffizient $\bar{\alpha}/p$ für SF_6	40
2.15	Zusammensetzung trockener Luft	57
2.16	Eigenschaften von Aluminium und Aluminiumoxid	70
4.1	Mindestabstand b in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h	89
6.1	Parameter der schrittweisen Prüfung in trockener Luft	114
7.1	Druckbezogene Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} in trockener Luft	135
7.2	Simulations- und Messerparameter der Durchschlagspannung	161

TABELLENVERZEICHNIS

7.3	Parameter der Konstantspannungsversuche	163
7.4	Parameter der Konstantspannungsversuche in trockener Luft	169
7.5	Parameter der Konstantspannungsversuche in Luft mit Verwirbelung . . .	169
7.6	Radien der Kugelzonen mit korrespondierenden Teilvolumina	183
7.7	Parameter der Konstantspannungsversuche bei der Strommessung	193

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ionenpaarerzeugungsrate in SF ₆ und N ₂	13
2.2	Elektronen-Ablöserate in trockener Luft und SF ₆	19
2.3	Rekombinationskoeffizient k_r	22
2.4	Boltzmann-Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung	26
2.5	Ionendichte nach Spannungsbeanspruchung	32
2.6	Effektiver Ionisationskoeffizient für trockene Luft und SF ₆	40
2.7	Parameter bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung und Durchschlag .	52
2.8	Anregungsenergie und Reaktionsenthalpie	55
2.9	Konzentration der Zersetzungsprodukte im Entladungskanal	59
2.10	Ionisationsenergie, Elektronenaffinität und HOMO-LUMO-Abstand . . .	62
2.11	Platte-Platte-Elektrodenanordnung mit Störstellengeometrien	74
4.1	Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung mit vertikaler Ausleselinie	84
4.2	Implementierte Störstellengeometrie und Positionen der Störstellen . . .	85
4.3	Platte-Platte-Elektrodenanordnung mit Störstellen und Ausleselinien . .	87
4.4	FEM-Modell der Halbkugel-Platte-Anordnung	91
5.1	Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung mit Feldlinien	99
6.1	Schrittweise Prüfung	112
6.2	Spannungssteigerungsprüfung	113
6.3	Elektrodenanordnung mit polierten Halbkugel-Elektroden	118
6.4	Messprinzip zur Erfassung des Entladungsstroms	125

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

6.5	Schutzkonzept bei der Entladungsstrommessung	127
7.1	Feldverteilung der Halbkugel-Platte-Anordnung	130
7.2	Zeitliche Kenngrößen im Spannungsverlauf	133
7.3	Bezogene Durchschlaghöchstfeldstärke als Funktion der Störstellenhöhe .	135
7.4	Bezogene Durchschlaghöchstfeldstärke als Funktion von $p \cdot h$	136
7.5	Gewichtetes kritisches Volumen und kritische Fläche	138
7.6	Erstes lawinenwirksames Anfangselektron, $f(t): f(h, LI+ / LI-)$	142
7.7	Erstes lawinenwirksames Anfangselektron, $f(t): f(h, \Delta t)$	143
7.8	Erstes lawinenwirksames Anfangselektron, $f(V_i), LI+: f(h, p)$	144
7.9	Erstes lawinenwirksames Anfangselektron, $f(V_i), LI-: f(h, p)$	145
7.10	Erstes lawinenwirksames Anfangselektron, $f(t): f(\hat{u})$	146
7.11	Erstes lawinenwirksames Anfangselektron, $f(t): f(LI+ / LI-, \hat{u})$	148
7.12	Durchschlagfeldstärke in Abhängigkeit der Störstellenhöhe	150
7.13	Feldverteilung der gestörten Halbkugel-Platte-Anordnung	152
7.14	Statistische Streuzeit in Abhängigkeit der Störstellenhöhe	155
7.15	Statistische Streuzeit in Abhängigkeit der Höhe der Spannung	156
7.16	Messwerte der Spannungssteigerungsprüfung	158
7.17	10%-Quantil der druckbezogenen Durchschlagfeldstärke	159
7.18	Urlisten ausgewählter Konstantspannungsversuche	164
7.19	Summenhäufigkeits- und Verhaltensfunktion	168
7.20	Urlisten ausgewählter Konstantspannungsversuche mit Verwirbelung . . .	170
7.21	Fußpunkte auf korundgestrahlter Halbkugel-Elektrode, $p = 0,1$ MPa . . .	174
7.22	Fußpunkte auf polierter Halbkugel-Elektrode	176
7.23	Fußpunkte auf korundgestrahlter Halbkugel-Elektrode, $p = 1,0$ MPa . . .	177
7.24	Fußpunkte mit benachbarten Aufschmelzungen auf polierter Elektrode . .	180
7.25	Halbkugel-Elektrode nach Beanspruchung mit 30 Durchschlägen	182
7.26	Relative Häufigkeit des Auftretens eines Fußpunktes	184

7.27	Radius a_{FP} des Basiskreises des Fußpunkt-Kugelsegmentes	186
7.28	Relative Häufigkeit des Auftretens eines Fußpunktes, $f(\hat{u})$	188
7.29	Entladungsstrom, $p = 0,1$ MPa	190
7.30	Entladungsstrom in Abhängigkeit der Polarität, $p = 0,5$ MPa	191
7.31	Messwerte der statistischen Streuzeit	194
7.32	Messwerte der statistischen Streuzeit	195

Glossar

a	Länge der kleinen Halbachse eines Rotationsellipsoids in m.
a_{FP}	Radius des Basiskreises des Fußpunkt-Kugelsegmentes in m.
A	Arrhenius-Faktor in $(\text{l/mol})^{n-1}/\text{s}$ mit Reaktionsordnung n ; Konstante für eine bestimmte chemische Reaktion.
A	Koeffizient.
A	Kreisfläche in m^2 .
A_i	Teilfläche in m^2 .
A_{krit}	Gewichtete (lawinen-)kritische Fläche im Feldraum einer Elektrodenanordnung; $g > 0$.
A_{FN}	Fowler-Nordheim-Konstante; $A_{\text{FN}} = 1,54 \cdot 10^{-6} \text{ A eV/V}^2$.
AC	Alternating current, Wechselspannung nach Norm VDE 0432-1.
Al	Aluminium; silberweißes Leichtmetall; t_{m} bei $p = 0,1013\ 25 \text{ MPa}$: 933 K, t_{b} bei $p = 0,1013\ 25 \text{ MPa}$: 2792 K.
Al_2O_3	Dialuminiumtrioxid, Tonerde, Aluminiumoxid; weiß-grauer keramischer, geruchloser Feststoff; t_{m} bei $p = 0,1013\ 25 \text{ MPa}$: 2323 K, t_{b} bei $p = 0,1013\ 25 \text{ MPa}$: 3253 K.
Ar	Argon; farbloses Edelgas; t_{b} bei $p = 0,1013\ 25 \text{ MPa}$: 87,1 K.
b	Abstand benachbarter Störstellen in m.
b^+, b^-	Ladungsträgerbeweglichkeit positiver bzw. negativer Gasionen in $\text{m}^2/(\text{V s})$.
B	Koeffizient.
B_{FN}	Fowler-Nordheim-Konstante; $B_{\text{FN}} = 6,83 \cdot 10^9 \text{ V}/(\text{eV}^{3/2} \text{ m})$.
BK	Basiskreis, begrenzt Kugelzone (Mantelfläche) auf Halbkugel-Oberfläche.
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum; $c = 2,9979\ 2458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.
C	Kapazität in F.
\bar{c}_+, \bar{c}_-	Arithmetischer Mittelwert der Geschwindigkeit positiver bzw. negativer Gasionen aufgrund ihrer thermischen Bewegung in m/s .

CO	Kohlenstoffmonoxid, Kohlenmonoxid, Kohlenoxid; farb- und geruchloses, giftiges, brennbares, die Verbrennung nicht unterhaltendes Gas; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 81,5 K.
CO ₂	Kohlenstoffdioxid, Kohlendioxid; farb- und geruchloses, nicht brennbares, die Verbrennung nicht unterhaltendes Gas; kein Siedepunkt bei $p = 0,101325$ MPa.
CO ₃	Kohlenstofftrioxid; instabiles Gas.
CSM	Charge Simulation Method, Ersatzladungsverfahren.
d	Geringster Abstand leitfähiger Oberflächen in m.
dn_e/dt	Erzeugungsrate freier Elektronen in $1/(m^3 s)$.
dn_{IP}/dt	Ionenpaarerzeugungsrate in $1/(m^3 s)$.
D	Durchmesser des Streamerbereiches in m.
D^+, D^-	Diffusionskoeffizient positiver bzw. negativer Gasionen in m^2/s .
DC	Direct current, Gleichspannung nach Norm VDE 0432-1.
DK	Deckkreis, begrenzt Kugelzone (Mantelfläche) auf Halbkugel-Oberfläche.
DS	Durchschlag; Ereignis bei Spannungsbeanspruchung einer Elektrodenanordnung.
DSE	Durchschlags Elektrode; Halbkugel-Elektrode, an der ein Durchschlag auftreten wird, dient zur Messung des Entladungsstroms.
e	Elementarladung; $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C.
e	Eulersche Zahl; $e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \approx 2,7182818284590452 \dots$
exp	Natürliche Exponentialfunktion zur Basis e, e-Funktion, $\exp(x) = e^x$.
\mathbf{E}, E	Elektrische Feldstärke in V/m.
$E_d, E_{d,\%}$	Durchschlagfeldstärke bzw. Quantil der Durchschlagfeldstärke einer Elektrodenanordnung, maximale Feldstärke im Augenblick des Gasdurchschlags, korrespondierend zur Durchschlagspannung U_d bzw. einem bestimmten Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,\%}$, in V/m.
E_{dh}	Durchschlaghöchstfeldstärke einer ungestörten Elektrodenanordnung, korrespondierend zur Streamereinsatzspannung U_i , in V/m.
$E_{dh,St}$	Durchschlaghöchstfeldstärke einer gestörten Elektrodenanordnung, korrespondierend zur Streamereinsatzspannung $U_{i,St}$, in V/m.
E_g	Bandlücke in eV; Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband im Bändermodell der Festkörperphysik zur Unterteilung der Stoffe in Leiter, Halbleiter und Nichtleiter; von Elektronen nicht besetzbarer Bereich; verbotene Zone, Bandabstand.
E_{hom}	Feldstärke einer homogenen Elektrodenanordnung mit ungestörter, ideal glatter Elektrodenoberfläche in V/m.

E_{\max}	Feldstärke einer inhomogenen Elektrodenanordnung mit ungestörter, ideal glatter Elektrodenoberfläche am Ort der größten Feldstärke in V/m.
E_A	Aktivierungsenergie in J/mol.
$E_{A\rightarrow}$	Aktivierungsenergie der Hinreaktion in J/mol.
$E_{A\leftarrow}$	Aktivierungsenergie der Rückreaktion in J/mol.
E_{I-I}	Elektrische Feldstärke zwischen zwei Ionen unterschiedlicher Polarität in V/m.
E_{St}	Feldstärke einer inhomogenen Elektrodenanordnung mit gestörter Elektrodenoberfläche am Ort der größten Feldstärke in unmittelbarer Umgebung der Störstelle in V/m.
E_0	Innere elektrische Festigkeit, korrespondierend zur kritischen Spannung U_0 , kritische Feldstärke in V/m.
$(E/p)_0$	Druckbezogene kritische Feldstärke in V/(m Pa).
F, F ₂	Fluor; Atom bzw. Molekül; reaktionsfähigstes Element, stärkstes Oxidationsmittel, Halogen, bei geringer Menge (Schicht < 1 m) farbloses, sonst blassgelbes, durchdringend riechendes, diamagnetisches, giftiges, stark ätzendes, Wasserstoff, Kohlenstoff, Alkali- und Erdalkalimetalle entzündendes Gas; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 88,89 K.
F, F	Kraft in N.
FEM	Finite-Elemente-Methode.
g	Anteil der Elektronen, die sich zu kritischer Lawine entwickeln; Gewichtsfunktion, Überschreitungswahrscheinlichkeit einer bestimmten kritischen Anzahl an Elektronen N_{krit} in einer Lawine.
g_+, g_-	Überschreitungswahrscheinlichkeit einer bestimmten kritischen Anzahl an Elektronen N_{krit} in einer Lawine bei positiver bzw. negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode.
G	Gasraum.
GIL	Gas insulated transmission line, gasisolierte metallgekapselte Übertragungsstrecke.
GIS	Gas insulated switchgear, gasisolierte metallgekapselte Schaltanlage.
h	Länge der großen Halbachse eines Rotationsellipsoids in m.
h	Plancksches Wirkungsquantum; $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$ J s.
h	Relative Häufigkeit, relative Häufigkeit der Durchschläge.
h	Höhe einer Störstelle, Störstellenhöhe, in m.
h_{FP}	Relative Häufigkeit der Fußpunkte in einem Kugelsegment M .
$h_{FP,i}$	Relative Häufigkeit der Fußpunkte in einer Kugelzone M_i .

Glossar

HNO_3	Salpetersäure; farblose Flüssigkeit, starkes Oxidationsmittel, entzündet leicht brennbare Stoffe und unterhält ihre Verbrennung; t_b bei $p = 0,101325 \text{ MPa}$: 356 K.
HOMO	Highest occupied molecular orbital, höchstes besetztes Molekülorbital.
H_2O	Wasser, Wasserdampf; farblose Flüssigkeit, in Umgebungsluft farb- und geruchloses, nicht brennbares Gas; t_b bei $p = 0,101325 \text{ MPa}$: 373 K.
i	Laufvariable.
i	Elektrische Stromstärke in A.
i_c	Kapazitiver Verschiebestrom in A.
i_q	Entladungsstrom in A.
IP	Ionenpaar.
j	Laufvariable.
j	Stromdichte in A/m^2 .
k	Anzahl der Durchschläge.
k	Boltzmann-Konstante; $k = 1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$.
k	Geschwindigkeitskonstante in $(1/\text{mol})^{n-1}/\text{s}$ mit Reaktionsordnung n .
k_d	Elektronen-Ablöserate in $1/\text{s}$.
k_r	Rekombinationskoeffizient in m^3/s .
k_{sd}	Elektronen-Ablöserate für stabile Ionen in $1/\text{s}$.
k_{ud}	Elektronen-Ablöserate für instabile Ionen in $1/\text{s}$.
k_S	Übertragungsfaktor eines Stromwandlers in V/A .
K_{St}	Natürlicher Logarithmus der kritischen Anzahl an Elektronen im Lawinenkopf für das Umschlagen einer Ladungsträgerlawine in einen Streamer.
KSV	Konstantspannungsversuch.
KW	Kohlenwasserstoffe, chemische Verbindungen von Kohlenstoff- und Wasserstoff-Atomen.
l	Länge einer Strecke in m.
l_{f+}, l_{f-}	Minimal bzw. maximal zulässiger Abstand eines freien Elektrons zur Elektrodenoberfläche, um im lawinenkritischen Feldraum beim Durchlaufen einer bestimmten Wegstrecke vor dem Erreichen der Elektrodenoberfläche bzw. des feldschwachen Raumes mit $E \leq E_0$ weitere Elektronen zu generieren, sodass eine Lawine mit kritischer Anzahl an Elektronen N_{krit} entstehen kann, in m.
l_k	Streameraufbaulänge in m; erforderliche, polaritätsunabhängige Aufbaulänge eines Streamers, $l_k = l_{f+}$, $l_k \neq l_{f-}$.
LI	Lightning impulse voltage, Blitzstoßspannung nach Norm VDE 0432-1.

LUMO	Lowest unoccupied molecular orbital, niedrigstes unbesetztes Molekülorbital.
m	Laufvariable.
m	Teilchenmasse in kg.
m_e	Elektronenmasse; $m_e = 9,1095\,34 \cdot 10^{-31}$ kg.
m_p	Protonenmasse; $m_p = 1840 \cdot m_e = 1,6726\,23 \cdot 10^{-27}$ kg.
M	Kugelsegment, Kugelkappe; Mantelfläche der betrachteten Halbkugel-Elektrode in m^2 , Gesamtfläche aller betrachteten Kugelzonen M_i .
M	Massenzahl, relative Molekülmasse.
M_i	Kugelzone, begrenzt durch Basis- und Deckkreis; Teil der Mantelfläche der Halbkugel-Elektrode, die dem Teilvolumen V_i zugeordnet ist in m^2 .
M_{krit}	Gewichte (lawinen-)kritische Fläche auf der Mantelfläche der betrachteten Halbkugel-Elektrode; $g > 0$.
n	Laufvariable.
n	Ladungsträgerdichte in $1/\text{m}^3$.
n	Reaktionsordnung.
n	Stichprobenumfang.
n_g	Gasdichte, Teilchendichte in einem Gas in $1/\text{m}^3$.
n_0	Anzahl an Ionenpaaren zum Zeitpunkt $t = 0$ s in $1/(\text{m}^3)$.
n_∞	Anzahl an Ionenpaaren zum Zeitpunkt $t = \infty$ in $1/(\text{m}^3)$.
n^+, n^-	Ladungsträgerdichte positiver bzw. negativer Gasionen in $1/\text{m}^3$.
N	Äquivalentkonzentration, Stoffmengenkonzentration in $1/\text{m}^3$.
N, N_2	Stickstoff; Atom bzw. Molekül; farb-, geruch- und geschmackloses, sehr reaktionsträges, inertes, nicht brennbares Gas; t_b bei $p = 0,1013\,25$ MPa: 77,21 K.
N_e	Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen in 1/s.
N_{krit}	Kritische Anzahl an Elektronen im Lawinenkopf für das Umschlagen einer Ladungsträgerlawine in einen Streamer.
N_A	Avogadro-Konstante; $N_A = 6,0221\,367 \cdot 10^{23}$ 1/mol.
N_{0e}	Anzahl an Anfangselektronen in 1/s.
NDS	Nichtdurchschlag; Ereignis bei Spannungsbeanspruchung einer Elektrodenanordnung.
NO	Stickstoffmonoxid, Stickstoffoxid, Stickoxid; farb- und geruchloses, paramagnetisches, giftiges, die Verbrennung leicht entzündlicher Stoffe unterhaltendes Gas, Radikal; t_b bei $p = 0,1013\,25$ MPa: 121,26 K.

Glossar

NO_2	Stickstoffdioxid; rotbraunes, ätzend riechendes, stark giftiges, korrosives, die Verbrennung leicht entzündlicher Stoffe unterhaltendes Gas, Radikal; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 294,15 K.
NO_3	Stickstofftrioxid; entsteht nur bei niedrigem Druck, bei Temperaturen unter 131 K metastabil; kein Siedepunkt bei $p = 0,101325$ MPa.
N_2O	Distickstoffmonoxid, Distickstoffoxid, Lachgas; farbloses, süßlich riechendes, diamagnetisches, nicht brennbares Gas; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 184,52 K.
N_2O_3	Distickstofftrioxid; bei $p = 0,101325$ MPa nur zu 10 % undissoziiert im $\text{N}_2\text{O}_3/\text{NO}/\text{N}_2\text{O}_4$ -Dampf, t_m : 170 K, t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 233 K bis 276 K.
N_2O_4	Distickstofftetroxid; farbloses, diamagnetisches, die Verbrennung leicht entzündlicher Stoffe unterhaltendes Gas; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 294,15 K.
N_2O_5	Distickstoffpentaoxid; unbeständige, farblose Kristalle; zerfällt oft bereits bei Raumtemperatur, t_m : 314 K, kein Siedepunkt bei $p = 0,101325$ MPa.
O	Oberfläche, Elektrodenoberfläche.
O_1	Virtueller Ursprung in s.
O, O_2	Sauerstoff; Atom bzw. Molekül; farb-, geruch- und geschmackloses, paramagnetisches, thermisch stabiles, reaktionsträges, nicht brennbares, die Verbrennung unterhaltendes Gas; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 90,05 K.
O_3	Ozon, Trioxygen; blaues, stechend (Nelken-, Heu-, Chlor- oder Stickstoffoxid-ähnlich) riechendes, sehr explosives Gas; t_b bei $p = 0,101325$ MPa: 161,1 K.
p	Gasdruck; Absolutdruck in MPa.
p	Verhältnis der Längen von großer und kleiner Halbachse eines Rotationsellipsoids.
p	Wahrscheinlichkeit.
ppm-mol	Parts per million by mole; Einheit des Stoffmengenmischungsverhältnisses, 1 ppm-mol entspricht einem Teil pro einer Million Stoffmengenanteilen.
ppmv	Parts per million by volume; Einheit des Volumenmischungsverhältnisses, 1 ppmv entspricht einem Teil pro einer Million Volumenanteilen.
Pa, MPa	Pascal, Megapascal; Einheit des Gasdrucks, Absolutdruck; 10^6 Pa = 1 MPa, 0,1 MPa = 1 bar.
q	Ladung in C.
r	Abstand zweier Ionen in m.

r	Iteration; Gruppierung gleicher Ereignisse.
r	Radius in m.
r_e	Radius eines Elektrons im Kugelmodell des idealen Gases in m.
r_g	Radius eines Gasmoleküls im Kugelmodell des idealen Gases in m.
r_i	Radius eines Ions im Kugelmodell des idealen Gases in m.
R	Radius der Fläche, auf die Elektronen auftreffen können in m.
R	Universelle Gaskonstante; $R = 8,3145 \text{ 10 J}/(\text{mol K})$.
R_q	Quadratischer Mittelwert der Ordinatenwerte eines Oberflächenprofils entlang einer Einzelmessstrecke nach DIN EN ISO 4287, in m.
R_z	Summe der größten Profilspitze und des niedrigsten Profiltals eines Oberflächenprofils entlang einer Einzelmessstrecke nach DIN EN ISO 4287, in m.
s	Empirische Standardabweichung, mittlere quadratische Abweichung; diskreter, geschätzter Zahlenwert (Punktschätzung).
s	Schlagweite; minimaler Abstand zwischen zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential, minimaler Elektrodenabstand bei ungestörten, ideal glatten Elektrodenoberflächen in m.
S	Kugelquerschnitt in m^2 .
S	Schwefel; Atom; bei 298 K feste Kristalle, verbrennt an Luft ab 523 K selbstständig; t_b bei $p = 0,1013 \text{ 25 MPa}$: 717,61 K.
S	Summenhäufigkeitsfunktion.
SF_6	Schwefelhexafluorid; farbloses, erstickend riechendes, ungiftiges, inertes, nicht entzündbares Gas; kein Siedepunkt bei $p = 0,1013 \text{ 25 MPa}$.
SSV	Spannungssteigerungsversuch.
t	Zeit in s.
t_b	Siedepunkt, Siedetemperatur eines Stoffes bei Sättigungsdampfdruck in K; Aggregatzustände flüssig und gasförmig existieren im Gleichgewicht.
$t_d, t_{d,\%}$	Durchschlagzeit in s; korrespondierend zur Durchschlagspannung u_d bzw. zu bestimmtem Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,\%}$.
$t_i, t_{i,\text{St}}$	Ausgangszeitpunkt in s; Zeitpunkt des Erreichens der Einsetzspannung U_i bzw. $U_{i,\text{St}}$.
t_m	Schmelzpunkt, Schmelztemperatur eines Stoffes bei bestimmtem Druck in K; Aggregatzustände fest und flüssig existieren im Gleichgewicht.
t_A	Aufbauzeit in s.
t_{AF}	Funkenaufbauzeit in s.
t_{AS}	Streameraufbauzeit in s.
$t_S, t_{S,\%}$	Statistische Streuzeit in s; Zeit zwischen t_i und t_d bzw. $t_{d,\%}$.

Glossar

t_V	Zündverzugszeit in s.
t_0	Zeitpunkt in s; korrespondierend zur kritischen Spannung U_0 .
T	Temperatur in K.
u, U	Spannung in V.
u_d	Durchschlagspannung einer Elektrodenanordnung in V; Messwert, Realisierung der Zufallsgröße U_d ; Dielektrikum verliert im Augenblick des Durchschlags vorübergehend oder bleibend durch Entladungsvorgang seine Isolierfähigkeit.
u_C	Spannungsabfall im Bereich des Streamergebietes in V.
u_0	Ausgangsspannung in V.
$U_d, U_{d,\%}$	Durchschlagspannung bzw. Quantil der Durchschlagspannung einer Elektrodenanordnung in V; Zufallsgröße.
U_i	(Streamer-)Einsetzspannung einer ungestörten Elektrodenanordnung in V; erstmaliges Einsetzen von Teilentladungen bei Spannungssteigerung.
$U_{i,St}$	(Streamer-)Einsetzspannung einer gestörten Elektrodenanordnung in V; erstmaliges Einsetzen von Teilentladungen bei Spannungssteigerung.
U_t	Wert der Impulsprüfspannung in V; höchster Wert der Spannungskurve.
U_0	Kritische Spannung in V.
\hat{u}	Höchster Wert der vollen Blitzstoßspannung in V.
\hat{U}	Höchster Wert der Abschätzung eines vollen Blitzstoßspannungsimpulses ohne überlagerte Schwingungen in V.
UV	Ultraviolettstrahlung, $100 \text{ nm} \leq \lambda \leq 380 \text{ nm}$.
v	Driftgeschwindigkeit von Teilchen in m/s.
v	Geschwindigkeit in m/s.
v	Barriere-Funktion, Term der modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung.
v_e	Hilfsfunktion zur Berechnung der Elektronen-Ablöserate instabiler Ionen k_{ud} in trockener Luft.
v_{eff}	Effektive Geschwindigkeit in m/s; Wurzel der mittleren quadratischen Geschwindigkeit.
v_m	Mittlere Geschwindigkeit in m/s.
v_{th}	Thermische Geschwindigkeit in m/s, Teilchengeschwindigkeit mit größter Auftrittswahrscheinlichkeit.
v_u	Spannungssteigerungsgeschwindigkeit in V/s.
V	Verhaltensfunktion.
V	Volumen in m^3 .
V_i	Durch Feldlinien begrenztes Teilvolumen im Feldraum einer Elektrodenanordnung in m^3 .

V_{krit}	Gewichtetes (lawinen-)kritisches Volumen im Feldraum einer Elektrodenanordnung; $g > 0$.
VE	Vergleichselektrode; Ellipsoid-Elektrode, an der kein Durchschlag zu erwarten ist, dient zur Messung des kapazitiven Verschiebestroms.
W	Ohmsche Energiezufuhr im Inneren des Streamergebietes in J.
W_a	Anregungsenergie in eV.
W_{ea}	Elektronenaffinität in eV.
W_i	Ionisationsenergie, Ionisierungsenthalpie in eV.
W_{kin}	Kinetische Energie in J.
W_A	Austrittsarbeit in eV.
W_B	Bindungsenergie angelagerter Elektronen in eV.
x	Abszisse, Koordinatenachse im räumlichen, zwei- bzw. dreidimensionalen Koordinatensystem; Angabe des Abstandes eines Punktes zur y-z-Ebene im Raum.
x	Realisierung einer Zufallsgröße X .
\bar{x}	Mittelwert der Stichprobe.
X	Neutrales Atom oder Molekül; neutraler Stoßpartner zur Energieübertragung in einer chemischen Reaktion.
X	Zufallsgröße.
X^+, X^-	Kation bzw. Anion, positiv bzw. negativ geladenes Atom oder Molekül, einfach geladenes Ion in einer chemischen Reaktion.
y	Ordinate, Koordinatenachse im räumlichen, zwei- bzw. dreidimensionalen Koordinatensystem; Angabe des Abstandes eines Punktes zur x-z-Ebene im Raum.
y_{FN}	Relative Absenkung der Potentialbarriere zwischen Gasraum und metallischer Oberfläche; Hilfsfunktion, Term der modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung.
z	Applikate, Koordinatenachse im räumlichen, dreidimensionalen Koordinatensystem; Angabe des Abstandes eines Punktes zur x-y-Ebene im Raum.
α	Ionisationskoeffizient in 1/m.
α	Schärfewinkel einer Störstelle in °.
α	Signifikanzniveau.
α_{FN}	Verhältnis der feldemittierenden Elektrodenoberfläche zur Kathodenoberfläche, Term der modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung.
$\bar{\alpha}$	Effektiver Ionisationskoeffizient in 1/m.
β	Feldüberhöhungsfaktor.

Glossar

β_{FN}	Feldüberhöhungsfaktor der modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung; Verstärkungsfaktor zur Berücksichtigung einer Rauheit der Elektrodenoberfläche.
Δt_{s}	Stufendauer in s.
Δt_{z}	Steigerungszeit in s.
Δt_{P}	Pausenzeit in s.
Δu	Stufenhöhe in V; Spannungsdifferenz zwischen zwei Spannungsbeanspruchungen.
ΔH	Reaktionsenthalpie, Bindungsenergie in J/mol.
$\Delta H_{\text{f}}^{\circ}$	Reaktionsenthalpie im Standardzustand (298,15 K, 0,100 MPa Absolutdruck) in J/mol.
ε	Permittivität, $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{\text{r}}$ in A s/(V m).
ε	Statistische Sicherheit.
ε_{r}	Relative Permittivität eines Dielektrikums.
ε_0	Elektrische Feldkonstante; $\varepsilon_0 = 8,8541\,8781\,7 \cdot 10^{-12}$ A s/(V m).
η	Anlagerungskoeffizient in 1/m.
η	Homogenitätsgrad nach Schwaiger; Maß für die Homogenität eines elektrischen Feldes, $\eta \leq 1$.
η	Korrekturkoeffizient zur Berechnung des Rekombinationskoeffizienten k_{r} .
η	Spannungsausnutzungsgrad; Verhältnis von tatsächlich am Prüfling anliegender Spannung und Ladespannung bei Stoßspannungsanlagen, $\eta \leq 1$.
η_{St}	Homogenitätsgrad nach Schwaiger einer Elektrodenanordnung mit einer Störstelle auf der Rotationsachse; Maß für die Homogenität eines elektrischen Feldes, $\eta_{\text{St}} = f(\eta) \leq 1$.
λ	Wellenlänge in m.
λ_{e}	Wirksame freie Weglänge von Elektronen in m.
λ_{i}	Zur Ionisation eines neutralen Gasmoleküls erforderliche freie Weglänge von Elektronen in m.
λ_{m}	Mittlere freie Weglänge in m.
λ_{me}	Mittlere freie Weglänge von Elektronen in m.
λ_{mg}	Mittlere freie Weglänge von Gasmolekülen in m.
λ_{mi}	Mittlere freie Weglänge von Ionen in m.
λ_{FN}	Korrekturfaktor der modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung.
μ	Arithmetischer Mittelwert, 50%-Quantil.
ν	Strahlungsfrequenz eines Lichtquants in Hz.
π	Kreiszahl; $\pi = 3,1416 \dots$

ρ	Massendichte in kg/m^3 .
ρ	Spezifischer Widerstand in $\Omega \text{ m}$.
σ	Standardabweichung; Parameter einer Verteilungsfunktion, Konfidenzschätzung.
τ	Integrationsvariable.
τ	Mittlere Lebensdauer eines Ions in s.
σ^2	Streuung; Maß für die Breite einer Verteilungsfunktion.
φ	Elektrisches Potential in V.
Φ	Magnetischer Fluss in Wb.

1 Einleitung

Der weltweit stetig wachsende Bedarf an elektrischer Energie führt zu einem Aus- und Neubau meist dezentral gelegener Kraftwerke. Die Übertragung der elektrischen Energie vom Ort der Erzeugung hin zum Ort des Verbrauchers erfolgt über lange Distanzen und mehrere Spannungsebenen. Bei der Energieverteilung kommen leistungsstarke, kosteneffiziente und vor allem versorgungssichere Komponenten zum Einsatz. Insbesondere in dicht besiedelten Ballungsräumen werden platzsparende, berührungssichere Lösungen angestrebt [Bey-92], [Sch-15]. Gasisolierte metallgekapselte Schaltanlagen (GIS) stellen bei der Energieversorgung in diesen Einsatzbereichen einen wichtigen Bestandteil der elektrischen Anlagentechnik dar. Sie zeichnen sich im Vergleich zu Freiluftschaltanlagen durch einen geringeren Raumbedarf, bestmöglichen Personenschutz sowie lange Wartungsintervalle aus [Prä-87], [Bey-92], [Sch-15].

In gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen dient bisher meist Schwefelhexafluorid SF_6 bei einem Druck zwischen 0,35 MPa und 0,7 MPa als Isoliermedium [Gre-99]. Das Gas wird hierfür aufgrund seiner hervorragenden elektrischen (Spannungsfestigkeit, Lichtbogenlöscheigenschaft) und thermischen Eigenschaften seit mehreren Jahrzehnten eingesetzt. Gasisolierte metallgekapselte Übertragungsstrecken (GIL) dienen zur Übertragung elektrischer Energie über mehrere hundert Kilometer [Sie-16]. Da GIL keine Schaltelemente beinhalten wird hier allein die dielektrische Festigkeit des Isoliergases gefordert. In GIL kommen Gemische von SF_6 mit Stickstoff N_2 oder Kohlenstoffdioxid CO_2 zum Einsatz. Die hermetisch abgeschlossenen Gasräume der GIS und GIL ermöglichen ihre weltweite Anwendbarkeit und ihre hohe Betriebssicherheit gegen starke, v. a. klimatisch bedingte Umwelteinflüsse [Wie-78], [Mos-79], [Prä-87], [Bey-92], [Gie-04].

Freigesetztes SF_6 trägt in der Atmosphäre zur globalen Erderwärmung bei. Es ist aufgrund seiner Langlebigkeit das stärkste bekannte Treibhausgas [Sta-16]. Auf der Umweltkonferenz von Kyoto wurde die Reduzierung des Ausstoßes klimatisch relevanter Gase, wie CO_2 und SF_6 beschlossen [Sek-98]. Es wurden Überlegungen über die Substitution von SF_6 angestellt, aufgrund derer nun ökologisch unbedenkliche Isoliergase untersucht werden. Im Vordergrund der Untersuchungen muss dabei das Isoliervermögen der Elektrodenanordnung stehen. Gase mit ähnlich hoher elektrischer Festigkeit wie

1 Einleitung

SF_6 sind weniger wirtschaftlich, umweltschädlich oder nicht im gesamten Bereich der Umgebungstemperaturen zwischen 243 K und 313 K gasförmig [Sie-11], [Hay-13]. Dies sind wohl Gründe dafür, weshalb sich der Einsatz und die Forschung in den vergangenen Jahrzehnten nahezu ausschließlich auf SF_6 konzentrierten [Wie-78], [Led-09], [Kes-11]. Trockene Luft stellt unter Berücksichtigung der Umweltverträglichkeit und Wirtschaftlichkeit eine mögliche Alternative dar [Reb-05]. Als trockene bzw. synthetische Luft wird ein Gasgemisch aus 20,5 Mol-% \pm 0,5 Mol-% Sauerstoff und etwa 79,5 Mol-% Stickstoff bezeichnet. Fremdgase wie Kohlenstoffmonoxid CO oder CO_2 können als Nebenbestandteile in geringen Mengen, d. h. < 2 ppm-mol vorhanden sein [AIR-10]. Die elektrische Festigkeit von SF_6 ist etwa drei mal so hoch wie die von trockener Luft [Rok-07].

Vor einem möglichen Einsatz von trockener Luft als umweltfreundliches Isoliergas in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen und Übertragungsleitungen muss das Isoliervermögen insb. bei Drücken, die in einem technisch relevanten Druckbereich liegen, näher erforscht werden. Die meisten in der Literatur genannten Ergebnisse wurden bei Normal- oder Unterdruck bzw. bei sehr geringen Schlagweiten gewonnen [Sch-68a], [Bad-72], [Fri-92], [Dak-74], [Gax-99]. Die Skalierung der Ergebnisse ist aufgrund der druck- und feldstärkeabhängigen Parameter der Luft nur bedingt zulässig [Bey-92]. Konventionelle, gasisolierte metallgekapselte Schaltanlagen (GIS) und gasisolierte metallgekapselte Übertragungsstrecken (GIL) werden bisher üblicherweise mit Wechselspannung und im geringen Umfang auch mit Gleichspannung betrieben [Gre-99], [Sie-11]. Die Zunahme des Einsatzes gasisolierter metallgekapselter Isoliersysteme bei Gleichspannungsbelastung (HGÜ) zeichnet sich ab [Gol-14], [Win-15], [Sie-16]. Gasisolierte metallgekapselte Isoliersysteme müssen den elektrischen Prüfungen, die u. a. mit Schalt- und Blitzstoßspannung durchgeführt werden, bestehen. Da die Blitzstoßspannungsbeanspruchung aufgrund ihrer steilen Spannungsflanke und höheren Spannungshöhe für gasisolierte metallgekapselte Isoliersysteme die kritischere Belastung darstellt, können sich erste Untersuchungen auf die Beanspruchung mit Blitzstoßspannung konzentrieren. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung bei hohen Drücken bis 1 MPa in trockener Luft für Wechselspannung sowie Gleich- und Blitzstoßspannung beider Polaritäten bestimmt werden.

2 Ladungsträgerbereitstellung und Entladungsentwicklung in Isoliergasen

Im Rahmen dieser Arbeit soll das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in trockener Luft unter hohen Drücken untersucht werden. Ladungsträger im Raum können unter geeigneten Bedingungen zur Ausbildung eines Entladungskanals führen, der schließlich zu einem Gasdurchschlag, d. h. einer Entladung durch den Isolierstoff führt. Ladungsträger können im Gasraum und aus den Elektrodenoberflächen bereitgestellt werden. Auf die wesentlichen Bedingungen, beeinflussende Parameter sowie Mechanismen der Ladungsträgerbereitstellung und der Entladungsentwicklung im Gasraum soll im Folgenden eingegangen werden.

2.1 Ladungsträger in Isoliergasen

2.1.1 Chemische Eigenschaften von Atomen und Molekülen

Die Elektronenkonfiguration eines Atoms beschreibt die Besetzung der einzelnen Schalen mit Elektronen entsprechend dem Atommodell nach Bohr und Sommerfeld, das Pauli-Prinzip und die Hundsche Regel werden erfüllt [Dem-16]. Elektronen umkreisen nach dieser Theorie auf Kreisbahnen mit bestimmten Radien den Atomkern, sie nehmen im Atom diskrete Energiezustände ein [Rie-07]. Im Grundzustand haben alle Elektronen eines Atoms oder Moleküls den niedrigsten Energiezustand [Blu-06]. Um ein Elektron von einer Kreisbahn auf die nächst höhere Kreisbahn mit größerem Radius und höherem Energieniveau zu heben, ohne dass die gegenseitigen Krafteinwirkungen von Kern und Elektron aufgehoben werden, ist die Anregungsenergie W_a aufzubringen (**Tabelle 2.1**). Die Energiezufuhr zur Anregung eines Atoms oder Moleküls muss daher als Energiequant erfolgen [Gän-53], [Bey-92].

Tabelle 2.1: Anregungsenergie W_a ausgewählter Atome mit bestimmtem angeregten Zustand (Valenzelektron in nächst höherer Schale) mit Elektronenkonfiguration (EK) sowie erste Anregungsenergie W_a ausgewählter Moleküle

Atom	EK	W_a in eV	Referenz	Molekül	W_a in eV	Referenz
S	$3s^23p^3(4S^o)4s$	6,52	[Kra-14]	SF ₆	6,8	[Bey-92]
F	$2s^22p^4(^3P^o)3s$	12,70	[Kra-14]	N ₂	6,3	[Bey-92]
N	$2s^22p^2(^3P^o)3s$	10,33	[Kra-14]	O ₂	7,9	[Bey-92]
O	$2s^22p^3(^4S^o)3s$	9,14	[Kra-14]			

Durch die spontane Aussendung des absorbierten Energiequants in Form eines Photons geht ein angeregtes Atom oder Molekül wieder in den Grundzustand über, der angeregte Zustand ist daher nicht stabil. Die Lebensdauer dieses Zustandes hängt von der Wahrscheinlichkeit des Übergangs in den Grundzustand ab. Meist beträgt die Lebensdauer des angeregten, instabilen Zustandes etwa 10 ns bis 100 ns. Der Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand kann unmittelbar, aber auch über mehrere Zwischenschritte erfolgen. Dabei wird die absorbierte Anregungsenergie ganz oder teilweise abgegeben. Beim spontanen Zerfall des angeregten Zustandes in tiefere Energiezustände wird ein Lichtquant emittiert, das wiederum die Anregung anderer Atome oder Moleküle bewirken kann. Ist die Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand sehr klein, resultiert dies in einer vergleichsweise langen Lebensdauer des angeregten Zustands von etwa 10 ms bis 100 ms. Der Übergang vom sog. metastabilen Zustand in den Grundzustand erfordert zunächst eine Energiezufuhr. Dadurch nimmt das bereits angeregte Elektron einen noch höheren Energiezustand ein. Von diesem Zustand kann das Elektron dann in den niedrigsten Energiezustand, den Grundzustand, übergehen. Metastabile Zustände werden v. a. von Edelgasen eingenommen [Sir-55], [Bey-92], [Dem-16].

Ein angeregtes Elektron kann durch weitere Energiezufuhr auf höhere Energiezustände gehoben werden. Liegt die dem Elektron insgesamt zugeführte Energie oberhalb der Ionisationsenergie des Atoms oder Moleküls, so wird das Elektron dem Atomverband entrissen. Für diese sog. Stufenionisation ist aufgrund der Lebensdauer der angeregten Zustände eine hohe Strahlungsdichte erforderlich. Diese wird bei den betrachteten Entladungsprozessen im Isoliertgas nicht erreicht, Stufenionisation tritt meist nur bei Atomen im metastabilen Zustand auf [Sir-55], [Bey-92].

Ionisationsenergie und Elektronenaffinität beschreiben chemische Eigenschaften eines Atoms. Atome streben einen möglichst energiearmen und folglich stabilen Zustand an, sog. Edelgaskonfiguration. Dieser ist erreicht, wenn die äußerste Schale voll mit Elektro-

nen besetzt ist. Um diesen Zustand zu erreichen ist es, je nach Anzahl der Elektronen in der äußersten Schale, für ein Atom leichter Elektronen abzugeben als aufzunehmen. Die erste Ionisationsenergie W_i ist die Mindestenergie, die aufzubringen ist, um ein Elektron vollständig aus der Hülle eines neutralen Atoms oder Moleküls im Gaszustand zu entfernen, sodass keine wechselwirkenden Kräfte zwischen den beiden Reaktionsprodukten, positives Ion und Elektron, herrschen (**C 2.1**) [Fis-07], [Rie-07]. Diese Energie wird in Form von Rekombinationsstrahlung wieder frei, wenn an ein Ion ein freies Elektron angelagert wird [Bey-92].



Atome mit mehreren Elektronen können mehrfach ionisiert werden. Da die bindenden Coulomb-Kräfte in einem Ion größer als die im Molekül sind und mit zunehmendem Grad der Ionisation zunehmen, nimmt die entsprechende Ionisationsenergie ebenfalls zu [Bey-92]. Die Ionisationsenergie ist somit ein Maß dafür, wie stark ein (Valenz-)Elektron im Atom gebunden ist. Sie ist klein, wenn die äußerste Schale nur schwach mit Valenzelektronen besetzt ist. Mit zunehmender Ordnungszahl nimmt die Ionisationsenergie ab, da die Elektronen auf den äußeren Schalen schwächer vom Atomkern gebunden werden. Die Ionisationsenergie wird größer für weiter innen liegende (Valenz-)Schalen, d. h. für niedrige Ordnungszahlen. Die höchste Ionisationsenergie innerhalb einer Periode haben demnach Halogene und Edelgase. Die Ionisationsenergie von Festkörpern wird als Austrittsarbeit W_A bezeichnet [Gän-53], [Wen-98], [Fis-07].

Die Elektronenaffinität W_{ea} eines Atoms oder Moleküls ist jene Energie, die aufzubringen ist (endothemer Prozess, instabiles Anion, negative W_{ea} -Werte), oder frei wird (exothermer Prozess, stabiles Anion, positive W_{ea} -Werte), wenn ein Elektron unter Bildung eines einfach negativ geladenen Ions (Anion) an ein neutrales Atom oder Molekül im Grundzustand angelagert wird (**C 2.2**). Die Elektronenaffinität trägt das umgekehrte Vorzeichen der Reaktionsenergie der Elektronenaufnahme, $W_{ea} = -E(W_{ea})$. Dies ermöglicht eine bessere Vergleichbarkeit mit der Ionisationsenergie [Hol-07], [Rie-07].



W_{ea} ist ein Maß für das Bestreben eines Atoms bzw. Moleküls, negative Ladungen aufzunehmen. In der Physik wird diese Energieänderung als die Ionisationsenergie eines einfach negativ geladenen Ions definiert [Huh-03]. Die Elektronenaffinität ist um so größer, je mehr Valenzelektronen in der äußeren Schale sind. Der Betrag der Elektronenaffinität nimmt innerhalb einer chemischen Bindung ab, da hier das bindende Elektronenpaar bereits zur Erfüllung der von Lewis aufgestellten Oktettregel beiträgt. Je stärker die

Tabelle 2.2: Erste Ionisationsenergie W_i , Elektronenaffinität W_{ea} und Elektronegativität nach Pauling ausgewählter Atome und Moleküle

Atom/ Molekül	W_i in eV	Referenz	W_{ea} in eV	Referenz	Elektro- negativität	Referenz
S	10,4	[Fis-07]	+2,077	[Hay-13]	2,5	[Fas-05]
	10,36	[Hay-13]	+2,19*		2,58	[Hay-13]
	10,51*					
F	17,4	[Fis-07]	+3,401	[Hay-13]	4,0	[Fas-05]
	17,42	[Hay-13]	+3,49*		3,98	[Hay-13]
	17,77*					
N	14,5	[Fis-07]	+0,07	[Rie-07]	3,0	[Fas-05]
	14,53	[Hay-13]	instabil	[Hay-13]	3,04	[Hay-13]
	14,68*		+0,13*			
O	13,6	[Fis-07]	+1,461	[Hay-13]	3,5	[Fas-05]
	13,62	[Hay-13]	+1,61*		3,44	[Hay-13]
	14,13*					
SF ₆	15,6	[Bey-92]	anfangs:	[Mos-79]	-	
	15,9	[Wen-98]	+0,05 bis +0,10			
	15,32	[Hay-13]	dann: +1,40			
	15,23*		$\geq +0,7 (\pm 0,2)$	[Zla-81]		
			+1,20 ($\pm 0,05$)	[Mil-08]		
			+1,20 ($\pm 0,05$)	[Hay-13]		
			+1,17*			
N ₂	15,6	[Gän-53]	-2,00	[Che-04]	-	
	15,9	[Wen-98]	-1,99*			
	15,58	[Hay-13]				
	15,88*					
O ₂	12,5	[Gän-53]	+0,43 ($\pm 0,01$)	[Zla-81]	-	
	12,1	[Bey-92]	bis			
	12,2	[Wen-98]	+0,5 ($\pm 0,1$)			
	12,07	[Hay-13]	+0,45 ($\pm 0,002$)	[Hay-13]		
	13,13*		+0,05*			

*Berechnung durch Dr. rer. nat. M. Drees, Fakultät für Chemie, TUM [Dre-16]

Tabelle 2.3: Erste Ionisationsenergie W_i und Elektronenaffinität W_{ea} ausgewählter Moleküle (Zersetzungsprodukte)

Molekül	W_i in eV	Referenz	W_{ea} in eV	Referenz
O ₃	12,43 13,15*	[Hay-13]	+2,103 ($\pm 0,0025$) +2,31*	[Hay-13]
NO	9,26 10,91*	[Hay-13]	+0,026 ($\pm 0,005$) -1,01*	[Hay-13]
N ₂ O	12,89 12,99*	[Hay-13]	-0,03 ($\pm 0,1$) -1,55*	[Hay-13]
NO ₂	9,59 11,78*	[Hay-13]	+2,273 ($\pm 0,005$) +1,45*	[Hay-13]
N ₂ O ₄	10,8 11,57*	[Hay-13]	> +2,1 +1,20*	[Hay-13]
CO	14,01 14,21*	[Hay-13]	-1,34*	
CO ₂	13,77 13,87*	[Hay-13]	-0,92*	
CO ₃	13,41*		+2,69 ($\pm 0,14$) +1,53*	[Hay-13]
H ₂ O	12,62 12,78*	[Hay-13]	-2,80*	
HNO ₃	11,95 12,57*	[Hay-13]	+0,57 ($\pm 0,15$) -0,19*	[Hay-13]

*Berechnung durch Dr. rer. nat. M. Drees, Fakultät für Chemie, TUM [Dre-16]

Elektronenaffinität eines Moleküls, desto leichter werden freie Elektronen im Gasraum angelagert [Fis-07]. Die angelagerten Elektronen stehen dann nicht mehr für weitere Ionisationsprozesse zur Verfügung. Die zur Ablösung angelagerter Elektronen umgesetzte Energie $E(W_{ea})$ ist deutlich geringer als die Ionisationsenergie $W_i = E(W_i)$ eines Gasmoleküls (**Tabelle 2.2**, **Tabelle 2.3**).

Der Wert der Elektronenaffinität elektronenaffiner Atome und Moleküle ist positiv, die Reaktionsenergie der Elektronenaufnahme ist entsprechend negativ [Hol-07], [Hay-13].

Ein Molekül mit negativem W_{ea} -Wert, wie bspw. H_2O , bildet ein instabiles Anion, das rasch in ein neutrales Molekül und ein freies Elektron zerfällt [Rie-02]. Bilden Wassermoleküle über Wasserstoffbrückenbindungen sog. Cluster, können Elektronen gebunden werden, obwohl H_2O nicht elektronenaffin ist; es entstehen einfach negativ geladene Cluster, z. B. $(\text{H}_2\text{O})_{11}^-$ mit $W_{\text{ea}}[(\text{H}_2\text{O})_{11}] = 0,75 \text{ eV}$. Der Wert der Elektronenaffinität dieser Cluster nimmt mit zunehmender Anzahl an Wasserstoffmolekülen zu [Lee-91].

Die meisten in der Literatur genannten Werte der Elektronenaffinität werden aus den Potentialunterschieden bei Redoxreaktionen statistisch berechnet. Genauere Zahlenwerte können durch die Berechnung aus der elektronischen Energie mit Dichtefunktionalmethoden, wie sie z. B. in der Computational-Organometallics-Gruppe von Herrn Dr. rer. nat. Markus Drees am Lehrstuhl für Anorganische und Metallorganische Chemie der Technischen Universität München (TUM) durchgeführt werden, gewonnen werden [Dre-16]. Die experimentelle Bestimmung des Wertes der Elektronenaffinität ist schwierig [Rie-07]. Daher ist W_{ea} nicht für alle Atome und Moleküle, wie z. B. für H_2O und N_2O_4 tabelliert, kann jedoch mit der genannten Methode berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen ermöglichen eine Vergleichbarkeit der relevanten W_{ea} -Werte ausgewählter Atome und Moleküle auch aufgrund der einheitlichen Bestimmungsmethode (**Tabelle 2.2**, **Tabelle 2.3**).

Die durch die Ionisationsenergie W_i und Elektronenaffinität W_{ea} beschriebenen chemischen Eigenschaften der Atome resultieren innerhalb eines Moleküls in der jeweiligen Elektronegativität, der zu einem Molekül verbundenen Atome [Blu-06]. Die Elektronegativität ist eine dimensionslose, stets positive Zahl. Sie ist das relative Maß für das Bestreben eines Atoms, bindende Elektronen innerhalb eines Moleküls anzuziehen [Fas-05], [Fis-07]. Ein Atom mit betragsmäßig sehr großer, positiver Elektronenaffinität und hoher Ionisationsenergie wird sich innerhalb einer Molekülbindung stark elektronegativ verhalten, d. h. eine große Elektronegativität aufweisen. Das Atom wird seine Elektronen sowie die bindenden Elektronen anderer Atome im Molekül sehr stark anziehen und sich dem Fortziehen der Elektronen widersetzen.

Es existieren unterschiedliche Berechnungsgrundlagen und folglich Skalen, nach denen der Wert der Elektronegativität für die Elemente des Periodensystems berechnet werden kann (Allen-, Allred-Rochow-, Mulliken-, Pauling-, Sanderson-Skala). Generell gilt für alle Skalen, dass die Werte der Elektronegativität innerhalb einer Periode von links nach rechts zunehmen und innerhalb einer Gruppe von oben nach unten abnehmen (**Tabelle 2.2**) [Blu-06], [Kic-08], [Kra-14].

Die Definition der Elektronegativität in der Hochspannungstechnik weicht ab etwa den 1980er Jahren von der ursprünglichen Definition, wie sie heute u. a. in der Chemie gültig

ist, ab. Gase mit großer innerer elektrischer Festigkeit [Mos-79], d. h. Gase aus Molekülen mit betragsmäßig großen, positiven Werten der Elektronenaffinität, werden synonym als „elektronegative Gase“ bezeichnet [Gän-53], [Har-66], [Hau-84], [Bey-92]. Obwohl zunächst in der Literatur im Bereich der Hochspannungstechnik der Begriff der Elektronegativität im eigentlichen Sinn definiert ist [Mos-79], wird insbesondere das Isoliertgas SF_6 in der späteren Literatur als elektronegatives Gas bezeichnet [Hau-84], [Bey-92].

Die innere elektrische Festigkeit von Isolierten Gasen kann durch Druckerhöhung und somit Reduzierung der mittleren freien Weglänge der Elektronen erhöht werden; dies geht einher mit der Abnahme des Stoßionisationskoeffizienten α und einer Zunahme des Anlagerungskoeffizienten η [Sir-55]. Gase mit hoher innerer elektrischer Festigkeit weisen bei gegebener Feldstärke und Druck einen geringeren effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ auf, der aus den feldstärke-, druck- und gasabhängigen Koeffizienten α und η resultiert.

Um der, mit einer Energiefreigabe einhergehenden, elektronenbindenden Eigenschaft der Moleküle eines Isolierten Gases Rechnung zu tragen, wird die Begrifflichkeit der druckbezogenen kritischen Feldstärke $(E/p)_0$ verwendet. Hiermit werden die chemischen Eigenschaften der Moleküle des Isolierten Gases, die sich in den unterschiedlichen effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ widerspiegeln, sowie die Druckabhängigkeit der inneren elektrischen Festigkeit E_0 zum Ausdruck gebracht.

Um bei Mischgasen, wie z. B. trockener Luft (N_2/O_2 -Gemisch) oder N_2/SF_6 -Gemischen, auf das Bestreben eines Moleküls, ein Elektron bevorzugt anzulagern, einzugehen, wird auf den Wert (positiv bzw. negativ sowie betragsmäßiger Unterschied) der Elektronenaffinität der Moleküle zurückgegriffen. Sauerstoffmoleküle weisen eine positive, Stickstoffmoleküle eine negative Elektronenaffinität auf. Zur Bildung eines negativen Stickstoffions ist demnach Energie aufzubringen. Sauerstoffmoleküle weisen eine kleinere Elektronenaffinität auf als SF_6 -Moleküle, v. a. daher ist die innere elektrische Festigkeit von SF_6 mehr als dreimal so hoch wie die von Luft [Pet-95], [Rok-07]. Die Durchschlagfestigkeit einer SF_6 -isolierten Elektrodenanordnung ist in Abhängigkeit des Homogenitätsgrades um das Zwei- bis Vierfache höher als die derselben Anordnung in Luft [Hay-13].

Die Quantifizierung der chemischen Reaktivität einzelner Atome und Moleküle im Grundzustand erfolgt mit dem Grenzorbitalkonzept über den HOMO-LUMO-Abstand. Je größer die Energiedifferenz zwischen dem höchsten besetzten Orbital (highest occupied molecular orbital, HOMO) und dem niedrigsten unbesetzten Orbital (lowest unoccupied molecular orbital, LUMO), desto unreaktiver ist das Atom bzw. Molekül. Der Ablauf einer chemischen Reaktion wird maßgeblich durch diese Grenzorbitale der beteiligten Reaktanten bestimmt. Das LUMO ist für die Akzeptor-Eigenschaften, d. h. die

Tabelle 2.4: HOMO-LUMO-Abstand* ausgewählter Atome und Moleküle als Maßzahl für die Reaktivität des Atoms bzw. Moleküls im Grundzustand

Atom/ Molekül	HOMO-LUMO-Abstand in eV	Molekül	HOMO-LUMO-Abstand in eV
S	2,20	O ₃	4,09
F	4,64	NO	2,95
N	6,61	N ₂ O	8,78
O	4,04	NO ₂	3,65
SF ₆	8,75	N ₂ O ₄	5,18
N ₂	10,97	CO	9,39
O ₂	5,24	CO ₂	9,97
		CO ₃	5,50
		H ₂ O	9,31
		HNO ₃	6,78

Aufnahme von Elektronen, das HOMO für die Donator-Eigenschaften, d. h. die Abgabe von Elektronen von Atomen und Molekülen im Grundzustand verantwortlich. Nach dem Koopman's Theorem ergibt sich die Ionisationsenergie aus dem Energieniveau des HOMO, die Elektronenaffinität aus dem des LUMO [Huh-03], [Hes-11]. Die HOMO-LUMO-Abstände können berechnet werden, N₂ und SF₆ sind demnach sehr reaktions-träge Gase (**Tabelle 2.4**).

2.1.2 Generation von Ladungsträgern

Die Energiezufuhr zur Anregung oder Ionisation eines Atoms oder Moleküls kann in Form von Strahlung oder Stößen mit Teilchen im Gasraum oder auf der Kathodenoberfläche erfolgen. Ladungsträger werden im Gasraum unter geeigneten Bedingungen durch Raumionisation sowie Oberflächenemissionsprozesse generiert [Sir-55], [Bey-92].

Unter dem Begriff der Raumionisation werden Thermoionisation, Photoionisation und Stoßionisation zusammengefasst. Durch die Erwärmung der Elektroden kann Elektronenemission aus der Kathode auftreten, diese temperaturinduzierte Ladungsträgerbereitstellung wird als Thermoionisation bezeichnet. In Luft und SF₆ ist Thermoionisation ab Gastemperaturen von etwa ca. 1500 K wirksam, der Beitrag zur Emission erst ab

*Berechnung durch Dr. rer. nat. M. Drees, Fakultät für Chemie, TUM [Dre-16]

ca. 7000 K nennenswert [Sir-55], [Goo-56], [Mos-79], [Bey-92]. Die für gasolierte metallgekapselte Anlagen zugelassen Umgebungstemperaturen liegen im Bereich zwischen 243 K und 313 K [Sie-11]. Bei betriebsrelevanten Temperaturen der Bauteile, die nach VDE 0671-203 weniger als 360 K betragen müssen, tritt keine Thermoionisation auf. Aufgrund der geringeren Diffusion und Wärmekonvektion und des hohen Energieumsatzes im hochleitenden Entladungskanal ist Thermoionisation erst in der Schlussphase des Gasdurchschlags wirksam [Sir-55], [Bey-92]. Da im Rahmen dieser Arbeit der Fokus auf das erste lawinenwirksame Anfangselektron gelegt wird, wird auf die Thermoionisation nicht näher eingegangen und auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen.

Photoionisation

Trifft ein Photon mit einer Strahlungsfrequenz ν , d. h. der Energie $h \cdot \nu$ (Plancksches Wirkungsquantum h) auf ein Molekül, so wird jenes vollkommen oder teilweise absorbiert. Je nach Energie des Photons wird das Molekül angeregt und durch Absorption zusätzlicher Energie stufenweise ionisiert, oder von einem Photon unmittelbar ionisiert (**Gl. 2.1**). Die restliche Energie des Photons geht dann in ein Strahlungsquant geringerer Energie oder in die Bewegungsenergie des generierten Elektrons über. Dieses sog. Photoelektron kann zur Ionisation weiterer Teilchen im Gasraum beitragen [Sir-55], [Eng-65].

$$W_i \leq h \cdot \nu \quad (2.1)$$

Aus der Ionisationsenergie W_i kann über die Lichtgeschwindigkeit c die kleinste, für die Ionisation erforderliche Wellenlänge $\lambda = c/\nu$ des Photons berechnet werden (**Gl. 2.2**). Eine Bestrahlung mit Licht im ultravioletten Bereich hat demnach bei den meisten Gasen keine unmittelbare Ionisation sondern Stufenionisation zur Folge. Für die vollständige, unmittelbare Ionisation der Gasmoleküle ist kurzwellige Strahlung, z. B. Röntgen- oder kosmische Strahlung, erforderlich [Sir-55], [Bey-92].

$$\lambda \leq \frac{c \cdot h}{W_i} \quad (2.2)$$

Weitere Quellen hochfrequenter Strahlung sind angeregte Teilchen im Isolierten Gas, die bei ihrem Übergang in den Grundzustand Lichtquanten emittieren und Ionen, bei deren Rekombination mit freien Elektronen oder gegenpolaren Ionen Rekombinationsstrahlung frei wird [Sir-55], [Isr-57].

Äußere Quellen für Ionisationsvorgänge zur Generierung des Anfangselektrons sind die natürliche terrestrische Strahlung und die kosmische Strahlung (Höhenstrahlung). In

Bodennähe wirkt die direkte Strahlung der Zerfallsprozesse natürlicher radioaktiver Substanzen in der Erdkruste. Die gasförmigen, radioaktiven Zwischenglieder der Zerfallsreihen steigen in die Atmosphäre auf. Ihre Konzentration und somit die Ionisation durch radioaktive Strahlung nimmt mit zunehmender geografischer Höhe ab. Die Erzeugung von Ionenpaaren (IP) durch Strahlung radioaktiver Stoffe setzt sich über dem Festland in den unteren Atmosphärenschichten aus dem Beitrag der Erdkruste mit $4 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ und dem der Atmosphäre mit $4,6 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ zusammen. Aufgrund der unterschiedlichen Konzentrationen radioaktiver Substanzen in den Gesteinen und Böden variiert die radioaktive Strahlung lokal. Über den Ozeanen werden nahezu keine Ionenpaare durch radioaktive Strahlung generiert [Ján-50], [Cha-57], [Isr-57], [Agl-61], [Mos-79].

Elektrisch geladene Teilchen bewegen sich im All aufgrund des Magnetfeldes der Galaxis. Höhenstrahlung besteht aus Materieteilchen, d.h. überwiegend aus energiereichen Protonen sowie α -Teilchen, Elektronen und schweren Atomkernen [Ros-48], [Fri-14]. Niederenergetische Materieteilchen werden vom Erdmagnetfeld auf die Erde abgelenkt, hochenergetische Partikel treffen meist auf Atomkerne in der Erdatmosphäre. Die dabei ablaufenden Reaktionen und Folgereaktionen können zu γ -Emission führen [Fri-14], die γ -Strahlung ist auch in dickwandigen Druckbehältern in Bodennähe wirksam [Cha-57], [Kin-86]. Mit zunehmender geographischer Höhe nimmt die Intensität der kosmischen Strahlung zu. Die kosmische Strahlung variiert in Bodennähe aufgrund der Verteilung des Erdmagnetfeldes, sie nimmt mit der geomagnetischen Breite zu. In Äquatornähe kann ihr Beitrag zur Erzeugung von Ionenpaaren mit $1,5 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$, in hohen Breiten mit $1,8 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ angegeben werden [Isr-57].

In atmosphärischer Luft werden somit in Summe etwa $dn_{\text{IP}}/dt = 10 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ in Bodennähe generiert [Isr-57]. Der Beitrag der terrestrischen Strahlung kann mit etwa $7 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ durch α -Strahlung und je $0,5 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ durch β - sowie γ -Strahlung angegeben werden. Die γ -Strahlung der Höhenstrahlung trägt mit $2 \text{ IP}/(\text{cm}^3 \text{ s})$ zur Ionenpaarerzeugungsrate in Bodennähe bei [Isr-57], [Isr-61], [Kin-86].

Die beim Zerfall emittierten radioaktiven α -, β - und γ -Strahlen weisen unterschiedliche Energieinhalte auf. Aufgrund der daraus resultierenden Durchdringungsfähigkeit sind α - und β -Strahlung innerhalb abgeschlossener dickwandiger Druckbehälter aus Stahl oder Aluminium nicht wirksam. Die Ionenpaarerzeugungsrate ist somit in einem abgeschlossenen metallischen Druckkessel deutlich geringer, da sie von der energiereicheren γ -Strahlung der Höhenstrahlung bestimmt wird [Cha-57], [Isr-57], [Kin-86]. In trockener Luft wurde die Dichte negativer Ionen n^- unter atmosphärischen Bedingungen zu $0,2/\text{mm}^3 < n^- < 0,8/\text{mm}^3$ gemessen [Kin-86]. Die Ionendichte ist proportional zur relativen Luftfeuchte und linear abhängig vom Isoliertgasdruck. In Druckbehältern kann

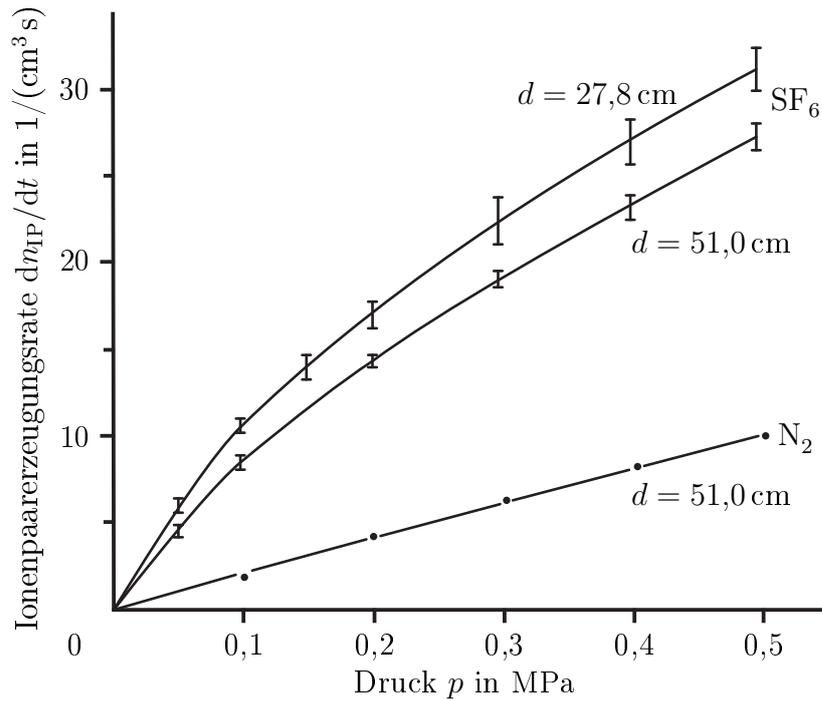


Bild 2.1: Gemessene Ionenpaarerzeugungsrate $\frac{dn_{IP}}{dt}$ durch natürliche Ionisation in gasisolierten Ionisationskammern mit unterschiedlichen Durchmessern d und aus unterschiedlichen Materialien in Abhängigkeit des Gasdrucks p in SF₆ (mit minimalen und maximalen Messwerten) und N₂ nach [Kin-86]

sie für trockene Luft zu $n^- = 0,156 \cdot p / (\text{mm}^3 \text{ MPa})$ berechnet werden [All-87].

Die Energie, die Gasmoleküle bei einem Stoß mit Photonen absorbieren, ist proportional zur Wurzel des Atomgewichts des entsprechenden Elements; daher ist diese in N₂ und O₂ etwa vier mal geringer als in SF₆ [Rie-59]. Bei konstanter Temperatur und zunehmendem Gasdruck nimmt die Teilchendichte und folglich die Wahrscheinlichkeit der Generierung von Ionenpaaren zu [Cla-37]. Das Material und die Abmessungen der Versuchskessel können Einfluss auf die Eindringtiefe der Höhenstrahlung haben und die Messwerte der Ionenpaarerzeugungsrate dn_{IP}/dt beeinflussen (**Bild 2.1**) [Kin-86].

Raumionisation geht stets mit der Generierung von Paaren aus Ionen und Elektronen einher, bei Oberflächenemissionsprozessen werden demgegenüber lediglich freie Elektronen erzeugt [Dem-16].

Oberflächenemission

Die Bereitstellung von Elektronen kann durch Emission aus der Kathode erfolgen [Sir-55], [Mos-79], [Dem-16]. Für ein geladenes Teilchen muss eine bestimmte Arbeit aufgewendet werden, damit dieses aus dem Leiter durch seine Oberfläche austreten kann. Diese Arbeit entspricht der materialspezifischen Austrittsarbeit W_A , die mindestens erforderlich ist, um ein Elektron auf Fermi-Energie-Niveau aus dem Metall in das umgebende Vakuum zu bringen. Elektronen besetzen in einem Metall auch bei $T = 0\text{K}$ alle Zustände bis zum Fermi-Niveau. Die Fermi-Energie ist dann die höchste Energie, die ein Elektron annehmen kann, wenn sich das Atom bzw. Molekül im Grundzustand befindet. Die Austrittsarbeit entspricht einem Potentialsprung, den das Elektron überwinden muss, damit es aus dem Material austreten kann [Sir-55]. Die Austrittsarbeit des Elektrodenmaterials ist abhängig von der Art des Elementes und der Struktur der Oberfläche des Leiters [Lan-90], [Ber-05]. Ein chemisch reines Material weist dabei eine hohe Austrittsarbeit auf [Sir-55]. Im Rahmen der durchgeführten Messungen werden Aluminiumelektroden verwendet. Für Aluminium werden in der Literatur unterschiedliche Werte für die Austrittsarbeit genannt (**Tabelle 2.5**).

Dem Elektron kann die Energie, die zur Emission aus der Metalloberfläche erforderlich ist, in Form von thermischer Energie (thermische Elektronenemission, ab etwa 1500 K), Beschuss mit energiereichen Ladungsträgern, Bestrahlung mit kurzwelligem Strahlen (Photoemission) oder durch Anlegen eines elektrischen Feldes (Feldemission) zugeführt werden [Sir-55], [Goo-56]. Feldemission ist unabhängig vom Isoliermedium und bei gasförmigem Dielektrikum auch unabhängig vom Isoliergasdruck. Die Erzeugungsrate freier Elektronen an der Elektrodenoberfläche ist materialspezifisch und bei gegebener Elektrodenanordnung abhängig von der Feldstärke an der Elektrodenoberfläche. Die Emission von Elektronen erfolgt immer aus der Kathode. Die Fowler-Nordheim-Gleichung ermöglicht eine quantitative Beschreibung der feldstärkeabhängigen Elektronenemission für eine ebene, ideal glatte Metalloberfläche im Vakuum bei 0 K (**Gl. 2.3**) [Fow-28].

$$j(E) = \frac{A_{\text{FN}} \cdot |\mathbf{E}|^2}{W_A} \cdot \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \cdot W_A^{3/2}}{|\mathbf{E}|}\right) \quad (2.3)$$

Die Feldemissionsstromdichte j kann über den Betrag der Feldstärke $|\mathbf{E}|$, die Austrittsarbeit W_A sowie die Fowler-Nordheim-Konstanten $A_{\text{FN}} = 1,54 \cdot 10^{-6} \text{ A eV/V}^2$ und $B_{\text{FN}} = 6,83 \cdot 10^9 \text{ V/(eV}^{3/2} \text{ m)}$ beschrieben werden [Fow-28], [Noe-82], [Fre-96], [Kur-09], [For-12]. Bei der Herleitung der Stromdichte j wird eine konstante Feldstärke auf der Elektrodenoberfläche im Homogenfeld vorausgesetzt. Die feldinduzierte Elektronenemis-

Tabelle 2.5: Austrittsarbeit W_A eines Elektrons für Aluminium und ausgewählte Metalle

Aluminium		ausgewählte Metalle		
$W_{A,Al}$ in eV	Referenz	Metall	W_A in eV	Referenz
1,77 bis 3,95	[Sir-55]	Bariumoxid	1,00	[Sir-55]
4,25	[Sem-69]	Eisen	3,92 bis 4,79	[Sir-55]
4,2	[Kno-79]	Gold	4,33 bis 4,90	[Sir-55]
4,08	[Mos-79]	Kupfer	3,89 bis 4,82	[Sir-55]
4,28	[Ber-05]	Kupferoxid	5,34	[Sir-55]
2,98 bis 4,43	[Kuf-08]	Nickel	3,68 bis 5,02	[Sir-55]
4,06 bis 4,26	[Hay-13]	Silber	3,09 bis 4,74	[Sir-55]

sion trägt demnach erst ab Feldstärken von $|\mathbf{E}| > 1 \text{ MV/mm}$ nennenswert zur Erzeugung freier Elektronen im Gasraum bei (**Gl. 2.3**). Elektronenemission konnte aber bereits ab einer Feldstärke von etwa $0,1 \text{ MV/mm}$ experimentell nachgewiesen werden [Fow-28].

Quantitativ ist die Feldemission für die vorliegende Elektrodenanordnung nicht bestimmbar, da keinerlei Aussage über eventuell vorhandene feldemittierende Störstellen gemacht werden kann [Kno-79]. In einer Elektrodenanordnung führen Mikrospitzen zu lokalen Feldanhebungen. Die Feldemission aus dem Kathodenmaterial wird in Abhängigkeit der Rauheit der Elektrodenoberfläche in lokal begrenzten Gebieten begünstigt [Mül-39], [Sir-55], [Ber-76], [Noe-82], [Fre-96], [Fin-03]. Durch Polieren der Metalloberfläche kann dieser Einfluss auf ein Minimum reduziert werden [Hik-08], [Led-09].

Die Berücksichtigung mikroskopischer Rauheit auf der Elektrodenoberfläche, d. h. lokaler Feldstärke- und somit Emissionsstromanstieg, erfolgt in einer modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung (**Gl. 2.4**) [Jüt-69], [Noe-82], [For-12] über den Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} [Goo-56], [Cha-66], [Mil-67], [Gie-04], [Pod-06]. Diese Gleichung gilt für großflächige Elektroden. Messungen an Elektrodenoberflächen, zumeist aus Aluminium, ergeben für β_{FN} Werte in einem Bereich von 68 bis 900 [Jüt-69], [Hac-74], [Noe-82].

$$j(E) = \alpha_{FN} \cdot \lambda_{FN} \cdot \frac{A_{FN} \cdot (\beta_{FN} \cdot |\mathbf{E}|)^2}{W_A} \cdot \exp\left(-\frac{v(y_{FN}) \cdot B_{FN} \cdot W_A^{3/2}}{\beta_{FN} \cdot |\mathbf{E}|}\right) \quad (2.4)$$

In die erweiterte Fowler-Nordheim-Gleichung geht das Verhältnis der feldemittierenden Elektrodenoberfläche zur Kathodenoberfläche mit $7,7 \cdot 10^{-11} \leq \alpha_{FN} \leq 1,5 \cdot 10^{-7}$ ein. Die Berücksichtigung der mannigfaltig möglichen Elektronenzustände, die der atomaren Wellenfunktionen und u. a. die der Temperatur, erfolgt in einem weiteren Korrekturfaktor

Tabelle 2.6: Feldstärke- und materialabhängige Verzerrung der Potentialbarriere $v(y_{\text{FN}})$ als Funktion der relativen Absenkung der Potentialbarriere y_{FN} (**Gl. 2.5**, S. 16) nach [Goo-56]

y_{FN}	$v(y_{\text{FN}})$	y_{FN}	$v(y_{\text{FN}})$	y_{FN}	$v(y_{\text{FN}})$
0	1	0,35	0,8323	0,70	0,4504
0,05	0,9948	0,40	0,7888	0,75	0,3825
0,10	0,9817	0,45	0,7413	0,80	0,3117
0,15	0,9622	0,50	0,6900	0,85	0,2379
0,20	0,9370	0,55	0,6351	0,90	0,1613
0,25	0,9068	0,60	0,5768	0,95	0,0820
0,30	0,8718	0,65	0,5152	1	0

$0,005 \leq \lambda_{\text{FN}} \leq 10$ [Mur-56], [For-12]. Die Wirkung des in der Nähe der Kathodenoberfläche herrschenden Kraftfeldes (Spiegelladungen) geht über die feldstärke- und materialabhängige Hilfsfunktion $v(y_{\text{FN}})$ in die Berechnung der Feldemissionsstromdichte j ein [Mur-56]. Die durch das elektrische Feld und unter Berücksichtigung der Spiegelladungen hervorgerufene Verzerrung der Potentialbarriere an der Grenzfläche zwischen Leiter und Gasraum $v(y_{\text{FN}})$ ist eine Funktion der relativen Absenkung der Potentialbarriere y_{FN} (**Gl. 2.5**, **Tabelle 2.6**) [Fow-28], [Goo-56].

$$y_{\text{FN}} = \frac{3,79 \cdot 10^{-5} \text{ eV}}{W_{\text{A}}} \cdot \sqrt{|\mathbf{E}| \cdot \frac{\text{m}}{\text{V}}} \quad (2.5)$$

Aus der feldstärkeabhängigen Feldemissionsstromdichte j (**Gl. 2.4**) kann die Erzeugungsratesrate freier Elektronen an der Elektrodenoberfläche pro Zeit und Flächeneinheit bestimmt werden (**Gl. 2.6**).

$$\left(\frac{dn_{\text{e}}}{dt} \right)_{\text{O}} = \frac{j(|\mathbf{E}|)}{e} \quad (2.6)$$

Elektronenablösung

Liegt ein hinreichend hohes elektrisches Feld an, so werden Elektronen von negativen Ionen abgelöst. Die Elektronenablösung dominiert dann gegenüber der Photoionisation. Der Initialisierungswert der Erzeugungsratesrate freier Elektronen im Moment der Spannungsbeaufschlagung ergibt sich zu dn_{e}/dt aus der Dichte negativer Ionen n^- und der

Tabelle 2.7: Elektronen-Ablöserate $k_d = k_{sd} + k_{ud}$ in $\frac{1}{s}$ in Abhängigkeit des Gasdrucks p in MPa und der druckbezogenen Feldstärke $\frac{E}{p}$ für trockene Luft in $\frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ nach [Ken-95], [Gax-99]

$k_{sd,\text{Luft}} = 0/s$	für $\frac{E}{p} \leq 7,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$k_{sd,\text{Luft}} = \frac{p}{1,16 \cdot 10^{-10} \text{ s MPa}} \cdot \exp\left(-\frac{291 \text{ kV}/(\text{mm MPa})}{E/p}\right)$	für $\frac{E}{p} > 7,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$k_{ud,\text{Luft}} = 0/s$	für $\frac{E}{p} \leq 7,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$k_{ud,\text{Luft}} = \frac{p}{2,13 \cdot 10^{-12} \text{ s MPa}} \cdot \exp\left(-\frac{242 \text{ kV}/(\text{mm MPa})}{E/p}\right)$	für $7,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 22,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ und für $\frac{E}{p} > 37,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$k_{ud,\text{Luft}} = v_e \cdot p \cdot \left(3 \frac{\text{mm}}{\text{s kV}} \cdot \frac{E}{p} - 66 \frac{1}{\text{s MPa}}\right)$	für $22,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 37,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ mit $v_e = \left(328 \cdot 10^6 \frac{\text{mm MPa}}{\text{kV}} \cdot \frac{E}{p}\right)^{0,715}$

Elektronen-Ablöserate k_d (**Gl. 2.7**) [Kin-86], [Ken-95], [Gax-99].

$$\frac{dn_e}{dt} = n^- \cdot k_d \quad (2.7)$$

Im elektrischen Feld bewegen sich Ladungsträger entlang von Feldlinien. Wird beim Stoß eines negativen Ions mit einem anderen Gasmolekül mehr als die zur Ablösung des Elektrons aus dem Atomverband notwendige Energie übertragen, so wird das Elektron vom negativen Ion abgelöst. Die Zeit, die zwischen der Anlagerung eines freien Elektrons an ein neutrales Molekül und der Ablösung des Elektrons vergeht (Lebensdauer des Ions), ist abhängig von der druckbezogenen Feldstärke E/p und umgekehrt proportional zum Gasdruck p bzw. der Gasdichte [Bad-72], [Kin-86]. Der reziproke Wert der Lebensdauer des negativen Ions entspricht der Elektronen-Ablöserate k_d [Gax-99]. Die Elektronen-Ablöserate instabiler Ionen k_{ud} ist die Anzahl an Elektronenablösungen von instabilen negativen Ionen pro Zeiteinheit. Ebenso ist die Elektronen-Ablöserate stabiler Ionen k_{sd} definiert [Ken-95].

Ausgehend von Untersuchungen des Stoßquerschnittes von Ionen wird die Lebensdauer einfach negativ geladener Sauerstoffatome (instabiles Ion: O^-) bzw. Sauerstoffmoleküle

Tabelle 2.8: Approximationsfunktionen für die in [Kin-86] ermittelte Elektronen-Ablöserate k_d in $\frac{1}{s}$ für SF_6 mit $X = \frac{(E/p)}{(E/p)_0}$, $\frac{E}{p}$ in $\frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ und $\left(\frac{E}{p}\right)_{0,\text{SF}_6} = 89,25 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$

$k_{d,\text{SF}_6} = 763,5 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^4 - 315,23 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^3$ $+ 488,89 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^2 - 337,47 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X + 874,6 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p$ <p style="text-align: center;">für $1 \leq X \leq 1,38$</p>
$k_{d,\text{SF}_6} = -893,38 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^4 + 642,25 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^3$ $- 166,53 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^2 + 186,94 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X - 772,13 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p$ <p style="text-align: center;">für $1,38 < X \leq 2,2$</p>
$k_{d,\text{SF}_6} = 400,87 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^4 - 448,79 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^3$ $+ 189,67 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^2 - 353,68 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X + 244,45 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p$ <p style="text-align: center;">für $2,2 < X \leq 3,65$</p>
$k_{d,\text{SF}_6} = -238,93 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^2 + 259,72 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X - 525,19 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p$ <p style="text-align: center;">für $3,65 < X \leq 3,7$</p>
$k_{d,\text{SF}_6} = 9 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X^2 + 145,45 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p \cdot X - 454,55 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s MPa}} \cdot p$ <p style="text-align: center;">für $X > 3,7$</p>

(stabiles Ion: O_2^-) in einer Lawine berechnet. Der in der Luft enthaltene Stickstoff kann ebenfalls freie Elektronen unter Bildung negativer Ionen anlagern. Die Lebensdauer eines negativ geladenen Stickstoffmoleküls ist jedoch im Vergleich zur Lebensdauer eines negativ geladenen Sauerstoffmoleküls vernachlässigbar klein. Daher kann die Elektronen-Ablöserate von trockener Luft gleich der Elektronen-Ablöserate von Sauerstoff gesetzt werden [Bad-72], [Wen-89].

Die Elektronen-Ablöserate beinhaltet Überlegungen zur Geschwindigkeitsverteilung der negativen Ionen und ist stark feldstärkeabhängig. Die Elektronenablösung bestimmt wesentlich die im Gasvolumen resultierende Anfangselektronenrate [Kin-86]. Neuere Messwerte der Elektronen-Ablöserate instabiler Ionen k_{ud} weichen von denen in älterer Literatur mit Formeln angegebenen Werten ab [Bad-72], [Wen-89]. Die in [Bad-72] angegebenen formelmäßigen Zusammenhänge für k_{ud} werden für aktuellere Simulationen in [Ken-95]

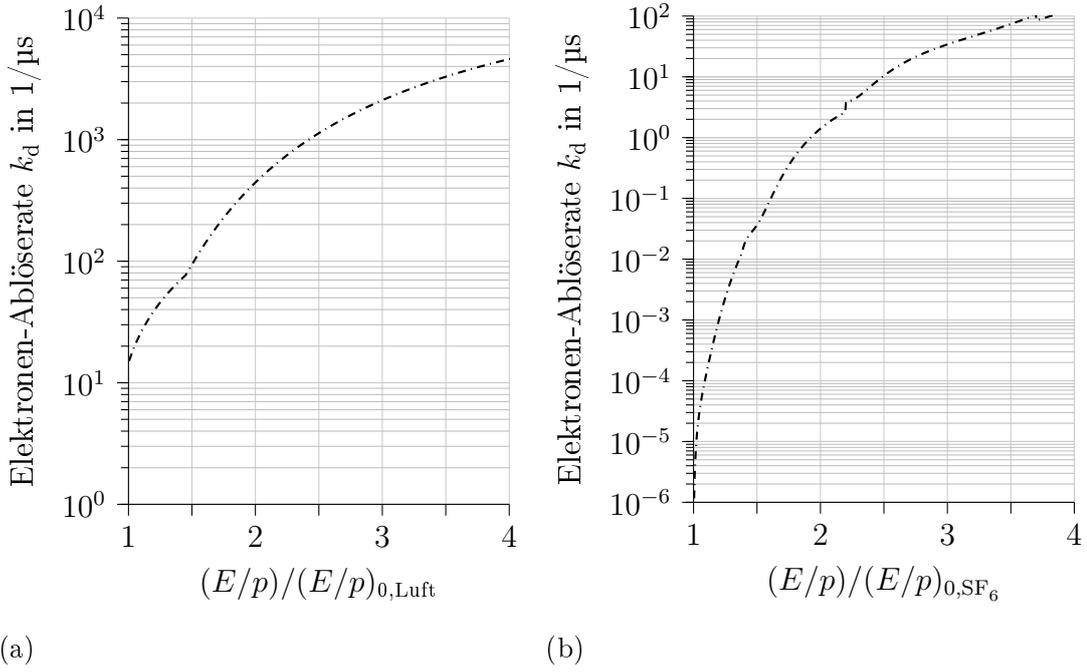


Bild 2.2: Elektronen-Ablöserate k_d als Funktion der auf die druckbezogene kritische Feldstärke $\left(\frac{E}{p}\right)_0$ bezogene druckbezogene Feldstärke $\frac{E}{p}$ bei $p = 0,1$ MPa in

(a) trockener Luft mit $\left(\frac{E}{p}\right)_{0,\text{Luft}} = 25,88 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ nach [Gax-99]

(b) SF_6 mit $\left(\frac{E}{p}\right)_{0,\text{SF}_6} = 89,25 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ nach [Kin-86]

und [Gax-99] mit einem Faktor von zwei multipliziert, zudem wird eine Korrektur von k_{ud} im Bereich von $22,5 \text{ kV}/(\text{mm MPa}) < E/p \leq 37,5 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ vorgenommen. Im Rahmen dieser Arbeit gehen die so für k_{sd} und k_{ud} bereits angewendeten Zusammenhänge in die durchgeführten Berechnungen der Ionendichte ein (**Tabelle 2.7**).

Unter der Annahme, dass die Elektronen-Ablöserate k_d über den Stoßquerschnitt und die Geschwindigkeitsverteilungen der neutralen Moleküle und Ionen berechnet werden kann ist k_d linear von der Gasdichte bzw. bei konstanter Temperatur dem Gasdruck abhängig [Kin-86]. In trockener Luft und SF_6 steigt die Elektronen-Ablöserate bei linearer Zunahme von $(E/p)/(E/p)_0$ bei halblogarithmischer Skalierung antilogarithmisch über mehrere Größenordnungen an (**Bild 2.2, Tabelle 2.8**). Eine lokale Feldstärkeüberhöhung hat somit großen Einfluss auf die Elektronen-Ablöserate k_d [Wie-88a], [Reb-05], [CIG-08]. Ladungsträgervermehrung ist im Gasraum erst ab dem Erreichen der druckbezogenen kritischen Feldstärke $(E/p)_0$ möglich, daher ist der Verlauf der Elektronen-Ablöserate erst ab $(E/p)/(E/p)_0 \geq 1$ relevant. In Luft beträgt die Elektronen-Ablöserate dann etwa $2 \cdot 10^1/\mu\text{s}$ und liegt somit bereits sieben Größenordnungen über der

Elektronen-Ablöserate in SF_6 . Bei einer weiteren Zunahme von $(E/p)/(E/p)_0$ nimmt die Elektronen-Ablöserate in Luft nicht mehr so stark zu wie in SF_6 . Der Verlauf könnte in den geringeren Elektronenaffinitäten des in der Luft enthaltenen Sauerstoffs sowie Stickstoffs begründet liegen.

2.1.3 Rekombination von Ladungsträgern

Rekombination ist in der Gasphysik die Vereinigung von Ladungsträgern unterschiedlicher Polarität unter Bildung von neutralen Molekülen, hierbei wird stets Energie frei [Sir-55]. Ein positives Ion kann unter geeigneten Bedingungen mit einem Elektron oder einem negativen Ion rekombinieren. Bei dem Rekombinationsprozess wird die Anzahl von Ladungsträgern im Gasraum reduziert.

Findet Rekombination zwischen einem positiven Gasion und einem Elektron statt, so entspricht die dabei frei werdende Energie der Summe aus der Ionisationsenergie W_i des entsprechenden Gasmoleküls und der Bewegungsenergie des freien Elektrons vor der Rekombination. Die Bewegungsenergie des positiven Ions geht vollständig in die Bewegungsenergie des generierten neutralen Moleküls über. Die bei der Rekombination frei werdende Energie wird meist als Strahlungsenergie abgegeben [Sir-55].

Bei einem Zusammenstoß zweier Gasionen umgekehrten Ladungsvorzeichens findet unter Umständen ein Ladungstransfer des überschüssigen Elektrons vom negativen Ion zu dem positiven Ion statt, es entstehen zwei neutrale Gasmoleküle. Zur Abspaltung des überschüssigen Elektrons ist eine Energie W_B erforderlich, da das negative Ion eine stabile Verbindung darstellt [Sir-55], [Jun-89], [Hol-07]. Bei der Anlagerung des transferierten Elektrons an das positive Ion wird die Ionisationsenergie W_i frei. Die insgesamt durch Rekombination frei werdende Energie $W_i - W_B$ wird in Strahlungsenergie oder in zusätzliche Bewegungsenergie der generierten neutralen Moleküle umgesetzt [Sir-55].

Die elektrostatische Wechselwirkung zwischen Ionen trägt wesentlich zur Rekombination zweier Ionen bei. Ionen entgegengesetzter Ladung müssen sich eine bestimmte Zeit in unmittelbarer Nähe zueinander aufhalten, sie befinden sich dann jeweils im elektrischen Feld des anderen Ions. Zwischen den Ionen herrscht das elektrische Feld $|\mathbf{E}_{I-I}|$. Aufgrund der hieraus resultierenden Coulomb-Kraft bewegen sich die Ionen mit einer bestimmten Geschwindigkeit $|\mathbf{v}_{I-I}|$ aufeinander zu. In die Berechnung der elektrischen Feldstärke $|\mathbf{E}_{I-I}|$ gehen der Betrag der Ladung eines Ions q , die relative Permittivität ϵ_r des Gases, die elektrische Feldkonstante ϵ_0 und die räumliche Entfernung r der Ionen zueinander ein (Gl. 2.8).

$$|\mathbf{E}_{I-I}| = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \cdot r^2} \quad (2.8)$$

Die Geschwindigkeit $|\mathbf{v}_{I-I}|$ hängt von der elektrischen Feldstärke $|\mathbf{E}_{I-I}|$, die zwischen den Ionen herrscht, und der Summe der Ionenbeweglichkeiten der positiven bzw. negativen Ionen (b^+ , b^-) ab (**Gl. 2.9**) [Gän-53], [Sir-55].

$$|\mathbf{v}_{I-I}| = |\mathbf{E}_{I-I}| \cdot (b^+ + b^-) = \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot r^2} \cdot (b^+ + b^-) \quad (2.9)$$

Je höher die relative Geschwindigkeit der Stoßpartner zueinander ist, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit ihrer Rekombination [Gän-53]. Elektronen werden aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit bei einem Zusammenstoß mit Gasteilchen abgebremst oder bei ausreichender Elektronenaffinität der neutralen Moleküle an diese angelagert. Rekombination schneller Elektronen mit den vergleichsweise unbeweglichen Ionen findet daher deutlich seltener statt als eine Ion-Ion-Rekombination [Kri-13]. Die Wahrscheinlichkeit dieser Ionenrekombination ist umso größer, je höher die Konzentration der Ionen unterschiedlicher Polarität im Gasraum und je geringer die Geschwindigkeiten dieser Ionen ist [Gän-53]. Der Proportionalitätskoeffizient der Ionenrekombination wird Rekombinationskoeffizient k_r genannt [Sir-55]. Unter der Annahme, dass die Abnahme der Ladungsträgerdichte positiver und negativer Ionen gleich ist, $dn^+/dt = dn^-/dt$, kann diese mit dem Rekombinationskoeffizienten k_r ausgedrückt werden (**Gl. 2.10**).

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -k_r \cdot n^+ \cdot n^- \quad (2.10)$$

Der Rekombinationskoeffizient k_r ist druckabhängig (**Bild 2.3**). Unterhalb des atmosphärischen Drucks nimmt der Rekombinationskoeffizient mit zunehmendem Druck zu, bei weiterer Druckzunahme erfolgt eine Abnahme des Rekombinationskoeffizienten. Zur Erklärung des jeweiligen Verlaufs des Rekombinationskoeffizienten dienen die Theorien von Thomson bzw. Langevin [Sir-55], [Sch-80], [Jun-81], [Jun-89].

Bei der Rekombinationstheorie von Langevin wird die Rekombination aufgrund der elektrostatischen Wechselwirkungen positiver und negativer Ionen bei Drücken ab etwa der Höhe des atmosphärischen Drucks betrachtet.

Werden die Ionen einer Polarität, bspw. die der positiven, als ruhend, konzentriert im Mittelpunkt einer Kugel mit Radius r , Volumen V , angenommen, so befinden sich n^+V unbewegliche positive Ionen innerhalb dieser Kugel. Der Radius r ist demnach für alle positiven Ionen gleich. Die von ihnen erzeugte Feldstärke $|\mathbf{E}| = n^+V \cdot |\mathbf{E}_{I-I}|$ an der Kugeloberfläche entspricht dem n^+V -fachen der Feldstärke zwischen zwei Ionen unterschiedlicher Polarität $|\mathbf{E}_{I-I}|$ (**Gl. 2.8**) [Sir-55]. Negative Ionen in der Nähe der Kugeloberfläche bewegen sich dann mit der entsprechenden Geschwindigkeit $|\mathbf{v}|$ auf die positiven Ionen

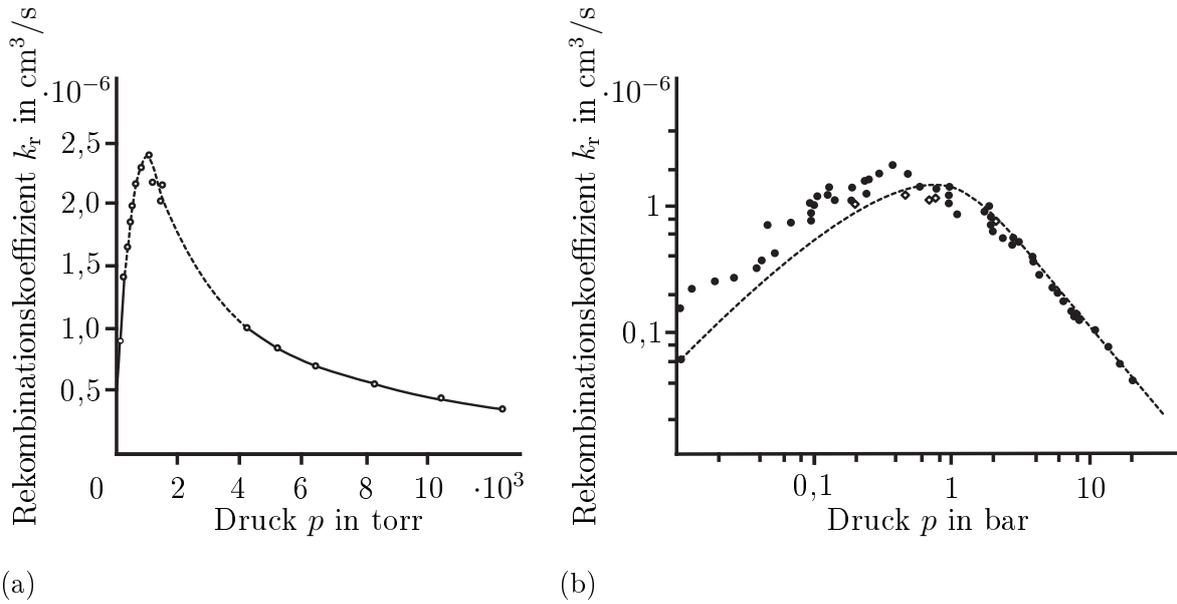


Bild 2.3: Gemessener Rekombinationskoeffizient k_r in Abhängigkeit des Gasdrucks p in
 (a) Luft (1 Torr $\approx 0,133 \cdot 10^{-3}$ MPa) nach [Say-38], [Sir-55]
 (b) SF₆ (1 bar = 0,1 MPa; doppelt logarithmische Skalierung) nach [Jun-89]

im Kugelmittelpunkt zu (**Gl. 2.11**).

$$|\mathbf{v}| = n^+ V \cdot |\mathbf{E}_{I-I}| \cdot (b^+ + b^-) = n^+ V \cdot \frac{q}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot r^2} \cdot (b^+ + b^-) \quad (2.11)$$

Es wird angenommen, dass jedes negative Ion, das in die Kugeloberfläche eindringt, rekombiniert. Der Radius r der Kugel muss daher um ein Vielfaches größer sein als die freie Weglänge λ der Ionen. Mit dieser Forderung nimmt die Wahrscheinlichkeit der Ionenrekombination in der Kugel zu, da beim Zusammenstoß mit Molekülen die Bewegungsenergie der Ionen reduziert wird; dies begünstigt die Ionenrekombination. Die Anzahl der pro Zeit- und Volumeneinheit eindringenden, d. h. rekombinierenden, negativen Ionen kann aus der Kugeloberfläche $A = 4 \cdot \pi \cdot r^2$, der Geschwindigkeit $|\mathbf{v}|$, der Dichte negativer Ionen n^- und dem Kugelvolumen V bestimmt werden. Dies entspricht einer Abnahme der positiven und negativen Ionendichte pro Zeit- und Volumeneinheit durch Ionenrekombination (**Gl. 2.12**) [Say-38], [Sir-55], [McG-65].

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\frac{1}{V} \cdot A \cdot |\mathbf{v}| \cdot n^- = -\frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \cdot (b^+ + b^-) \cdot n^+ \cdot n^- \quad (2.12)$$

Nicht jeder Zusammenstoß zweier Ionen führt zu einer Rekombination. Dies wird mit einem Korrekturkoeffizienten $\eta \leq 1$ bei der Berechnung des Rekombinationskoeffizienten

k_r nach der Rekombinationstheorie von Langevin berücksichtigt (**Gl. 2.13**) [Sir-55]. Der Koeffizient η ist druck- und temperaturabhängig. Bei Raumtemperatur ist η in Luft ab einem Gasdruck von $p > 0,29$ MPa [Mäc-37], [Sir-55] und in SF₆ ab einem Gasdruck von $p > 0,15$ MPa praktisch 1 [Sch-80], [Jun-81].

$$k_r = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \cdot (b^+ + b^-) \cdot \eta \quad (2.13)$$

Die Ionenbeweglichkeit b ist bei konstanter Temperatur umgekehrt proportional zum Gasdruck p [Mäc-37], [Say-38], [Sik-64], [Kin-86]. Demnach bedingt eine Druckzunahme, wie mit Messungen verifiziert werden kann, eine Abnahme des Rekombinationskoeffizienten k_r (**Bild 2.3**) [Sir-55], [Sik-64], [Jun-81], [Jun-89].

Die Rekombinationstheorie von Thomson beschreibt die Ionenrekombination bei geringen Drücken bis etwa in Höhe des atmosphärischen Drucks (Luft: $p \leq 0,12$ MPa, SF₆: $p \leq 0,09$ MPa). Der Rekombinationskoeffizient nimmt hier, wie Messungen zeigen, mit zunehmendem Druck zu (**Bild 2.3**) [Mäc-37], [Say-38], [Sir-55], [Sik-64], [Jun-89].

Die freie Weglänge der Ionen ist bei niedrigem Druck größer als bei hohem Druck und gleicher Temperatur. Daher erfolgen bei der aufeinander zu gerichteten Bewegung nur wenige Zusammenstöße zweier Gasionen umgekehrten Ladungsvorzeichens. Die Geschwindigkeit der Relativbewegung der Ionen wird nicht durch die elektrostatische Wechselwirkung der Ionenfelder, sondern maßgeblich von der thermischen Bewegung der Ionen bestimmt [Sir-55], [Bey-92].

Befinden sich zwei gegenpolare Ionen im Abstand r voneinander entfernt, herrscht zwischen ihnen ein elektrisches Feld $|\mathbf{E}_{I-I}|$ (**Gl. 2.8**), auf sie wirkt die Kraft $q \cdot |\mathbf{E}_{I-I}|$. Die Ionen ziehen sich gegenseitig an, ihre Bewegungsenergie wird dadurch erhöht. Trifft ein Ion in der unmittelbaren Nähe eines entgegengesetzt geladenen Ions mit einem Gasmolekül zusammen, so verliert es die durch die Anziehung erworbene Bewegungsenergie. Die Bewegungsenergie des Ions entspricht nach dem Stoß etwa der thermischen Energie des Gases ($3/2 \cdot k \cdot T$). Bei niedrigem Druck rekombinieren zwei Ionen dann, wenn ihre thermische Energie nicht ausreicht, um die potentielle Energie aufgrund der gegenseitigen Anziehung zu überwinden (**Gl. 2.14**) [Say-38], [Sir-55].

$$\int_r^\infty \frac{q^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot x^2} dx > \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad (2.14)$$

Zwei gegenpolare Ionen dürfen einen gewissen Abstand r_{\max} zueinander nicht überschreiten, damit nach einem Zusammenstoß eines der Ionen mit einem neutralen Gasmolekül

diese beiden Ionen noch rekombinieren können (**Gl. 2.15**). In die Berechnung gehen der Betrag der Ladung der Ionen q , die Permittivität $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, die Boltzmann-Konstante k sowie die Temperatur T ein [Sir-55].

$$r_{\max} = \frac{q^2}{6 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot k \cdot T} \quad (2.15)$$

Die positiven Ionen werden nun als ruhend, jeweils im Mittelpunkt einer Kugel mit Radius r_{\max} angenommen. Die Geschwindigkeit der negativen Ionen entspricht der der Relativgeschwindigkeit der Ionen $\sqrt{\bar{c}_+^2 + \bar{c}_-^2}$. Dabei ist \bar{c} der arithmetische Mittelwert der Geschwindigkeit der Ionen aufgrund ihrer thermischen Bewegung. Die Anzahl negativer Ionen z^- , die pro Zeit- und Volumeneinheit in die Kugelquerschnitte eindringen, kann aus den n^+ Kugelquerschnitten ($S = \pi \cdot r_{\max}^2$) pro Volumeneinheit und der Dichte negativer Gasionen n^- bestimmt werden (**Gl. 2.16**).

$$z^- = n^+ \cdot S \cdot n^- \cdot \sqrt{\bar{c}_+^2 + \bar{c}_-^2} = \pi \cdot r_{\max}^2 \cdot \sqrt{\bar{c}_+^2 + \bar{c}_-^2} \cdot n^+ \cdot n^- \quad (2.16)$$

Ionenrekombination ist nur dann möglich, wenn das negative Ion innerhalb der Kugel mit dem Radius r_{\max} mit einem Gasmolekül zusammenstößt und abgebremst wird. Ein negatives Ion legt im Mittel die Strecke r_{\max} in dieser Kugel zurück (minimal 0, maximal $2 \cdot r_{\max}$). Die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes beim Durchlaufen dieser Strecke kann mit der mittleren freien Weglänge λ_m zu r_{\max}/λ_m angegeben werden, die Anzahl der Rekombinationen je Zeit- und Volumeneinheit beträgt somit $z^- \cdot r_{\max}/\lambda_m$. Die zeitliche Änderung der Ionendichte dn/dt kann damit berechnet werden (**Gl. 2.17**).

$$\frac{dn}{dt} = z^- \cdot \frac{r_{\max}}{\lambda_m} = \pi \cdot \frac{r_{\max}^3}{\lambda_m} \cdot \sqrt{\bar{c}_+^2 + \bar{c}_-^2} \cdot n^+ \cdot n^- \quad (2.17)$$

Die mittlere freie Weglänge der Ionen λ_m verhält sich umgekehrt proportional zum Druck. Die Relativgeschwindigkeit der Ionen und r_{\max} sind druckunabhängig. Daher nimmt der Rekombinationskoeffizient k_r für geringe Drücke mit zunehmendem Druck in Luft und SF₆ zu (**Gl. 2.18**) [Say-38], [Sir-55].

$$k_r = \pi \cdot \frac{r_{\max}^3}{\lambda_m} \cdot \sqrt{\bar{c}_+^2 + \bar{c}_-^2} \quad (2.18)$$

2.1.4 Bewegung von Gasmolekülen, Gasionen und Elektronen im Gasraum

Stoßvorgänge bestimmen die Bewegung, Ionisation, Anregung und Rekombination von Teilchen im Gasraum. Die ungerichtete, chaotische Eigenbewegung der Teilchen ist von den gerichteten Bewegungsmechanismen im Gasraum zu unterscheiden. Letztere fassen die Ladungsträgerbewegung aufgrund des elektrischen Feldes und die Diffusion aufgrund eines lokalen Konzentrationsgradienten zusammen.

In der Modellvorstellung des idealen Gases werden Gasmoleküle, Ionen und Elektronen als starre Kugeln nachgebildet. Der Stoßprozess wird vereinfacht als zentraler, elastischer Stoß zweier Kugeln beschrieben. Die Energie der Teilchen sei dabei so gering, dass keine Anregungs- oder Ionisationsprozesse auftreten können. Entsprechend dem Energieerhaltungssatz ist die Summe der kinetischen Energien der Stoßpartner vor und nach dem Stoß gleich. Ebenso gilt der vektorielle Impulserhaltungssatz, d. h. die Bewegungsrichtung der Stoßpartner nach dem Stoß ergibt sich aus der Bewegungsrichtung der Stoßpartner vor dem Stoß sowie deren Massen [Bey-92].

Thermische Bewegung

Aufgrund der Brownschen Wärmebewegung bewegen sich Teilchen ungerichtet, geradlinig im idealen Gas, das sich im thermischen Gleichgewicht befindet. Durch einen Stoßprozess ändert sich ihre Bewegungsrichtung und in Abhängigkeit der Massen der Stoßpartner auch deren Geschwindigkeit. Die Teilchen bewegen sich somit auf einem Zickzackkurs durch den Raum. Die mittlere gerichtete Geschwindigkeit ist bei rein thermischer Bewegung Null [Gän-53], [Jan-87], [Bey-92], [Dem-16].

Die Boltzmann-Maxwell-Verteilung beschreibt die unsymmetrische Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen (**Bild 2.4**). Die thermische Geschwindigkeit v_{th} ist die Teilchengeschwindigkeit, die mit der größten Wahrscheinlichkeit auftritt. Aufgrund der Stoßprozesse haben im Mittel alle Teilchen im idealen Gas, unabhängig von ihrer Masse m , die gleiche mittlere kinetische Energie W_{kin} (**Gl. 2.19**). Aus dieser geht die mittlere quadratische Geschwindigkeit $\overline{v^2}$ hervor, deren Wurzel als effektive Geschwindigkeit $v_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{3/2} \cdot v_{\text{th}}$ definiert ist. W_{kin} kann über die Boltzmann-Konstante k und die absolute Temperatur T ausgedrückt werden [Bey-92], [Str-11].

$$W_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \overline{v^2} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_{\text{eff}}^2 = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad (2.19)$$

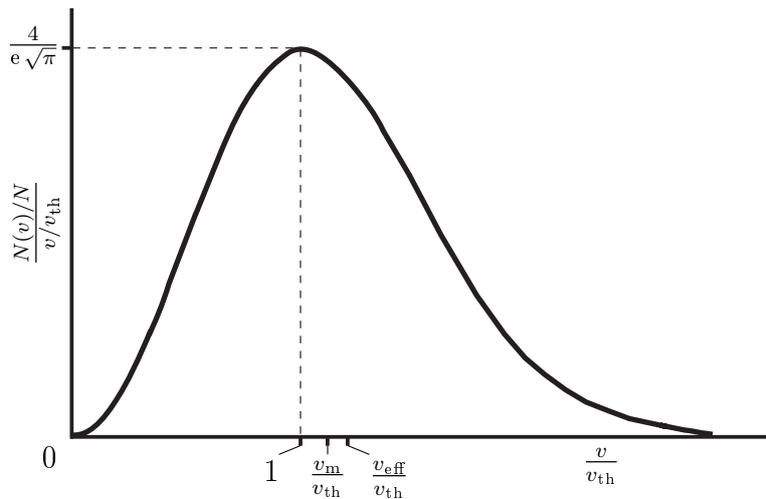


Bild 2.4: Boltzmann-Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung von Gasmolekülen mit Teilchenzahl $N(v)$ der Geschwindigkeit v , Gesamtteilchenzahl N , thermischer v_{th} , effektiver v_{eff} und mittlerer Geschwindigkeit v_m nach [Bey-92]

Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v} = v_m = 2/\sqrt{\pi} \cdot v_{th}$ ist etwa 10 % größer als die thermische Geschwindigkeit v_{th} . Es existieren demnach weniger Teilchen mit der effektiven Geschwindigkeit v_{eff} als Teilchen mit v_m und deutlich weniger als mit v_{th} . Die Geschwindigkeitsverteilung ist insbesondere auch für Elektronen gültig und temperaturabhängig [Sir-55], [Str-11], [Dem-16].

Ladungsträgerbewegung im elektrischen Feld

Im Feldraum wirkt die Coulomb-Kraft \mathbf{F} auf Ladungsträger (**Gl. 2.20**), sodass diese zwischen zwei Stößen je nach Polarität in bzw. gegen die Feldrichtung beschleunigt werden [Gän-53], [Dem-15].

$$\mathbf{F} = q \cdot \mathbf{E} \tag{2.20}$$

Bei dem elastischen Stoß werden die Teilchen der Ladung q abgebremst und ändern ihre Bewegungsrichtung. Die feldstärkeabhängige, mittlere gerichtete Driftgeschwindigkeit \mathbf{v} , ist demnach begrenzt und wird durch die Beweglichkeit b des geladenen Teilchens ausgedrückt (**Gl. 2.21**) [Kin-82], [Bey-92].

$$\mathbf{v} = b \cdot \mathbf{E} \tag{2.21}$$

Unterhalb der Durchschlaghöchsfeldstärke und in einem Molekülgas mit geringer Ladungsträgerkonzentration, sodass Ion-Ion-Stöße vernachlässigbar sind, überwiegt die

thermische Bewegung der Ionen, die Ionenbeweglichkeit ist feldstärkeunabhängig [Sir-55]. Bei einem negativen Ion trennt sich das an das Molekül zusätzlich angelagerte Elektron meist vom Molekül, legt als freies Elektron eine Wegstrecke mit höherer Geschwindigkeit zurück und bildet anschließend durch Anlagerung an ein Molekül erneut ein negatives Ion. Somit wird im Mittel eine anscheinend höhere Beweglichkeit negativer Ionen b^- gemessen, als b^+ für positive Ionen gemessen werden kann (**Tabelle 2.9**). Die Strecken, die ein Teilchen ohne Stoß mit einem anderen Teilchen im Raum durchläuft, sind zufällig und statistisch um den Mittelwert der freien Weglänge λ_m verteilt. Mit zunehmendem Druck nimmt die mittlere freie Weglänge λ_m ab, die Ionenbeweglichkeit ist bei konstanter Temperatur folglich umgekehrt proportional zum Druck p [Gän-53]; in SF_6 gilt $b \sim p^{-1,25}$ [Sch-80], [Kin-86].

Bei einem Ion-Molekül-Stoß gibt das Ion aufgrund der ähnlichen Massen der Stoßpartner die im Feldraum aufgenommene Energie im Mittel zur Hälfte an den Stoßpartner ab. Die kinetische Energie liegt somit nach einer geringen Anzahl an Stößen nur geringfügig oberhalb derer neutraler Moleküle.

Demgegenüber ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen proportional und folglich die Beweglichkeit umgekehrt proportional zur Wurzel der elektrischen Feldstärke [Bey-92]. Der Anteil, der bei einem Stoß vom Elektron übertragenen Energie ist sehr gering. Die Geschwindigkeit wird maßgeblich durch das elektrische Feld bestimmt, die thermische Bewegung hat keinen Einfluss auf die gerichtete Bewegung. Die Beweglichkeit von Elektronen in Luft wurde bei Feldstärken im Bereich der elektrischen Durchschlagfestigkeit bei konstanter Dichte gemessen und kann bei Normaldruck, $p = 0,1 \text{ MPa}$, zu $b_e \approx 500 \text{ cm}^2/(\text{V s})$ berechnet werden [Fri-92]. Die Beweglichkeit von Elektronen b_e ist um zwei Größenordnungen größer als die der Ionen b^\pm (**Tabelle 2.9**).

Mittlere freie Weglänge

Die mittlere freie Weglänge λ_{me} von Elektronen ist aufgrund der Teilchenabmessungen (Radien r_e des Elektrons, r_i des Ions und r_g des Gasmoleküls aus Kugelmodell des idealen Gases, $r_e \ll r_i \approx r_g$) um das 4fache länger als die mittlere freie Weglänge λ_{mi} der Ionen (**Gl. 2.22**). Im Mittel ist die mittlere freie Weglänge λ_m von Teilchen mit geringen Abmessungen, wie die des Elektrons, um $4 \cdot \sqrt{2}$ größer als λ_{mg} der Gasmoleküle mit größeren Radien (**Tabelle 2.10**).

$$\lambda_{me} \approx \frac{1}{\pi \cdot r_g^2 \cdot n_g} \approx \frac{1}{\pi \cdot r_g^2} \cdot \frac{kT}{p} \approx 4 \cdot \lambda_{mi} \approx 4 \cdot \sqrt{2} \cdot \lambda_{mg} \quad (2.22)$$

Tabelle 2.9: Beweglichkeit positiver und negativer Ionen (b^+ , b^-) ausgewählter Gase bei $p = 0,1$ MPa und 293 K

Gas	b^+ in $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	b^- in $\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	Referenz
H ₂	6,70	7,90	[Sir-55]
SF ₆	0,36	0,36	[Kin-86]
N ₂	2,09	-	[Bra-32]
O ₂	1,58	2,19	[Bra-32]
Trockene Luft	1,36	1,87	[Eri-24]
	1,10	1,80	[Ham-30]
	1,59	2,21	[Bra-31]
Feuchte Luft	1,37	1,51	[Sir-55]

Tabelle 2.10: Mittlere freie Weglänge von Gasmolekülen λ_{mg} und Elektronen λ_{me} in ausgewählten Gasen bei 293 K und 0,1 MPa

Gas	λ_{mg} in μm	λ_{me} in μm	Referenz
SF ₆	0,027	0,15	[Bey-92]
N ₂	0,063	0,36	[Sch-68b], [Bey-92]
O ₂	0,067	0,39	[Sch-68b], [Bey-92]
Luft	0,063	0,36	[Sch-68b]

Ohne Feldeinfluss haben alle Teilchen im Raum im Mittel die gleiche kinetische Energie. Aufgrund der unterschiedlichen Massen von Elektronen und Gasmolekülen bzw. Ionen ist die Geschwindigkeit schwerer Teilchen geringer als die leichter Teilchen im Raum. Unter dem Einfluss des elektrischen Feldes werden geladene Teilchen im Gasraum beschleunigt, sie können die für Gasentladungsvorgänge erforderliche Energie aufnehmen [Sir-55], [Eng-65], [Sch-68b], [Bey-92], [Dem-15].

Unter der Annahme, dass nur wenige geladene Teilchen im Gasraum vorhanden sind, wird der Gesamtdruck p im Gasraum über die Teilchendichte n_g der Gasmoleküle, die Boltzmann-Konstante k und die Temperatur T bestimmt. Die mittlere freie Weglänge λ_m ist umgekehrt proportional zur Gasdichte n_g und bei konstanter Temperatur auch umgekehrt proportional zum Gasdruck p [Sir-55], [Bey-92], [Dem-15].

2.1.5 Gleichgewicht der Ionendichte

Das Gleichgewicht der Ionendichte im Gasraum wird von den beiden sich entgegenwirkenden Prozessen der Ionenpaar-Generation und der Ionenpaar-Rekombination bestimmt. Im feldfreien Raum wird bei konstantem Druck eine konstante Ionenpaarerzeugungsrates dn_{IP}/dt angenommen. In einem Druckbehälter kann sich dann in ausreichendem Abstand zu den Kesselwänden, in einem Gebiet, in dem Diffusionsprozesse vernachlässigbar sind, d. h. $\text{div}(\mathbf{x}) = 0$, und Ionenrekombination vorherrscht, ein Gleichgewicht der Ionendichte einstellen. Über den Rekombinationskoeffizienten k_r , die Ladungsträgerdichten (n^+ , n^-), die Beweglichkeiten (b^+ , b^-) und die Diffusionskoeffizienten (D^+ , D^-) der positiven bzw. negativen Gasionen kann die zeitliche Änderung der Ionendichte dn/dt mit dem sog. Wiedervereinigungsgesetz berechnet werden (**Gl. 2.23**) [Gän-53], [Isr-57], [Kin-86], [Wie-88b], [Koc-12], [Kri-13].

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn_{\text{IP}}}{dt} - k_r \cdot n^+ \cdot n^- - \text{div}(n^+ \cdot b^+ \cdot \mathbf{E} - D^+ \text{grad } n^+) \quad (2.23a)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = \frac{dn_{\text{IP}}}{dt} - k_r \cdot n^+ \cdot n^- + \text{div}(n^- \cdot b^- \cdot \mathbf{E} + D^- \text{grad } n^-) \quad (2.23b)$$

Bei gleicher Dichte sowie homogener Verteilung positiver und negativer Ionen, bspw. ohne Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes, herrscht ein Ladungsträgergleichgewicht im Gas, $n^+ = n^- = n$. Das Wiedervereinigungsgesetz (**Gl. 2.23**) kann dann vereinfacht werden (**Gl. 2.24**).

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = \frac{dn}{dt} = \frac{dn_{\text{IP}}}{dt} - k_r \cdot n^+ \cdot n^- = \frac{dn_{\text{IP}}}{dt} - k_r \cdot n^2 \quad (2.24)$$

Zeit bis zum Gleichgewicht der Ionendichte

Werden ebenso viele Ionen generiert wie rekombinieren ändert sich die Ionendichte nicht, es gilt $dn/dt = 0$ (m^3s). Aus dem vereinfachten Wiedervereinigungsgesetz (**Gl. 2.24**) ergibt sich mit dieser Bedingung die Ionendichte positiver und negativer Ladungsträger im Gleichgewichtszustand, d. h. $t = \infty$, $n_\infty^+ = n_\infty^- = n_\infty$ (**Gl. 2.25**) [Isr-57], [Kin-86].

$$n_\infty^+ = n_\infty^- = n_\infty = \sqrt{\frac{dn_{\text{IP}}}{dt} \cdot \frac{1}{k_r}} \quad (2.25)$$

Im stationären Gleichgewichtszustand kann hiermit die Anzahl der Ionenrekombinationen innerhalb der Zeit dt angegeben werden (**Gl. 2.26**).

$$dn = k_r \cdot n_\infty \cdot dt = \sqrt{k_r \cdot \frac{dn_{IP}}{dt}} \cdot dt \quad (2.26)$$

Bei konstantem Druck ist die Wurzel aus dem Produkt von Rekombinationskoeffizient und Ionenpaarerzeugungsrate $\sqrt{k_r \cdot dn_{IP}/dt}$ eine Konstante, deren Bedeutung mit der der Zerfallskonstanten radioaktiver Atome zu vergleichen ist. Der reziproke Wert dieser Konstanten entspricht der mittleren Lebensdauer τ der Ionen im stationären Zustand (**Gl. 2.27**). Sie kann über den Rekombinationskoeffizienten k_r , die Ionenpaarerzeugungsrate dn_{IP}/dt und die Ionendichte im Gleichgewichtszustand n_∞ (**Gl. 2.25**) angegeben werden; es gilt $dn_{IP}/dt = k_r \cdot n_\infty^2$ und $k_r = dn_{IP}/dt \cdot 1/n_\infty^2$ [Isr-57].

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{k_r \cdot dn_{IP}/dt}} = \frac{1}{\sqrt{k_r}} \cdot \sqrt{\frac{dt}{dn_{IP}}} = \frac{1}{\sqrt{k_r} \cdot \sqrt{k_r \cdot n_\infty^2}} = \frac{1}{k_r \cdot n_\infty} = n_\infty \cdot \frac{dt}{dn_{IP}} \quad (2.27)$$

Bei der experimentellen Untersuchung von Isolierten Gasen wird eine Elektrodenanordnung mit Spannung beaufschlagt. Positive und negative Ladungsträger werden im Feldraum beschleunigt, unter geeigneten Bedingungen werden paarweise neue Ladungsträger bei der Polaritäten generiert. Es werde angenommen, dass die angelegte Höhe der Spannung an die gegebene Elektrodenanordnung so gering ist, dass kein Durchschlag auftritt. Zudem sei die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ausreichend hoch, sodass sie die jeweilige Gegenelektrode erreichen und folglich dort absorbiert werden. Diese Annahme gilt für Gleich- und impulsförmige Spannungsbeanspruchung. Bei Wechselspannung können die Ladungsträger aufgrund des periodischen Richtungswechsels der Ladungsträger im Feldraum oszillierende Bewegungen durchführen, ohne die Elektroden zu erreichen, falls die Schlagweite genügend groß ist. Unter der vereinfachten Annahme, dass alle Ladungsträger absorbiert werden, existiert zum Zeitpunkt $t = 0$ s, d. h. unmittelbar nach der Spannungsbeanspruchung, näherungsweise ein ladungsfreier Raum, $n_0 \approx 0/\text{m}^3$. Hält die Elektrodenanordnung der Spannungsbeanspruchung nicht stand, befinden sich unmittelbar nach dem Gasdurchschlag mehr Ladungsträger im Gasraum als im stationären Gleichgewichtszustand, $n_0 > n_\infty$. Dies gilt unabhängig von der Art der Spannungsform.

Die Ionenpaarerzeugungsrate im Gleichgewichtszustand $dn_{IP}/dt = k_r \cdot n_\infty^2$ (**Gl. 2.25**) kann im vereinfachten Wiedervereinigungsgesetz (**Gl. 2.24**) durch den Rekombinationskoeffizienten k_r und die Anzahl an Ionenpaaren im Gleichgewichtszustand n_∞ ausgedrückt werden (**Gl. 2.28**).

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_{IP}}{dt} - k_r \cdot n^2 = k_r \cdot n_\infty^2 - k_r \cdot n^2 = k_r \cdot (n_\infty^2 - n^2) \quad (2.28)$$

Die Zeit t , die erforderlich ist, bis sich nach einer Spannungsbeanspruchung eine gewisse Ladungsträgerdichte n im Gasraum eingestellt hat kann dann mit der Integration über das so vereinfachte Wiedervereinigungsgesetz (**Gl. 2.28**) berechnet werden (**Gl. 2.29**).

$$\int_{t=0}^{t=\infty} dt = \int_{n=0}^{n=\infty} \frac{1}{k_r \cdot (n_\infty^2 - n^2)} dn \quad (2.29)$$

Unmittelbar nach einer Spannungsbeanspruchung ergeben sich zum Zeitpunkt $t = 0$ s aus der Grenzwertbetrachtung dieses Integrals (**Gl. 2.29**) die zwei zu unterscheidenden Fälle „Nichtdurchschlag“ (NDS), d. h. $n_{0,\text{NDS}} = 0/\text{m}^3$, und „Durchschlag“ (DS), d. h. $n_{0,\text{DS}} \gg n_\infty$. Die Entwicklung der Ionendichte $n(t)$ in Abhängigkeit der Zeit ergibt sich aus der Lösung der Stammfunktionen für die beiden Fälle $n < n_\infty$ und $n > n_\infty$ [Bro-05].

Tritt kein Durchschlag auf herrscht nach der Zeit t_{NDS} eine Ionendichte n , die geringer ist als die im stationären Gleichgewichtszustand, $n < n_\infty$. Mit $\tau = 1/(k_r \cdot n_\infty)$ kann der Zeitpunkt berechnet werden, zu dem sich nach einem Nichtdurchschlag eine bestimmte Ionendichte eingestellt hat (**Gl. 2.27**, **Gl. 2.30**).

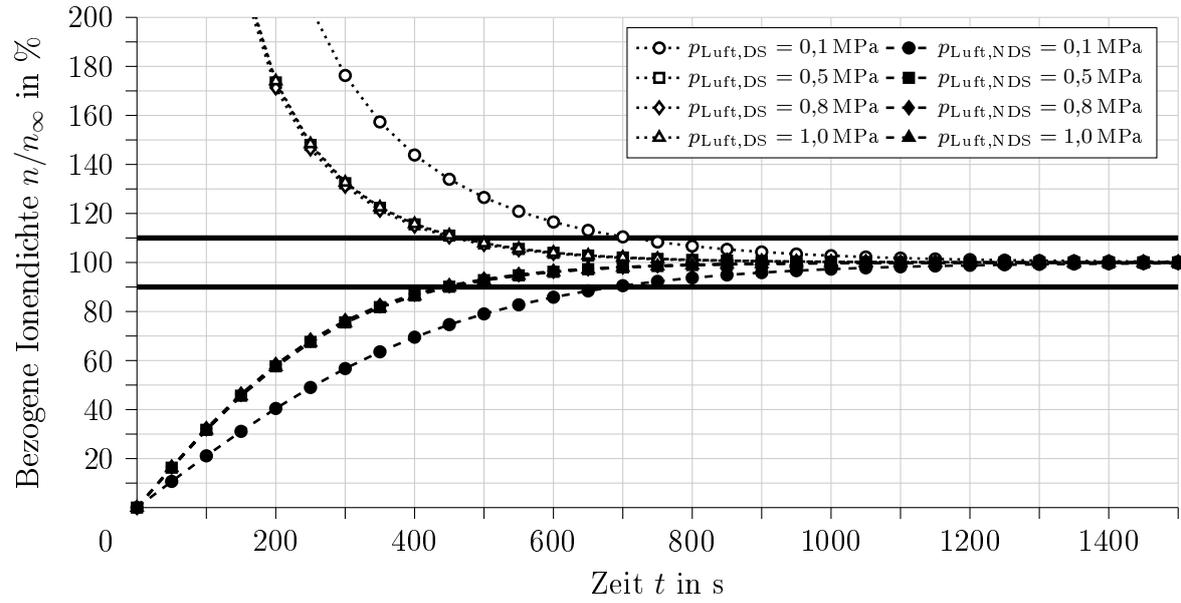
$$\begin{aligned} t_{\text{NDS}} &= \frac{1}{k_r} \cdot \frac{1}{n_\infty} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{n_\infty + n}{n_\infty - n} \right) \\ &= \frac{\tau}{2} \cdot \ln \left(\frac{n_\infty + n}{n_\infty - n} \right) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{k_r}} \cdot \sqrt{\frac{dt}{dn_{\text{IP}}}} \cdot \ln \left(\frac{n_\infty + n}{n_\infty - n} \right) \quad \text{für } n < n_\infty \end{aligned} \quad (2.30)$$

Nach einem Gasdurchschlag rekombinieren die Ladungsträger, zum Zeitpunkt t_{DS} beträgt die Ionendichte $n > n_\infty$ (**Gl. 2.31**) [Kin-86], [Koc-12].

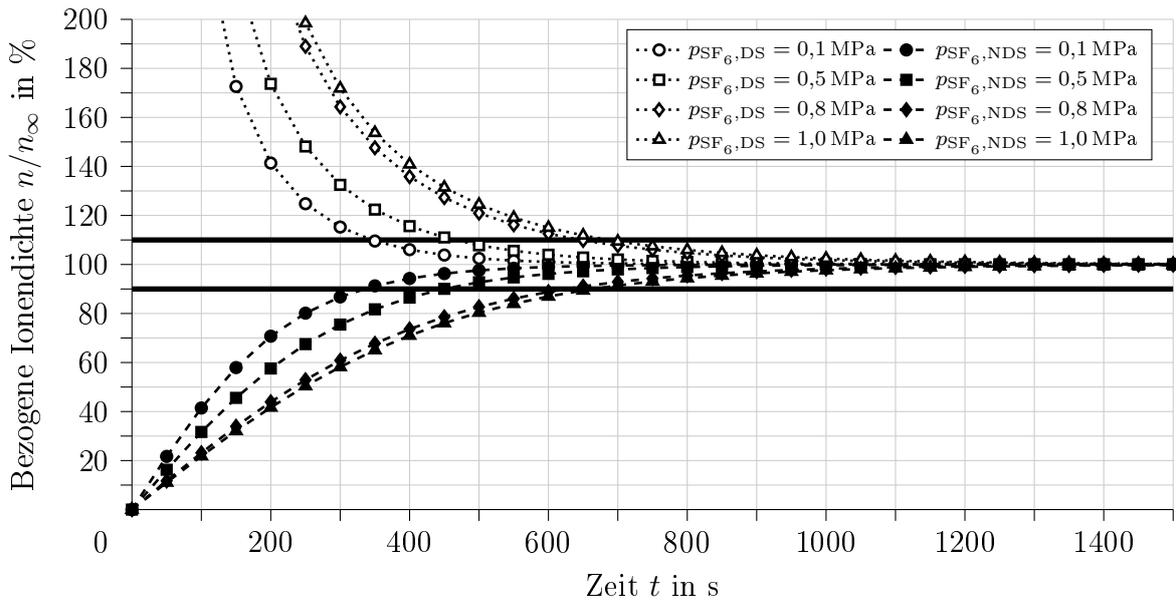
$$\begin{aligned} t_{\text{DS}} &= \frac{1}{k_r} \cdot \frac{1}{n_\infty} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{n + n_\infty}{n - n_\infty} \right) \\ &= \frac{\tau}{2} \cdot \ln \left(\frac{n + n_\infty}{n - n_\infty} \right) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{k_r}} \cdot \sqrt{\frac{dt}{dn_{\text{IP}}}} \cdot \ln \left(\frac{n + n_\infty}{n - n_\infty} \right) \quad \text{für } n > n_\infty \end{aligned} \quad (2.31)$$

Die Zeitspanne zwischen zwei Spannungsbeanspruchungen wird als Pausenzeit Δt_{P} bezeichnet [Mos-79], [Kin-86]. Ohne Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes stellt sich innerhalb der Pausenzeit Δt_{P} eine bestimmte Ionendichte $n(\Delta t_{\text{P}})$ ein [Kin-86], [Sim-11], [Koc-12]. Die Ionendichte $n(\Delta t_{\text{P}})$ ist um einen bestimmten Prozentsatz $\Delta p\%$ größer oder kleiner als die Ionendichte im Gleichgewichtszustand n_∞ , die in trockener Luft und SF_6 in Abhängigkeit des Gasdrucks nach 20 Minuten im Intervall $99\% < n < 101\%$ liegt (**Bild 2.5**). Aus zeitökonomischen Gründen kann bei der Versuchsdurchführung die Pausenzeit Δt_{P} geeignet gewählt werden, sodass die Abweichung $\Delta p\%$ von der Ionendich-

2 Ladungsträgerbereitstellung und Entladungsentwicklung in Isoliergasen



(a)



(b)

Bild 2.5: Berechnete, auf die Ionendichte im Gleichgewichtszustand n_∞ bezogene Ionendichte n , $\frac{n}{n_\infty}$, nach Spannungsbeanspruchung mit (DS) und ohne (NDS) Durchschlag in Abhängigkeit der Zeit t und des Gasdrucks p , Ionenpaarerzeugungsrate $\frac{dn_{IP}}{dt}$ nach [Kin-86], in

(a) trockener Luft, Rekombinationskoeffizient $k_{r, \text{Luft}}$ nach [Sir-55]

(b) SF_6 , Rekombinationskoeffizient k_{r, SF_6} nach [Jun-89]

te im Gleichgewichtszustand n_∞ hinreichend klein ist. Mit der dann jeweils ähnlichen Ionendichte vor der jeweiligen Spannungsbeanspruchung kann die Unabhängigkeit der Realisierungen untereinander angenommen werden [Mos-79], [Hau-84]. Sofern Zersetzungsprodukte des Isoliergases zerfallen, rekombinieren oder sich im Gasraum verteilen, sodass ihre Konzentration gering ist (< 10 Vol.-%), regeneriert das Isoliervermögen von trockener Luft und SF_6 nach einem Durchschlag vollständig. Demnach stellen gasförmige Isolierstoffe eine selbstheilende Isolierung dar [Mos-79].

Die erforderliche Pausenzeit Δt_P , zu der eine Ionendichte von $n = n_\infty \pm \Delta p\%$ in trockener Luft bzw. SF_6 herrscht, kann in Abhängigkeit des Isoliergasdrucks p , der entsprechenden Ionenpaarerzeugungsrate dn_{IP}/dt (**Bild 2.1**, S. 13) und dem jeweiligen Rekombinationskoeffizienten k_r (**Bild 2.3**, S. 22) berechnet werden. Aus den Berechnungsvorschriften geht hervor, dass die Zeit t_{NDS} bis zum Erreichen der Ionendichte $n = n_\infty - \Delta p\%$ stets geringfügig kürzer ist als die Zeit t_{DS} bis zum Erreichen der Ionendichte nach einem Durchschlag $n = n_\infty + \Delta p\%$ (**Gl. 2.30**, **Gl. 2.31**). Mit den zugrundeliegenden Parametern ergeben sich für trockene Luft und SF_6 in Abhängigkeit des Gasdrucks unterschiedliche Zusammenhänge. Nach einem Durchschlag herrscht kein Gleichgewicht der Ladungsträger. Der Diffusionsprozess der Ladungsträger vom Ort höherer Konzentration nimmt mehrere Minuten in Anspruch und ist von den Abmessungen des Druckbehälters abhängig [Kin-86].

In trockener Luft ist die erforderliche Pausenzeit bei atmosphärischem Druck maximal. Aufgrund des Verhältnisses von $k_{r,\text{Luft}}$ zu $(dn_{\text{IP}}/dt)_{\text{Luft}}$ nimmt die erforderliche Pausenzeit $\Delta t_{P,\text{Luft}}$ bis etwa $p_{\text{Luft}} = 0,6$ MPa mit linear zunehmendem Druck nichtlinear ab. Bei weiterer Druckzunahme ergeben sich für die Pausenzeit nur geringfügig größere Werte. Bei einer Ionendichte von $n(\Delta t_{P,\text{Luft}}) = n_\infty \pm 10\%$ und einem Druckbereich von $0,1 \text{ MPa} \leq p_{\text{Luft}} \leq 0,5 \text{ MPa}$ kann die Pausenzeit demnach mit $710 \text{ s} \geq \Delta t_{P,\text{Luft}} \geq 470 \text{ s}$ angegeben werden, bei $p_{\text{Luft}} = 0,6$ MPa gilt $\Delta t_{P,\text{Luft}} = 460 \text{ s}$. Mit extrapolierten Werten für $(dn_{\text{IP}}/dt)_{\text{Luft}}$ ergibt sich für $p_{\text{Luft}} = 1,0$ MPa eine Pausenzeit $\Delta t_{P,\text{Luft}}$ von etwa 470 s (**Bild 2.5a**) [Sir-55], [Kin-86], [Koc-12].

Findet SF_6 als Isoliergas Anwendung, so muss mit zunehmendem Druck p_{SF_6} eine Zunahme der Pausenzeit $\Delta t_{P,\text{SF}_6}$ erfolgen, damit sich stets ähnliche Ionendichten im Gasraum einstellen können. Im, für Elektrodenanordnungen relevanten Druckbereich von $0,1 \text{ MPa} \leq p_{\text{SF}_6} \leq 0,5 \text{ MPa}$ beträgt die Pausenzeit $\Delta t_{P,\text{SF}_6}$, mit einer gewählten Ionendichte von z. B. $n(\Delta t_{P,\text{SF}_6}) = n_\infty \pm 10\%$, etwa $350 \text{ s} \leq \Delta t_{P,\text{SF}_6} \leq 470 \text{ s}$ [Kin-86]. Mit extrapolierten Werten für den Rekombinationskoeffizienten k_{r,SF_6} und die Ionenpaarerzeugungsrate $(dn_{\text{IP}}/dt)_{\text{SF}_6}$ ergibt sich für $p_{\text{SF}_6} = 1,0$ MPa, wie Berechnungen und Messungen zeigen, die Pausenzeit $\Delta t_{P,\text{SF}_6} \approx 690 \text{ s}$ (**Bild 2.5b**) [Kin-86], [Jun-89].

Für die Untersuchung des Isoliervermögens von Isoliertgasen wie beispielsweise trockener Luft oder SF_6 sind demnach gas- und druckabhängige Pausenzeiten zwischen 7 Minuten und 12 Minuten einzuhalten. In der Praxis wird ohne Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes lediglich nach einem Durchschlag eine gas- und druckunabhängige Pausenzeit von zumeist 3 Minuten bis 6 Minuten aus zeitökonomischen Gründen gewählt [Led-09], [Koc-12]. Tritt kein Durchschlag auf, erfolgt die erneute Spannungsbelastung unmittelbar [Hau-84], [VDE 0432-1]. Die sich einstellende Ionendichte weicht in beiden Fällen deutlich ($\Delta p\% \gg 50\%$) von der Ionendichte im Gleichgewichtszustand ab.

Wie Messungen in SF_6 zeigen, sind diese Pausenzeiten nicht immer ausreichend, um eine Unabhängigkeit der einzelnen Messwerte des Konstantspannungsversuchs zu erzielen [Mos-79], [Sim-11], [Koc-12], [Sim-12]. Erst ab einer Pausenzeit von 14 Minuten bis 18 Minuten, d. h. bei einer berechneten Ionendichte von $n(\Delta t_{\text{P},\text{SF}_6}) \leq n_\infty \pm 4\%$ können unabhängige Einzelversuche, d. h. statistisch weiter auswertbare Messwerte, erzielt werden (**Bild 2.5b**) [Koc-12]. In trockener Luft werden ebenso nicht unabhängige Messwerte in abgeschlossenen Druckbehältern beobachtet [Hau-84]. Erfolgt zwischen zwei Spannungsbeanspruchungen eine Beanspruchung mit einem elektrischen Feld geringer Höhe, werden Ladungsträger dem Feldraum entzogen. So kann die Pausenzeit deutlich verkürzt werden [Sim-12]. Die angelegte Wechselfeldspannung sollte, um zusätzliche Ionisation an den Elektroden zu vermeiden, möglichst gering gewählt werden (5 % bis 10 % der impulsförmigen Prüfspannung) [Hau-84], [Sim-11].

Die Polarität der Spannung wird im Rahmen dieser Arbeit so angegeben, als würde bei gleicher Feldstärkeorientierung die nicht bzw. schwächer gekrümmte Gegenelektrode geerdet sein und die stärker gekrümmte Elektrode auf Potential liegen [Led-09]. Bei der Untersuchung des Isoliervermögens einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in einem Isoliertgas ist dann die Polarität der an der stärker gekrümmten Elektrode anliegenden Spannung ausschlaggebend für die Art der Bereitstellung lawinenwirksamer Anfangselektronen. Bei positiver Polarität werden diese Elektronen aus dem Gasraum bereit gestellt, es ist auf eine ähnliche Ionendichte im Gasraum vor erneuter Spannungsbeanspruchung zu achten, Δt_{P} ist geeignet zu wählen. Bei negativer Polarität dominiert die Feldemission aus der Kathode, die Pausenzeit kann deutlich kürzer gewählt werden; in der Praxis ergibt sich aus den versuchstechnischen Gegebenheiten meist ein Zeitintervall von etwa 1 Minute [Sch-68a], [Die-85], [Miz-02], 3 Minuten [Led-09], 4 Minuten [Kes-11] bzw. 5 Minuten [Mos-79], [Ima-10], [Koc-12]. Nach einem Gasdurchschlag muss unabhängig von der Art der Spannungsbeanspruchung eine Pausenzeit eingehalten werden. Je nach Prozedere des Versuchs und Form der Spannung sollte ebenso nach einem Nichtdurchschlag diese Pausenzeit in der Versuchsdurchführung berücksichtigt werden.

2.2 Selbstständige Entladung in Isoliertgasen

Eine Gasentladung ist ein Stromfluss im Isoliertgas aufgrund von Ladungsträgerbewegungen, die durch ein elektrisches Feld verursacht werden. Eine unselbstständige Entladung wird durch die Bestrahlung mit Licht oder Wärme aufrechterhalten. Die Anzahl der durch natürliche Strahlung und Kathodenemission bereitgestellten Ladungsträger ist zu gering, als dass sich während der Spannungsbeanspruchung ein leitfähiger Kanal ausbilden kann, der schließlich zu einem elektrischen Durchschlag führt. Im Gasraum muss hierfür bei genügend hoher Feldstärke, ausgehend von den generierten Ladungsträgern, eine intensive Ladungsträgervermehrung stattfinden, die Entladung erhält sich ohne Fremdionisation selbst (selbstständige Entladung) [Sir-55], [Kin-82], [Bey-92]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die selbstständige Gasentladung, die nicht durch äußere Einflüsse aufrechterhalten wird, betrachtet.

2.2.1 Ionisationskoeffizient, Anlagerungskoeffizient und effektiver Ionisationskoeffizient

Ionisationsprozesse

Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Molekülen sind maßgebend für Ionisationsprozesse im elektrischen Feld. Die Bereitstellung von Anfangselektronen kann im Gasraum bei höheren Feldstärken auch durch Stoßionisation von Ionen mit neutralen Gasmolekülen erfolgen [Bad-72]. Ionen können keine nennenswerte kinetische Energie im Feldraum aufnehmen und nur an Feststoffgrenzen zur Ladungsträgervermehrung beitragen. Dieser sog. β -Prozess kann bei der Betrachtung von Gasdurchschlägen vernachlässigt werden. Stufenionisation von Gasmolekülen sowie elastische Stöße zwischen Elektronen und Molekülen bzw. Ionen werden ebenso vernachlässigt [Bey-92].

Freie Elektronen (Elementarladung e) werden beim Durchlaufen der freien Weglänge λ_e im Feld beschleunigt, sie erfahren im Mittel $1/\lambda_{me}$ Stöße je Längeneinheit. Ist ihre, aus dem Feld (Betrag der Feldstärke E) aufgenommene, kinetische Energie $W_{kin,e}$ größer oder gleich der Ionisationsenergie W_i der Gasmoleküle, generieren Elektronen durch Stoßionisation weitere Ladungsträger (**Gl. 2.32**).

$$W_{kin,e} = e \cdot E \cdot \lambda_e \quad (2.32)$$

Die Ionisationsenergie des Gases W_i bestimmt die, für die Ionisation der Gasmoleküle erforderliche freie Weglänge λ_i der Elektronen. Elektronen haben mit der Wahrschein-

Tabelle 2.11: Approximationsfunktionen für den in [Eng-32], [Eng-34], [Sir-55] und [Bad-72] ermittelten druckbezogenen Ionisationskoeffizienten $\frac{\alpha}{p}$ in $\frac{1}{\text{mm MPa}}$ in Abhängigkeit der druckbezogenen Feldstärke für trockene Luft mit $\frac{E}{p}$ in $\frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ bei 293 K

$\left(\frac{\alpha}{p}\right)_{\text{Luft}} = 1,605 \cdot 10^{-1} \frac{\text{mm MPa}}{\text{kV}^2} \cdot \left(\frac{E}{p} - 21,624 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}\right)^2$ $+ 1,097 \cdot 10^3 \frac{\text{kV}}{\text{mm}^2 \text{MPa}^2} \cdot \exp\left(-\frac{45 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}}{E/p}\right) \cdot \frac{1}{E/p} - 2,873 \frac{1}{\text{mm MPa}}$ <p style="text-align: center;">für $22,5 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 79 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$</p>
$\left(\frac{\alpha}{p}\right)_{\text{Luft}} = 16,8 \frac{1}{\text{kV}} \cdot \frac{E}{p} + 1,097 \cdot 10^3 \frac{\text{kV}}{\text{mm}^2 \text{MPa}^2} \cdot \exp\left(-\frac{45 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}}{E/p}\right) \cdot \frac{1}{E/p} - 8,003 \cdot 10^2 \frac{1}{\text{mm MPa}}$ <p style="text-align: center;">für $79 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 142 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$</p>
$\left(\frac{\alpha}{p}\right)_{\text{Luft}} = 10,95 \cdot 10^3 \cdot \exp\left(\frac{-274 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}}{E/p}\right) \frac{1}{\text{mm MPa}}$ <p style="text-align: center;">für $\frac{E}{p} > 142 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$</p>

lichkeit $\exp\left(-\frac{\lambda_i}{\lambda_{\text{me}}}\right)$ eine freie Weglänge λ_e , die größer oder gleich der zur Ionisation erforderlichen Weglänge ist ($\lambda_i \leq \lambda_e$). Der erste Townsendsche-Stoßionisationskoeffizient α beschreibt die Anzahl der Ionisationsvorgänge pro Elektron und Weglänge (**Gl. 2.33**) [Gän-53], [Sir-55], [Rae-64], [Bey-92].

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_{\text{me}}} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_i}{\lambda_{\text{me}}}\right) \quad (2.33)$$

Der die Raumionisation durch Elektronen beschreibende Koeffizient α ist bei konstanter Temperatur T , aufgrund der Druckabhängigkeit der mittleren freien Weglänge der Elektronen λ_{me} , umgekehrt proportional zum Isoliergasdruck p . Näherungsweise kann für hohe druckbezogene Feldstärken E/p der druckbezogene Ionisationskoeffizient α/p über die gasspezifischen Konstanten A und B mit dem Ähnlichkeitsgesetz angegeben werden (**Gl. 2.34**) [Eng-32], [Eng-34], [Sir-55], [Rae-64], [Bad-72], [Jun-81], [Kin-82], [Bey-92]. Für trockene Luft gilt dieser exponentielle Zusammenhang für den Bereich der druckbezogenen Feldstärke $142 \text{ kV}/(\text{mm MPa}) \leq E/p \leq 450 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$, in der Literatur werden A zu $10,95 \cdot 10^3/(\text{mm MPa})$ und B zu $274 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ angegeben (**Tabelle 2.11**) [Eng-32], [Sir-55], [Ken-95], [Gax-99]. Für SF_6 gilt diese Beziehung mit $A = 9,715 \cdot 10^3/(\text{mm MPa})$ und $B = 226 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ im feldstärkerelevanten Bereich

Tabelle 2.12: Druckbezogener Ionisationskoeffizient $\frac{\alpha}{p}$ in $\frac{1}{\text{mm MPa}}$ für SF_6 mit $\frac{E}{p}$ in $\frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ bei 293 K nach [Asc-85]

$\left(\frac{\alpha}{p}\right)_{\text{SF}_6} = 9,715 \cdot 10^3 \cdot \exp\left(\frac{-226 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}}{E/p}\right) \frac{1}{\text{mm MPa}} \quad \text{für } 49 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 205 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$\left(\frac{\alpha}{p}\right)_{\text{SF}_6} = \left(\frac{\bar{\alpha}}{p}\right)_{\text{SF}_6} + \left(\frac{\eta}{p}\right)_{\text{SF}_6} \quad \text{nach \textbf{Tabelle 2.13} (S.38), \textbf{Tabelle 2.14} (S.40)}$ <p style="text-align: right;">für $\frac{E}{p} > 205 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$</p>

bis $E/p \leq 205 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ (**Tabelle 2.12**) [Asc-85], [Pet-95].

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) \quad (2.34)$$

Die Messwerte des druckbezogenen Ionisationskoeffizienten α/p sind für trockene Luft für einen sehr breiten Bereich bis etwa $E/p \approx 600 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ in einer abschnittsweise definierten Funktion angegeben (**Tabelle 2.11**) [Bad-72], [Pal-72], [Wen-89], [Ken-95], [Gax-99]. Die Elektronenstoß-Ionisation (α -Prozess) stellt während des Lawinenaufbaus bei der Gasentladung den Hauptmechanismus der Ladungsträgergenerierung dar. Photoionisation, Elektronenablösung, Rekombination und Diffusion können in diesem Fall vernachlässigt werden [Mos-79], [Dem-16].

Anmerkung: In der Literatur sind von verschiedenen Autoren Messwerte für den druckbezogenen Ionisationskoeffizienten α/p für Luft angegeben [Eng-32], [Eng-34], [Sir-55], [Bad-72]. Die daraus von [Bad-72] abgeleiteten Funktionen (übernommen von [Gax-99]) stimmen damit nicht überein. Im Rahmen dieser Arbeit wird anhand der zugrundeliegenden Messwerte der druckbezogene Ionisationskoeffizient α/p abschnittsweise definiert (**Tabelle 2.11**).

Elektronenanlagerung

Dem Raumionisationsprozess, bei dem freie Elektronen generiert werden, steht der Anlagerungsprozess freier Elektronen an neutrale Atome bzw. Moleküle gegenüber. Nimmt ein Elektron beim Durchlaufen der mittleren freien Weglänge λ_{me} im elektrischen Feld nicht die erforderliche Ionisationsenergie W_i der Gasmoleküle auf, so erfolgt bei einem Stoß keine Ionisation. Nähert sich ein Elektron mit einer gewissen kinetischen Energie $W_{\text{kin,e}} < W_i$ einem Molekül, so wird es durch dessen positiv geladenen Atomkern angezogen und durch dessen Elektronen abgestoßen. Überwiegt die Anziehung der Abstoßung, haben Gase mit positiver Elektronenaffinität W_{ea} , wie SF_6 oder der in der Luft enthaltene Sauerstoff, die Möglichkeit unter Freigabe von Energie, freie Elektronen an

Tabelle 2.13: Druckbezogener Anlagerungskoeffizient $\frac{\eta}{p}$ für SF₆ mit $\frac{E}{p}$ in $\frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ bei 293 K nach [Asc-85], [Pet-95]

$\left(\frac{\eta}{p}\right)_{\text{SF}_6} = 53,038 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{mm MPa}} \cdot \left(\frac{E}{p} \cdot \frac{1}{4,04} \frac{\text{mm MPa}}{\text{kV}}\right)^{-0,718}$	<p>für $123,6 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} \leq \frac{E}{p}$</p>
$\begin{aligned} \left(\frac{\eta}{p}\right)_{\text{SF}_6} &= 20,651 \cdot 10^{-7} \frac{(\text{mm MPa})^3}{\text{kV}^4} \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^4 - 14,546 \cdot 10^{-3} \frac{(\text{mm MPa})^2}{\text{kV}^3} \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^3 \\ &+ 36,446 \cdot 10^{-2} \frac{\text{mm MPa}}{\text{kV}^2} \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 - 42,508 \frac{1}{\text{kV}} \cdot \frac{E}{p} + 25,633 \frac{1}{\text{mm MPa}} \end{aligned}$	<p>für $123,6 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} < 270 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$</p>
$\left(\frac{\eta}{p}\right)_{\text{SF}_6} = 0 \frac{1}{\text{mm MPa}}$	<p>für $\frac{E}{p} \geq 270 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$</p>

ihre Moleküle anzulagern und negative Ionen zu bilden (**Tabelle 2.2**, S. 6). Dissoziative Anlagerung erfolgt, wenn ein schnelleres Elektron, d. h. ein Elektron mit höherer kinetischer Energie, beim Stoß das Molekül aufspaltet und sich an eines der Reaktionsprodukte anlagert [Gän-53], [Mos-79]. Die Anzahl der Ladungsträger im Gasraum bleibt dabei konstant. Der Entladungsaufbau wird jedoch gehemmt, da Ionen im elektrischen Feld kaum kinetische Energie aufnehmen können [Gän-53], [Bey-92].

Bei gleicher Temperatur und zunehmendem Gasdruck nimmt die Anzahl der Stöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen zu, die mittlere freie Weglänge und somit die im Feld zwischen zwei Stößen aufgenommene Energie der Elektronen wird geringer. Die Elektronen werden durch die Stöße abgebremst oder an Moleküle angelagert. Mit zunehmender Feldstärke, d. h. zunehmender kinetischer Energie $W_{\text{kin,e}}$ der Elektronen, wird die Wahrscheinlichkeit der Elektronenanlagerung $1 - \exp\left(-\frac{\lambda_i}{\lambda_{\text{me}}}\right)$ geringer. Der Anlagerungskoeffizient η beschreibt die Anzahl der Anlagerungsprozesse pro Elektron und Weglänge [Sir-55], [Kuf-59], [Bey-92]. Der druckbezogene Anlagerungskoeffizient η/p ist folglich umgekehrt proportional zur Feldstärke und proportional zum Druck. Im thermischen Gleichgewichtszustand wird in Gasen mit positiver, betragsmäßig großer Elektronenaffinität ein großer Anteil freier Elektronen an neutrale Moleküle angelagert, es stehen nur wenig Elektronen als mögliche lawinenwirksame Anfangselektronen für einen Entladungsvorgang im Gasraum zur Verfügung [Gän-53], [Bey-92]. Unterhalb der

kritischen Feldstärke werden in Luft und SF₆ nahezu alle Elektronen angelagert [Kin-86].

$$\left(\frac{\eta}{p}\right)_{\text{Luft}} = 1,097 \cdot 10^3 \frac{\text{kV}}{\text{mm}^2 \text{MPa}^2} \cdot \exp\left(-\frac{45 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}}{E/p}\right) \cdot \frac{1}{E/p} \quad (2.35)$$

Für Luft wurde η/p bis etwa $E/p = 50 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ gemessen und hieraus eine Näherungsgleichung bestimmt (**Gl. 2.35**). Für größere Werte von E/p findet, auch in der Literatur, dieser Zusammenhang für η/p Anwendung; $\eta/p < 10/(\text{mm MPa})$ [Bad-72], [Pal-72], [Wen-89], [Ken-95], [Gax-99]. Der Entladungsaufbau wird in SF₆ ab einer druckbezogenen Feldstärke von $E/p > 270 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ nicht mehr durch Elektronenanlagerung gehemmt (**Tabelle 2.13**) [Asc-85], [Pet-95]. Der Anlagerungskoeffizient von Luft ist wesentlich geringer als der von SF₆ [Bey-92].

Lawinenbildung

Die Anzahl der Ionisationsprozesse pro Elektron und Weglänge beschreibt der Stoßionisationskoeffizienten α ; die Anzahl der Anlagerungsprozesse pro Elektron und Weglänge beschreibt der Anlagerungskoeffizient η . Beide Koeffizienten sind somit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Generierung freier bzw. Anlagerung von freien Elektronen. Das Zusammenwirken von Ladungsträgervermehrung durch Stoßionisation und dem Einfangen freier Elektronen entscheidet über die effektive Ausbildung von Elektronenlawinen, das über den druckbezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}/p$ beschrieben wird. Der effektive Ionisationskoeffizient $\bar{\alpha}$ ist gasspezifisch und wird aus der Differenz des Ionisationskoeffizienten α sowie des Anlagerungskoeffizienten η berechnet (**Gl. 2.36**) [Bey-92]. In die Berechnung von α und η gehen die Feldstärke sowie die Gasdichte, hilfsweise bei bekannter Temperatur der Gasdruck, mit ein. Folglich sind, wie auch Messungen zeigen, α/p , η/p und $\bar{\alpha}/p$ ausschließlich Funktionen der druckbezogenen Feldstärke E/p (**Gl. 2.35, Tabelle 2.11**) [Bad-72], [Asc-85].

$$\frac{\bar{\alpha}}{p} = \frac{\alpha - \eta}{p} \quad (2.36)$$

Für den druckbezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten $(\bar{\alpha}/p)_{\text{Luft}}$ konnte aus aktuellen Messungen in trockener Luft bis etwa $E/p = 50 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ ein formelmäßiger Zusammenhang in Abhängigkeit der druckbezogenen Feldstärke E/p ermittelt werden (**Gl. 2.37**) [Zae-91], [Fri-92]. Die Messwerte des druckbezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten stimmen in dem Bereich $25 \text{ kV}/(\text{mm MPa}) \leq E/p \leq 50 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ gut

mit der Differenz von $(\alpha/p)_{\text{Luft}}$ und $(\eta/p)_{\text{Luft}}$ überein (**Gl. 2.35, Tabelle 2.11**, S. 36).

$$\left(\frac{\bar{\alpha}}{p}\right)_{\text{Luft}} = 0,1605 \frac{\text{mm MPa}}{\text{kV}^2} \cdot \left(\frac{E}{p} - 21,65 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}\right)^2 - 2,873 \frac{1}{\text{mm MPa}} \quad (2.37)$$

Für SF_6 kann $(\bar{\alpha}/p)_{\text{SF}_6}$ aus Messwerten als abschnittsweise definierte Funktion von E/p angegeben werden (**Tabelle 2.14**) [Asc-85], [Pet-95].

Tabelle 2.14: Druckbezogener effektiver Ionisationskoeffizient $\frac{\bar{\alpha}}{p}$ in $\frac{1}{\text{mm MPa}}$ für SF_6 bei 293 K für $89,246 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 210 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$ nach [Pet-95], anschließend Approximation der Messwerte nach [Asc-85]

$\left(\frac{\bar{\alpha}}{p}\right)_{\text{SF}_6} = 27,9 \frac{1}{\text{kV}} \cdot \left(\frac{E}{p} - 89,246 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}\right)$	für $89,246 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} \leq \frac{E}{p} \leq 123,6 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$\left(\frac{\bar{\alpha}}{p}\right)_{\text{SF}_6} = 22,359 \frac{1}{\text{kV}} \cdot \frac{E}{p} - 1801,71 \frac{1}{\text{mm MPa}}$	für $123,246 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}} < \frac{E}{p} \leq 210 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
$\left(\frac{\bar{\alpha}}{p}\right)_{\text{SF}_6} = -0,0085 \frac{\text{mm MPa}}{\text{kV}^2} \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^2 + 24,455 \frac{1}{\text{kV}} \cdot \frac{E}{p} - 1954,4 \frac{1}{\text{mm MPa}}$	für $\frac{E}{p} > 210 \frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$

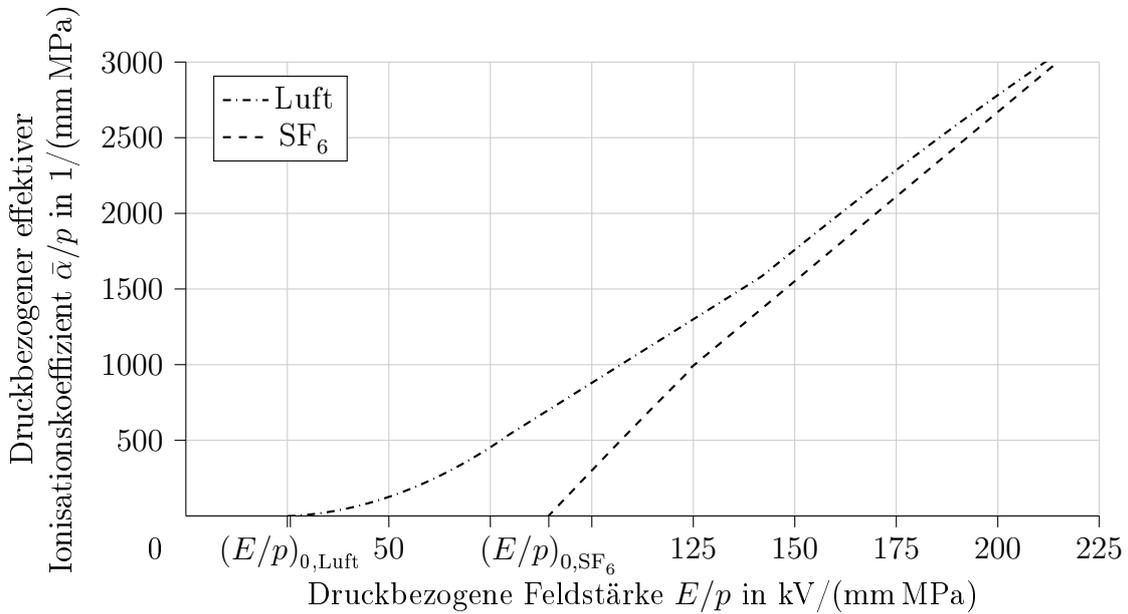


Bild 2.6: Druckbezogener effektiver Ionisationskoeffizient $\frac{\bar{\alpha}}{p}$ in Abhängigkeit der druckbezogenen Feldstärke $\frac{E}{p}$ für trockene Luft nach [Bad-72], [Gax-99] und SF_6 nach [Asc-85], [Pet-95]

Die Kennlinien des druckbezogenen effektiven Ionisationskoeffizienten von Luft und SF₆ schneiden aufgrund der unterschiedlichen Verhältnisse von α und η die Abszissenachse beim jeweiligen $(E/p)_0$ -Wert und weisen unterschiedliche Verläufe auf. Bei linearer Zunahme von E/p nimmt $(\bar{\alpha}/p)_{\text{Luft}}$ zunächst quadratisch, ab ca. 140 kV/(mm MPa) linear zu. In SF₆ nimmt $(\bar{\alpha}/p)_{\text{SF}_6}$ bis etwa 125 kV/(mm MPa) linear, bei weiterer Zunahme von E/p ebenso linear, aber mit geringerer Steigung zu. Dies resultiert in einer vergleichbaren Steilheit der $(\bar{\alpha}/p)_{\text{Luft}}$ - und $(\bar{\alpha}/p)_{\text{SF}_6}$ -Kennlinien ab ca. 140 kV/(mm MPa) (**Bild 2.6**). Daher bestimmt die mikroskopische Feldverteilung unmittelbar vor der Elektrodenoberfläche maßgeblich die Ladungsträgerbereitstellung in SF₆, in Luft dominiert hingegen die makroskopische Feldverteilung [Mos-79], [Bey-92].

2.2.2 Kritische Spannung und kritische Feldstärke

Elektronenvermehrung findet im Feldraum nur in dem Teilvolumen statt, in dem der Prozess der Elektronengenerierung gegenüber dem der Anlagerung dominiert, d. h. in dem Teilvolumen, in dem die gasspezifische, druckbezogene kritische Feldstärke $(E/p)_0$ erreicht oder überschritten ist [Zae-91]. In diesem Feldraum, dem sog. (lawinen-)kritischen Volumen, nimmt der effektive Ionisationskoeffizient positive Werte an, $\bar{\alpha} \geq 0$, die Bedingungen für eine Lawinenbildung sind erfüllt [Boe-75b], [Hau-82a], [Ped-84]. Aus dem Zusammenhang mit $\bar{\alpha}/p = 0$ ergibt sich die druckbezogene kritische Feldstärke in trockener Luft zu $(E/p)_{0,\text{Luft}} = 25,88 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ [Zae-91], [Fri-92]. Die druckbezogene kritische Feldstärke von SF₆ wird aus Messwerten zu $(E/p)_{0,\text{SF}_6} = 89,25 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ berechnet [Asc-85], [Pet-95].

Über die druckbezogene kritische Feldstärke $(E/p)_0$ wird die kritische Spannung U_0 einer Elektrodenanordnung, ab der erstmals selbstständige Gasentladungsvorgänge, wie z. B. effektive Stoßionisation mit Lawinenbildung möglich sind, angegeben. U_0 ist gasspezifisch und von der Elektrodenanordnung, d. h. dem Homogenitätsgrad nach Schwaiger η , dem minimalen Abstand zwischen zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential, d. h. der sog. Schlagweite s , sowie dem Gasdruck p abhängig (**G1. 2.38**) [Sir-55], [Bey-92].

$$U_0 = \left(\frac{E}{p} \right)_0 \cdot \eta \cdot s \cdot p \quad (2.38)$$

Im homogenen Feld wird $(E/p)_0$ im gesamten Feldraum überschritten. Bei einer inhomogenen Feldverteilung begrenzt die Äquifeldstärkelinie mit der druckbezogenen Feldstärke $E/p = (E/p)_0$ im Nahbereich der stärker gekrümmten Elektrode das lawinenkritische Volumen [Bey-92].

2.2.3 Generationenmechanismus nach Townsend

Ist die Höhe der überschießenden Spannung U nur geringfügig über dem Wert der stationäre Durchschlagspannung U_d , d. h. $U \leq 1,05 \cdot U_d$, kann für homogene Anordnungen bei kleinen Drücken und Schlagweiten die Entladung in Luft bis $(p \cdot s) \leq 1,3 \text{ mm MPa}$ und in SF_6 bis $(p \cdot s) < 1 \text{ mm MPa}$ nach dem Generationenmechanismus nach Townsend beschrieben werden. Die Bereitstellung von Anfangselektronen und Ladungsträgervermehrung findet dabei an der Kathodenoberfläche und im feldbeanspruchten, kritischen Volumen statt. Ausgehend von Anfangselektronen werden Lawinen ausgelöst. Eine Ladungskugel aus Elektronen bildet den Kopf der Lawine, der mit hoher Geschwindigkeit auf die Anode zuläuft. Die Dichte der negativen Elektronen im Lawinenkopf ist größer als die Ladungsträgerdichte der vergleichsweise unbeweglichen positiven Ionen im langgestreckten Schwanz der Lawine. Ausgehend von N_{0e} Anfangselektronen an der Position $x = 0$ werden in Abhängigkeit der zurückgelegten differentiellen Strecke dx der Elektronen $N_e(x)$ weitere Elektronen generiert (**Gl. 2.39**) [Sir-55], [Bey-92].

$$N_e(x) = N_{0e} \cdot \exp \left[\int_0^x (\alpha - \eta) dx \right] \quad (2.39)$$

Die jeweilige Anzahl der beim Voranwachsen der Lawine generierten gegenpolaren Ladungsträger in der Lawine muss gleich groß sein. Aufgrund der Feldwirkung wandern positive Ionen zur Kathode und können, ebenso wie die aus der Lawine emittierten Photonen, Elektronen aus der Kathode auslösen. Diese können als neue Anfangselektronen für eine nächste Lawinengeneration wirken. Ist die Anzahl der im Folgenden so generierten Anfangselektronen in der neuen Generation größer als in der vorhergehenden steigt auch die Intensität der Lawinenentladung, die Entladung erhält sich selbst, ein Durchschlagkanal entwickelt sich [Bey-92].

Die Oberflächenionisation durch ionisierende Stöße mit Ionen und Photonen, sog. Sekundäremission, ist stark vom verwendeten Kathodenmaterial abhängig. Die zeitliche Entwicklung des Aufbaus des schließlich hochleitfähigen Entladungskanals ist gasabhängig und weist eine große Zündverzugs- und Durchschlagzeit auf, die mit einigen μs in der Größenordnung der Ionenlaufzeit liegt [Bey-92]. Bei der hier betrachteten Elektrodenanordnung mit $(p \cdot s) \geq 3 \text{ mm MPa}$ ist der Generationenmechanismus nach Townsend nicht wirksam.

Das exponentielle Wachstum einer Lawine kann nicht beliebig gesteigert werden, da die Lawine bei einer kritischen Elektronenzahl N_{krit} im Lawinenkopf instabil wird (kritische

Verstärkung) [Rae-64], [Kin-95]. Bei der Steigerung des Produktes aus Druck und Schlagweite kann die Entladungsentwicklung mit dem Streamermechanismus erklärt werden.

2.2.4 Streamermechanismus

Form, Dauer und Höhe der Spannungsbeanspruchung und die Eigenschaften der Elektrodenanordnung, wie z. B. Elektrodengeometrie, Oberflächenbeschaffenheit, Feldverteilung, Gasart und Gasdruck, haben Einfluss auf den Mechanismus der Entladungsentwicklung im Gasraum, der schließlich zu einem Durchschlag der Gasstrecke und zum Zusammenbruch der Spannung führt.

Ist die druckbezogene kritische Feldstärke $(E/p)_0$ des Isoliertgases in einer gegebenen Elektrodenanordnung überschritten und sind Anfangselektronen vorhanden, können diese durch Stoßionisation weitere Elektronen generieren. Selbstständige Entladung nach dem Streamermechanismus tritt auf, wenn die erforderliche Spannung für die gegebene Elektrodenanordnung ausreicht, lawinenwirksame Anfangselektronen durch Ladungsträgererzeugung zu kritischen Lawinen zu verstärken. Diese gehen schließlich in einen leitfähigen Kanal über, dies führt zu einem Gasdurchschlag [Sir-55], [Loe-65].

Das ursprünglich für das Homogenfeld von Raether postulierte und experimentell belegte Durchschlagkriterium besitzt auch für schwach inhomogene Felder Gültigkeit. Die Streamerentladung nach dem Kanalmechanismus basiert auf Raumladungseffekten [Rae-64]. Ist die kritische Verstärkung der Lawine erreicht, ist mit dem Auftreten der für den Entladungsaufbau sehr wirksamen Photoionisation zu rechnen. Die Ladungsträger in der Lawine erzeugen ein Feld in Richtung des Grundfeldes, das sich dem Grundfeld der Elektrodenanordnung überlagert, dies resultiert in einer Feldschwächung hinter dem Lawinenkopf. Zugleich wird das Feld vor dem Lawinenkopf und im Lawinenschwanz gegenüber dem Grundfeld angehoben. In diesem Bereich wird die Intensität der Ionisation verstärkt, die Vorwachs geschwindigkeit nimmt zu, die Photoemission wird ebenso verstärkt. Die positiven Ladungsträger im Lawinenschwanz rufen zudem ein Feld senkrecht zum Grundfeld, d. h. radial zur Lawine, hervor. Die in alle Richtungen ausgesendeten Photonen können ihrerseits wieder neue Anfangselektronen erzeugen, die durch das Feld der Lawine nicht nur in Richtung des Grundfeldes beschleunigt, sondern auch in den Kanal der Lawine gezogen werden. Diese Photoelektronen können zu kritischen Folgelawinen in diesem Feldraum heranwachsen. Bei einer ausreichend hohen Ionenkonzentration, d. h. einem Radialfeld um die Lawine, das etwa in der Größenordnung des Grundfeldes liegt, wird vermutet, dass hinreichend viele Photoelektronen in den Kanal gezogen werden, um einen fortschreitenden Entladungskanal (Streamer) zu generieren. Der Streamer

entwickelt sich sehr schnell, verzweigt und ruckartig und verbindet schließlich Anode und Kathode leitend miteinander. Der Kanal wird aufgeheizt, thermoionisiert und hochleitend, dies führt zu einem Durchschlag. Die Vorwachs geschwindigkeit des Streamers ist umgekehrt proportional zum Homogenitätsgrad der Elektrodenanordnung und beträgt in Luft bei Normaldruck etwa $100 \text{ mm}/\mu\text{s}$ bis $1000 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Die Aufbauzeit eines Streamerdurchschlags ist somit deutlich kürzer als durch den Generationenmechanismus vorhergesagt. Bei der Beanspruchung der hier betrachteten Elektrodenanordnung mit Gleich-, 50-Hz-Wechsel- bzw. Blitzstoßspannung tritt dieser Mechanismus bei der Gasentladung auf [Bey-92], [Pet-95].

In der Literatur werden unterschiedliche Zahlenwerte für die kritische Anzahl an Elektronen im Lawinenkopf für das Umschlagen einer Ladungsträgerlawine in einen Streamer in trockener Luft angegeben. Hieraus kann die erforderliche kritische Aufbauänge l_k der Anfangslawine eines Streamers für eine gegebene Elektrodenanordnung bestimmt werden. Der natürlicher Logarithmus der kritischen Anzahl N_{krit} wird mit K_{St} angegeben (**Gl. 2.40**). Während nach älteren Untersuchungen 10^6 bis 10^8 Elektronen für den Einsatz eines Streamers nach dem Streamermechanismus erforderlich sind [Rae-64], [Bad-72], werden hierfür in aktuellen Veröffentlichungen 10^4 bis 10^7 Elektronen angegeben [Fri-92], [Pet-95], [Ped-09]. Für Luft ergibt sich mit $K_{\text{St,Luft}} = 9,15$ [Zae-91], [Fri-92] eine kritische Anzahl N_{krit} an Elektronen im Lawinenkopf von etwa 10^4 [Pet-95]. Für SF_6 wird aus Mess- und Berechnungsergebnissen $K_{\text{St,SF}_6} = 10,5$ angegeben [Ped-84]. K_{St} ist eine schwache Funktion der kritischen Aufbauänge l_k einer Lawine sowie der Gasdichte bzw. bei konstanter Temperatur des Gasdrucks. Für Gase mit einer hohen druckbezogenen kritischen Feldstärke $(E/p)_0$ kann K_{St} näherungsweise als konstant angenommen werden [Asc-85], [Ped-84].

$$\int_0^{l_k} (\alpha - \eta) \, d\mathbf{x} = \int_0^{l_k} \left(\frac{\bar{\alpha}}{p} \right) \cdot p \, d\mathbf{x} = \ln N_{\text{krit}} = K_{\text{St}} \quad (2.40)$$

Wird die kritische Anzahl N_{krit} an Elektronen nicht erreicht, werden die Elektronen im Kopf der Lawine von der Anode absorbiert. Bei der Bewegung der Lawine im inhomogenen Feld in Richtung des abnehmenden Feldes ebbt die Lawine nach Verlassen des kritischen Volumens ab ohne zu einem Streamer zu führen, da außerhalb des kritischen Volumens eine Lawine nicht weiter verstärkt werden kann, der Anlagerungsprozess dominiert, $\alpha < \eta$, $E/p < (E/p)_0$ [Wie-85].

Es wird angenommen, dass der Verlauf der Entladungsentwicklung stets den Feldlinien folgt. Über die feldstärkeabhängigen Parameter α und η und die kritische Anzahl N_{krit}

an Elektronen kann die geringste Aufbau­länge l_k zur Ausbildung eines Streamers polaritätsunabhängig bestimmt werden (**Gl. 2.40**) [Ped-84], [Pet-95]. Die Aufbau­länge kann maximal der Schlagweite s der Elektrodenanordnung entsprechen, $l_k \leq s$ [Bey-92]. Im homogenen Feld ist l_k im gesamten Feldraum gleich groß, bei einer nicht homogenen Anordnung ergeben sich durch die Feldverteilung ortsabhängige Aufbau­längen.

2.2.5 Wahrscheinlichkeit der Ladungsträgervermehrung

Die Überschreitungswahrscheinlichkeit g beschreibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein freies Elektron im homogenen Feld eine Lawine mit einer kritischen Anzahl an Elektronen N_{krit} generiert, sodass ein Streamer entstehen kann [Leg-61], [Kno-79]. Nur ein Teil der generierten freien Elektronen trägt zur Ladungsträgervermehrung bei und ist letztlich auch lawinenwirksam [Boe-83]. Die Überschreitungswahrscheinlichkeit g wird in Abhängigkeit des Ionisationskoeffizienten α und des Anlagerungskoeffizienten η berechnet (**Gl. 2.41**) [Rae-64], [Boe-75a], [Mos-79], [Hau-82a], [Hau-82b], [Kin-86]. Ein außerhalb des kritischen Volumens generiertes freies Elektron ist nicht lawinenwirksam, $\alpha < \eta$, $E/p < (E/p)_0$, $g = 0$ [Boe-83].

$$g_+ = \begin{cases} 0 & \text{für } \alpha < \eta \\ 1 - \frac{\eta}{\alpha} = \frac{\bar{\alpha}}{\alpha} & \text{für } \alpha \geq \eta \text{ und } l \geq l_{f+} \\ 0 & \text{für } \alpha \geq \eta \text{ und } l < l_{f+} \end{cases} \quad (2.41a)$$

$$g_- = \begin{cases} 0 & \text{für } \alpha < \eta \\ 1 - \frac{\eta}{\alpha} = \frac{\bar{\alpha}}{\alpha} & \text{für } \alpha \geq \eta \text{ und } l \leq l_{f-} \\ 0 & \text{für } \alpha \geq \eta \text{ und } l > l_{f-} \end{cases} \quad (2.41b)$$

Unter der Voraussetzung, dass der Zustand der Lawine nicht von ihrem Alter, sondern nur von der Anzahl der Elektronen abhängt, beschreibt diese Gewichtungsfunktion bei konstantem effektiven Ionisationskoeffizienten, d. h. homogenem Feld, die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons („Markoffscher Verzweigungsprozess“) [Leg-61], [Har-63], [Kno-79]. Der formelmäßige Zusammenhang der Überschreitungswahrscheinlichkeit g gilt für den Fall einer homogenen bzw. schwach inhomogenen Feldverteilung [Boe-75a], für inhomogene Feldverteilungen kann die g -Funktion nicht explizit bestimmt werden [Mos-79].

In Abhängigkeit der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode und der daraus resultierenden Bewegungsrichtung der Elektronen im Feldraum ergeben sich die Randbedingun-

gen der abschnittsweise definierten Überschreitungswahrscheinlichkeit für positive (g_+ , **Gl. 2.41a**), bzw. negative (g_- , **Gl. 2.41b**) Polarität der stärker gekrümmten Elektrode. Die Strecke l zwischen einem Anfangselektron und der stärker gekrümmten Elektrode entlang einer Feldlinie muss bei positiver Polarität dieser Elektrode mindestens der Aufbaulänge des Streamers l_k entsprechen; die Ladungsträgerlawine baut sich in Richtung des zunehmenden Feldes auf. Tritt das Anfangselektron in einem geringeren Abstand im kritischen Volumen vor der Elektrodenoberfläche auf, erreicht die von ihm generierte Lawine nicht die kritische Anzahl N_{krit} an Elektronen. Die Elektronen werden von der Elektrode adsorbiert, ohne dass eine Entladung stattfindet, die zu einem Streamer führt, $g = 0$. Je höher die Feldstärke an einem Ort im elektrisch beanspruchten Feldraum ist, d. h. je höher der effektive Ionisationskoeffizient $\bar{\alpha}$ ist, desto geringer ist die erforderliche Aufbaulänge $l_{f+} = l_k$ des Streamers [Boe-75a].

Demgegenüber baut sich die Ladungsträgerlawine bei negativer Polarität dieser Elektrode in Richtung des abnehmenden Feldes auf. Das Anfangselektron muss somit einen gewissen Mindestabstand zur Äquifeldstärkelinie aufweisen, die die Grenze zum Feldraum mit $E/p \leq (E/p)_0$ bildet, damit innerhalb des kritischen Volumens eine kritische Lawine generiert werden kann, ehe die Lawine das kritische Volumen verlässt. Die Strecke l entlang einer Feldlinie zwischen einem Elektron und der stärker gekrümmten Elektrode darf höchstens einen gewissen Abstand l_{f-} betragen. Nur zum Zeitpunkt t_i , zu dem das erste lawinenwirksame Anfangselektron ausschließlich am Zenitpunkt existiert, entspricht l_{f-} der Streameraufbaulänge l_k . Mit zunehmender Spannungshöhe, d. h. $t > t_i$ nehmen l_{f-} zu, l_k hingegen ab, $l_{f-} \neq l_k$.

Unter Berücksichtigung des minimal bzw. maximal zulässigen Abstandes l_{f+} bzw. l_{f-} zur Oberfläche der Elektrode auf positivem bzw. negativem Potential ergibt sich als Teilvolumen des kritischen Volumens das sog. gewichtete (lawinen-)kritische Volumen V_{krit} [Hau-82a]; hier gilt $g > 0$. Nur Anfangselektronen, die im gewichteten kritischen Volumen V_{krit} entstehen, können kritische Lawinen generieren [Boe-75b], [Hau-82b], [Boe-83], [Kin-86].

Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode findet die Bereitstellung von Anfangselektronen sowohl durch natürliche Ionisation im Gasraum vor der stärker gekrümmten Elektrode, als auch durch Emission aus der Kathodenoberfläche statt. Unmittelbar vor der Elektrode muss die Feldstärke hinreichend groß sein, damit Elektronen in der Elektrode die materialspezifische Austrittsarbeit W_A überwinden können. Die elektronenemittierende Kathodenoberfläche muss vom gewichteten kritischen Volumen vollständig umschlossen sein [Die-85], [Hie-91]. Unter Berücksichtigung der erforderlichen Streameraufbaulänge l_k ergibt sich eine gewichtete (lawinen-)kritische Elektrodenoberflä-

che A_{krit} [Hau-82a]. Diese beinhaltet ausschließlich jenen Teil der Elektrodenoberfläche, von dem ausgehend ein lawinenwirksames Anfangselektron eine Lawine generieren kann, sodass das Streamer-Kriterium erfüllt wird, $g > 0$.

2.2.6 Einsetzspannung und Durchschlaghöchstfeldstärke

Die Einsetzspannung U_i ist jene Spannung, ab der sich das gewichtete kritische Volumen V_{krit} um eine Elektrode in einem Isolierten Gas mit bestimmtem $(E/p)_0$ ausbilden kann. Da der Wert von K_{St} häufig aus der Einsetzspannung U_i bei der Annahme eines bestimmten Verlaufs des effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ bestimmt wird, kann umgekehrt die rechnerische Ermittlung der Einsetzspannung U_i aus dem Streamereinsatzkriterium nur dann korrekt sein (Gl. 2.40), wenn dafür die korrespondierenden Werte von $\bar{\alpha}$ und K_{St} verwendet werden.

Die Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} ist die zur Einsetzspannung U_i korrespondierende maximale Feldstärke in einem inhomogenen Feld, es gilt $E_{\text{max}} = E_{\text{dh}} > E_0$ [Mos-79]. E_{dh} ergibt sich aus der Schlagweite s , dem Homogenitätsgrad nach Schwaiger η und der Einsetzspannung U_i (Gl. 2.42).

$$E_{\text{dh}} = \frac{U_i}{s \cdot \eta} \quad (2.42)$$

Die Einsetzspannung U_i kennzeichnet jenen minimalen Spannungswert, ab dem der Einsatz von Teilentladungen am Prüfling erstmals beobachtet werden kann [VDE 0434]; das Dielektrikum wird lokal überbeansprucht. Bei Elektrodenanordnungen treten Teilentladungen, außer bei der Beanspruchung mit Blitzstoßspannung, nur in stark inhomogenen Feldern auf [Kin-82].

2.2.7 Durchschlagspannung und Durchschlagfeldstärke

Ist die Einsetzspannung U_i erreicht, kann bei weiterer Spannungssteigerung das Isolierten Gas durch einen Entladungsvorgang temporär seine Isolierfähigkeit verlieren. Sind die Bedingungen für eine Entladungsentwicklung erfüllt, erfolgt die Ausbildung des Entladungskanals durch das Dielektrikum in den betrachteten Isolierten Gasen innerhalb sehr kurzer Zeit, d. h. insbesondere auch nach kurzer Beanspruchungsdauer [Kin-82].

Die Ausbildung eines vollkommenen Gasdurchschlags geht mit dem Zusammenbruch der anliegenden Spannung einher. Der Wert der zu diesem Ereignis korrespondierenden Durchschlagspannung u_d ist bei Blitzstoßspannung stets der höchste Wert der Prüfspannungskurve, bei Wechselspannung der Scheitelwert dividiert durch $\sqrt{2}$ und bei Gleich-

spannung der arithmetische Mittelwert der anliegenden Spannung [VDE 0432-1]. Um eine Vergleichbarkeit mit anderen Forschungsarbeiten zu ermöglichen, wird bei der Prüfung mit Wechselspannung die Durchschlagspannung als Scheitelwert angegeben.

Im Rahmen der Arbeit wird die Durchschlagfeldstärke einer Elektrodenanordnung E_d als die maximal im Raum herrschende Feldstärke im Augenblick des Gasdurchschlags definiert; bei einer inhomogenen Feldverteilung gilt $E_{\max} = E_d > E_{dh}$. Die Durchschlagspannung u_d und der Wert der Zufallsgröße U_d der Stichprobe können über die Schlagweite s und den Homogenitätsgrad nach Schwaiger η in die Durchschlagfeldstärke E_d umgerechnet werden (**Gl. 2.43**) [Mos-79].

$$E_d = \frac{U_d}{s \cdot \eta} \quad (2.43)$$

Die Durchschlagspannung U_d ist in Abhängigkeit der gewählten Elektrodenanordnung größer oder gleich der Einsetzspannung U_i und abhängig vom Isoliergas, dem Gasdruck und der Spannungsform [Bey-92].

2.2.8 Polaritätseffekt

Für die Erklärung des Polaritätseffektes werden eine stark inhomogene Stab-Platte- sowie eine schwach inhomogene Kugel-Platte-Elektrodenanordnung betrachtet. Die Plattenelektrode wird stets geerdet, die Gegenelektrode liegt auf Potential. Die Polarität der an der stärker gekrümmten Elektrode anliegenden Spannung hat in Abhängigkeit des Homogenitätsgrades der Elektrodenanordnung Einfluss auf die Höhe der Einsetz- und Durchschlagspannung [Sir-55], [Cse-61], [Fes-70], [Hog-15].

Stark inhomogenes Feld

Wird in einem stark inhomogenen Feld das Streamer-Kriterium erfüllt, so treten zunächst stabile Teil- oder Koronaentladungen auf. Erst bei einer weiteren Spannungssteigerung entwickelt sich aus der Teilentladung heraus eine Streamerentladung, die zum vollständigen Verlust der dielektrischen Eigenschaften des Isoliermediums führt. Der Wert der Durchschlagspannung U_d liegt deutlich über dem der Einsetzspannung U_i ; $U_i \ll U_d$ [Loe-65], [Kin-82], [Bey-92].

Die aufgrund des starken Feldgradienten hervorgerufene Teilentladungs- und folglich Raumladungsbildung vor der stärker gekrümmten Elektrode, beeinflusst die Feldverteilung und somit die Entladungsentwicklung im Gasraum.

Stark inhomogenes Feld - positive Polarität

Die im kritischen Volumen durch natürliche Strahlung hervorgerufenen Anfangselektronen wandern auf die stärker gekrümmte Anode zu. Ist die kritische Verstärkung erreicht, generieren Photonen, hervorgerufen durch die Feldanhebung innerhalb der Lawine, weitere Lawinen, es tritt eine stabile Vorentladung, sog. Ausbruchsentladung, auf. Die Lawinen bewegen sich in Richtung höherer Feldstärke, folglich nehmen unmittelbar vor der Elektrode die Intensität der Ionisation und die Dichte positiver Ionen zu. Die schnell beweglichen Elektronen werden von der Anode absorbiert, die positiven scheinbar unbeweglichen Ionen bleiben als Raumladung vor der Elektrode zurück. Dies resultiert in einer Abnahme des elektrischen Feldes unmittelbar vor der Anode und einer Felderhöhung im Gasraum in Richtung Kathode [Cse-61], [Rae-64], [Bey-92], [Xia-16].

Sofern diese Feldanhebung gegenüber dem Grundfeld ausreicht, dass Photonen in diesem Bereich weitere Lawinen auslösen können, wandern auch diese Lawinen auf die Anode zu. In diesem feldreduzierten Raum entstehen ein von außen betrachtet neutraler, schwach leitfähiger Kanal, in dem keine Ionisationsprozesse stattfinden und ein, in den Feldraum weiter hineinragender positiv geladener Kopf des positiven Streamers. Durch die Felderhöhung zwischen dem positiven Streamer und der Kathode wird die Entwicklung eines Durchschlags erleichtert.

Die Überlagerung des Grundfeldes mit dem Raumladungsfeld ist entscheidend für die Reichweite des Streamers; diese ist um so kleiner, je inhomogener das Feld ist. Für die Ausbildung eines positiven Streamers ist in einer inhomogenen Elektrodenanordnung in trockener Luft bei Normaldruck ein Grundfeld von 5 kV/cm erforderlich [Bey-92]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Streamers ist, unabhängig von der Polarität des Streamers, direkt proportional zum Homogenitätsgrad der Elektrodenanordnung. Bei einem Druck von 0,3 MPa und einer Überspannung von etwa 10 % kann diese für einen positiven Streamer in einem homogenen Feld mit $v_{\eta=1} \gg 10^9 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ angegeben werden. Sie ist in einem schwach inhomogenen Feld mit etwa $v_{\eta=0,07} \approx 10^9 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ geringer und nimmt in einem stark inhomogenen Feld auf etwa $v_{\eta=0,01} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ ab [Rae-64].

Stark inhomogenes Feld - negative Polarität

Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode findet die Elektronenbereitstellung überwiegend an der Kathode, hervorgerufen durch Feldemission, statt. Die Elektronen bewegen sich in Richtung des feldschwächeren Gasraums. Sofern sich die Elektronen innerhalb des kritischen Volumens befinden, werden weitere Elektronen durch

Stoßionisation generiert. Zugleich wird dadurch eine positive Raumladung unmittelbar vor der Kathode gebildet. Aufgrund der positiven Raumladung wird das stark inhomogene Feld zwischen positiver Raumladung und Kathode erhöht und somit die Feldemission und daher Lawinenbildung begünstigt. Daher ist die Einsetzspannung bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode geringer als bei positiver Polarität. Erreicht die Lawine innerhalb des kritischen Volumens ihre kritische Verstärkung, werden aufgrund der Photonenemission aus der Lawine weitere Lawinen generiert, eine stabile Vorentladung tritt auf. Außerhalb des kritischen Volumens ebbt die Lawine ab, die Elektronen lagern sich auf dem Weg zur Anode an neutrale Moleküle an, es entstehen vergleichsweise unbewegliche negative Ionen. Es bildet sich folglich eine zweite, negative, ausgedehnte Raumladung vor der Anode aus, die das Feld außerhalb des kritischen Volumens vor der Anode anhebt und zwischen positiver und negativer Raumladung absenkt [Cse-61], [Kin-82], [Bey-92].

Sofern die Feldanhebung der Lawinen ausreicht, dass Photonen weitere Lawinen auslösen können, wandern auch diese Lawinen auf die Anode zu. Es entsteht nun ein von außen betrachtet neutraler, schwach leitfähiger Kanal und ein, in den Feldraum weiter hineinragender negativ geladener Kopf des negativen Streamers. Die Beweglichkeit der Elektronen im Kopf des negativen Streamers ist größer als die der positiven Ionen im Kopf des positiven Streamers. Somit ist die örtliche Konzentration der negativen Ladungsträger geringer. Die Feldanhebung, hervorgerufen durch die Ladung im Kopf des Streamers, ist daher beim negativen Streamer geringer als beim positiven Streamer. Der Feldanhebung durch den negativen Kopf des Streamers wirkt die negative Raumladung vor der Anode entgegen. Die resultierende Feldanhebung ist um so geringer, je größer die negative Raumladung ist, d. h. je inhomogener das Feld ist. Die Entwicklung des Streamers wird somit im stark inhomogenen Feld gehemmt. Erst wenn die negative Raumladung aus dem Gasraum in die Anode abgewandert ist, können sich wieder Lawinen bilden, die bei ausreichend hoher Spannung dann einen Streamer ausbilden, der schließlich zum Durchschlag führt. Bei der stark inhomogenen Elektrodenanordnung in Luft ist die Durchschlagspannung bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode daher höher als bei positiver Polarität [Cse-61], [Rae-64], [Xia-16].

Da die Feldanhebung durch die Ladung im Streamer Kopf bei negativer Polarität geringer ist als bei positiver Polarität ist in trockener Luft für die Ausbildung eines negativen Streamers ein höheres Grundfeld von $10 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ bis $15 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$ erforderlich. Der Spannungsgradient im Streamer liegt bei etwa $8 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist im homogenen Feld etwa gleich groß, im inhomogenen Feld etwa um den Faktor 10 geringer als die des positiven Streamers [Rae-64], [Bey-92].

Bei großen Schlagweiten erfolgt der Durchschlag in Luft nach dem Streamer-Leader-Mechanismus [Bey-92], [Koj-13]. Die hierfür erforderliche Schlagweite s ($s > 1$ m bei Normaldruck) wird im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchungen nicht betrachtet, eine Erklärung dieses Mechanismus erfolgt daher nicht.

Schwach inhomogenes Feld

Bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung mit positiver Polarität wirkt, wie bei der stark inhomogenen Anordnung die positive Raumladung vor der Anode ebenso feldschwächend. Bei negativer Polarität ist jedoch aufgrund des niedrigeren Feldgradienten die Raumladung mit negativen Ionen weniger stark ausgeprägt. Der Feldanhebung durch den negativen Kopf des Streamers kann die negative Raumladung vor der Anode nicht entgegenwirken. Folglich tritt der Durchschlag unmittelbar nach dem Entladungseinsatz auf. Der Polaritätseffekt äußert sich bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen dahingehend, dass die Durchschlagspannung bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode geringer ist als bei positiver Polarität. Unabhängig von der Polarität unterscheiden sich bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen die Einsetzspannung U_i und Durchschlagspannung U_d nur geringfügig; in der Praxis führt ein Entladungseinsatz meist unmittelbar zum Durchschlag; $U_i < U_d$ [Gän-53], [Sir-55], [Cse-61], [Xia-16].

Dieser Polaritätseffekt wurde für Luft bereits in den 1930er Jahren von Marx gemessen und beschrieben [Mar-28], [Mar-30], auf Grundlage weiterer gasphysikalischer Erkenntnisse in den 1960er Jahren erklärt [Cse-61] und in zahlreichen neueren Untersuchungen mit CO_2 , N_2 , SF_6 und trockener Luft ebenso gemessen [Gän-53], [Kin-57], [Mos-79], [Kin-95], [CIG-08], [Hik-08], [Led-09], [Kes-11], [Sim-11], [Sad-12], [Xia-16]. Der Einfluss des Homogenitätsgrades auf die Durchschlagspannung ist bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode größer als bei negativer Polarität, da bei positiver Polarität die Grundfeldstärke im Nahbereich der Anode entscheidend für die Ausbreitung einer Lawine ist. Bei negativer Polarität ist die negative Raumladung vor der Anode, weniger jedoch die Feldverteilung vor der Kathode, für die Entwicklung eines Entladungskanals in elektronenaffinen Gasen entscheidend [Cse-61].

Bei geeigneten Bedingungen führt die Überschreitung der Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} bei einer homogenen bzw. schwach inhomogenen Elektrodenanordnung unmittelbar zu einem Gasdurchschlag [Sir-55]. Daher können nachfolgende Überlegungen auf die Betrachtung des Entladungseinsatzes und insb. auf die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons reduziert werden.

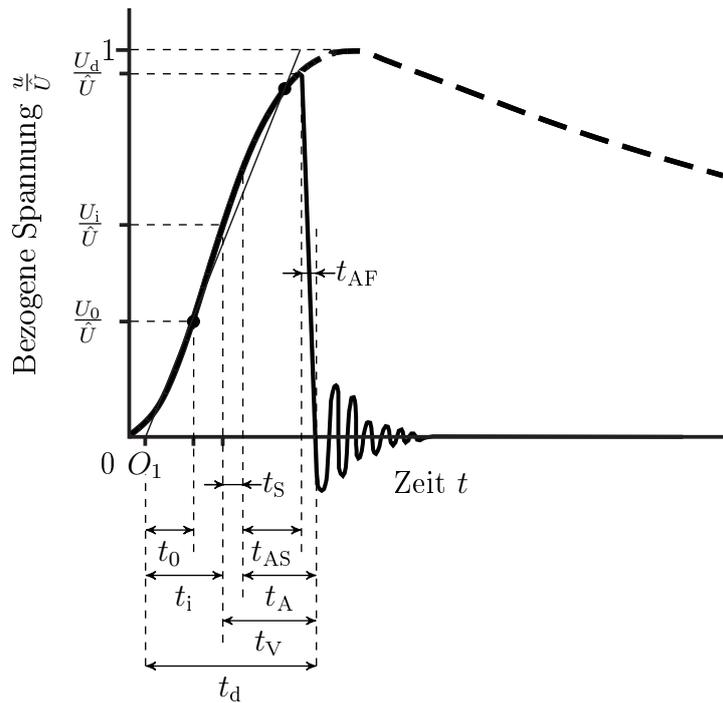


Bild 2.7: Auf den höchsten Wert \hat{U} der vollen Blitzstoßspannung ohne überlagerte Schwingungen nach VDE 0432-1 bezogene Parameter bei einem Spannungszusammenbruch in der Stirn: kritische Spannung U_0 zum Zeitpunkt t_0 , Streamereinsatzspannung U_i zum Zeitpunkt t_i und Durchschlagspannung U_d ; zeitliche Kenngrößen: virtueller Ursprung O_1 , statistische Streuzeit t_s , Streameraufbauzeit t_{AS} , Funkenaufbauzeit t_{AF} , Aufbauzeit t_A , Zündverzugszeit t_V , Durchschlagzeit t_d nach [Kin-86], [Bey-92]

2.2.9 Zündverzugszeit und Durchschlagzeit

Der endliche Zeitbedarf für den Aufbau eines Gasdurchschlags ist bei transientser Spannungsbeanspruchung, z. B. bei Blitzstoßspannung, zu berücksichtigen (**Bild 2.7**). Am Ort höchster Feldstärke ist zum Zeitpunkt t_0 die druckbezogene kritische Feldstärke $(E/p)_0$ erstmals überschritten, an der Hochspannungselektrode liegt die kritische Spannung U_0 an (**Gl. 2.38**, S. 41). Erst nach einer weiteren Spannungssteigerung ist das Streamer-Kriterium zum Ausgangszeitpunkt t_i erstmals erfüllt (**Gl. 2.40**, S. 44), die (Streamer-)Einsatzspannung U_i liegt an, am Ort höchster Feldstärke herrscht die Durchschlaghöchsfeldstärke E_{dh} (**Gl. 2.42**, S. 47). Bei Elektrodenanordnungen in gasisolierten metallgekapselten Rohrleitungen und Schaltanlagen entspricht die Einsatzspannung der Bezugsspannung. Sie ist jene theoretisch niedrigste Spannung, bei der es bei langer Spannungsbelastung zum Durchschlag kommt [Hau-82a].

Bei impulsförmiger Spannungsbeanspruchung führt das Überschreiten der Einsetzspannung U_i nicht unmittelbar zu einem Entladungseinsatz. Voraussetzung für einen Durchschlag im Gasraum ist darüber hinaus auch die Existenz eines lawinenwirksamen Anfangselektrons nach der statistischen Streuzeit t_s an geeigneter Stelle, d. h. im gewichteten kritischen Volumen V_{krit} (**Gl. 2.41**, S. 45) [Kin-86]. Die statistische Streuzeit t_s einer gasisolierten Elektrodenanordnung ist daher von der Polarität der Spannung an der stärker gekrümmten Elektrode abhängig.

Die statistische Streuzeit t_s ist bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode starken statistischen Schwankungen unterworfen [Gän-53], [Sir-55]. Die Bereitstellung von lawinenwirksamen Anfangselektronen im Gasraum erfolgt v. a. durch Elektronenablösung von negativen Ionen. Diese stehen im Gasraum zur Verfügung und werden im elektrischen Feld beschleunigt [Bad-72]. Wird beim Stoß eines negativen Ions mit einem anderen Gasmolekül mehr als die zur Ablösung des Elektrons aus dem Atomverband notwendige Energie übertragen, so wird das Elektron vom negativen Ion abgelöst. Die Elektronenablösung dominiert gegenüber der Bereitstellung durch natürliche Strahlung und Photoionisation. Mit zunehmender Größe des gewichteten kritischen Volumens V_{krit} nimmt die statistische Streuzeit t_s ab [Sir-55], [Bey-92]. Somit ist t_s von der druckbezogenen kritischen Feldstärke des Isoliertgases, dem Homogenitätsgrad der Elektrodenanordnung, deren geometrischen Abmessungen sowie der Feldstärke im Gasraum abhängig.

Untersuchungen zeigen, dass bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode kaum Zündverzug auftritt. Hierbei kann das Anfangselektron sowohl durch Emission aus der Kathode als auch durch Elektronenablösung von negativen Ionen im Gasraum entstehen [Gän-53], [Sir-55]. Es wird im Allgemeinen angenommen, dass das lawinenwirksame Anfangselektron innerhalb einer kürzeren Zeitspanne aus der stärker feldbeanspruchten Elektrode bereitgestellt wird als aus dem Gasraum, d. h. $t_{s, \text{LI-}, \text{Kathode}} < t_{s, \text{LI-}, \text{Gas}}$. Die Verzögerungsdauer bis zum Auftreten eines solchen Elektrons wird v. a. von der materialspezifischen Austrittsarbeit und der Oberflächenbeschaffenheit des Kathodenmaterials, dem Homogenitätsgrad der Elektrodenanordnung, der Größe der emittierenden Kathodenfläche sowie v. a. von der anliegenden Spannung bestimmt [Mül-39], [Sir-55].

Der Gasdurchschlag erfolgt, wenn sich innerhalb der Aufbauzeit t_A ein leitfähiger Kanal ausbildet, der zum Zusammenbruch der Spannung führt (**Bild 2.7**). Die Aufbauzeit ist umgekehrt proportional zur anliegenden Spannung und streut bei inhomogenem Feld aufgrund der Zufälligkeit des Aufbaus des Durchschlagkanals; im schwach inhomogenen Feld gilt $t_A \ll 1 \mu\text{s}$, im stark inhomogenen Feld gilt $t_A > 1 \mu\text{s}$. Die Zeit des Entladungsaufbaus t_A setzt sich aus der Streameraufbauzeit t_{AS} und der Funkenaufbauzeit $t_{AF} \ll t_{AS}$ zusammen. Bei gegebener Elektrodenanordnung ist t_A vom Spannungsverlauf sowie der

Höhe der Spannung abhängig [Hau-82a], [Hie-91], [Bey-92]. Der Entladungskanal geht innerhalb der Funkenaufbauzeit vom schwach leitfähigen in den hoch leitfähigen Zustand über.

$$t_d = t_i + t_s + t_A = t_i + t_V \quad (2.44)$$

Die Durchschlagzeit t_d ist die Zeitspanne zwischen dem Beginn der Spannungsbeanspruchung und dem vollkommenen Gasdurchschlag (**Gl. 2.44**) [Bey-92]. Die Zündverzugszeit t_V ist jene Zeit, die nach dem Überschreiten der Einsetzspannung U_i bis zum vollkommenen Gasdurchschlag vergeht (**Bild 2.7**) [Kin-82]. Liegt die Spannung kürzer als die Gesamtverzögerungsdauer der Entladung an, so tritt kein Durchschlag auf [Sir-55].

Bei einem Wechselspannungsdurchschlag bei Netzfrequenz ist die Zündverzugszeit im Verhältnis zur Periodendauer sehr klein. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass der Durchschlag im Scheitel der Prüfwechselspannung erfolgt.

2.3 Zersetzungsprodukte trockener Luft

2.3.1 Arrhenius-Gleichung und Reaktionsenthalpie

Damit eine chemische Reaktion ablaufen kann, müssen die beteiligten Ausgangsstoffe, sog. Edukte, eine Mindestenergie besitzen. Die erforderliche Aktivierungsenergie E_A ist für den jeweiligen Prozess charakteristisch und wird im Falle eines Gasdurchschlags v. a. durch die Strahlung des Lichts im ultravioletten Bereich, d. h. durch Vorentladungen zugeführt (**Bild 2.8**) [Sch-68a], [Jan-87].

Entsprechend der empirisch gewonnen Arrhenius-Gleichung ist die Geschwindigkeit einer Gasreaktion temperaturabhängig. Die Geschwindigkeitskonstante k ist mit konstanter Aktivierungsenergie E_A des Moleküls bzw. Molekülpaars um so größer, je höher die Temperatur T ist (**Gl. 2.45**). Der Arrhenius-Faktor A ist ein Maß für die Anzahl der Zusammenstöße, die zu einer Reaktion führen. A ist für eine bestimmte chemische Reaktion nahezu konstant und direkt proportional zur Wurzel der Temperatur; diese Abhängigkeit ist jedoch gegenüber dem exponentiellen Term vernachlässigbar, folglich wird in der Arrhenius-Gleichung $A \neq f(T)$ angenommen. Die allgemeine Gaskonstante R geht mit in die Berechnung ein [Jan-87]. k und A haben die gleiche Einheit, die abhängig von der Reaktionsordnung n ist; $[k, A] = (\text{l/mol})^{n-1}/\text{s}$; n meist 1 [Hol-07].

$$k = A \cdot \exp\left(-\frac{E_A}{R \cdot T}\right) \quad (2.45)$$

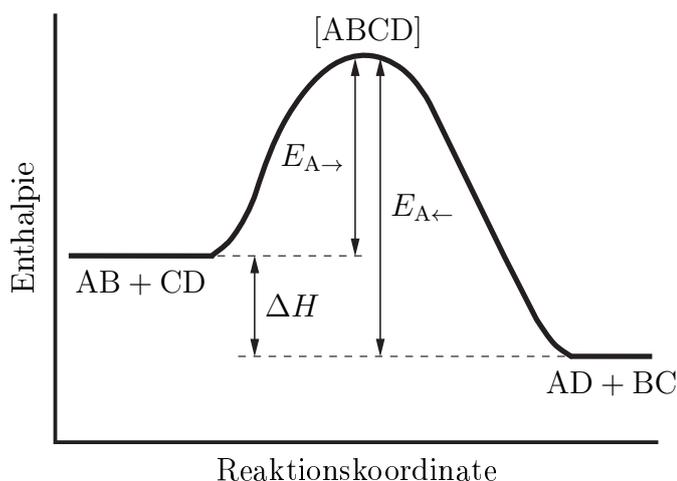


Bild 2.8: Reaktionskoordinaten-Diagramm: Anregungsenergie der Hinreaktion ($E_{A\rightarrow}$) und Rückreaktion ($E_{A\leftarrow}$) sowie Reaktionsenthalpie ΔH ; Edukte: AB und CD, Produkte: AD und BC; Hinreaktion per Definition exotherm; nach [Hol-07]

Die Reaktionsenthalpie ΔH_f° einer chemischen Reaktion wird im Rahmen dieser Auswertung aus den tabellierten Enthalpien der Edukte und Produkte berechnet (**Gl. 2.46**) [Hay-13]. Da die Enthalpien und folglich die Reaktionsenthalpien temperaturabhängig sind, erfolgt die Berechnung mit Werten im Standardzustand, d. h. 298,15 K und 0,10 MPa Absolutdruck [Hol-07], [Hay-13]. Die Enthalpien der betrachteten Reaktionspartner verhalten sich mit zunehmender Temperatur unterschiedlich. Die temperaturabhängigen Enthalpien sind nicht für alle Atome und Moleküle tabelliert. Bei jenen, deren Werte bekannt sind, liegen jedoch die Enthalpie-Werte in einem engen Bereich um den Enthalpie-Wert im Standardzustand. Die Standardbildungsenthalpie kann somit als guter Näherungswert für die Bindungsenergie $\Delta H(T)$ auch bei höheren Temperaturen dienen [Jan-87], [Hol-07].

$$\Delta H_f^\circ = \sum \Delta H_{f,\text{Produkte}}^\circ - \sum \Delta H_{f,\text{Edukte}}^\circ \quad (2.46)$$

Die zur Spaltung von Molekülen erforderliche Energiezufuhr ΔH in Form von Lichtenergie kann in dessen entsprechende Wellenlänge λ mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Lichtgeschwindigkeit c umgerechnet werden (**Gl. 2.47**). Der Wert der Bindungsenergie ΔH wird meist in kJ/mol angegeben. Die Berechnung des Energieäquivalents des Lichts in dessen Wellenlänge erfolgt daher über die Avogadro-Konstante N_A [Vol-98], [Hol-07].

$$\lambda = \frac{h \cdot c \cdot N_A}{\Delta H} \quad (2.47)$$

2.3.2 Chemische Reaktionen bei einem Gasdurchschlag

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte trockene Luft besteht aus $(20,5 \pm 0,5)$ Mol-% Sauerstoff O_2 in Stickstoff N_2 . Die Konzentrationen möglicher Fremdgase wie Wasser H_2O , Oxide des Kohlenstoffs CO, CO_2 und Kohlenwasserstoff (KW) betragen in diesem reinen Gasgemisch jeweils weniger als 2 ppm-mol (**Tabelle 2.15**) [AIR-10]. Trockene Luft weist eine ähnliche chemische Zusammensetzung wie die Umgebungsluft auf, ohne dabei durch Kohlenstoffdioxid CO_2 (Anteil in Luft: 0,35 Mol-%) oder Edelgase wie Argon Ar (Anteil in Luft: 0,934 Mol-%) verunreinigt zu sein [Hol-07]. Sofern nicht anders angegeben, beziehen sich die Temperaturangaben auf den Normaldruck von $p = 0,101325$ MPa und die Aggregatzustände auf den Standardzustand 298,15 K bei Normaldruck [Hol-07], [Hay-13].

Stickstoff und Sauerstoff sind farb-, geruch- und geschmacklose, ausgesprochen reaktionsträge Gase; HOMO-LUMO-Abstände $> 5,2$ (**Tabelle 2.4**, S. 10). N_2 dissoziiert erst bei Temperaturen über 8500 K in atomaren Stickstoff N (**C 2.3**) [Hol-07].



Die Dissoziation des Sauerstoffs O_2 in atomaren Sauerstoff O beginnt bereits bei einer Temperatur von 2100 K (**C 2.4**) [Hol-07].



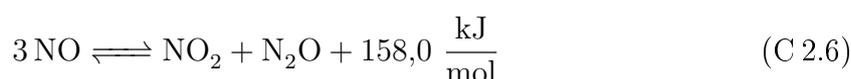
Bei einem Durchschlag in trockener Luft, der mit Temperaturen von mehr als 1000 K einhergeht [Rot-59], reagieren Stickstoff und Sauerstoff in einer endothermen Reaktion zum metastabilen Stickstoffmonoxid NO (**C 2.5**) [Jan-87], [Fer-05], [Mor-15]. Da die Anzahl der Edukte der Teilchenanzahl der Produkte entspricht, findet bei konstantem Volumen des Versuchskessels keine Druckänderung bei der Reaktion statt [Sch-68a].



NO ist ein farbloses, giftiges Gas. Bei Temperaturen unterhalb von 700 K ist es metastabil. Ab etwa 1400 K bis ca. 1900 K und ab Temperaturen über 2300 K ist es instabil, es zerfällt dann in molekularen Stickstoff und Sauerstoff. Dazwischen findet NO-Bildung unter großer Energiezufuhr statt, zunehmende Temperatur beschleunigt diesen Vorgang. Bei hohem Druck und deutlich geringer Temperatur von bereits 320 K zersetzt sich NO in Stickstoffdioxid NO_2 und Distickstoffmonoxid N_2O (**C 2.6**) [Hol-07].

Tabelle 2.15: Zusammensetzung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten trockenen Luft (verdichtete Luft, Druckluft), Reinheit $\geq 99,999$ Mol-%, mit idealen Stoffmengenanteilen nach [AIR-10]

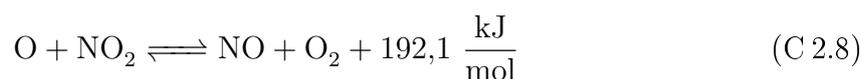
Molekül	Bestandteil
O ₂	20,5 Mol-% \pm 0,5 Mol-%
H ₂ O	< 2,0 ppm-mol
CO	< 1,0 ppm-mol
CO ₂	< 1,0 ppm-mol
KW	< 0,1 ppm-mol
N ₂	Rest



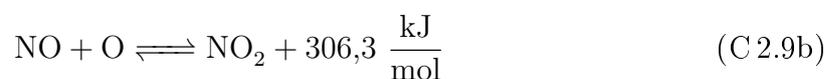
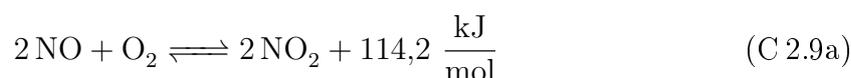
Für den Zerfall von NO in atomaren Stickstoff N und Sauerstoff O ist eine hohe Aktivierungsenergie erforderlich (C 2.7) [Hay-13].



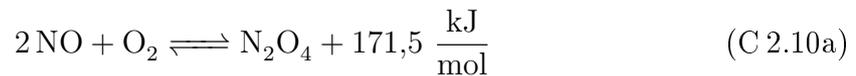
Der atomare Sauerstoff verbindet sich in einer exothermen Reaktion rasch mit NO₂ wieder zu Stickstoffmonoxid und molekularem Sauerstoff (C 2.8) [Fer-05], [Hol-07].



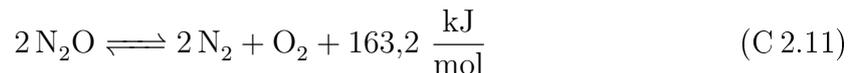
Der in trockener Luft vorhandene Sauerstoff reagiert in einer exothermen Reaktion rasch mit NO zu dem giftigen, rotbraunen, ätzend riechenden, stark korrosiven Stickstoffdioxid NO₂ (C 2.9a). Die Anzahl der Moleküle im Gasraum wird reduziert, dies geht nach dem Satz von Avogadro mit einer Druckabnahme einher [Sch-68a]. Mit zunehmender Temperatur wird die exotherme Reaktion gehemmt, ab Temperaturen über 920 K findet diese Reaktion nicht mehr statt. Unterhalb von 294,15 K ist NO₂ bei Normaldruck, d. h. insb. bei höherem Druck und Raumtemperatur im flüssigen Aggregatzustand [Hol-07].



Der bei hohen Temperaturen entstehende atomare Sauerstoff (**C 2.4**, **C 2.7**) oxidiert NO zu NO₂ (**C 2.9b**). Es liegt ein Gasgemisch aus N₂, NO, NO₂, N₂O und O₂ vor. Stickstoffmonoxid NO und Sauerstoff O₂ sowie Stickstoffdioxid NO₂ reagieren in einer exothermen Reaktion zum farblosen Distickstofftetroxid N₂O₄, es herrscht ein exothermes Gleichgewicht (**C 2.10a**) [Hay-13], [Mor-15]. N₂O₄ ist eine, aus zwei gleichen Grundmolekülen aufgebaute chemische Verbindung und wird daher als Dimer des NO₂ bezeichnet. Die Moleküle liegen stets als sog. dimeres Gasgemisch NO₂/N₂O₄ vor (**C 2.10b**) [Jan-87]. Bei Temperaturen unterhalb seines Siedepunktes von $t_b = 294,15\text{ K}$ ist N₂O₄ im flüssigen Aggregatzustand nahezu undissoziiert. Bei dieser Temperatur beträgt die Konzentration des gasförmigen N₂O₄ im NO₂/N₂O₄-Gemisch etwa 20 %. Der Zustand von N₂O₄ ist energieärmer als von NO₂. Bei Temperaturen von über 410 K existiert im NO₂/N₂O₄-Gemisch vornehmlich NO₂ (**C 2.10b**). Ab ca. 420 K wird der Zerfall des NO₂ in NO und O₂ möglich, bei 920 K ist dieser gänzlich abgeschlossen (**C 2.9b**) [Hol-07].



Das bei einem Gasdurchschlag in Luft entstehende farblose, süßlich riechende, gasförmige Distickstoffmonoxid N₂O (**C 2.6**) ist aufgrund seiner metastabilen Eigenschaften bei geringen Temperaturen sehr beständig und zerfällt ab einer Temperatur von etwa 870 K in seine Elemente (**C 2.11**) [Jan-87], [Hol-07].



Laut Simulationen ist nach einem Durchschlag in trockener Luft die Konzentration des Lachgases N₂O im Vergleich zu den Konzentrationen der anderen neutralen Moleküle im Volumen des vom Entladungskanals beeinflussten Gasraums am größten (**Bild 2.9**) [Fer-06]. N₂O₄ ist bei den hohen Temperaturen im Entladungskanal zu NO₂ dissoziiert, seine Konzentration während des Gasdurchschlags kann somit nicht berechnet werden.

Weitere Oxide des Stickstoffs, wie NO₃, N₂O₃ und N₂O₅ treten bei einem Gasdurchschlag in trockener Luft aufgrund der hohen Temperaturen nicht auf [Jan-87], [Hol-07], [Mor-15]. Sollten diese auftreten, so sind ihre Konzentrationen deutlich geringer als die des N₂O [Pon-08]. Die in der Literatur angegebenen, simulierten sowie gemessenen Zersetzungsprodukte weisen ebenfalls darauf hin [Sch-68a], [Pey-82], [Fer-06], [Pon-08].

Die Aufspaltung der Sauerstoffmoleküle erfolgt durch die im Raum durch Vorentladungen vorhandene UV-Strahlung der Wellenlänge $\lambda < 209\text{ nm}$. UV-Strahlung kann auch

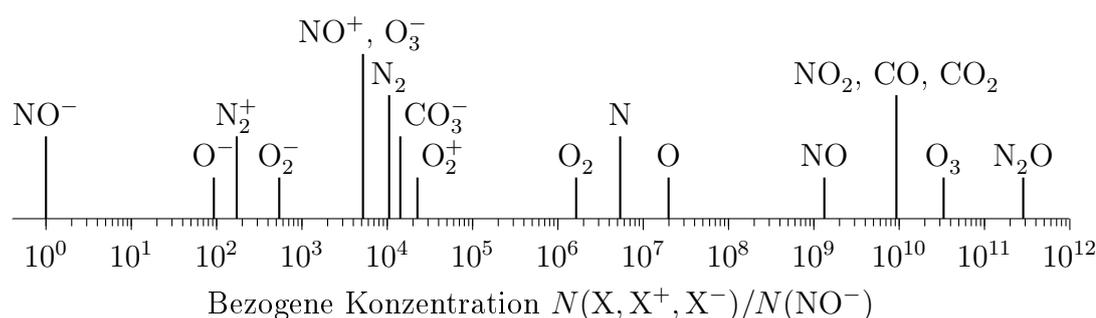


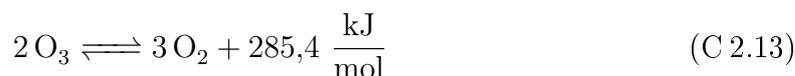
Bild 2.9: Berechnete Konzentration N der neutralen (X) sowie geladenen (X^+ , X^-) Zersetzungsprodukte trockener Luft (20 Vol.-% O_2 , 0,03 Vol.-% CO_2 , 79,97 Vol.-% N_2) an einem repräsentativen Ort bei Koronaentladung, bezogen auf die Konzentration des NO^- , $N(\text{NO}^-)$ nach [Fer-06]

koaxiale Elektrodenanordnung aus rostfreiem Stahl, Länge $l = 50$ mm, Außenzylinder geerdet ($r = 8,5$ mm), negative Gleichspannung an der Hochspannungselektrode ($r = 0,05$ mm), $u = 7$ kV, $p = 0,1013$ MPa; gleiche Verteilung für positive Gleichspannung der Hochspannungselektrode berechnet [Fer-05]

das Abtrennen eines Sauerstoffatoms vom Stickstoffdioxid bewirken (**C 2.9b**). Molekularer Sauerstoff dissoziiert bei Normaldruck und Temperaturen ab 4700 K zu mehr als 90 %, jenseits von 5750 K fast vollständig zu atomarem Sauerstoff (**C 2.4**). Atomarer Sauerstoff verbindet sich, wenn auch nur mäßig, unter Energieabgabe mit molekularem Sauerstoff zu dem reaktionsfreudigen, thermodynamisch instabilen, gasförmigen Ozon O_3 . Durch den Energietransfer eines dritten, neutralen Stoßpartners X wird diese Reaktion begünstigt (**C 2.12**) [Jan-87], [Sam-00], [Hol-07], [Yan-07]. Hierbei wird die Anzahl der Moleküle im Raum und folglich der Gasdruck reduziert [Sch-68a].



Ozon ist ein starkes Oxidationsmittel, es gibt bevorzugt ein Sauerstoffatom ab. O_3 zerfällt daher bei Bestrahlung mit längerwelligem UV-Licht, $200 \text{ nm} < \lambda < 320 \text{ nm}$, sowie durch thermische Energiezufuhr unter Energiefreigabe in O_2 (**C 2.13**) [Jan-87], [Hol-07].

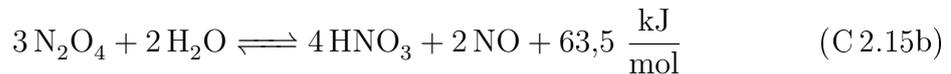
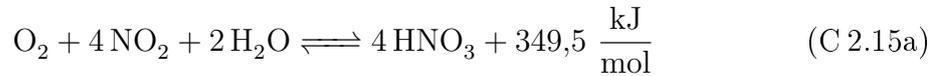


In einem Entladungskanal in trockener Luft ist NO enthalten. Ozon wird in einer exothermen Reaktion mit NO unter Bildung von NO_2 und O_2 dem Raum entnommen (**C 2.14**)

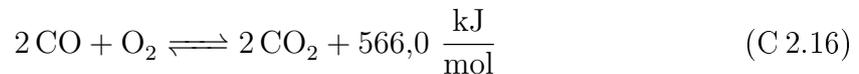
[Sam-00], [Fer-05], [Hol-07].



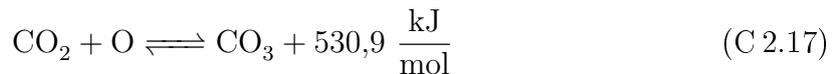
Fremdgase, die in trockener Luft in geringen Konzentrationen vorhanden sind, nehmen an chemischen Reaktionen teil, sofern deren erforderliche Anregungsenergie erreicht bzw. überschritten ist. Die Existenz von Wasser führt zur Bildung von Salpetersäure HNO_3 , die bei Raumtemperatur farblos und flüssig ist, sowie nahezu alle Metalle korrodiert (**C 2.15**; **Tabelle 2.15**, S. 57). Salpetersäure ist ab 356 K gasförmig und zersetzt sich mit zunehmender Temperatur bzw. bei Raumtemperatur und Lichteinfluss wieder in seine Edukte [Jan-87], [Hol-07], [Hay-13].



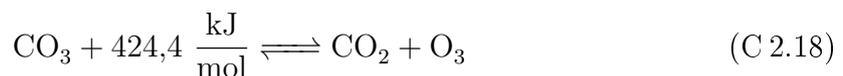
In trockener Luft sind geringste Mengen Kohlenstoffmonoxid CO und Kohlenstoffdioxid CO_2 vorhanden (**Tabelle 2.15**, S. 57) [AIR-10]. Bei starker Hitzeentwicklung verbindet sich CO mit Sauerstoff und bildet zusätzliches Kohlenstoffdioxid (**C 2.16**) [Hol-07].



Wird ein Gemisch aus O_3 und CO_2 mit UV-Licht bestrahlt, so entsteht das sehr instabile Kohlenstofftrioxid CO_3 . Hierbei wird zunächst Ozon aufgespalten, der atomare Sauerstoff lagert sich schließlich an CO_2 an (**C 2.12**, **C 2.17**) [Kat-62], [Hol-07].



CO_3 zerfällt im gasförmigen Zustand äußerst rasch zunächst in CO_2 sowie O_3 ; Ozon dissoziiert weiter in O_2 (**C 2.13**, **C 2.18**) [Kat-62], [Hol-07].



Die chemische Reaktivität, d. h. der HOMO-LUMO-Abstand gibt, gemeinsam mit den Werten der Ionisationsenergie und der Elektronenaffinität Auskunft darüber, wie sich ein Atom bzw. Molekül in einer chemischen Reaktion im Bezug auf eine Elektronenab- und -aufnahme verhält (**C 2.1**, S. 5; **C 2.2**, S. 5). Jedes Atom und Molekül strebt einen möglichst energiearmen und somit stabilen Zustand an. Die Ionisationsenergie W_i ist ein

Maß für die Energie, die für die Ionisation eines neutralen Atoms bzw. Moleküls, d. h. die Elektronenabgabe aufzuwenden ist, um ein positives Ion X^+ zu bilden. Das Elektron ist je nach Art und Energie der Edukte nach der Reaktion entweder frei im Raum, wird von der Anode absorbiert, rekombiniert mit einem Kation zu einem neutralen Atom oder Molekül oder wird an ein dann negativ geladenes Ion X^- im Gasraum gebunden. W_i wird bei einer Elektronenaufnahme wieder frei und kann so auch zur Ionisation des zuvor neutralen oder einfach negativ geladenen Stoßpartners dienen. Demgegenüber beschreibt die Elektronenaffinität W_{ea} die erforderliche Energie, die aufzubringen ist (negative W_{ea} -Werte) bzw. die frei wird (positive W_{ea} -Werte), um ein Elektron an ein neutrales Atom bzw. Molekül anzulagern, um ein Anion X^- zu bilden (**Tabelle 2.2**, S. 6, **Tabelle 2.3**, S. 7). Chemisch sehr reaktionsträge Teilchen beteiligen sich kaum an den Reaktionen, hieraus kann auf bevorzugt ablaufende Reaktionen sowie die Konzentration der neutralen und geladenen Reaktionsprodukte geschlossen werden.

Da die experimentelle Bestimmung der Reaktionsenthalpien ΔH_f° nur schwer und für einige Ionen gar nicht möglich ist, sind ΔH_f° -Werte nicht für alle Ionen tabelliert [Hay-13]. Bei den nachstehenden Ionen-Reaktionen wird daher auf die Angabe der Reaktionsenthalpie verzichtet.

Atomarer Sauerstoff ist elektronenaffiner als molekularer Sauerstoff (**Bild 2.10b**). Daher existieren im Bereich des Entladungskanals auch negativ geladene Sauerstoffatome O^- , die mit Sauerstoff zum einfach negativ geladenen Ozon O_3^- reagieren (**C 2.12**, **C 2.19a**). Da Ozon deutlich elektronenaffiner als Sauerstoff ist, nimmt es bei einem Zusammenprall mit einem O_2^- -Anion dessen überschüssiges Elektron sehr rasch auf (**C 2.19b**).



Die jeweiligen Konzentrationen der Zersetzungsprodukte, die durch Koronaentladungen bei positiver bzw. negativer Gleichspannung an der stärker gekrümmten Elektrode in trockener Luft auftreten, können berechnet werden. Entsprechend numerischer Simulationen ist die Konzentration des O_3^- in diesem Entladungskanal-Gebiet deutlich höher als jene des O^- und O_2^- (**Bild 2.9**) [Fer-05], [Fer-06].

Aufgrund der geringen Elektronenaffinitäten und der mangelnden chemischen Reaktivitäten des Stickstoffs N_2 und des Zersetzungsproduktes N_2O existieren wohl keine negativ geladenen Ionen dieser Moleküle (**Bild 2.10b**, **Bild 2.10c**). Wegen seines kleinen HOMO-LUMO-Abstandes weist NO eine sehr hohe chemische Reaktivität auf, jedoch ist es nur wenig elektronenaffin. Die im Gasraum daher kaum vorhandenen NO^- -Ionen ge-

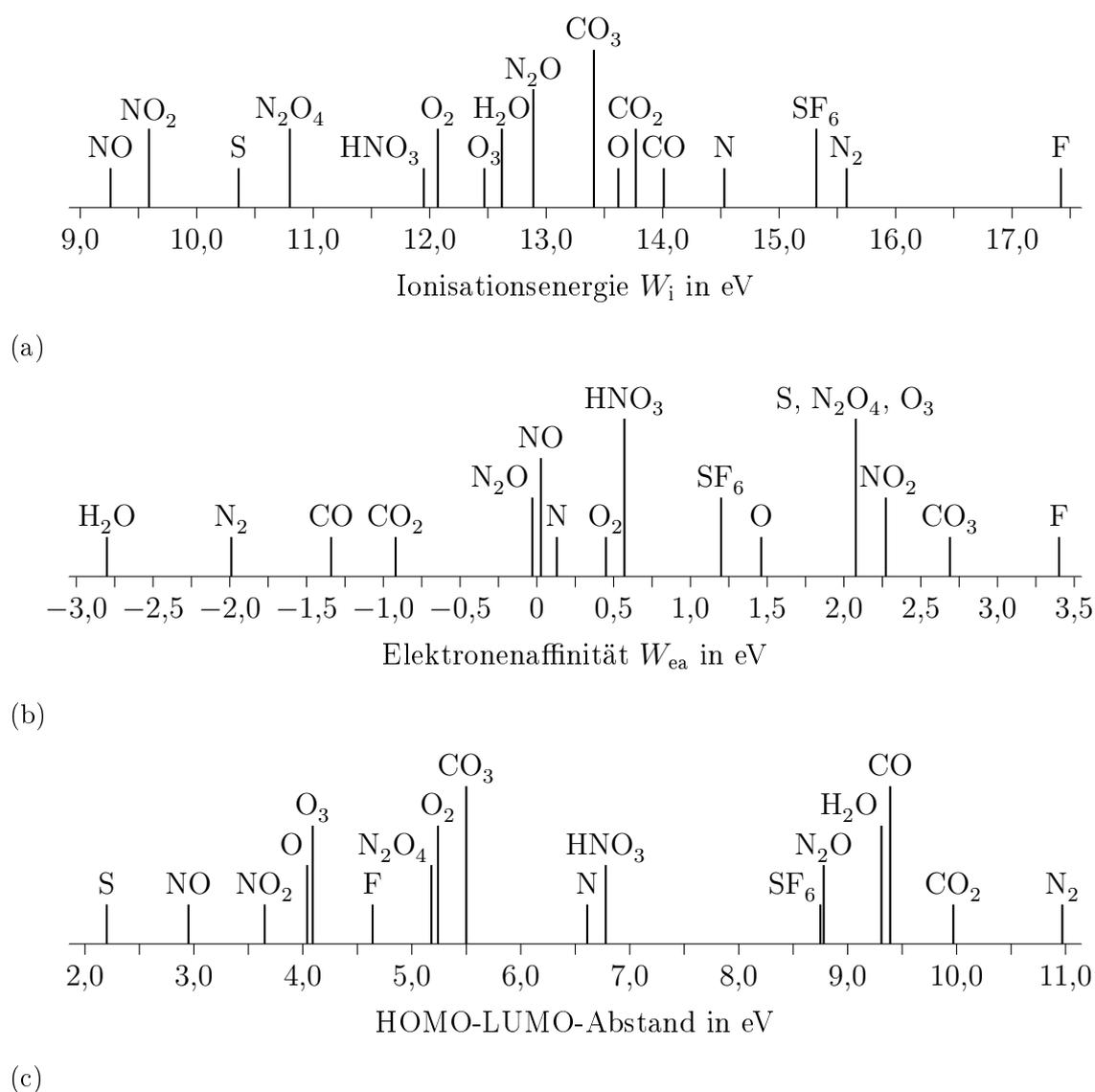


Bild 2.10: Ionisationsenergie, Elektronenaffinität und HOMO-LUMO-Abstand ausgewählter Atome und Moleküle

- (a) Ionisationsenergie W_i nach **Tabelle 2.2** (S. 6) und **Tabelle 2.3** (S. 7)
- (b) Elektronenaffinität W_{ea} nach **Tabelle 2.2** (S. 6) und **Tabelle 2.3** (S. 7)
- (c) HOMO-LUMO-Abstand nach **Tabelle 2.4** (S. 10)

ben ihr überschüssiges Elektron bei einem Zusammenprall mit O₂ sehr rasch an den elektronenaffineren Sauerstoff ab (**C 2.20**, **Bild 2.10b**). Die Konzentration der NO⁻-Ionen ist laut Simulationen im Vergleich zu den anderen geladenen und ungeladenen Molekülen

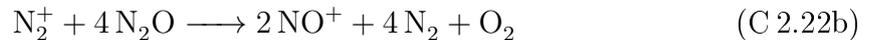
im Bereich des Entladungskanals am geringsten (**Bild 2.9**, S. 59) [Fer-05].



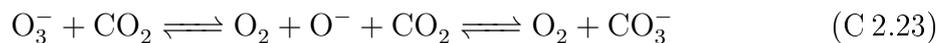
Bei einem Gasdurchschlag entstehen im Entladungskanal positive Ionen des Stickstoff N_2^+ und des Sauerstoffs O_2^+ [Pey-82], [Hau-84]. Da die Ionisationsenergie W_i des Stickstoffs N_2 deutlich größer als die des Sauerstoffs O_2 ist, findet bei einem Zusammenstoß des N_2^+ -Moleküls mit einem neutralen Sauerstoffmolekül ein Ladungsaustausch statt (**C 2.21**, **Bild 2.10a**). Die Konzentration des O_2^+ ist die höchste der positiven und negativen Ionen im Bereich des Entladungskanals (**Bild 2.9**, S. 59) [Fer-05], [Fer-06].



Da die Ionisationsenergie des O_2 größer ist als die des NO und NO zudem chemisch reaktiver ist, werden bei einem Zusammenstoß von O_2^+ und NO demnach NO^+ -Ionen gebildet (**C 2.22a**, **Bild 2.10a**). N_2O wird bei der Reaktion mit N_2^+ in seine Elemente dissoziiert, es entstehen weitere NO^+ -Ionen (**C 2.22b**). Dies geschieht wohl weniger oft, da die N_2O -Konzentration Simulationen zufolge von allen geladenen und ungeladenen Molekülen im Bereich des Entladungskanals am höchsten ist (**Bild 2.9**, S. 59) [Fer-06].



Die Elektronenaffinität von CO_3 ist größer als von O_3 , das überschüssige Elektron des Ozon-Anions geht in einer exothermen Reaktion rasch auf das CO_3 über (**Bild 2.10b**). Hierbei wird in einer ersten endothermen Zwischenreaktion O_3^- in seine Edukte O_2 und das elektronenaffinere O^- aufgespalten (**C 2.19a**). Das O^- reagiert in einer exothermen Reaktion mit CO_2 zu CO_3^- (**C 2.23**) [Pey-82], [Fer-06]. Dieser Reaktion wirkt der Zerfall des negativ geladenen CO_3^- -Moleküls in CO_2 und O_3^- nur schwach entgegen. Simulationen zufolge ist die Konzentration des CO_3^- höher als die des O_3^- (**Bild 2.9**, S. 59) [Fer-06].



CO und CO_2 sind nicht elektronenaffin und weisen eine sehr geringe chemische Reaktivität auf (**Bild 2.10b**, **Bild 2.10c**). Es ist demnach leichter, CO bzw. CO_2 -Kationen zu bilden als zusätzliche Elektronen an die Moleküle anzulagern. Daher existieren bei einem Gasdurchschlag wohl keine CO^- und CO_2^- -Anionen. Beide Moleküle weisen eine hohe Ionisationsenergie auf (**Bild 2.10a**). Daher werden CO^- und CO_2^- -Kationen im

Raum bei einem Zusammenstoß mit negativ geladenen oder neutralen Atomen und Molekülen, mit Ausnahme des atomaren und molekularen Stickstoffs, ihren Stoßpartnern ein Elektron entreißen um mit diesem zu neutralen Molekülen zu rekombinieren.

Die durch die Zersetzungsreaktionen bedingte Änderung der Teilchenzahl im Gasraum (**C 2.9**, S. 58; **C 2.12**, S. 59; **C 2.15a**, S. 60) mit der einhergehenden Druckänderung kann experimentell bei Langzeitmessungen bei Beanspruchung mit Gleich- und Wechselspannung bestätigt werden [Sch-68a].

2.3.3 Elektrische Festigkeit neutraler Zersetzungsprodukte

Atomarer Stickstoff und Sauerstoff existieren bei Raumtemperatur nicht, sie liegen stets in einer Verbindung, d.h. molekular vor [Hol-07]. Ozon stellt das elektronenaffinste Zersetzungsprodukt trockener Luft dar, es weist zugleich eine höhere Ionisationsenergie auf als O_2 . Mit seinem HOMO-LUMO-Abstand von 4,09 eV ist es reaktiver als Sauerstoff und Stickstoff, O_3 nimmt daher freie Elektronen im Gasraum bevorzugt auf (**Bild 2.10**). O_3 trägt nur mäßig zur Elektronenbereitstellung durch Abgabe eines Elektrons unter Bildung eines einfach positiv geladenen Ions O_3^+ bei. Während einer Koronaentladung ist die Konzentration des Ozons in diesem Bereich sehr hoch (**Bild 2.9**, S. 59) [Fer-06]. Die elektrische Festigkeit der trockenen Luft wird somit durch die Existenz des O_3 vermutlich erhöht. Aufgrund seines starken Oxidationsvermögens wird O_3 während und nach dem Gasdurchschlag abgebaut, es entstehen O_2 und NO_2 bzw. O_2^- und NO_2^- (**C 2.13**, S. 59; **C 2.14**, S. 60). In der durchgeführten Gasanalyse kann O_3 , wohl auch aufgrund des großen Kesselvolumens und der damit einhergehenden Konzentrationsreduktion, nicht nachgewiesen werden.

N_2O ist nicht elektronenaffin, es weist eine höhere Ionisationsenergie auf als O_2 und O_3 . Mit seinem großen HOMO-LUMO-Abstand von 8,78 eV stellt es zudem ein sehr reaktionsträges Molekül dar (**Bild 2.10**). N_2O nimmt ohne Energiezufuhr kein freies Elektron aus dem Gasraum auf und trägt nur mäßig zur Elektronenbereitstellung durch Abgabe eines Elektrons unter Bildung eines einfach positiv geladenen Ions N_2O^+ bei. Numerischen Simulationen zufolge ist bei Koronaentladungen die Konzentration des N_2O im Bereich des Entladungskanals maximal, somit auch deutlich höher als z.B. $N(N_2)$ (**Bild 2.9**, S. 59). Sofern das metastabile N_2O nicht bereits bei den hohen Temperaturen im Entladungskanal in seine Edukte N_2 und O_2 zerfallen ist, wird es die elektrische Festigkeit der trockenen Luft mit zunehmender Anzahl an Spannungsbeanspruchungen mit einhergehendem Durchschlag und somit zunehmender Konzentration an Zersetzungsprodukten eher herabsetzen bzw. in keinem nennenswerten Maße beeinflussen (**C 2.11**, S. 58).

Der Wert der Elektronenaffinität von Salpetersäure HNO_3 ist geringfügig größer als der von O_2 . HNO_3 ist somit elektronenaffiner, es weist nur eine geringfügig niedrigere Ionisationsenergie als O_2 auf. Die chemische Reaktivität gasförmiger Salpetersäure liegt zwischen der des Sauerstoffs und der des Stickstoffs (**Bild 2.10**). HNO_3 nimmt daher freie Elektronen im Gasraum bevorzugter auf als O_2 und trägt wohl ähnlich intensiv wie O_2 zur Elektronenbereitstellung durch Abgabe eines Elektrons unter Bildung eines einfach positiv geladenen Ions HNO_3^+ bei. Sollte Salpetersäure vor einem Gasdurchschlag in der Isoliergasstrecke existieren, ohne durch die elektrische Beanspruchung vor einem Gasdurchschlag dissoziiert zu werden (**C 2.15**, S. 60), wird HNO_3 die elektrische Festigkeit trockener Luft vermutlich marginal erhöhen bzw. diese nicht nennenswert beeinflussen.

Je nach Hersteller und Produktreinheit der trockenen Luft können die Art der Fremdgase sowie deren Konzentration variieren. Als Grundlage der in [Fer-06] durchgeführten Simulationen wird $N(\text{O}_2) = 20 \text{ Vol.-%}$ und $N(\text{CO}_2) = 0,03 \text{ Vol.-%}$ in N_2 angenommen; weitere Bestandteile werden aufgrund der handelsüblichen Zusammensetzung trockener Luft als vernachlässigbar klein angenommen. Da die Konzentration des CO_2 jedoch weit über jener der hier verwendeten trockenen Luft liegt, können die Fremdgase CO und CO_2 sowie deren Zersetzungsprodukte vernachlässigt werden (**Tabelle 2.15**, S. 57) [AIR-10]. Die Werte der Elektronenaffinität von CO und CO_2 sind negativ und liegen zwischen denen des Sauerstoffs und Stickstoffs. Sie weisen eine höhere Ionisationsenergie auf als O_2 , O_3 und N_2O . CO und CO_2 nehmen ohne Energiezufuhr kein freies Elektron aus dem Gasraum auf und tragen sehr mäßig zur Elektronenbereitstellung durch Ionisation bei. Mit ihren sehr hohen HOMO-LUMO-Abständen von über 9 eV weisen sie eine schwache chemische Reaktivität auf, die mit der des N_2 vergleichbar ist. Daher würden sie wohl tendenziell die elektrische Festigkeit der beanspruchten trockenen Luft nicht beeinflussen bzw. marginal herabsetzen (**Bild 2.10**). CO_3 existiert aufgrund seiner Instabilität nach einem Gasdurchschlag nicht mehr. Moleküle, die dennoch im Gasraum verbleiben, erhöhen bei erneuter Spannungsbeanspruchung aufgrund der hohen Elektronenaffinität, der höheren Ionisationsenergie als O_2 , O_3 und N_2O sowie der mit Sauerstoff vergleichbaren chemischen Reaktivität des CO_3 die elektrische Festigkeit des Gases im Versuchskessel. Anhand dieser Überlegungen wird daher auf die elektrische Festigkeit von NO sowie die des $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisches näher eingegangen.

Elektrische Festigkeit in Abhängigkeit der Konzentration der Zersetzungsprodukte

NO , ein Gemisch aus 20 Vol.-% NO_2 und 80 Vol.-% N_2O_4 , trockene Luft sowie trockene Luft mit unterschiedlichen Volumenanteilen des $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisches werden jeweils in

einem zylindrischen PVC-Versuchsgefäß, $V_{\text{PVC-Gefäß}} \approx 0,91$ bei 295 K mit 50-Hz-Wechselspannung beansprucht. Der Volumenanteil des $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisches wird im Luft/ $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisch zu 1,5 Vol.-%, 2,125 Vol.-%, 6,23 Vol.-%, 12,5 Vol.-% und 25 Vol.-% eingestellt. Der Isoliergasdruck beträgt zu Beginn der Messungen stets $p = 0,1$ MPa. Als Spannungsquelle steht ein 100-kV-Prüftransformator mit einem 100-k Ω -Vorwiderstand zur Verfügung, die Amplitude der Prüfspannung wird über einen ohmschen Spannungsteiler und Quadrantenelektrometer gemessen [Sch-68a].

Es werden die Durchschlagwechselspannungen einer Kugel-Platte-Anordnung gemessen. Die Elektroden sind aus rostfreiem Stahl gefertigt. Die Erdelektrode stellt den Boden des Versuchsgefäßes dar. Ein mit einer Kugel, $r_{\text{Kugel}} = 5$ mm abgeschlossener Konus stellt die Hochspannungselektrode dar. Die Hochspannung wird durch den Zylinderdeckel aus PVC aus dem Gefäß, $V_{\text{PVC-Gefäß}} \approx 0,91$, geführt; ein Entladungskanal entwickelt sich somit maßgeblich in vertikaler Richtung. Es werden sog. Großzahlmessungen mit einem Stichprobenumfang von $n = 2000$ bis $n = 7200$ durchgeführt, die Pausenzeit zwischen zwei Durchschlägen beträgt $\Delta t_p \approx 1$ Minute. Für die Messungen der Durchschlagspannungen der reinen Gase wird eine Schlagweite von $s = 50$ mm, Homogenitätsgrad $\eta = 0,1$ gewählt, für jene des Luft/ $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisches werden unterschiedliche Schlagweiten $s = \{15 \text{ mm}, 25 \text{ mm}, 35 \text{ mm}, 45 \text{ mm}, 55 \text{ mm}, 75 \text{ mm}\}$, Homogenitätsgrad $0,28 \geq \eta \geq 0,07$ eingestellt [Sch-68a].

Die Elektronenaffinität des NO ist geringer als die des O_2 . Aufgrund seines geringen HOMO-LUMO-Abstandes stellt es, v. a. im Vergleich zum N_2 ein chemisch sehr reaktives Gas dar (**Bild 2.10**, S. 62). Daher werden bei einem Gasdurchschlag in NO schneller positive Ionen, d. h. freie Elektronen, gebildet als in trockener Luft. Dies geht einher mit einer elektrischen Festigkeit des reinen NO, die etwa 10 % geringer ist als die der Luft. Der in reinem Stickstoffmonoxid und Normaldruck ermittelte bezogene Spannungsbedarf des positiven Streamers ist mit 14 kV/cm deutlich größer als der in der Literatur für inhomogene Elektrodenanordnungen in Luft angegebene Wert von 5 kV/cm [Sch-68a], [Mos-82]. Wie anhand von Messungen mit $n = 2000$ ermittelt wurde, geht NO in ein NO-, $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -, N_2 -Gasgemisch über (**C 2.9**, S. 58; **C 2.10**, S. 58). Die Konzentration des Stickstoffmonoxids wird reduziert, die Durchschlagspannung nimmt dann, wie Messungen zeigen, auf das bis zu 1,7fache des reinen NO zu [Sch-68a].

Die elektrische Festigkeit von N_2O_4 ist um etwa das 3fache, die des reinen $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gasgemisches etwa um das 2,5fache größer als von trockener Luft. Die Elektronenaffinitäten von NO_2 und N_2O_4 sind ähnlich groß (**Bild 2.10b**, S. 62), aus Messungen wird eine ähnlich große elektrische Festigkeit von NO_2 und N_2O_4 ermittelt. Der für das $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gasgemisch gemessene Spannungsbedarf des positiven Streamers beträgt bei

Normaldruck 40 kV/mm. Die Durchschlagspannung des $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gasgemisches ist zunächst deutlich größer als die von trockener Luft. Bei Großzahlmessungen im $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gasgemisch nimmt die Durchschlagspannung mit zunehmender Anzahl an Beanspruchungen zunächst ab und schließlich wieder zu. Bei den Gasdurchschlägen geht N_2O_4 in NO , NO_2 und O_2 über (C 2.10, S. 58). Der atomare Sauerstoff wird aus NO gewonnen (C 2.7, S. 57) und oxidiert NO zu NO_2 (C 2.9b, S. 57), es entsteht ebenso N_2 (C 2.3, S. 56). Es liegt somit ein Gemisch aus NO , NO_2 , N_2O_4 und N_2 vor. Die Durchschlagspannung des Gasgemisches liegt dann, wie Messungen zeigen, bei dem 1,1 bis 1,2fachen des reinen $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gasgemisches [Sch-68a].

Die elektrische Festigkeit von trockener Luft wird mit einer Beimengung des $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisches von etwa 3 % um das 1,2fache bis 1,5fache und bei einer Zugabe von weniger als 10 % um das 1,5fache bis 1,8fache erhöht. Dabei ist die Zunahme nahezu unabhängig vom Homogenitätsgrad der Kugel-Platte-Anordnung [Sch-68a].

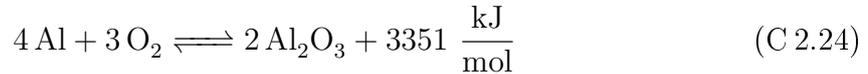
Wird trockene Luft in einem abgeschlossenen Druckbehälter mit Durchschlägen beansprucht, so ist die Streuung innerhalb weniger Durchschläge gering. Bei Großzahlmessungen kann eine Abhängigkeit der Durchschlagspannung von der Konzentration der Zersetzungsprodukte ermittelt werden. Die Durchschlagspannungen der untersuchten Zersetzungsprodukte des NO sowie die des $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{O}_4$ -Gemisches sind mit zunehmender Beanspruchung stets größer als die der trockenen Luft. Die elektrische Festigkeit von trockener Luft nimmt in Abhängigkeit der Anzahl der Beanspruchungen monoton zu, bis ein Sättigungswert erreicht ist und bleibt dann konstant um das etwa 1,6fache erhöht. In einem kleinen Prüfgefäß, $V_{\text{PVC-Gefäß}} \approx 0,91$ (S. 65), wurde beobachtet, dass innerhalb der ersten 30 Beanspruchungen die Durchschlagspannung um das 1,1fache, innerhalb der ersten 100 Beanspruchungen um das 1,3fache zunimmt [Sch-68a].

2.4 Aluminium als Elektrodenmaterial

2.4.1 Chemische Eigenschaften von Aluminium und Aluminiumoxid

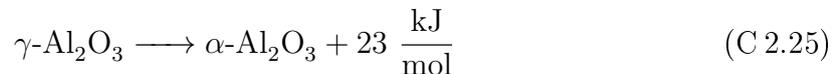
Im Rahmen der hier durchgeführten Messungen finden Elektroden aus Aluminium Anwendung. Aluminium ist in starken Säuren oder Basen, kaum in schwachen Säuren und Wasser, nicht aber in oxidierenden Säuren wie HNO_3 löslich. Aluminium weist eine starke Affinität zu Sauerstoff auf. Das silberweiße Aluminium Al der Elektroden reagiert mit dem in der Luft enthaltenen Sauerstoff O_2 spontan in einem exothermen Prozess zu

einer dünnen, stabilen, amorphen Schutzschicht aus Dialuminiumtrioxid Al_2O_3 (Aluminiumoxid, **C 2.24**). Diese zusammenhängende Aluminiumoxidschicht ist fest anhaftend und verhindert durch seine elektrochemische Passivierung wirksam Korrosion sowie die weitere Oxidation des Aluminiums [Hol-07], [Rie-07], [Kic-08], [Mor-15].



Auf dem Reinaluminium wird die natürliche Oxidschicht um so dicker, je länger die Lagerdauer und je höher die Temperatur in einer sauerstoffreichen Umgebung sind. Auf der Aluminiumoberfläche stellt sich innerhalb weniger Stunden ein Sättigungswert der Oxidschichtdicke in Abhängigkeit der Feuchte und der Temperatur des umgebenden Mediums ein. An trockener Luft kann dann bei Raumtemperatur von einer Schichtdicke in der Größenordnung von mehreren Nanometern, an feuchter von wenigen Mikrometern ausgegangen werden [Sem-69], [Hol-07], [Kim-13].

Eine bei einer Temperatur von weniger als 600 K natürlich gebildete Aluminiumoxidschicht weist eine amorphe Struktur auf. Die Schicht gleicht einem homogenen, nicht kristallinen Film. Sie kann durch mechanische Verfahren kurzzeitig aufgebrochen werden. Bei Temperaturen über 700 K gehen Teile der amorphen Al_2O_3 -Schicht in die kristalline Form eines metastabilen γ -Aluminiumoxids über. Dieses partiell vorhandene γ - Al_2O_3 wächst, bis schließlich bei Temperaturen über 800 K die amorphe Struktur gänzlich in γ - Al_2O_3 übergegangen ist [Bir-09]. γ - Al_2O_3 ist weich und in konzentrierten, aggressiven Säuren, wie bspw. HNO_3 und Basen, jedoch nicht in Wasser löslich. Ab einer Temperatur von etwa 1500 K geht γ - Al_2O_3 in das stabile Korund α - Al_2O_3 über (**C 2.25**). Die Dicke der α - Al_2O_3 -Schicht ist proportional zur Temperatur [Bir-09]. Korund ist sehr hart und nicht in Säuren, Basen oder Wasser löslich. Es kann nur mit großem Kraftaufwand mechanisch von der Elektrode entfernt werden [Hol-07], [Mor-15].



Reines Al_2O_3 ist ein weiß-grauer keramischer Werkstoff, kleinste Verunreinigungen im Metalloxid beeinflussen dessen Verfärbung [Hol-07], [Sal-07]. Die Austrittsarbeit W_A des auf Aluminium gebildeten, amorphen Aluminiumoxids ist, wie Messungen und Simulationen zeigen, eine Funktion der Schichtdicke und ihrem Alter. Je länger der Schichtbildungsprozess andauert, desto größer wird W_A ; W_A nimmt exponentiell zunächst rasch, nach etwa zwei Tagen nur noch marginal zu. Aluminium mit einer amorphen Aluminiumoxidschicht weist nach einer eintägigen Ausbildung auf wenige Nanometer eine um etwa $\Delta W_A = 0,5 \text{ eV}$ geringere Austrittsarbeit auf als reines Aluminium [Sem-69], [Yeo-02].

Dieser Verlauf der Abnahme konnte mit Hilfe von Simulationen für eine α - Al_2O_3 -Schichtdicke von wenigen Nanometern auf reinem Aluminium ebenso berechnet werden [Kim-13]. W_A von reinem α -Aluminiumoxid ohne darunterliegendes Aluminium ist Berechnungen zufolge größer als das von reinem Aluminium (**Tabelle 2.16**).

Eine W_A -Abnahme erhöht die Bereitstellung von Elektronen durch Feldemission bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode [Fow-28]. Je nach Wahl der Koeffizienten der Fowler-Nordheim-Gleichung führt Berechnungen zufolge eine Abnahme der Austrittsarbeit zu einer Zunahme der Stromdichte, meist sind die Werte in der gleichen Größenordnung (**Gl. 2.4**, S. 15). In zahlreichen Voruntersuchungen vorangegangener Arbeiten wurde ein Einfluss der Zeitspanne zwischen der Oberflächenbehandlung der Elektroden in Umgebungsluft und dem Einbringen in sauerstoffreies Isoliergas auf den Wert der Durchschlagspannung erkannt und durch geeignete Maßnahmen auf ein Minimum reduziert [Gra-02], [Fin-03], [Led-09]. Es wird angenommen, dass die Elektronenaffinität W_{ea} des amorphen Al_2O_3 etwa der des α - Al_2O_3 entspricht. Da diese signifikant höher ist als W_{ea} des Aluminiums, werden freie Elektronen im Gasraum leichter an die Oxidschicht angelagert als an reines Aluminium [Vla-84b], [Des-97]. Der geringere HOMO-LUMO-Abstand des α - Al_2O_3 ist ein Hinweis auf eine, gegenüber dem Aluminium erhöhte Reaktivität und kann wohl auch auf das amorphe Al_2O_3 übertragen werden (**Tabelle 2.16**).

Elektronen können in einem Atom oder Molekül nur diskrete Energieniveaus einnehmen. Am absoluten Nullpunkt der Temperatur ist das Valenzband das höchste, je nach betrachtetem Atom oder Molekül, d. h. Anzahl an Elektronen teilweise oder vollständig mit Elektronen besetzte Energieband. Im Valenzband können sich die Elektronen nicht bewegen. Das Leitungsband liegt als nächst höheres Energieband über dem Valenzband und ist bei allen Materialien am absoluten Nullpunkt der Temperatur unbesetzt. Durch Anregung in Form von Photonen oder Temperatur kann ein Elektron den Zustand höherer Energie im Leitungsband einnehmen, im Valenzband bleibt ein (Elektronen-) Loch zurück. Nach dem Bändermodell der Festkörperphysik existiert eine verbotene Zone zwischen Valenz- und Leitungsband, die nicht mit Elektronen besetzt werden kann, sog. Bandlücke. Dieser Bandabstand entspricht einer materialspezifischen, temperaturabhängigen Energiedifferenz E_g und dient zur Unterteilung der Stoffe in Leiter, Halb- und Nichtleiter. Mit zunehmender Temperatur nimmt E_g ab [Fis-07], [Eic-14], [Dem-16].

Nur die Elektronen im Leitungsband können sich im Material frei bewegen, zum Ladungstransport und somit zur Leitfähigkeit beitragen. Bei Raumtemperatur überlappen sich die Valenz- und Leitungsbänder von Metallen, sodass sich die Elektronen frei im Kristallgitter bewegen können. Metalle sind demnach Leiter und weisen unter Normalbedingungen keine Bandlücke auf. Bei elektrischen Nichtleitern ist eine sehr hohe

Tabelle 2.16: Austrittsarbeit eines Elektrons W_A , Elektronenaffinität W_{ea} , Elektronegativität, HOMO-LUMO-Abstand, Bandlücke E_g , relative Permittivität ϵ_r , Durchschlagfestigkeit E_d , spezifischer Widerstand ρ , Dichte ρ , Schmelzpunkt t_m , Siedepunkt t_b , Wärmeleitfähigkeit λ und Härtegrad (Ritzverfahren, Mohs-Skala: 1 bis 10) bei 0,1 MPa und 298 K von Aluminium Al und Aluminiumoxid $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (Korund)

Vergleichswerte von W_A für Aluminium Al mit amorpher Al_2O_3 -Schicht:

$W_A = 3,65 \text{ eV}$ bis $3,97 \text{ eV}$ [Sem-69]

$W_A = 3,90 \text{ eV}$ [Yeo-02]

	Al	Referenz	$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	Referenz
W_A in eV	4,25 4,28 4,06 bis 4,26 6,01*	[Sem-69] [Yeo-02] [Hay-13]	8,45*	
W_{ea} in eV	0,43 0,39*	[Hay-13]	3,71 3,52*	[Des-97]
Elektronegativität	1,61	[Hay-13]	-	
HOMO-LUMO-Abstand in eV	1,50*		0,93*	
E_g in eV	-		9 > 6	[Sol-01] [Kor-07]
ϵ_r	-		9,34 bis 11,54	[Hay-13]
E_d in $\frac{\text{kV}}{\text{mm}}$	-		13,4	[Hay-13]
ρ in $\Omega \text{ m}$	$2,65 \cdot 10^{-8}$	[Hay-13]	10^{10} bis 10^{13}	[Sal-07]
ρ in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	2697	[Hay-13]	3986	[Hay-13]
t_m in K	933	[Hay-13]	2326	[Hay-13]
t_b in K	2792	[Hay-13]	≈ 3300	[Hay-13]
λ in $\frac{\text{W}}{\text{mK}}$	237	[Hay-13]	35	[Hay-13]
Härtegrad	2,3 bis 2,9	[Dem-15]	9	[Hay-13]

*Berechnung durch Dr. rer. nat. M. Drees, Fakultät für Chemie, TUM [Dre-16]

Energiezufuhr erforderlich, um Valenzelektronen in das Leitungsband zu heben. Diese Energie steht bspw. bei einem elektrischen Durchschlag mit der einhergehenden hohen Feldstärke und Temperatur zur Verfügung. Bei einer geringeren Bandlücke können Elektronen durch äußere Anregung wie Temperaturerhöhung und Bestrahlung mit Lichtquanten in das höhere Energieband gehoben werden, Eigenhalbleitung liegt vor. Die Unterteilung in Halb- und Nichtleiter erfolgt bei einer unscharf definierten Grenze in einem Bereich um etwa 3 eV. Die Bandlücke guter Isolatoren wird mit $E_g > 4$ eV angegeben [Fis-07], [Eic-14], [Dem-16].

Eine Differenzierung zwischen Halb- und Nichtleiter kann zudem über den spezifischen Widerstand ρ erfolgen. Der spezifische Widerstand von Halbleitern wird mit 10^{-5} Ω m bis 10^7 Ω m, der von Isolatoren mit $\rho \geq 10^7$ Ω m, der guter Isolatoren mit $\rho \geq 10^{12}$ Ω m angegeben [Eic-14]. Aluminium ist ein sehr guter elektrischer Leiter mit vergleichsweise hoher, Aluminiumoxid ein Dielektrikum mit verhältnismäßig geringer elektrischer Leitfähigkeit (**Tabelle 2.16**) [Hol-07]. Der spezifische Widerstand ρ des α -Al₂O₃ nimmt, im Gegensatz zu dem des Aluminiums, mit zunehmender Temperatur ab [Sal-07], [Hay-13]. Mit abnehmendem α -Al₂O₃-Gehalt in der Aluminiumoxidschicht nimmt ρ ab und unterscheidet sich bei einer Qualität von $> 99,5$ Gew.-% Al₂O₃ im Vergleich zum hochreinen α -Aluminiumoxid um etwa zwei Größenordnungen [Sal-07]. Aluminium wird aufgrund seiner geringen Dichte als Leichtmetall klassifiziert [Hol-07].

Der Schmelzpunkt t_m ist kaum druckabhängig, von α -Al₂O₃ entspricht er mit $t_{m,\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3} = 2326$ K etwa dem 2,5fachen des Aluminiums mit $t_{m,\text{Al}} = 933$ K. Der Siedepunkt t_b ist nichtlinear druckabhängig und wird mit zunehmendem Druck höher. Bei Normaldruck liegt der Siedepunkt des α -Al₂O₃ mit $t_{b,\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3} \approx 3300$ K etwa 500 K über dem des Aluminiums mit $t_{b,\text{Al}} = 2792$ K (**Tabelle 2.16**) [Hol-07], [Hay-13].

2.4.2 Definition eines Fußpunktes

Wird die elektrische Festigkeit des Isoliergases überschritten, kann ein Durchschlag, d. h. eine Entladung durch den gasförmigen Isolierstoff auftreten. Im Kopf des Streamers werden durch Stoßionisationsprozesse Photonen mit Wellenlängen emittiert, die sich im Bereich des sichtbaren Lichts befinden. Die im Entladungskanal umgesetzte Leistung erwärmt das Gemisch aus neutralen Gasmolekülen, Elektronen und Ionen im Entladungskanal, durch Stoßionisation entstehen weitere Ladungsträger. Das von außen betrachtet neutrale Gemisch wird als thermisches Plasma bezeichnet. Die Entwicklung der Entladung des Durchschlags zwischen Elektroden auf unterschiedlichem Potential kann mit geeigneten bildgebenden Verfahren aufgezeichnet werden, der Durchschlagkanal ist

für das menschliche Auge sichtbar [Koj-13]. Der Entladungskanal wird schlagartig und kurzzeitig auf Temperaturen von mehr als 1000 K erhitzt [Les-59], [Rot-59], [Rüd-74]. Die unmittelbar vor den Elektroden auftretenden Temperaturen übersteigen auch bei hohem Isoliergasdruck die Schmelz- und Siedepunkte von Metallen, die üblicherweise als Elektrodenmaterial verwendet werden, wie bspw. Aluminium, Gold und Kupfer. Ebenso werden t_m und t_b der sich auf Aluminium ausbildenden amorphen Al_2O_3 -Schicht und des durch Temperatureintrag entstehenden $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ überschritten [Hol-07], [Hay-13]. Die Orte, an denen der Durchschlagkanal die Elektroden berührt, sind als aufgeschmolzene Brennflecke, sog. Fußpunkte, auf Anode und Kathode zu erkennen [Rüd-74].

Die durch den Entladungskanal fließende Ladung bestimmt den Durchmesser und die Tiefe der Fußpunkte [Hac-74], [Hin-02], [Fin-03]. Die punktuellen Aufschmelzungen des Elektrodenmaterials stellen chemische und geometrische Veränderungen der Topografie der Elektrode dar. Aufgrund der im Fußpunkt umgesetzten Energie wird im Bereich des Fußpunktes eine lokal begrenzte, vergleichsweise dicke $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Schicht gebildet. Die im Fußpunkt umgesetzte Energie schmilzt und verdampft das amorphe Al_2O_3 sowie das darunterliegende Aluminium. Das Aluminium der Elektrode verbindet sich mit dem im Isoliergas enthaltenen Sauerstoff zu $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, das amorphe Al_2O_3 geht ebenso in $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ über. $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ erstarrt beim Erlöschen des Gasdurchschlags. In Abhängigkeit des Volumens des aufgeschmolzenen Elektrodenmaterials kann sich das Metalloxid mit einer Dicke von mehreren zehn Mikrometern ausbilden [Bir-09].

Bei allen technischen Elektrodenanordnungen tritt bei wiederholter Spannungsbeanspruchung mit einhergehendem Durchschlag eine Fußpunktverteilung auf [Ber-76], [Vla-84b], [Fin-03], [Reb-05], [Led-09], [Kes-11]. Der Ort des Fußpunktes wird bei impulsförmigen Spannungsbeanspruchung maßgeblich von der Statistik des Auftretens des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bestimmt [Boe-75a], [Kin-86], [Hie-91].

2.5 Homogenitätsgrad und Feldüberhöhungsfaktor

2.5.1 Homogenitätsgrad nach Schwaiger

Der Feldstärkeverlauf entlang der Rotationsachse einer Elektrodenanordnung mit der Schlagweite s wird über den Homogenitätsgrad nach Schwaiger η charakterisiert. Bei einer Elektrodenanordnung mit ideal glatten Elektrodenoberflächen ergibt sich η aus dem Verhältnis der mittleren Feldstärke E_{mittel} (**Gl. 2.48**), zum Betrag der maximalen Feldstärke E_{max} an der Elektrodenoberfläche (**Gl. 2.49**). E_{max} ist von der anliegenden

Spannung U , dem minimalen Abstand zwischen zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential s sowie vom Homogenitätsgrad η der Elektrodenanordnung abhängig [Pri-67], [Ber-76], [Bey-92], [Pod-06].

$$E_{\text{mittel}} = \frac{1}{s} \int_0^s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{x} = \frac{U}{s} \quad (2.48)$$

$$\eta = \frac{E_{\text{mittel}}}{E_{\text{max}}} = \frac{U}{s \cdot E_{\text{max}}} \quad (2.49)$$

Für gängige Elektrodenanordnungen kann der Homogenitätsgrad nach Schwaiger η aus Tabellenwerken entnommen werden [Pri-67], [Mos-82].

2.5.2 Feldüberhöhungsfaktor

In der unmittelbaren Umgebung einer Störstelle ist das elektrische Feld E_{St} gegenüber der makroskopischen Feldverteilung E , die sich bei ideal glatten Elektrodenoberflächen ohne Rauheit ausbildet, erhöht. Der Feldüberhöhungsfaktor β beschreibt die Felderhöhung durch eine Störstelle gegenüber dem Feld E ohne Störstelle an derselben Stelle; mit $E_{\text{St}} \geq E$ gilt $\beta \geq 1$ (**Gl. 2.50**) [Mil-67], [Jüt-69], [McA-81], [Hab-99], [For-02], [Pod-06].

$$\beta = \frac{E_{\text{St}}}{E} \quad (2.50)$$

E wird mit dem minimalen Abstand s zwischen zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential der ungestörten, ideal glatten Elektrodenoberflächen ($s = d$) berechnet (**Gl. 2.49**). Bei konstanter Schlagweite s geht eine Zunahme der Störstellenhöhe h mit einer Reduzierung des geringsten Abstandes $d \leq s$ der Elektrodenoberflächen auf unterschiedlichem Potential einher. Dies bedingt eine Zunahme der Feldstärke der gestörten Elektrodenanordnung E_{St} am Ort der größten Feldstärke in unmittelbarer Umgebung der Störstelle und somit eine Zunahme des Feldüberhöhungsfaktors $\beta \geq 1$ (**Bild 2.11**) [Pod-06]. Bei einem Vergleich mit den in der Literatur genannten Werten für den Feldüberhöhungsfaktor β ist zu beachten, dass bei den dort durchgeführten Berechnungen z. T. der geringste Abstand der Elektrodenoberflächen, d. h. d , nicht jedoch s konstant gehalten wird [Mil-67], [Ber-76], [Pod-06].

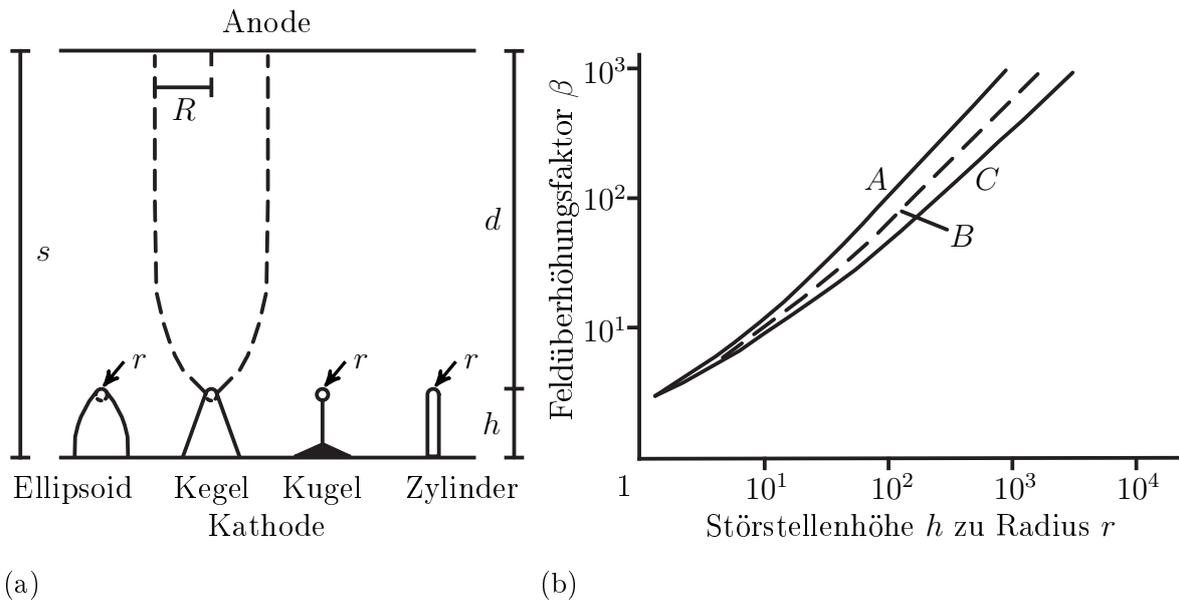


Bild 2.11: Platte-Platte-Elektrodenanordnung mit ausgewählten Störstellengeometrien sowie korrespondierender Verlauf des Feldüberhöhungsfaktors β in Abhängigkeit des Verhältnisses der Störstellenhöhe h zum Radius r der Abrundung der Störstelle $\frac{h}{r}$ nach [Vib-64], [Cha-66]

- (a) Modelle ausgewählter Störstellen mit Geometrieparametern:
 Schlagweite: s , Störstellenhöhe: h , geringster Elektrodenabstand: d , Radius der Abrundung der Störstelle: r , Radius der Fläche, auf die Elektronen treffen: R
- (b) Feldüberhöhungsfaktor β in Abhängigkeit der Störstellengeometrie für
 A: Kugel auf Kathodenpotential oder abgerundeten Zylinder (berechnet)
 B: abgerundeten Kegel (approximiert)
 C: Rotationsellipsoid (berechnet)

Homogenitätsgrad nach Schwaiger einer gestörten Elektrodenanordnung

Der resultierende Homogenitätsgrad η_{St} einer Elektrodenanordnung mit einer Störstelle auf der Rotationsachse, und damit am Ort der größten Feldstärke, ist eine Funktion des Homogenitätsgrades η der ungestörten Elektrodenanordnung und des Feldüberhöhungsfaktors β , $\eta_{\text{St}} \leq \eta$ (**G1. 2.51**) [Pri-67], [Jac-74], [Hab-99].

$$\eta_{\text{St}} = \eta \cdot \frac{1}{\beta} \quad (2.51)$$

Bei einer gestörten Elektrodenoberfläche wird die kritische Spannung $U_{0,\text{st}}$ gegenüber der kritischen Spannung der selben Elektrodenanordnung mit ungestörter Oberfläche U_0 (**Gl. 2.38**, S. 41) in Abhängigkeit des Feldüberhöhungsfaktors β entsprechend des Homogenitätsgrades η_{st} der gestörten Elektrodenanordnung (**Gl. 2.51**) um den Faktor $1/\beta$ herabgesetzt (**Gl. 2.52**) [Sir-55].

$$U_{0,\text{st}} = \left(\frac{E}{p}\right)_0 \cdot \eta_{\text{st}} \cdot s \cdot p = U_0 \cdot \frac{1}{\beta} \quad (2.52)$$

Berechnungsmöglichkeiten

Für bestimmte Störstellengeometrien kann der resultierende Feldüberhöhungsfaktor β berechnet werden. Die idealisierten Störstellenmodelle sind an Oberflächenuntersuchungen von Kathoden angelehnt. Zu den in der Literatur untersuchten Geometrien zur Nachbildung einer Störstelle zählen das langgestreckte, bezüglich der großen Halbachse halbierte Rotationsellipsoid, der abgerundete Kegelstumpf, ein mit einer Halbkugel abgerundeter Zylinder und eine Kugel mit infinitesimal dünner, leitender Verbindung zur Kathode (**Bild 2.11**) [Goo-56], [Vib-64], [Cha-66], [Mil-67], [Jüt-69], [For-02].

Für die Berechnung des Feldüberhöhungsfaktors β ist das Verhältnis von Störstellenhöhe h zum geringsten Abstand zwischen den zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential d ein entscheidender Parameter (**Bild 2.11**). Bei geringerer Schlagweite $s = d + h$, wobei d in der Größenordnung der Störstellenhöhe h liegt oder kleiner als h ist, wird ein Korrekturfaktor berücksichtigt; dieser stellt eine Funktion von d dar [Pod-06]. Nachfolgend behandelte Berechnungsmodelle beziehen sich auf den Fall $d \gg h$, wobei dann der Feldüberhöhungsfaktor allein vom Verhältnis der Störstellenhöhe h zum Radius r der Störstelle (bspw. Halbkugel, abgerundeter Zylinder), Radius r der Abrundung der Störstelle (bspw. Kegel) bzw. dem Radius r der Basis (bspw. Ellipsoid) abhängt [Cha-66], [Mil-67], [Ber-76], [McA-81], [For-02].

Feldüberhöhungsfaktoren können nicht für jede Störstellengeometrie analytisch geschlossen bestimmt werden [Vib-64], [Cha-66], [For-02]. Der Feldüberhöhungsfaktor kann aus Messungen des Feldemissionsstroms im Vakuum experimentell ermittelt werden [Vib-64], [Mil-67], [Gie-04]. Die theoretisch ermittelten Berechnungsvorschriften für den Feldüberhöhungsfaktor zeigen in Übereinstimmung mit diesen Messwerten eine nahezu lineare Abhängigkeit vom Verhältnis der Störstellenhöhe h zum Radius r der Abrundung der Störstelle (**Bild 2.11**) [Vib-64].

Der Feldüberhöhungsfaktor einer leitfähigen Kugel auf Kathodenpotential kann analytisch über das Verhältnis des maximalen Abstandes h der Kugeloberfläche zur Kathode

und dem Radius r der Kugel angegeben werden (**Gl. 2.53**) [Vib-64], [Mil-67]. Dieser formelmäßige Zusammenhang gilt näherungsweise auch, wie Simulationen zeigen, für eine abgerundete, zylinderförmige Störstelle mit den gleichen geometrischen Verhältnissen [Vib-64], [Cha-66], [For-02]. Der Feldüberhöhungsfaktor einer Halbkugel errechnet sich demnach zu $\beta = 3$ [Ber-76], [For-02].

$$\beta = \frac{h}{r} + 2 \quad (2.53)$$

Der Feldüberhöhungsfaktor eines Rotationsellipsoids kann analytisch über das Verhältnis p der Achsen (a : kleine Halbachse, Radius der Basis; h : große Halbachse, Störstellenhöhe) angegeben werden (**Gl. 2.54**) [Vib-64]. Dabei ergibt sich die Länge der kleineren Halbachse a aus dem Radius $r = a^2/h$ der Krümmung des Rotationsellipsoids und der Störstellenhöhe h (**Bild 2.11**).

$$\beta = (p^2 - 1) \cdot \left[\frac{p}{\sqrt{p^2 - 1}} \cdot \ln(p + \sqrt{p^2 - 1}) - 1 \right]^{-1} \quad (2.54)$$

mit $p = \frac{h}{a} = \frac{h}{\sqrt{r \cdot h}} = \sqrt{\frac{h}{r}}$

Die Angabe über die Feldüberhöhung, die durch eine Störstelle in Form eines abgerundeten Kegels hervorgerufen wird, erfolgt in ausreichender Genauigkeit über den Vergleich der analytisch geschlossen berechenbaren Feldüberhöhungsfaktoren einer Kugel auf Kathodenpotential (**Gl. 2.53**) sowie des eines Rotationsellipsoids (**Gl. 2.54**) [Cha-66], [Vib-64]. Die jeweiligen Feldüberhöhungsfaktoren stellen dabei obere und untere Schranken des Feldüberhöhungsfaktors für den abgerundeten Kegel mit den selben Parametern, Krümmungsradius r und Höhe h , dar (**Bild 2.11**). Im technisch relevanten Bereich des Feldüberhöhungsfaktors ($20 < \beta < 300$) kann der Verlauf analytisch mit der Störstellenhöhe h und dem Radius r der Abrundung linear angenähert werden (**Gl. 2.55**) [Cha-66].

$$\beta = \frac{h}{2 \cdot r} + 5 \quad (2.55)$$

Der Feldüberhöhungsfaktor ist, insbesondere auch bei der analytischen Bestimmung, lediglich eine Funktion der Größenverhältnisse der Störstelle. Die tatsächliche Größe der Störstelle fließt nicht in die Berechnungen ein [Vib-64], [Ber-76], [For-02].

Feldüberhöhungsfaktor aus Emissionsstrommessung

Ladungsträger im Gasraum können bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode durch Feldemission bereitgestellt werden. Die Feldemissionsstromdichte ist von der Feldstärke und somit vom Homogenitätsgrad der Elektrodenanordnung abhängig. Die Fowler-Nordheim-Gleichung beschreibt die feldstärkeabhängige Elektronenemission einer ideal glatten Elektrodenoberflächen bei 0 K im Vakuum [Fow-28], [Kur-09]. Bei der Herleitung der Stromdichte j wird eine konstante Feldstärke auf der Elektrodenoberfläche im Homogenfeld vorausgesetzt. Die Berücksichtigung einer mikroskopischen Rauheit der Elektrodenoberfläche, d. h. lokaler Feldstärke- und somit Emissionsstromanstieg, erfolgt über den Feldüberhöhungsfaktor β [Cha-66], [Mil-67], [Hac-74], [Gie-04], [Pod-06]; dabei gilt meist $\beta < 2000$ [McA-81], [For-02].

Der Feldüberhöhungsfaktor kann aus den Messwerten der Stromdichte j und der makroskopischen Feldstärke über die Fowler-Nordheim-Gleichung und den Zusammenhang mit E_{St} (**G1. 2.50**, S. 73) berechnet werden. Wird der gemessene Feldemissionsstrom I über der makroskopischen Feldstärke aufgetragen, $\log(I/E^2)$ über $1/E$, kann aus der Steigung des sog. Fowler-Nordheim-Graphen der Feldüberhöhungsfaktor β errechnet werden [Mil-67], [Gie-04].

3 Aufgabenstellung

Die Art, Polarität und Höhe der Spannung, der Homogenitätsgrad, die Oberflächenrauheit der Elektroden, das Isoliergas und der Druck haben Einfluss auf das Isoliervermögen einer Elektrodenanordnung. Wird die innere elektrische Festigkeit des Isoliergases überschritten, kann ein Durchschlag auftreten. In gasisolierten metallgekapselten Isoliersystemen liegen konstruktionsbedingt schwach inhomogene Feldverteilungen vor. In einem schwach inhomogenem Feld ohne Raumladungsbildung ist nach dem Paschen-Gesetz die Höhe der Durchschlagspannung in Isoliergasen in einem weiten Bereich lediglich eine Funktion aus dem Produkt des Drucks p und der Schlagweite s . Bei gegebener Elektrodenanordnung und Spannung wird die Durchschlagspannung daher maßgeblich über die Höhe des Isoliergasdrucks p bestimmt [Sir-55]. Bei zunehmendem Isoliergasdruck nimmt die mittlere freie Weglänge λ_{me} der Elektronen ab. Mit zunehmenden Werten aus dem Produkt $(p \cdot s)$ wird die Energie, die Elektronen zwischen zwei Stößen aufnehmen können, reduziert. Die Ladungsträgervermehrung wird gehemmt, die Durchschlagspannung und die elektrische Festigkeit des Isoliergases nehmen zu. Bei geringen $(p \cdot s)$ -Werten nimmt die Durchschlagspannung linear mit zunehmendem Druck p zu. Eine weitere Steigerung von $(p \cdot s)$ führt zu einer zunehmenden Abweichung vom Paschen-Gesetz; die Durchschlagspannung nimmt nicht mehr proportional mit $(p \cdot s)$ zu. Der Einfluss lokaler Feldüberhöhungen auf die Durchschlagspannung nimmt mit zunehmendem Druck überproportional zu [Dak-74], [Bey-92], [Kin-95].

Gasisolierte metallgekapselte Schaltanlagen und Übertragungsleitungen dienen zur Verteilung und Übertragung elektrischer Energie mit Hochspannung [Sie-11], [Sie-16]. Um den Raumbedarf der Anlagen zu reduzieren wird der Druck des Isoliergases in diesen kompakten gasisolierten metallgekapselten Isoliersystemen zwischen 0,35 MPa und 0,7 MPa eingestellt [Gre-99]. Die metallischen Gehäuse der Schaltanlagen und Rohrleitungen sowie die konstruktionsbedingt erforderlichen Isolatoren müssen so ausgelegt sein, dass sie dem Innendruck mechanisch standhalten. Vor einem möglichen Einsatz von trockener Luft als umweltfreundliches Isoliergas in den gasisolierten metallgekapselten Isoliersystemen muss daher das Isoliervermögen insb. bei Drücken, die in einem technisch relevanten Druckbereich liegen, näher erforscht werden. Die meisten in der

3 Aufgabenstellung

Literatur genannten Ergebnisse wurden bei Normal- oder Unterdruck bzw. bei sehr geringen Schlagweiten gewonnen [Sch-68a], [Bad-72], [Fri-92], [Dak-74], [Gax-99]. Die Skalierung der Ergebnisse ist aufgrund der druck- und feldstärkeabhängigen Parameter der Luft nur bedingt zulässig. Im Rahmen dieser Arbeit soll das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in trockener Luft bei Drücken von 0,5 MPa bis 1 MPa untersucht werden, Berechnungen und Messungen bei 0,1 MPa dienen der Vergleichbarkeit der gewonnenen Ergebnisse mit der Literatur.

Der Entladungseinsatz von Gasen unterliegt statistischen Schwankungen. Es wird angenommen, dass bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung die Entladungsentwicklung in trockener Luft mit dem Streamermechanismus erklärt werden kann. Die Orte, an denen der Entladungskanal Kontakt zur Anode und Kathode hat, sind nach erfolgtem Durchschlag als sog. Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen zu erkennen. Zeitlich aufeinanderfolgende Durchschläge enden meist in neuen Fußpunkten.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit liegt in der Entwicklung und der experimentellen Verifikation eines Simulationsmodells zur Berechnung der statistischen Streuzeit sowie der örtlich aufgelösten Verteilung der Fußpunkte auf der Elektrodenoberfläche. Die erforderlichen gasphysikalischen Parameter für trockene Luft sowie die Kennwerte des verwendeten Elektrodenmaterials werden der Literatur entnommen. Unter der Annahme, dass die Wahrscheinlichkeit eines Gasdurchschlags in einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung durch die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bestimmt ist, soll die statistische Streuzeit des Isoliergases in Abhängigkeit der Polarität der anliegenden Blitzstoßspannung und des Drucks simuliert werden. Durch die Berechnung des zeitlichen und örtlichen Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons kann unter der Annahme, dass die Entladung genau einer elektrischen Feldlinie folgt, eine örtlich aufgelöste Verteilung der Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen abgeleitet werden. Die Bereitstellung eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons kann sowohl im Gasraum als auch durch Feldemission durch die Kathodenoberfläche erfolgen. Beide Arten der Ladungsträgerbereitstellung sollen im Simulationsmodell berücksichtigt werden. Die Elektrodenoberfläche weist fertigungsbedingt eine Rauheit auf. Es sollen praxisnahe Inhomogenitäten der Elektrodenoberfläche modelliert und deren Einfluss auf das Isoliervermögen von trockener Luft unter hohen Drücken verifiziert werden.

Das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung bei hohen Drücken in trockener Luft soll für Gleich-, Wechsel- und Blitzstoßspannung bestimmt werden. Es soll ein Messsystem zur Bestimmung der statistischen Streuzeit in Abgrenzung zur Aufbauzeit bei der Beanspruchung mit Blitzstoßspannung erstellt werden. Durch

die Auswertung der örtlichen Verteilung der Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen soll das Simulationsmodell hinsichtlich der berechneten Fußpunktverteilung verifiziert werden. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons soll zeitlich und örtlich berechnet werden. Hieraus soll eine Modellvorstellung für den räumlichen Verlauf von Entladungen bei Gasdurchschlägen in, für gasisolierte metallgekapselte Isoliersysteme typische, Zwei- und Mehrelektrodenanordnungen erarbeitet werden. Der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit der Elektrodenoberfläche auf die statistische Streuzeit und die Fußpunktverteilung soll experimentell untersucht werden. Aus dem Modell sollen Rückschlüsse auf eine zulässige Oberflächenrauheit von leitenden Teilen gasisolierter metallgekapselter Isoliersysteme in Abhängigkeit des Isoliergasdrucks getroffen werden. Die für eine mögliche Produktentwicklung erforderliche sog. dimensionierende Polarität der Blitzstoßprüfspannung für gasisolierte Systeme mit trockener Luft unter hohem Druck soll hergeleitet werden.

4 Simulation des elektrischen Feldes einer ungestörten sowie gestörten Elektrodenoberfläche

Die Feldverteilung in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen und Übertragungsleitungen ist konstruktionsbedingt meist schwach inhomogen [Wie-88a], [Mes-02], [Kes-11]. Die gasphysikalischen Parameter sowie die Feldemission sind stark feldstärkeabhängig, folglich ist die genaue Kenntnis der Feldverteilung im Gasraum erforderlich.

4.1 Modellerstellung

Mit einer Halbkugel-Platte-Anordnung wird eine schwach inhomogene Feldverteilung geeignet nachgebildet (**Bild 4.1**) [Led-09]. Es werden Untersuchungen der Oberflächenrauheit der Elektroden durchgeführt. Auf Grundlage der gewonnenen Kenntnisse wird ein Simulationsmodell der Elektrodenanordnung erstellt und ausgewertet.

4.1.1 Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit

Die geometrischen Eigenschaften eines Rauheitsprofils auf Elektrodenoberflächen können über das Tastschnittverfahren ermittelt und mit genormten Kenngrößen beschrieben werden. Entlang einer Einzelmessstrecke der Länge l entspricht die Summe der Höhe der größten Profilspitze und der Tiefe des niedrigsten Profiltals der größten Höhe des Profils R_z . R_z ist somit ein Maß für die Streubreite der Rauheitsordinatenwerte. Mit dem quadratischen Mittelwert R_q der Ordinatenwerte kann eine Aussage über die wesentliche Charakteristik der Oberfläche getroffen werden [DIN EN ISO 4287], [DIN EN ISO 4288].

Elektrodenoberflächen sind nicht ideal glatt, sie weisen stets eine Oberflächenstruktur auf. Die Rauheit der Oberfläche einer Elektrode ist von der mechanischen Bearbeitung

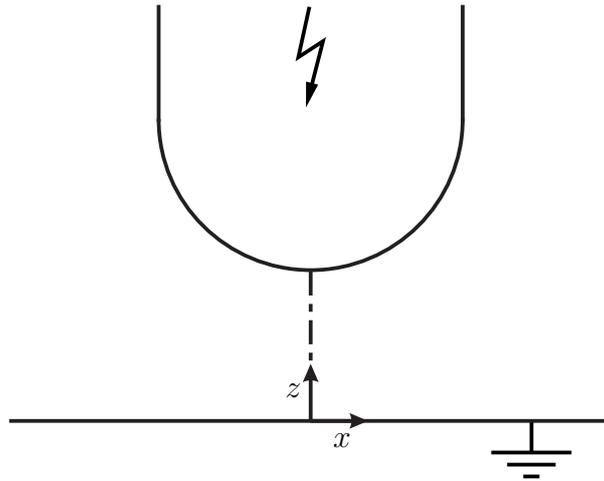


Bild 4.1: Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung mit vertikaler Ausleselinie entlang der Rotationsachse

abhängig. Es werden Oberflächen, die mit praxisrelevanten Verfahren poliert, nachgeschliffen oder gedreht wurden, sowie im Vergleich hierzu korundgestrahlte Elektroden untersucht. Anhand der mikroskopischen Auswertungen der Oberflächenprofile und der mit einem Oberflächenrauheitsprüfgerät gemessenen Rauheitsordinatenwerte [Mit-04] der unterschiedlich behandelten Oberflächen wird ein Modell der Störstellengeometrie und -verteilung erstellt. Dieses soll die Oberflächenstruktur einer Elektrode nachbilden.

Die Störstellen-Charakteristik auf einer Elektrodenoberfläche wird im Wesentlichen über zwei Größen definiert. Die Höhe einer einzelnen Profilspitze liefert eine Aussage darüber, wie weit die Mikrospitze auf der Oberfläche im Vergleich zu einer glatten Oberfläche in den Gasraum hinein ragt. Der Abstand b der Mikrospitzen zueinander liefert grundlegende Informationen über die Anzahl der Störstellen pro Flächeneinheit und die gegenseitige Feldbeeinflussung zweier benachbarter Störstellen. Die Analyse der Oberflächenprofile zeigt, dass R_z in guter Näherung die Höhe h der Störstellen repräsentieren kann, die auf die ideal glatte Oberfläche angeordnet werden.

4.1.2 Formgebung der Störstellen

Die in der Literatur beschriebenen, analytisch berechenbaren Störstellengeometrien entsprechen nicht den realitätsnahen Abbildungen von Störstellen [Ber-76]. Auch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten mikroskopischen Untersuchungen der Oberfläche ergeben, dass reale Störstellen sowohl einen Schärfewinkel, als auch eine Krümmung an der Spitze aufweisen, demnach also auch nicht als mathematischer Kegel angenähert

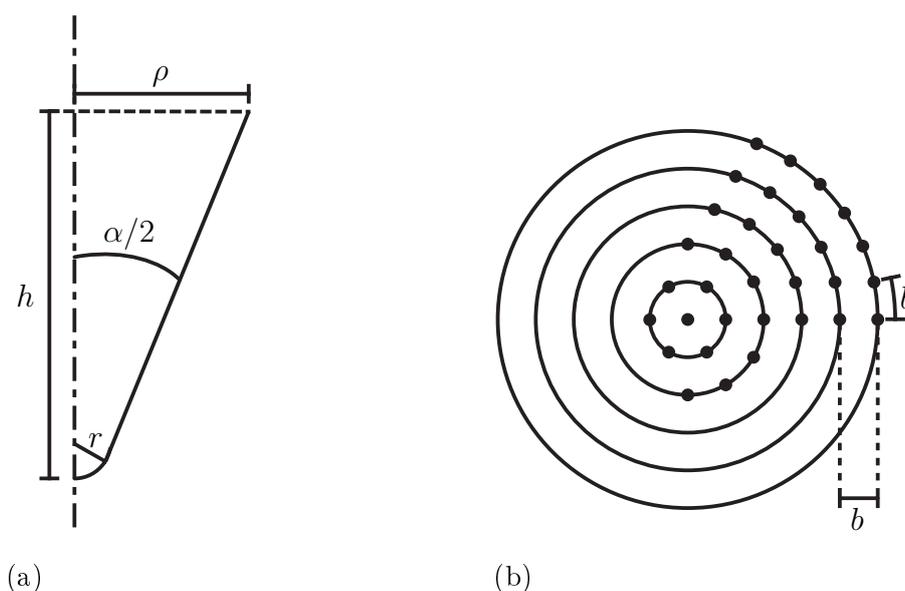


Bild 4.2: Prinzip-Skizzen der Störstellen und ihrer Positionierung:

- (a) Implementierte Störstellengeometrie des abgerundeten, geraden Kegels: Schärfewinkel: $\alpha = 45^\circ$, Radius der Abrundung der Störstelle: $r = 0,1 \cdot h$, Störstellenhöhe: $h = \{5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}, 20 \mu\text{m}, 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}\}$, Radius der Basis der Störstelle: ρ
- (b) Ringförmig angeordnete Positionen der Störstellen auf einer Halbkugel-Elektrodenoberfläche (**Bild 4.1**, S. 84; Draufsicht), Störstellen-Ringe mit Störstellenabstand b , Bogenmaß

werden können. Die Form einer Störstelle kann am genauesten wohl als Halb-Ellipsoid beschrieben werden. Ein möglichst realitätsnahes, mit vertretbarem Rechenaufwand berechenbares, vereinfachtes geometrisches Modell einer Störstelle stellt ein Kegel mit abgerundeter Spitze dar (**Kapitel 2.5.2**, S. 73) [Cha-66], [Hac-74], [Ber-76], [Vla-84a].

Die Störstelle wird daher als abgerundeter, gerade Kegel mit konstantem Schärfewinkel $\alpha = 45^\circ$, der unabhängig von der Höhe h der Störstelle ist, nachgebildet. Der Radius r der Krümmung der Abrundung wird stets zu einem Zehntel der Höhe h der Störstelle gewählt und nicht variiert, $r = 0,1 \cdot h$. Der Radius ρ der Basis des abgerundeten, geraden Kegels ergibt sich aus der Höhe h und dem Schärfewinkel α der Störstelle (**Bild 4.2a**).

Die Feldverteilung einer gestörten Elektrodenoberfläche wird für unterschiedliche Höhen der Störstellen berechnet. Dabei wird angenommen, dass die Oberflächenrauheit aus Störstellen mit konstanter Höhe h und konstantem Abstand b nachgebildet werden kann (**Bild 4.2b**). Es werden Störstellen der Höhe $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ implementiert.

4.1.3 Feldüberhöhungsfaktor der implementierten Störstellen

Der Feldüberhöhungsfaktor β der als abgerundeten Kegel modellierten Störstelle wird aus Feldberechnungen bestimmt (**Gl. 2.50**, S. 73). β stellt bei der gewählten Geometrie lediglich eine Funktion des konstant gewählten Verhältnisses von Radius r der Abrundung zur Höhe h der Störstelle dar. Für den betrachteten Störstellentyp gilt Simulationen zufolge $\beta = 10,85$ (**Bild 4.3a**). Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem in der Literatur berechneten Wert für einen abgerundeten Kegel mit $h/r = 10$ überein (**Bild 2.11b**, S. 74) [Vib-64], [Cha-66], [For-02].

4.1.4 Störstellenverteilung

Die tatsächliche Elektrodenoberfläche der Halbkugel-Elektrode besteht aus einer Vielzahl stochastisch verteilter Unebenheiten unterschiedlicher Größe. Der Einfluss einer so gestörten Elektrodenoberfläche auf das Isoliervermögen der betrachteten gasisolierten Elektrodenanordnung ist zu untersuchen. Die gegebene Verteilung muss durch ein mathematisches Modell soweit abstrahiert werden, dass die Berechenbarkeit der Aufgabenstellung gewährleistet werden kann.

Nachfolgende Berechnungen erfordern die Unabhängigkeit benachbarter Störstellen, d. h. das Feld vor einer Störstelle darf von einer benachbarten Störstelle nicht beeinflusst werden. Die Störstellen sind, im Vergleich zur makroskopischen schwach inhomogenen Elektrodenanordnung, von sehr geringem Ausmaß. Für eine analytische Beurteilung der gegenseitigen Beeinflussung zweier Störstellen ist es daher zulässig, die Störstellen auf einer ebenen Plattenelektrode anzuordnen [For-02].

Auf der Hochspannungselektrode eines Plattenkondensators werden zunächst eine, dann zwei Störstellen gleicher Form und Höhe nebeneinander positioniert, die Erdelektrode sei ideal glatt. Die anliegende Spannung beträgt konstant $U = 1$ kV. Es werden vertikale und horizontale Ausleselinien definiert. Die vertikale Ausleselinie verläuft entlang der Rotationsachse einer Störstelle. Die horizontale Ausleselinie verläuft im Abstand der Störstellenhöhe parallel zur gestörten Elektrodenoberfläche der Hochspannungselektrode. Anhand der Auswertung des resultierenden Feldverlaufs entlang dieser Linien kann ermittelt werden, inwieweit die Feldverteilung vor einer Störstelle durch eine benachbarte Störstelle beeinflusst wird (**Bild 4.3**).

Die Verläufe der Feldstärke entlang der Ausleselinien in vertikaler und horizontaler Richtung entsprechen, ausgehend vom Ort der größten Feldstärke, d. h. der Abrundung der Störstelle, innerhalb einer kurzen Wegstrecke etwa dem Grundfeld E_{hom} der

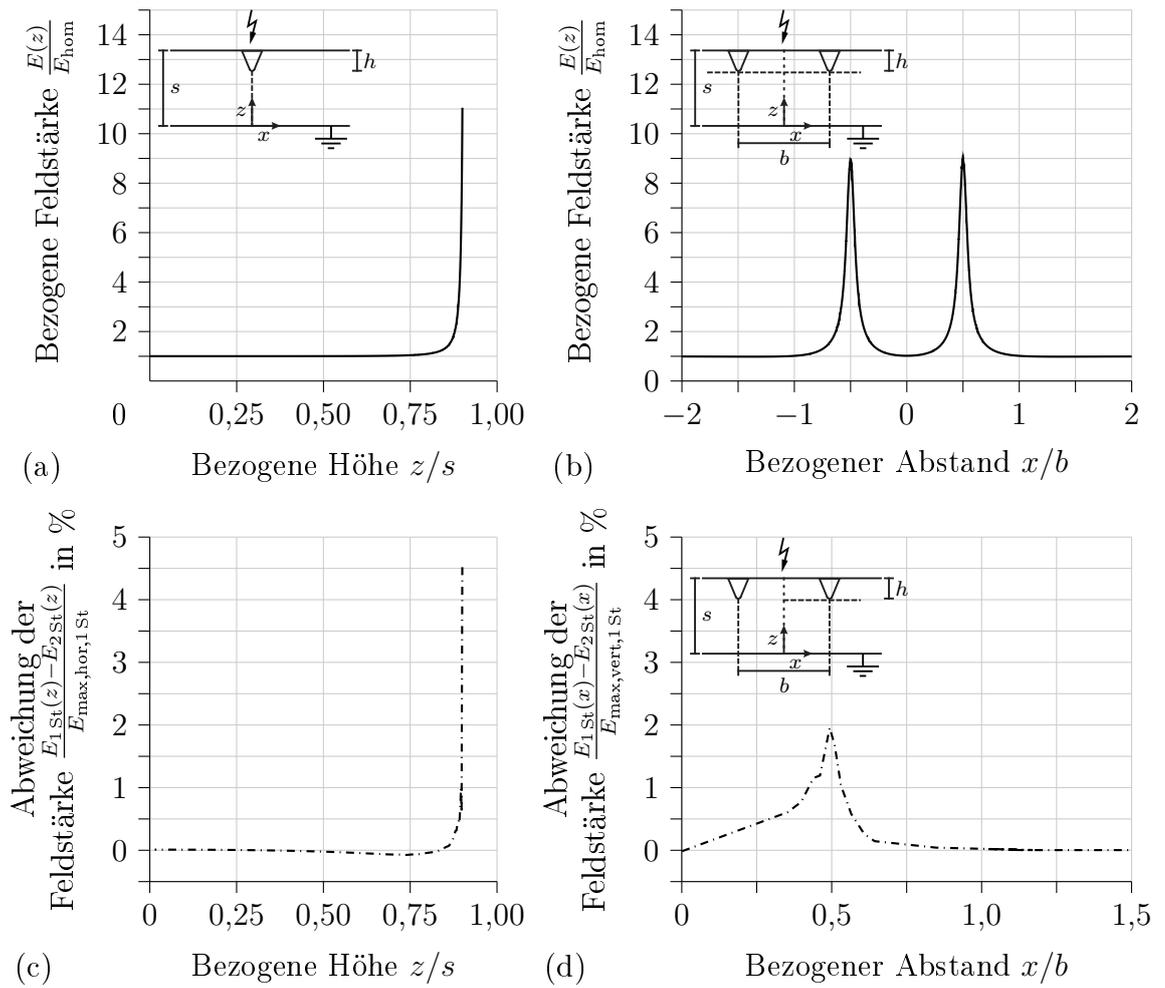


Bild 4.3: Platte-Platte-Elektrodenanordnung, 3-D, Schlagweite: $s = 10 \cdot h$, Störstellenhöhe: $h = 100 \mu\text{m}$, Störstellenabstand: $b = 200 \mu\text{m}$; auf die Feldstärke E_{hom} des ungestörten Plattenkondensators bezogene Feldstärke

- (a) $\frac{E_{1\text{St}}(z)}{E_{\text{hom}}}$ entlang der vertikalen Ausleselinie zwischen Erd- ($\frac{z}{s} = 0$) und Hochspannungselektrode mit einer Störstelle ($\frac{z}{s} = 0,9$); $\frac{E_{1\text{St}}(z)}{E_{\text{hom}}} > 1,01$ für $l_{\text{vert}} = 2,99 \cdot h$
- (b) $\frac{E_{2\text{St}}(x)}{E_{\text{hom}}}$ entlang der horizontalen Ausleselinie ($z = s - h$) mit zwei Störstellen; $\frac{E_{2\text{St}}(x)}{E_{\text{hom}}} > 1,01$ für $l_{\text{hor}} = 1,05 \cdot h$

Prozentuale Abweichung des Feldstärkeverlaufs entlang der Ausleselinien mit zwei Störstellen vom Feldstärkeverlauf entlang der Ausleselinien mit einer Störstelle, bezogen auf die maximale Feldstärke entlang der Rotationsachse mit einer Störstelle ($E_{\text{max,hor,1St}} = E_{\text{max,vert,1St}}$) in

- (c) vertikaler Richtung; $\frac{E_{1\text{St}}(z) - E_{2\text{St}}(z)}{E_{\text{max,hor,1St}}}$
- (d) horizontaler Richtung; $\frac{E_{1\text{St}}(x) - E_{2\text{St}}(x)}{E_{\text{max,vert,1St}}}$

homogenen Elektrodenanordnung des Plattenkondensators mit ungestörter Oberfläche, $E/E_{\text{hom}} < 1,01$ (**Bild 4.3a**, **Bild 4.3b**). In Abhängigkeit der Störstellenhöhe h betragen die Strecken, in denen das Feld gegenüber dem Grundfeld um mehr als 1 % angehoben ist etwa dem dreifachen der Störstellenhöhe in vertikaler und dem 1,2fachen von h in horizontaler Richtung (**Bild 4.3c**, **Bild 4.3d**). Für die Berechnung der Beeinflussung zweier Störstellen ist es daher ausreichend, lediglich einen Teil ($s = 10 \cdot h$) des makroskopischen Abstandes zwischen zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential zu simulieren. Dies reduziert zugleich den Rechenaufwand der 3-D-Simulationen.

Die Strecke zwischen den jeweiligen Achsen, d. h. der horizontale Abstand b benachbarter Störstellen wird iterativ verändert. Aus vergleichenden Feldberechnungen mit einer und zwei Störstellen resultiert die gegenseitige Beeinflussung (**Bild 4.3**). Die Berechnungen ergeben einen etwa linearen, reziproken Zusammenhang zwischen Abstand b und prozentualer Beeinflussung zweier Störstellen. Um den Rechenaufwand zu minimieren wird der Mindestabstand b_{sim} der Störstellen anhand der zugrundeliegenden Simulationsergebnisse linear auf eine Abweichung von 0 % extrapoliert, sodass die Feldverteilung vor den Störstellen unabhängig von benachbarten Störstellen ist (**Tabelle 4.1**).

Die Analyse der Oberflächenprofile von Leiterteilen gasisolierter Schaltanlagen und Rohrleitungen über das Tastschnittverfahren liefert den Abstand b_{mess} für $R_z \approx h$ benachbarter Mikrospitzen auf entsprechend behandelten Elektrodenoberflächen (**Tabelle 4.1**). Die Messwerte der Rauheitsmessungen der Versuchsteile mit praxisnahen Oberflächenrauheiten werden mit denen im Rahmen der durchgeführten Versuche verwendeten, polierten Halbkugel-Elektrodenoberfläche verglichen, es gilt $R_z \approx 1,5 \mu\text{m}$. Bei der polierten Elektrodenoberfläche wird demnach keine gegenseitige Beeinflussung der betrachteten Erhebungen auftreten.

Im Rahmen von Voruntersuchungen wird der Wert des implementierten Mindestabstandes in zahlreichen Simulationen variiert; dabei gilt stets $b_{\text{sim}} \leq b_{\text{impl}} \leq b_{\text{mess}}$. Die Ergebnisse weisen keinen nennenswerten Einfluss des Störstellenabstandes in diesem Bereich auf. Die Ergebnisse der nachfolgenden Simulationen beziehen sich daher auf Berechnungen, die mit dem Störstellenabstand b_{impl} durchgeführt werden (**Tabelle 4.1**). Jeder Störstellenhöhe wird somit ein bestimmter Störstellenabstand $b_{\text{impl}}(h)$ zugewiesen, hieraus ergibt sich für jede Störstellenhöhe h eine bestimmte Anzahl an Störstellen auf der Elektrodenoberfläche.

Ausgehend von den ermittelten Abständen der Störstellen in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h werden die Störstellen gleicher Höhe in äquidistanten Abständen um die Rotationsachse auf der Oberfläche der Halbkugel-Elektrode angenommen. Auf der Rotationsachse befindet sich ebenfalls eine Störstelle (**Bild 4.2b**, S. 85). Der Abstand

Tabelle 4.1: Simulations- und Messwerte und Parameterwahl:

Mindestabstand b in μm in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h in μm :

b_{sim} : Mindestabstand der Störstellen ohne Feldbeeinflussung; Simulationsergebnis Platte-Platte-Elektrodenanordnung

b_{mess} : Abstand der Mikrospitzen nach Auswertung ausgewählter Elektrodenoberflächenprofile, $R_z \approx h$; Messwert

b_{impl} : Implementierter Störstellenabstand der Mikrospitzen als ganzzahliges Vielfaches von b_{sim}

h	b_{sim}	b_{mess}	b_{impl}	h	b_{sim}	b_{mess}	b_{impl}
5	10	156	160	50	110	175	220
10	30	84	120	100	340	-	340
20	50	370	400	200	500	-	500

zwischen den Störstellen auf einem Ring sowie der Abstand zweier Störstellen-Ringe zueinander sind dabei identisch und entsprechen dem ermittelten Abstand b auf der gekrümmten Elektrodenoberfläche (Bogenlänge).

4.2 Numerische Berechnung der Elektrodenanordnung

Die meisten dreidimensionalen (3-D) Geometrien weisen Symmetrien auf. Eine dreidimensionale, rotationssymmetrische Anordnung, wie bspw. eine Kugel-Platte-Anordnung, kann durch Kurven und deren Rotation um eine Symmetrieachse nachgebildet werden. Einige Geometrien können durch ihr Schnittbild und dessen Parallelverschiebung (Translation) nachgebildet werden. Im Rahmen einer Feldberechnung bildet sich dann ein rotationssymmetrisches bzw. parallelebeines Feld aus [Pri-67], [Mos-82]. Die Felder der räumlichen Anordnungen können dann auf die Berechnung eines zweidimensionalen (2-D) Feldes reduziert werden [Bey-92], [Jun-13].

Bei der Erstellung eines für die zugrundeliegende Anordnung geeigneten Simulationsmodells ist für eine nicht rotationssymmetrische, dreidimensionale Geometrie, wie sie bspw. der gesamte, nicht vereinfachte Innenraum einer gasisolierten Schaltanlage darstellt, ein 3-D-Modell zu erstellen und eine 3-D-Berechnung durchzuführen [Tri-98]. Liegt bei einer dreidimensionalen Geometrie Rotationssymmetrie vor, wird als Berechnungsgrundlage ein zweidimensionales Modell mit Achsensymmetrie gewählt. Entsprechend wird für eine translatorische Anordnung ein 2-D-Modell erstellt und eine 2-D-Simulation durchgeführt [Bla-96], [Zie-00], [Jun-13], [Com-16].

4.2.1 Angewendete Diskretisierungsverfahren

Die elektrostatischen Feldberechnungen werden überwiegend mit Hilfe des Finite-Elemente-Verfahrens (FEM) durchgeführt. Bei der Erstellung des Simulationsmodells in dem verwendeten FEM-Programm COMSOL Multiphysics wird ein abgeschlossener Feldraum in eine endliche Anzahl kleiner Elemente diskretisiert. Bei zweidimensionalen Berechnungen sind diese meist Dreiecke, bei dreidimensionalen meist Tetraeder. Die Größe des so aufgespannten Gitternetzes kann gebietsweise definiert werden und wird maßgeblich von der zugrundeliegenden Geometrie bestimmt [Zie-00], [Jun-13]. Teilbereiche, in denen eine detailliertere Kenntnis über die Feldverteilung erforderlich ist, d. h. insbesondere im Bereich der Krümmung der Halbkugel-Elektrode, müssen feiner aufgeteilt werden (**Bild 4.4**).

Als Randbedingungen werden die Potentiale an den Elektroden angegeben. Die Ausbildung eines elektrostatischen Feldes erfolgt stets so, dass sich für die gesamte, im Feldraum gespeicherte Energie ein Minimum einstellt. Die Energiefunktionale werden numerisch durch Variationsrechnungen gelöst und hieraus die Potentiale an den Knotenpunkten der Elemente abgeleitet. Aus diesen Potentialen φ_i wird unter der Annahme einer kubischen Potentialänderung innerhalb eines Elementes dessen Feldstärke \mathbf{E} und schließlich die Feldstärkeverteilung im gesamten Feldraum berechnet (**Gl. 4.1**). Die Anzahl der finiten Elemente bestimmt die Größe des zu lösenden Gleichungssystems [Bey-92], [Zie-00], [Jun-13], [Com-16].

$$\mathbf{E} = -\text{grad}(\varphi) \quad (4.1)$$

Die Rotationssymmetrie der vorliegenden dreidimensionalen Geometrie erlaubt meist eine 2-D-Feldberechnung und folglich eine Reduktion des Rechenaufwandes [Bey-92]. Die vom Programm generierten Ausgabedateien beinhalten Informationen zur exakten Position und Größe jedes finiten Elementes sowie die Potentiale an dessen Knotenpunkten [Com-16]. In die darauf aufbauenden Berechnungen geht diese Aufteilung des Feldraums in finite Elemente bzw. durch deren Rotation in Toroide [Bro-05], sowie die Kenntnis über deren Größe und die dort herrschende Feldstärke als Parameter ein.

Neben diesem differenziellen Verfahren findet zudem für einige Berechnungen das Ersatzladungsverfahren (Charge Simulation Method, CSM) Anwendung. Hierbei werden bei 3-D-translatorischen Elektrodenanordnungen die realen, unendlich fein auf der Elektrode verteilten Oberflächenladungen durch Punkt- bzw. Linienladungen nachgebildet, für 3-D-rotationssymmetrische Anordnungen werden zudem Ringladungen definiert. Durch den überlagerten Einfluss dieser fiktiven Ladungen, die hinter der Elektrodenoberfläche angeordnet sind wird die entsprechende Äquipotentialfläche generiert. Potential und

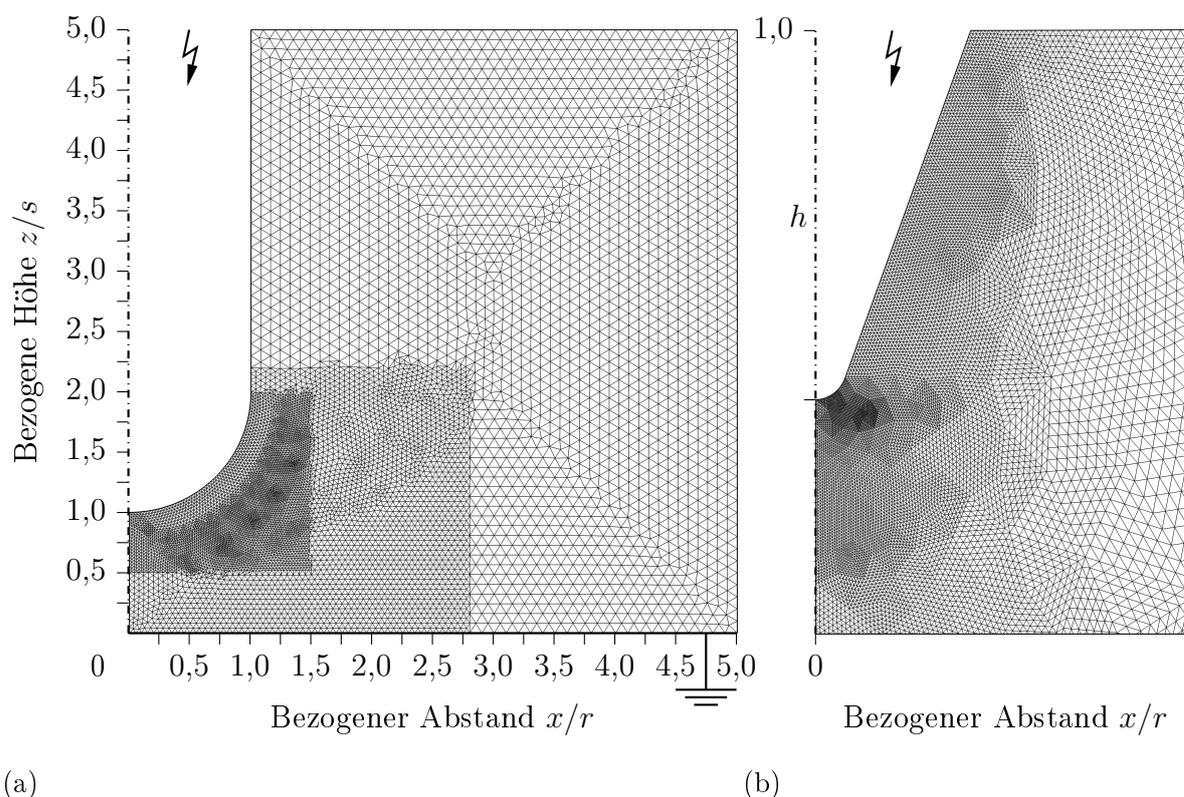


Bild 4.4: 2-D-FEM-Simulationsmodell: rotationssymmetrische Geometrie mit ca. 15 000 finiten Elementen, Gitter aus Dreiecken; Radius der Halbkugel-Elektrode: r ; Halbkugel-Elektrode auf Hochspannungspotential, Plattenelektrode auf Erdpotential

- (a) Ungestörte Halbkugel-Platte-Anordnung, drei unterschiedlich fein vernetzte Gebiete, Schlagweite: s , $r = s$
- (b) Störstelle nach **Bild 4.2a** (S. 85), $h = 100 \mu\text{m}$, auf Halbkugel-Elektrode, Ausschnitt der gestörten Halbkugel-Platte-Anordnung; geringster Elektrodenabstand: $s - h$

Feldstärke können in sog. Konturpunkten auf der Elektrodenoberfläche sowie im gesamten Feldraum bestimmt werden. Mit dieser Integralmethode können räumlich unbegrenzte Anordnungen mit einer endlichen Anzahl an Ladungen nachgebildet und mit sehr geringem Modellierungs- und Rechenaufwand rasch simuliert werden [Ste-69], [Sin-74], [Kin-86], [Bey-92], [Bla-94], [Bla-96], [Muk-96], [Tri-98], [Cha-01], [Mes-02].

Für die im Rahmen der hier durchgeführten FEM-Simulationen der Potential- und Feldstärkeverteilung der ungestörten Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung ist der Grad der Aufteilung des Netzes äußerst fein gewählt. Es werden mehrere Tausend finite Elemente generiert (**Bild 4.4**). Diese Diskretisierung ist der Größe der implementierten

Störstelle bei der Feldberechnung der gestörten Elektrodenanordnung geschuldet. Die Störstelle ist im Vergleich zur makroskopischen Elektrodenanordnung um ein Vielfaches kleiner und weist einen geringen Radius r der Abrundung der Störstelle, insb. bei sehr kleiner Störstellenhöhe h auf; dies stellt bei der Modellierung in COMSOL Multiphysics eine Herausforderung dar. Es ist ein Optimum zwischen Rechenzeit und einem hohen Maß an Genauigkeit der Nachbildung der Störstelle zu finden.

Die Wahl der Diskretisierung hat Einfluss auf die berechnete Feldverteilung. Um eine möglichst gute Vergleichbarkeit der Feldverteilung, v. a. im Bereich des Zenitpunktes der Halbkugel-Elektrode zu erhalten, muss auch der Feldraum annähernd gleich fein vernetzt sein. Die hier gewählte Elementgröße ist zudem unabhängig von der Störstellenhöhe (**Bild 4.4b**). Auf den zulässigen Größenunterschied benachbarter Elemente wird geachtet, die Stetigkeit des Verlaufs der Feldstärke, insb. entlang der Feldlinien ist so gegeben. Für die darauf aufbauenden Berechnungen ist diese Vergleichbarkeit von sehr großer Bedeutung.

4.2.2 Implementierung der Elektrodenanordnung

Aufgrund der rotationssymmetrischen Eigenschaften der vorliegenden Elektrodenanordnung wird im FEM-Programm COMSOL Multiphysics die Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung in trockener Luft zweidimensional modelliert (**Bild 4.1**, S. 84) [Com-16]. Den abgeschlossenen Feldraum bildet ein Zylinder mit 150 mm Radius und 150 mm Höhe, damit der relevante Feldraum zwischen den Elektroden durch die Randbedingungen nicht beeinflusst wird. Die Schlagweite s beträgt, ebenso wie der Radius r der Halbkugel-Elektrode 30 mm (**Bild 4.4a**). Die schwach inhomogene Elektrodenanordnung hat einen Homogenitätsgrad nach Schwaiger von $\eta = 0,578$.

Für die Simulation einer gestörten Elektrodenoberfläche wird in das bestehende 2-D-Modell der ideal glatten Halbkugel-Platte-Anordnung eine alleinstehende Störstelle der Höhe h an den Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode modelliert (**Bild 4.2a**, S. 85). Die Höhe der modellierten Störstelle variiert, $h = \{5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}, 20 \mu\text{m}, 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}\}$. Der geringste Elektrodenabstand $s - h$ der gestörten Elektrodenanordnung wird gegenüber der Schlagweite s der ungestörten Anordnung reduziert (**Bild 2.11**, S. 74). Das Gitternetz im Bereich der Störstelle wird äußerst fein gewählt, sodass die Abrundung der Störstelle sowie der Übergang der Störstelle auf die Halbkugel-Elektrode möglichst genau nachgebildet werden können.

Im FEM-Programm ist das Potential der Plattenelektrode bei $z = 0$ mm auf Erd-, das der Halbkugel-Elektrode auf das normierte Hochspannungspotential von 1 kV festgelegt

(Bild 4.4). Es wird eine elektrostatische Feldberechnung durchgeführt.

Zur Verifikation der Simulationsergebnisse werden die Feldverteilungen der Halbkugel-Platte-Anordnung mit und ohne Störstelle mit einem CSM-Simulationsprogramm berechnet [Ste-69], [Bla-94], [Bla-96]. Die Ergebnisse der Feldverteilung der ungestörten Halbkugel-Anordnung stimmen mit denen überein, die mit dem FEM-Programm COMSOL Multiphysics gewonnen werden. Der so berechnete Homogenitätsgrad nach Schwaiger entspricht ebenfalls dem Wert, der aus Tabellenwerken ermittelt werden kann; $\eta_{\text{CSM}} = \eta_{\text{FEM}} = \eta_{\text{Literatur}}$ [Mos-82].

Aus den Berechnungen mit einer Störstelle auf der Rotationsachse der Halbkugel-Elektrode kann mit dem CSM-Programm ein Feldüberhöhungsfaktor von $\beta_{\text{CSM}} = 11,03$ für die gewählte Formgebung der Störstelle mit $r = 0,1 \cdot h$ angegeben werden. Im Rahmen der Rechengenauigkeit stimmen die mit der FEM und CSM berechneten Feldüberhöhungsfaktoren überein; $\beta_{\text{CSM}} \approx \beta_{\text{FEM}}$. Dies ist eine wichtige Kontrollmaßnahme für die darauf aufbauenden Berechnungen.

5 Berechnung des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung

Es wird angenommen, dass die Wahrscheinlichkeit eines Gasdurchschlags in einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung durch die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bestimmt ist. Vorausgesetzt, die Entladung bei dem Gasdurchschlag folgt genau einer elektrischen Feldlinie, kann die örtlich aufgelöste Verteilung der Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen durch das Volumen-Zeit-Gesetz nach Boeck sowie das erweiterte Volumen-Zeit-Gesetz berechnet werden. Zusätzlich können die Durchschlagsspannung sowie die statistische Streuzeit in Abhängigkeit der Polarität der anliegenden Blitzstoßspannung und des Gasdrucks berechnet werden. In die Berechnung gehen die gasphysikalischen Parameter und folglich die Wahrscheinlichkeit der Ladungsträgervermehrung sowie die Feldverteilung der untersuchten Elektrodenanordnung ein.

5.1 Volumen-Zeit-Gesetz nach Boeck

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons im kritischen Feldraum innerhalb einer gewissen Zeit Δt ist stark feldstärkeabhängig und kann für eine gegebene Elektrodenanordnung mit Hilfe des Volumen-Zeit-Gesetzes nach Boeck zeitlich und räumlich angegeben werden (**Gl. 5.1**) [Boe-75a], [Kin-86]. Die Feldemission aus dem Kathodenmaterial wird dabei nicht berücksichtigt.

$$p(t) = 1 - \exp \left(- \int_{t_0}^t \int_V \frac{dn_e}{dt} \cdot g \cdot dV dt \right) \quad (5.1)$$

Die Erzeugungsrate freier Elektronen dn_e/dt (**Gl. 2.7**, S.17) und die Überschreitungswahrscheinlichkeit g eines Elektrons (**Gl. 2.41**, S.45) im betrachteten Volumen V zum Zeitpunkt t sind feldstärkeabhängig [Boe-75a], [Kin-86], [Hie-91].

Das Volumen-Zeit-Gesetz nach Boeck findet bei den Berechnungen mit positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode Anwendung, hier erfolgt die Ladungsträgerbereitstellung ausschließlich im Gasraum. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen wird davon ausgegangen, dass ein erstes lawinenwirksames Anfangselektron unmittelbar einen Entladungseinsatz auslöst, der schließlich zum Durchschlag führt.

5.2 Erweitertes Volumen-Zeit-Gesetz für negative Polarität der stärker gekrümmten Elektrode

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons ergibt sich bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode aus der Überlagerung von Volumen- und Oberflächenprozessen [Ste-89], [Hie-91]. Voraussetzung dabei ist, dass die Generierung freier Elektronen an der Kathodenoberfläche A und im Gasvolumen V voneinander unabhängige Ereignisse darstellen.

Das erweiterte Volumen-Zeit-Gesetz für negative Polarität der stärker gekrümmten Elektrode beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der bis zur Zeit t ein oder mehrere Elektronen lawinenwirksam geworden sind. Bei infinitesimal kleinen Zeitintervallen Δt und hinreichend kleinen Volumenelementen ΔV_i und Teiloberflächen ΔA_i können die Integrale des Volumen-Zeit-Gesetzes durch Summenfunktionen nachgebildet werden [Kno-79].

Im betrachteten Zeitintervall Δt hängen in einem hinreichend kleinen Volumen und hinreichend kleiner Fläche die Wahrscheinlichkeiten des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons nur von der örtlichen Feldstärke ab. Der zeitlich veränderliche Verlauf der Spannung wird, beginnend zum Zeitpunkt t_0 , zu dem die kritische Spannung U_0 erreicht ist (**Bild 2.7**, S.52), in hinreichend kleine Zeitintervalle Δt unterteilt. Ist die Größe eines Volumenelements hinreichend klein gewählt, so kann die Feldstärke in diesem Element als konstant angenommen werden [Zie-00], [Jun-13], [Com-16]. Der Abstand der Endpunkte zweier unmittelbar benachbarter Feldlinien muss hinreichend klein gewählt werden. Die Feldstärke zwischen den beiden Feldlinien-Endpunkten und somit die Feldstärke auf dem dadurch eingeschlossenen Kugel-Bogensegment, das von den beiden Feldlinien-Endpunkten aufgespannt wird, kann dann als konstant angenommen werden. Der Verlauf der Feldstärke entlang der Feldlinien und entlang der Elektro-

denoberfläche ergibt sich aus der zugrundeliegenden numerischen Simulation nach der Finite-Elemente-Methode und ist somit zu jedem Zeitpunkt bekannt.

Die Erzeugungsrate freier Elektronen im Gasraum $(dn_e/dt)_G$ und an der Kathodenoberfläche $(dn_e/dt)_O$ wird mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeit g_- , mit der ein Anfangselektron eine Lawine auslöst (**Gl. 2.41b**, S. 45), gewichtet [Boe-75a], [Kno-79], [Die-85], [Kin-86]. Die Überschreitungswahrscheinlichkeit g_- , $(dn_e/dt)_G$ und $(dn_e/dt)_O$ stellen Funktionen der feldstärkeabhängigen Koeffizienten α und η dar. Die Kenntnisse über deren Abhängigkeiten sowie über den Feldstärkeverlauf im Gasraum sind erforderlich.

Das Auftreten eines Anfangselektrons in einem Volumenelement ist unabhängig vom Auftreten eines anderen Anfangselektrons in einem anderen Volumenelement, d. h. sie beeinflussen sich gegenseitig nicht. Ebenso ist das Auftreten eines Anfangselektrons an einer Teilfläche unabhängig vom Auftreten eines anderen Anfangselektrons an einer anderen Teilfläche, d. h. sie beeinflussen sich gegenseitig ebenfalls nicht. Die Volumenelemente und Teilflächen können untereinander als statistisch unabhängig betrachtet werden, solange es noch nicht zum Durchschlag gekommen ist.

Es ist unerheblich, ob das lawinenwirksame Anfangselektron aus dem Volumen im Gasraum, oder an der Oberfläche der Kathode generiert wird. Die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen setzt sich daher für jeden Zeitpunkt t_j aus der Addition des Anteils aus dem Teilvolumen V_i des Gasraums $N_{e,i,G}$ (**Gl. 5.2a**), und des Anteils aus der Teilfläche A_i der Kathode $N_{e,i,O}$ (**Gl. 5.2b**), zusammen. Es wird angenommen, dass die Bewegungsrichtung der Entladung stets entlang der Feldlinien folgt; dies kann im Rahmen einer optischen Erfassung des Entladekanals mit einer Hochgeschwindigkeitskamera bestätigt werden. Somit kann bei jeder Elektrodenanordnung der Gasraum entsprechend des Feldlinienverlaufs in mehrere voneinander unabhängige Teilvolumina aufgeteilt werden [Kin-86]. Die dem Teilvolumen V_i zugeordnete Teilfläche A_i der Kathode wird von den Feldlinien begrenzt, die das korrespondierende Teilvolumen definieren. Eine dreidimensionale rotationssymmetrische Anordnung kann unter Ausnutzung von Symmetrieeigenschaften in einem zweidimensionalen Modell nachgebildet und die Feldberechnung im zweidimensionalen Raum durchgeführt werden (**Bild 4.1**, S. 84; **Bild 4.4**, S. 91). Die vom benachbarten Volumen abgrenzende Kurvenschar der Feldlinien wird dabei in eine

Feldlinie transformiert.

$$N_{e,i,G}(t) = \int_{V_i} \left(\frac{dn_{e,i}}{dt} \right)_G \cdot g_- \cdot dV \quad (5.2a)$$

$$N_{e,i,O}(t) = \int_{A_i} \left(\frac{dn_{e,i}}{dt} \right)_O \cdot g_- \cdot dA \quad (5.2b)$$

Hieraus kann die bedingte Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons im Volumenelement dV oder am Flächenelement dA bis zum Zeitpunkt $t + dt$ unter der Bedingung, dass bis zum Zeitpunkt t noch kein lawinenwirksames Anfangselektron aufgetreten ist, berechnet werden (**Gl. 5.3**).

$$dp_{t,G,O-} = \left[\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_G \cdot g_- \cdot dV + \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_O \cdot g_- \cdot dA \right] \cdot dt \quad (5.3)$$

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons im Volumenelement dV oder am Flächenelement dA im Intervall zwischen t und $t + dt$ kann hieraus berechnet werden (**Gl. 5.4**).

$$dp_- = (1 - p) \cdot dp_{t,G,O-} = (1 - p) \cdot \left[\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_G \cdot g_- \cdot dV + \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_O \cdot g_- \cdot dA \right] \cdot dt \quad (5.4)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass im Zeitintervall von t_0 bis t ein lawinenwirksames Anfangselektron aufgetreten ist, kann somit berechnet werden (**Gl. 5.5**).

$$p_-(t) = 1 - \exp \left\{ - \int_{t_0}^t \left[\int_V \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_G \cdot g_- \cdot dV + \int_A \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_O \cdot g_- \cdot dA \right] dt \right\} \quad (5.5)$$

5.3 Volumen-Zeit-Gesetz für Teilvolumina

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode kann mit dem Volumen-Zeit-Gesetz, bei negativer Polarität mit dem erweiterten Volumen-Zeit-Gesetz zeitlich und räumlich angegeben werden (**Gl. 5.1**, S. 95; **Gl. 5.5**).

Entsteht das erste lawinenwirksame Anfangselektron im Teilvolumen V_1 bzw. auf der Kathodenoberfläche A_1 , die diesem Teilvolumen zugeordnet ist, so wird die Lawine an einem definierten Ort auf der Gegenelektrode enden, der dem Teilvolumen V_1 zuge-

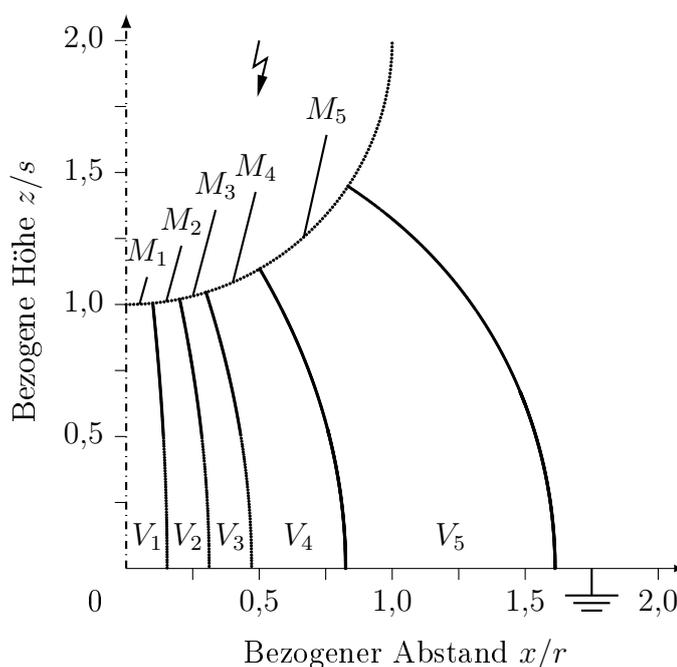


Bild 5.1: Simulationsergebnis: ungestörte Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung, rotationssymmetrische Anordnung, 2-D-Modell und 2-D-Feldberechnung
 Radius der Halbkugel-Elektrode: r , Schlagweite: s , $r = s$; Halbkugel-Elektrode auf Hochspannungspotential, Plattenelektrode auf Erddpotential; Teilvolumina V_i und korrespondierende Teilflächen A_i , d. h. Kugelzonen M_i auf der Halbkugel-Oberfläche durch elektrische Feldlinien begrenzt

ordnet ist (**Bild 5.1**). Im Rahmen der Untersuchungen wird eine Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung mit Durchschlägen beansprucht und die relative Häufigkeit der Fußpunkte und deren Verteilung auf der Oberfläche der stärker gekrümmten Elektrode gemessen. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines Entladungskanals auf den Elektrodenoberflächen der Kathode und Anode wird mittels Simulationsprogramm berechnet und analysiert. Die Teilflächen auf der Halbkugel-Elektrode werden aufgrund ihrer geometrischen Form als Kugelzonen M_i bezeichnet. Die Gesamtfläche aller betrachteten Kugelzonen M_i beschreibt das Kugelsegment M [Bro-05]. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit trete das erste lawinenwirksame Anfangselektron im Volumen V_1 auf. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines lawinenwirksamen Anfangselektrons in einem anderen Teilvolumen V_i ergibt sich durch entsprechende analoge Berechnung. Vor dem ersten Durchschlag kann eine gegenseitige Beeinflussung der Wahrscheinlichkeiten des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in den einzelnen Teilvolumina ausgeschlossen werden [Kin-86]. Die Zufallsvariablen können dann unter dieser

Bedingung als voneinander unabhängig betrachtet werden.

Gesucht ist die Wahrscheinlichkeit, dass im Teilvolumen V_1 im Zeitintervall $[t_1, t_1 + dt]$ ein erstes lawinenwirksames Anfangselektron auftritt und bis zum Zeitpunkt t_1 in den anderen Teilvolumina kein lawinenwirksames Anfangselektron aufgetreten ist. Dies ist bei der betrachteten Elektrodenanordnung gleichbedeutend mit der Wahrscheinlichkeit eines Durchschlags im Teilvolumen V_1 zum Zeitpunkt t_1 unter der Bedingung, dass bis zum Zeitpunkt t_1 in keinem anderen Teilvolumen ein Durchschlag aufgetreten ist.

Es wird angenommen, dass der gesamte Gasraum aus n Teilvolumina besteht. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons im Volumen V_1 bis zum Zeitpunkt t_1 kann mit der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen im Gasraum $N_{e,G}(t_1)$ und der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen an der Elektrodenoberfläche $N_{e,O}(t_1)$ bestimmt werden (**G1. 5.6**) [Kin-86].

$$\begin{aligned}
 P(0 < t_1 \leq t, t_1 < t_2 \leq \infty) &= \\
 &= \int_0^t N_{e,1}(t_1) \cdot \exp \left\{ - \int_0^{t_1} [N_{e,1}(\tau) + N_{e,2}(\tau) + \dots + N_{e,n}(\tau)] d\tau \right\} dt_1 \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

Die Wahrscheinlichkeit p_- des ersten Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons im Teilvolumen V_i bis zum Zeitpunkt t_j bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode kann aus (**G1. 5.6**) durch numerische partielle Integration gewonnen werden [Kin-86].

5.4 Anwendung des Volumen-Zeit-Gesetzes

5.4.1 Anwendung des Volumen-Zeit-Gesetzes für eine ungestörte Elektrodenoberfläche

Die, der Simulation zugrunde liegende Halbkugel-Platte-Anordnung, wird im FEM-Programm COMSOL Multiphysics mit ideal glatten Elektrodenoberfläche beider Elektroden nachgebildet und anschließend in MATLAB ausgewertet.

In einem iterativen zeitlichen Verfahren wird zu jedem Zeitpunkt das kritische Volumen bestimmt. Es wird die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen in den Volumenelementen, in denen die kritische druckbezogene Feldstärke des Isoliergases überschritten ist, $E/p \geq (E/p)_0$, und in denen für die Überschreitungswahrscheinlichkeit $g > 0$ gilt,

berechnet. Bei negativer Polarität wird zudem zu jedem Zeitpunkt die kritische Kathodenoberfläche bestimmt, d. h. der Bereich der Elektrodenoberfläche an der Elektronenemission stattfinden und ausgehend davon eine kritische Lawine entstehen kann; $g_- > 0$, Feldemissionsstromdichte $j(E) > 0$.

Unter Berücksichtigung des gewichteten kritischen Volumens und der gewichteten kritischen Fläche werden die Erzeugungsraten lawinenwirksamer Elektronen im Gasraum sowie an der Elektrodenoberfläche in einem iterativen zeitlichen Verfahren berechnet (**Gl. 5.2**). In jedem Zeitschritt wird dann die Wahrscheinlichkeit p des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bei positiver bzw. negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode aus Volumen- bzw. aus der Überlagerung von Volumen- und Oberflächenprozessen bestimmt (**Gl. 5.1**, S. 95; **Gl. 5.5**).

5.4.2 Anwendung des Volumen-Zeit-Gesetzes für eine gestörte Elektrodenoberfläche

Es wird ein zweites Geometriemodell, bestehend aus einer ideal glatten Platten-Elektrode sowie einer Halbkugel-Elektrode mit einer Störstelle, Höhe h , auf der Rotationsachse der Halbkugel-Elektrode erstellt, die elektrische Feldverteilung mit COMSOL Multiphysics bestimmt und die Berechnungsergebnisse mit MATLAB weiter ausgewertet. Im Folgenden wird der Punkt auf der Halbkugel-Elektrode, der den geringsten Abstand zur Platten-Elektrode aufweist, als Zenitpunkt bezeichnet.

Eine Störstelle

Analog zu den Berechnungen mit einer ideal glatten Elektrodenoberfläche wird das gewichtete kritische Volumen V_{krit} vor der Störstelle ermittelt und daraus die Erzeugungsraten lawinenwirksamer Elektronen im Gasraum $N_{e,i,G}(t_j)$ mit g_+ bzw. g_- berechnet (**Gl. 5.2a**). Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode werden zusätzlich die gewichtete kritische Elektrodenoberfläche M_{krit} und die Erzeugungsraten lawinenwirksamer Elektronen an der Kathode $N_{e,i,O}(t_j)$ berechnet (**Gl. 5.2b**).

Berücksichtigung einer Oberflächenrauheit im Volumen-Zeit-Gesetz

Es wird angenommen, dass die Oberflächenrauheit einer Halbkugelelektrode mit mehreren Störstellen gleicher Höhe h und konstantem Abstand b nachgebildet werden kann.

In die Berechnung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in den Teilvolumina V_i bzw. im gesamten Gasraum V zu jedem Zeitpunkt geht in Abhängigkeit der Elektrodenanordnung, des Drucks und der anliegenden Spannung neben der zeitlichen Diskretisierung ausschließlich die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen in den jeweiligen Teilvolumina ein (**Gl. 5.1**, S.95; **Gl. 5.5**, S.98). Die lawinenwirksamen Elektronen werden im gewichteten kritischen Volumen generiert. Es ist unerheblich, ob dieses durch die makroskopische Feldverteilung oder insbesondere durch die störstellenbedingte Feldanhebung bestimmt wird. Daher ist es möglich, die jeweilige Erzeugungsrate, bedingt durch die Oberflächenrauheit sowie durch die makroskopische Elektrodengeometrie, in getrennten Berechnungen für die betrachteten Teilvolumina zu ermitteln. Für eine gestörte Elektrodenoberfläche kann die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen berechnet werden, in dem der Beitrag jeder Störstelle zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen der ungestörten Elektrodenanordnung addiert wird. Die Doppelzählung der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen ist dabei, wie aus den Zahlenwerten der jeweiligen Erzeugungsraten hervorgeht, unerheblich. Analog zur ideal glatten Elektrodenoberfläche wird aus der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons in einem betrachteten Teilvolumen zu jedem Zeitpunkt berechnet.

Es wird der Beitrag der einzelnen Störstelle zum kritischen Volumen bzw. zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen in den Teilvolumina V_i bestimmt. Aus den Simulationen der ungestörten Elektrodenanordnung ($N_{e,i}(t_j)$) und der Halbkugel-Plattenanordnung mit genau einer Störstelle ($N_{e,i}(t_j)_{\text{mit St}}$) sind die jeweiligen Erzeugungsraten lawinenwirksamer Elektronen in jedem Teilvolumen V_i zu jedem Zeitpunkt t_j bekannt. Bei der gestörten Elektrodenoberfläche ist die Einsetzspannung und somit der Zeitpunkt t_i ab dem lawinenwirksame Elektronen einen Entladungseinsatz hervorrufen können, gegenüber der ungestörten Elektrodenoberfläche verringert ($U_{i,\text{St}} < U_i, t_{i,\text{St}} < t_i$); dies gilt unabhängig von der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode. Bei Spannungswerten die kleiner als die Einsetzspannung sind, ist die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen Null. Die Erzeugungsrate bei der gestörten Oberfläche nimmt daher zu einem früheren Zeitpunkt Werte größer Null an als bei der ungestörten Oberfläche. Es wird zu jedem Zeitpunkt t_j der Beitrag zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_{e,i}(t_j)_{1\text{St}}$ in jedem Teilvolumen V_i bestimmt, der ausschließlich von einer Störstelle hervorgerufen wird. Dieser kann durch Subtraktion der beiden Erzeugungsraten lawinenwirksamer Elektronen zu jedem Zeitpunkt t_j und für jedes Teilvolumen V_i berechnet

werden (**Gl. 5.7**).

$$N_{e,i}(t_j)_{1\text{St}} = N_{e,i}(t_j)_{\text{mit St}} - N_{e,i}(t_j) \quad (5.7)$$

Der Beitrag, den eine Störstelle zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen in einem Teilvolumen leistet, ist zunächst Null und nimmt dann große positive Werte an. Der Anteil dieses Beitrags wird bei einem gewissen Spannungswert der Blitzstoßspannung im Vergleich zur gesamten Erzeugungsrate geringer, da freie lawinenwirksame Elektronen dann überwiegend im gewichteten kritischen Volumen der Halbkugel-Elektrode generiert werden. Die Felderhöhung unmittelbar um die Störstelle dominiert dann nicht mehr die Generierung lawinenwirksamer Elektronen. Die Feldstärke E_{St} einer gestörten Elektrodenanordnung am Ort der größten Feldstärke in unmittelbarer Umgebung der Störstelle tritt entlang der Rotationsachse auf und ist aufgrund des zeitabhängigen Verlaufs der Spannung ebenso zeitabhängig. Der Beitrag $N_{e,i}(t_j, h)_{1\text{St}}$ einer einzelnen Störstelle zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen kann zu jedem Zeitpunkt t_j in jedem Teilvolumen angegeben werden (**Gl. 5.8**).

$$\begin{aligned} N_{e,i}(t_j, h)_{1\text{St}} &= f(E_{\text{St}}(t_j, h)) \\ N_{e,i}(t_j, h)_{1\text{St}} &> 0 \quad \text{für } E_{\text{St}}(t_j, h) > E_{\text{dh,St}}(h) \end{aligned} \quad (5.8)$$

Das gewichtete kritische Volumen V_{krit} und somit die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen ist stark von der Feldstärke abhängig. Der Verlauf der Feldstärke entlang der Oberfläche der ungestörten Halbkugel-Oberfläche ist ausgehend vom Ort höchster Feldstärke ($x = 0, z = s$) an der Rotationsachse monoton fallend.

Die Feldstärke vor einer Störstelle mit der Höhe h an einer bestimmten Position (x, z ; **Bild 4.2**, S. 85) ist stets gegenüber der Feldstärke der ungestörten Elektrodenoberfläche an dieser Position um den Feldüberhöhungsfaktor $\beta(h)$ erhöht. Mit zunehmendem Abstand zur Störstelle nimmt bei gleicher Höhe der Spannung, entsprechend der Definition der elektrischen Spannung (**Gl. 5.9**), die Feldstärke gegenüber der ungestörten schwach inhomogenen Feldverteilung ab [Vib-64]. Auch im Bereich des Übergangs von Kegelstumpf zur Halbkugel-Elektrode entsteht ein sog. Feldschatten, die Feldstärke ist hier am gleichen Ort gegenüber der schwach inhomogenen Feldverteilung der ungestörten Elektrodenanordnung marginal reduziert.

$$U = \int_0^s \mathbf{E} \cdot d\mathbf{x} \quad (5.9)$$

Auf dem Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode ist eine einzelne Störstelle positioniert. Weitere Störstellen sind auf konzentrischen Ringen mit konstant zunehmendem Radi-

us um den Zenitpunkt angeordnet (**Bild 4.2b**, S. 85). Die Durchschlaghöchstfeldstärke $E_{\text{dh,St}}$ der gestörten Elektrodenanordnung mit einer Störstelle ist aufgrund der Definition der Störstellenverteilung zugleich die Durchschlaghöchstfeldstärke der gestörten Elektrodenanordnung mit mehreren Störstellen. Es existiert somit eine minimale Durchschlaghöchstfeldstärke $E_{\text{dh,St}}(h)$, die an der Position eines Störstellen-Rings herrschen muss, damit die Störstellen, die sich auf diesem Ring befinden, einen positiven Beitrag zur Erzeugungsrate liefern können.

Der Beitrag mehrerer Störstellen, die sich auf einem Störstellen-Ring befinden, zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen im Gasraum ist abhängig von der Positionierung des Rings auf der Halbkugel-Elektrode. Je weiter sich ein Ring von der Rotationsachse entfernt befindet, desto größer ist die Anzahl der auf ihm befindlichen Störstellen, desto niedriger ist jedoch auch die vor den Spitzen der Störstellen herrschende Feldstärke und somit der Beitrag jeder einzelnen Störstelle zur Erzeugungsrate freier Elektronen. Mit zunehmendem Wert der anliegenden Blitzstoßspannung nimmt die Feldstärke entlang der Oberfläche der Halbkugel-Elektrode zu. Die Feldstärke vor den Störstellen auf den Ringen nimmt gleichermaßen zu. Je höher die Spannung, desto mehr Störstellen-Ringe existieren, vor denen die Feldstärke größer als die Durchschlaghöchstfeldstärke $E_{\text{dh,St}}(h)$ ist. In Abhängigkeit der Feldstärke und der Störstellenhöhe h stellt sich ein Maximum des Beitrags zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen der einzelnen Ringe auf der Elektrodenoberfläche ein.

Im Folgenden sind die Störstellenringe jeweils einem bestimmten Teilvolumen V_i , die einzelne Störstelle dem Volumen V_1 zugeordnet. Der Beitrag zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Anfangselektronen ist, wie aus Voruntersuchungen hervorgeht, nur in dem Teilvolumen wirksam, dem die Störstelle bzw. der Störstellenring zugeordnet ist. In unmittelbarer Umgebung der Störstellen der Höhe h , die auf dem x . Ring (x.R.) angeordnet sind, herrscht zum Zeitpunkt t_ν die Feldstärke $E_{x.R.}(t_\nu, h)$. Entspricht diese Feldstärke $E_{x.R.}(t_\nu, h)$ mindestens der Durchschlaghöchstfeldstärke $E_{\text{dh,St}}(h)$, so tragen die Störstellen auf diesem Ring zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen im Gasraum bei. Der Beitrag des x . Rings mit w Störstellen der Höhe h , $[N_{e,i}(t_\nu, h)]_{\text{St},x.R.}$, zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen im Gasraum zum Zeitpunkt t_ν entspricht dem w -fachen des Beitrags einer einzelnen Störstelle gleicher Höhe h , $[N_{e,1}(t_j, h)]_{1\text{St}}$, zu einem früheren Zeitpunkt t_j (**Gl. 5.10**).

$$\begin{aligned} E_{x.R.}(t_\nu, h) &= E_{\text{St}}(t_j, h) \quad \text{mit } t_j < t_\nu \\ [N_{e,i}(t_\nu, h)]_{\text{St},x.R.} &= w \cdot [N_{e,1}(t_j, h)]_{1\text{St}} \end{aligned} \tag{5.10}$$

In Abhängigkeit der Position des Störstellen-Rings in Bezug auf die zuvor definierten

Kugelzonen erfolgt die Zuweisung der Erzeugungsrate zu dem korrespondierendem Teilvolumen, in dem sich der Störstellen-Ring befindet (**Bild 5.1**, S.99).

Diese Berechnung erfolgt für jeden Störstellen-Ring, dessen Feldstärke die Durchschlaghöchsfeldstärke überschreitet. Die Summation hierüber ergibt den tatsächlichen Beitrag aller Störstellen auf allen zu betrachtenden Störstellen-Ringen zu einem Zeitpunkt. Dieser Beitrag wird zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen der ungestörten Elektrodenoberfläche addiert. Diese Berechnung erfolgt für jeden Zeitschritt, anschließend wird die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons bei einer gestörten Elektrodenanordnung in Abhängigkeit der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode mit dem Volumen-Zeit-Gesetz bzw. dem erweiterten Volumen-Zeit-Gesetz berechnet.

6 Isoliervermögen von trockener Luft bei Gleich-, Wechsel- und Blitzstoßspannung

Für die Versuche zur Ermittlung des Isoliervermögens einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung mit trockener Luft unter hohem Druck bei Gleich-, Wechsel- und Blitzstoßspannung stehen die Prüfanlagen sowie Messgeräte des Lehrstuhls für Hochspannungs- und Anlagentechnik an der TUM zur Verfügung. Je nach Zielsetzung der Untersuchung variiert der Versuchsaufbau und -ablauf. Die statistische Auswertung der so gewonnenen Messwerte erfolgt nach entsprechenden Vorgaben aus der Literatur mit Hilfe eines Statistikprogramms sowie EXCEL und MATLAB.

6.1 Messsysteme

Die Prüfanlagensteuerung erfolgt in den Steuerständen der Labore rechnergestützt. Hierin sind Transientenrekorder mit automatischer Durchschlagerkennung integriert. Die aufgezeichneten Messwerte werden in Dateien abgespeichert, die anschließend für die statistische Auswertung zur Verfügung stehen. Neben der digitalen Aufzeichnung wird zudem ein Messprotokoll händisch geführt.

Die 50-Hz-Wechselspannung (AC) nach Norm wird über einen 400-kV-Öltransformator in Isoliermantelbauweise im Hochspannungslabor 1 generiert [VDE 0432-1]. Über einen 65-nF-Ölpapier-Messkondensator wird die Wechselspannung mit dem Messrechner im Steuerstand gemessen. Selen-Gleichrichter-Dioden ermöglichen das Gleichrichten der Wechselspannung. Über einen Messwiderstand am 48-nF-Glättungskondensator wird die Gleichspannung (DC) im Messrechner gemessen [Pri-65].

Im Hochspannungslabor 2 steht ein fünfstufiger Stoßgenerator zur Verfügung, der nach dem Vervielfachungsprinzip von Marx aufgebaut ist. Der 1,2/50-Blitzstoßspannungsver-

lauf (LI) nach Norm VDE 0432-1 erreicht einen Scheitelwert von bis zu 1 MV, die maximale Stoßenergie kann mit 12,5 kWs angegeben werden [Pri-65]. Die Polarität der Spannung wird über Selen-Gleichrichter-Dioden eingestellt. Die Spannungsmessung mit dem Transientenrekorder im Steuerstand erfolgt über einen kalibrierten kapazitiven Hochspannungsteiler mit Vorwiderstand. Im Rahmen der Messung des Entladungsstroms wird zudem die im Versuchskessel integrierte Feldsonde mit VFT-Abgriff verwendet. Der so gemessene Spannungsverlauf wird mit einem Oszilloskop aufgezeichnet, das sich in einem elektromagnetisch geschirmten Messschrank innerhalb des Prüffeldes befindet.

Die Spannung wird über die Hochspannungsdurchführung des Versuchskessels zur Platenelektrode in dessen Inneres geführt.

6.2 Angewandte Prüfverfahren

6.2.1 Stichprobenumfang

Um einen zuverlässigen Betrieb eines Isoliergassystems zu ermöglichen, ist dieses so zu dimensionieren, dass keine Entladungen und insb. kein Durchschlag im Gasraum auftritt. Bei selbstheilenden Isolierungen entspricht die 10%-Blitzstoßspannungsimpuls-Durchschlagspannung, d. h. das 10%-Quantil der Durchschlagspannung, der statistischen Stehspannung und ist im Rahmen der Isolationskoordination von Bedeutung [Fin-00], [Fin-03], [VDE 0432-1]. Das 10%-Quantil einer Verteilung ist jener Spannungswert, bei dem die Wahrscheinlichkeit einer niedrigeren Durchschlagspannung genau 10 % beträgt [Hau-84], [Led-09].

Die einzelnen Messwerte unabhängiger Versuche, d. h. die Realisierungen x der Zufallsgröße X , werden als (konkrete) Stichprobe vom Stichprobenumfang n zusammengefasst. Ein gesuchter Parameter der Grundgesamtheit, dem die Stichprobe entstammt, liegt mit einer bestimmten statistischen Sicherheit $\varepsilon < 1$ in einem abgeschlossenen Intervall (Konfidenzbereich, Vertrauensbereich) um das entsprechende Quantil, die Unschärfe der Bereichsschätzung ist quantifiziert [Smi-73], [Sac-09]. Übliche Vertrauensbereiche sind 90 %, 95 % und 99 %, meist wird die Vertrauenswahrscheinlichkeit zu 95 % gewählt [Hau-84], [Fin-03], [Led-09], [Sac-09], [Sim-11]. Die statistische Sicherheit ε , der Stichprobenumfang n , die zugrundeliegende Verteilung der Zufallsgröße und insbesondere deren Streuung bestimmen die Breite des Konfidenzbereiches [Hau-84]. Mit zunehmendem Stichprobenumfang n und gleichbleibender statistischer Sicherheit ε wird der Konfidenzbereich enger. Mit abnehmender statistischer Sicherheit ε und gleichbleibendem

Stichprobenumfang n wird der Konfidenzbereich ebenso enger, die Aussage über den gesuchten Parameter wird schärfer aber weniger sicher [Sac-09].

Der erforderliche Stichprobenumfang n der Messreihe wird über die Festlegung des Quantils sowie des Wertes der gewünschten statistischen Sicherheit ε definiert. Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen mit Gleich-, Wechsel- und Blitzstoßspannung wird das 10%-Quantil mit einer statistische Sicherheit von $\varepsilon = 0,95$ gewählt. Hieraus ergibt sich ein Stichprobenumfang von $n = 30$ [Hau-84], [Fin-03].

Für die experimentelle Ermittlung, des von der Feldverteilung der Elektrodenanordnung abhängigen, 5%-Quantils mit einem 99%-Konfidenzbereich sind $n > 90$ Durchschläge erforderlich [Hau-84]. Jeder Durchschlag verändert die Oberflächeneigenschaften von Anode und Kathode. Bei einer derart großen Zahl an Beanspruchungen muss davon ausgegangen werden, dass sich die trockene Luft irreversibel zersetzt und folglich die Konzentrationen der Zersetzungsprodukte im Isoliergas signifikant hoch sind [Sch-68a]. Die Ionendichte im Isoliergas muss sich innerhalb der Pausenzeit Δt_P auf den Zustand einstellen, der vor der letzten respektive ersten Spannungsbeanspruchung herrschte (**Bild 2.5**, S. 32). Die Unabhängigkeit der aufeinanderfolgenden Beanspruchungen muss durch die Versuchsbedingungen und den Versuchsablauf sichergestellt werden [Mos-79], [Hau-84]. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass auf den vergleichsweise großflächigen Elektroden bei einer geringeren Anzahl an Durchschlägen die makroskopische Elektrodenoberfläche nur geringfügig beeinflusst wird und der Entladungskanal scheinbar zufällig auf unterschiedlichen Bereichen der Elektrodenoberfläche beginnt bzw. endet. Um eine Aussage über den Einfluss von Versuchsparametern auf das Isoliervermögen der untersuchten Elektrodenanordnung zu erhalten, wird das 10%-Quantil mit dem 95%-Konfidenzbereich ausgewertet.

6.2.2 Verteilungsfunktion

Zur Beschreibung von Zufallsprozessen, wie beispielsweise der Durchschlag in trockener Luft, dienen Verteilungsfunktionen der Zufallsgröße X . Im Zusammenhang mit dem Isoliervermögen finden die Normal-, Weibull- und Exponentialverteilung Anwendung. Das Ergebnis einer schrittweisen Prüfung nach VDE 0432-1 ist eine Stichprobe aus n Realisierungen x der gewählten stetigen Zufallsgröße X , einer reellen, dimensionsbehafteten Zahl. Die Auswertung der Stichprobe führt zu der Summenhäufigkeitsfunktion, einer empirischen Verteilungsfunktion [Ebe-71], [Hau-84].

Die Messwerte werden in einem Wahrscheinlichkeitspapier aufgetragen, die empirische Verteilungsfunktion wird mit der Maximum-Likelihood-Methode an die relevanten, theo-

retischen Verteilungsfunktionen approximiert. Mit dem Anderson-Darling Test kann eine Aussage über die Gültigkeit und Güte der Anpassung an unterschiedliche Verteilungsfunktionen getroffen werden [Fin-03], [Sac-09]. Die im Rahmen der durchgeführten schrittweisen Prüfungen nach VDE 0432-1 gewonnen Messwerte der einzelnen Stichproben sind meist normalverteilt, weshalb im Rahmen der hier durchgeführten Auswertung der Messwerte der einzelnen Stichproben stets eine Normalverteilung zugrunde gelegt wird. Die Quantile der Durchschlagspannung mit den jeweiligen Konfidenzbereichen werden u. a. mit der Statistik-Software Minitab bestimmt.

$$\Phi(x, \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{(\xi - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) d\xi \quad (6.1)$$

Die Funktion der Normalverteilung $\Phi(x, \mu, \sigma^2)$ wird über das Integral der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit der Realisierung x der Zufallsgröße X , dem arithmetischen Mittelwert μ und der Streuung σ^2 (Standardabweichung σ) berechnet (**Gl. 6.1**) [Sac-09].

6.2.3 Schrittweise Prüfung

Die Untersuchung des Isoliervermögens einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung wird bei hohen Gasdrücken in trockener Luft unter der Beanspruchung mit Wechsel-, Gleich- und Blitzstoßspannung beider Polaritäten durchgeführt. Die Angabe der Polarität bezieht sich dabei stets auf die Spannungspolarität der stärker gekrümmten Elektrode auf Hochspannungspotential, unter der Annahme, dass die nicht bzw. schwächer gekrümmte Gegenelektrode geerdet sei und die Feldstärkeorientierung gleich bleibt [Led-09]. Um eine Wahrscheinlichkeitsverteilung mit entsprechenden Quantilen der Durchschlagspannung zu erhalten, findet die schrittweise Prüfung nach VDE 0432-1 Anwendung. Aus den Messwerten der Einzelversuche kann als Zufallsgröße der Zahlenwert der Durchschlagspannung U_d ermittelt werden.

Bei der schrittweisen Prüfung nach VDE 0432-1 wird die Spannung wahlweise in Stufen mit der Spannungsdifferenz Δu zwischen zwei Beanspruchungen oder gleichmäßig mit der Spannungssteigerungsgeschwindigkeit v_u gesteigert, bis ein Durchschlag auftritt (**Bild 6.1**). Der Durchschlag als Ereignis ist dabei sicher, die Höhe der Durchschlagspannung u_d zufällig. Diese Prüfung ist unabhängig von der Art der Spannungssteigerung durch die Anzahl n der Einzelversuche pro Messreihe, die Pausenzeit zwischen Durchschlag und erneuter Spannungsbelastung Δt_p und die Ausgangsspannung u_0 definiert [Hau-84], [VDE 0432-1]. Die Pausenzeit wird im Rahmen der durchgeführten Messungen druck- und polaritätsunabhängig zu $\Delta t_p = 3 \text{ min}$ gewählt (**Tabelle 6.1**, S. 114).

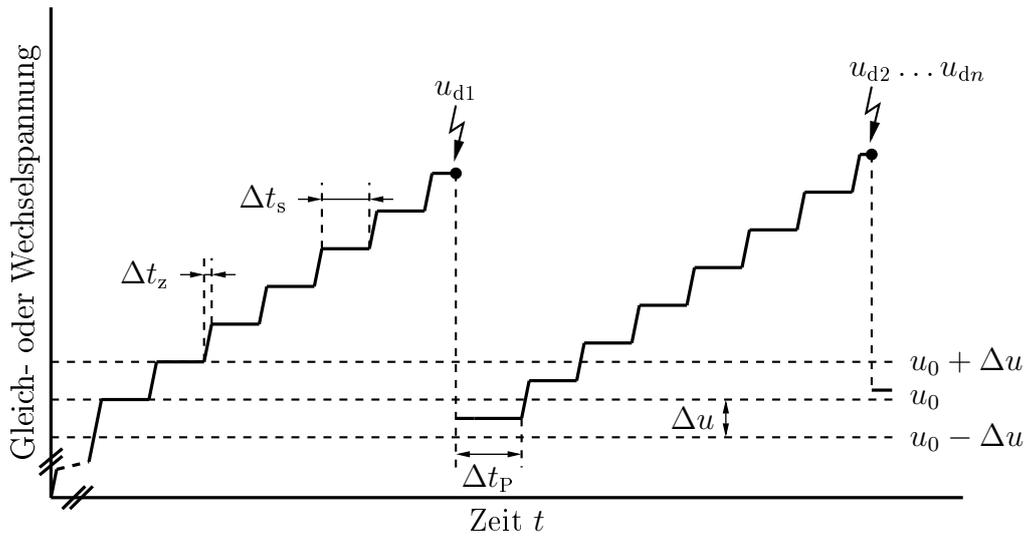
Die Ausgangsspannung u_0 kann zu 0 V oder größer gewählt werden. Dabei sollte die niedrigste aller gemessenen Durchschlagspannungen $u_{d,\min}$ mindestens 110 % der Ausgangsspannung betragen ($u_{d,\min} \geq 1,1 \cdot u_0$) [Hau-84].

Für die Untersuchungen mit der stufenweisen Spannungssteigerung muss die Ausgangsspannung umso tiefer gewählt werden, je kleiner die Stufenhöhe Δu ist. Um weniger diskrete, sondern vielmehr ein Kontinuum an Durchschlagspannungen zu erhalten, wie es dem Ergebnis bei der stetigen Spannungssteigerung entspricht, soll die Ausgangsspannung u_0 variiert werden [Hau-84]. Die Ausgangsspannung soll daher in einem Intervall $[u_0 - \Delta u; u_0 + \Delta u]$ mit kleinstmöglicher Spannungsstufe um den zuvor bestimmten Wert der Ausgangsspannung u_0 liegen (**Bild 6.1a**). In Vorversuchen wird für jeden Versuchsparametersatz, bestehend aus Spannungsart, Polarität, Isoliergasdruck und Oberflächenbeschaffenheit der Elektrode die Ausgangsspannung u_0 ermittelt. Sofern nicht anders angegeben, besteht jede Versuchsreihe aus Messungen an bis zu acht polierten Halbkugel-Elektroden und jede Elektrode wird mit $n = 30$ Durchschlägen beansprucht.

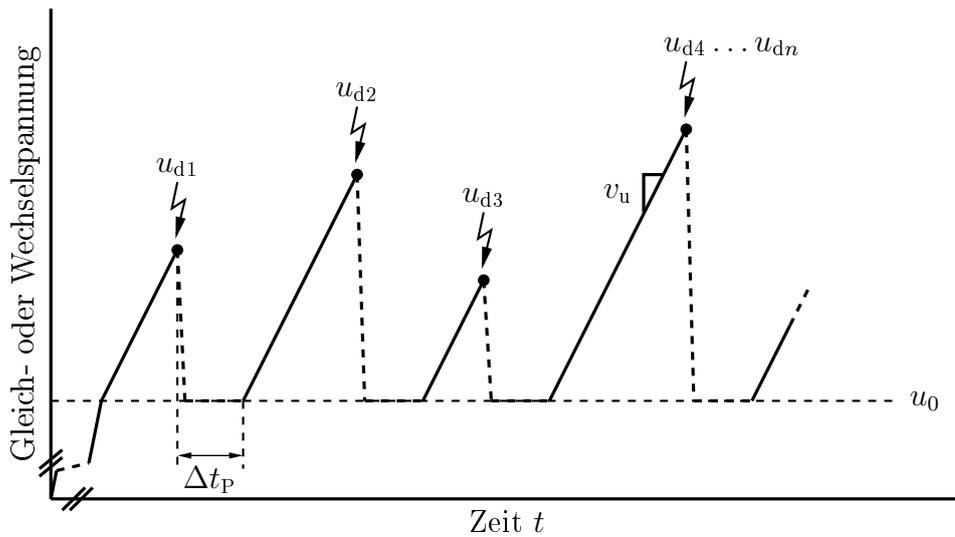
Ausgangsspannung u_0 und Spannungssteigerungsgeschwindigkeit v_u bzw. Stufenhöhe Δu beeinflussen allgemein die empirisch ermittelte Verteilungsfunktion (Summenhäufigkeitsfunktion) [Mos-79], [Hau-84].

Gleich- und Wechselfspannungsprüfung

Die Versuchsdurchführung mit Gleich- und Wechselfspannung erfolgt mit kontinuierlicher Spannungssteigerung (**Bild 6.1b**). Aus technischen Gründen wird die Wechselfspannung stets von 0 V bis zur Ausgangsspannung u_0 mit der maximal möglichen Spannungssteigerungsgeschwindigkeit $v_{u,\max} = 3,75 \text{ kV/s}$, anschließend mit der geringeren Geschwindigkeit $v_u = 3,0 \text{ kV/s}$ gesteigert bis ein Durchschlag auftritt (**Tabelle 6.1**, S.114). Die Angaben der Spannungssteigerungsgeschwindigkeiten erfolgen als Effektivwerte, für Gleichspannung gelten um den Faktor $\sqrt{2}$ erhöhte Werte der Spannungssteigerungsgeschwindigkeiten. Mit der Wahl der höchsten Spannungssteigerungsgeschwindigkeit bis zum Erreichen von u_0 wird die zeitliche Beanspruchung der Isoliergasstrecke reduziert. Ausgangsspannung und Spannungssteigerungsgeschwindigkeit werden aus Voruntersuchungen hinsichtlich der statistischen Verwertbarkeit, insb. bzgl. der Unabhängigkeit der Messerwerte bestimmt. Ein mögliches Überfahren der Durchschlagspannung u_d durch zu rasche Spannungserhöhung wird mit diesem Verfahren weitestgehend vermieden.



(a)



(b)

Bild 6.1: Prozedere der schrittweisen Prüfung bei Dauerspannungen nach VDE 0432-1 und [Hau-84] mit Pausenzeit Δt_P

- (a) stufenweise Spannungssteigerung mit Stufendauer Δt_s , Steigerungszeit $\Delta t_z \ll \Delta t_s$, Stufenhöhe Δu , Variation der Ausgangsspannung u_0
- (b) kontinuierliche Spannungssteigerung mit Spannungssteigerungsgeschwindigkeit v_u , konstante Ausgangsspannung u_0

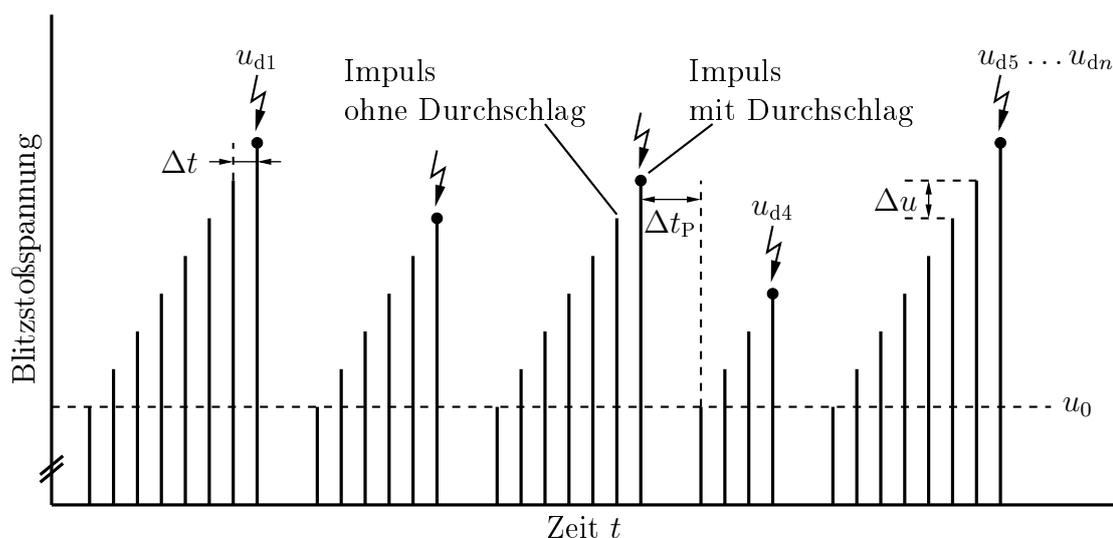


Bild 6.2: Prozedere der Spannungssteigerungsprüfung nach [Hau-84] mit Zeit zwischen zwei Spannungsbeanspruchungen Δt , Pausenzeit Δt_P , Stufenhöhe Δu und konstanter Ausgangsspannung u_0

Blitzstoßspannungsprüfung

Die Spannungssteigerung in Stufen mit der Stufenhöhe Δu findet bei der Versuchsdurchführung mit Blitzstoßspannung Anwendung (**Bild 6.2**). Nicht jede Beanspruchung führt hierbei zu einem Durchschlag [Hau-84], [VDE 0432-1]. Die Stufenhöhe Δu sollte etwa der Hälfte der empirischen Standardabweichung s entsprechen, jedoch nicht größer als s sein [Hau-84]. Als Ergebnis der Voruntersuchungen wird bei unveränderten Versuchsbedingungen und unabhängig von der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode sowie vom Isoliergasdruck p eine Stufenhöhe von $\Delta u = 10 \text{ kV}$ gewählt (**Tabelle 6.1**).

Anmerkung: In der Literatur treten bezüglich der Nomenklatur des Prüf- bzw. Versuchsverfahrens Diskrepanzen auf. Die Spannungssteigerungsprüfung nach Norm VDE 0432-1 ist ein Verfahren, bei dem n Spannungsbeanspruchungen bei m Spannungspegeln der Spannungsdifferenz Δu durchgeführt werden. Bei der schrittweisen Prüfung nach Norm VDE 0432-1 wird die Spannung, ausgehend von der Ausgangsspannung u_0 , gleichmäßig oder in Stufen der Höhe Δu gesteigert, bis ein Durchschlag auftritt. In der Literatur wird die schrittweise Prüfung nach Norm stets als Spannungssteigerungsprüfung bzw. -versuch bezeichnet [Ebe-71], [Mos-79], [Hau-84], [Fin-03], [Küc-05], [Led-09], [Kes-11], [VDE 0432-1].

Die Bezeichnung von Ausgangsspannung, Durchschlagspannungen und Kennwerten der Prüfspannungskurve erfolgt in der Norm VDE 0432-1 mit Großbuchstaben, da hier von konstanten Schätzwerten ausgegangen wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird zwischen den Realisierungen x der Zufallsgröße X , d. h. zwischen Messwerten und ausgewerteten Kenngrößen mit Groß- und Kleinschreibung differenziert.

Tabelle 6.1: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Schlagweite s , Homogenitätsgrad nach Schwaiger η , polaritätsunabhängige Pausenzeit Δt_P und Parameter der schrittweisen Prüfung der Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

	s in mm	η	Δt_P in min	v_u in $\frac{\text{kV}}{\text{s}}$	Δu in kV
DC	10	0,810	3	3,0	-
AC	30	0,578			
LI	40	0,507		-	10

6.2.4 Konstantspannungsversuch

Bei dem Konstantspannungsversuch erfolgt eine wiederholte Spannungsbeanspruchung mit konstanter, festgelegter Höhe \hat{u} und zeitlichem Verlauf der Spannung zur Ermittlung der empirischen Verteilungsfunktion $V(u = \hat{u})$ (Verhaltensfunktion). Der Versuch wird im Rahmen der durchgeführten Messungen ausschließlich bei der Beanspruchung mit Blitzstoßspannung durchgeführt. Die Ereignisse „Durchschlag“ und „Nichtdurchschlag“ sind dabei zufällig [Mos-79], [Hau-84], [Fin-03], [Sim-11], [Koc-12].

Unabhängig davon, ob und zu welchem Zeitpunkt ein Durchschlag auftritt ist der Wert der Spannung bei dem Konstantspannungsversuch der höchsten Wert \hat{u} der vollen Blitzstoßspannung ohne überlagerte Schwingungen nach VDE 0432-1, der als höchster Wert des Impulses ohne Spannungszusammenbruch am Prüfling anliegt [VDE 0432-1]. Dieser Spannungswert kann in der Prüfanlagensteuerung hinterlegt und somit reproduzierbar eingestellt werden. Die Anzahl der k Durchschläge bei n Spannungsbeanspruchungen ist abhängig von der Höhe \hat{u} der anliegenden Spannung, $0 \leq k \leq n$. Die relative Häufigkeit der Durchschläge h ist ein Schätzwert der Durchschlagwahrscheinlichkeit und um so genauer, je größer n ist (**Gl. 6.2**). Der höchste Wert der Spannung, bei dem $k = 0$ gilt, wird als Ausgangsspannung u_0 gewählt [Ebe-71].

$$h = \frac{k}{n} \quad (6.2)$$

Je größer der Stichprobenumfang n bei einer bestimmten Spannungshöhe und Polarität gewählt wird, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens weiterer Durchschläge [Mos-79], [Hau-84]. Der Entladungskanal verändert durch die resultierenden Fußpunkte die Elektrodenoberfläche hinsichtlich chemischer und geometrischer Eigenschaften. In abgeschlossenen Versuchskesseln ändert sich zudem die Konzentration von

Zersetzungsprodukten, Raum- und Oberflächenladungen im Isoliergas, eine Unabhängigkeit der Einzelversuche kann dann nicht mehr erreicht werden [Sch-68a], [Ebe-71], [Fin-03], [Sim-11].

Mit dem Konstantspannungsversuch mit Blitzstoßspannung ist es möglich, die Höhe der Durchschlagspannung pro Stufe annähernd konstant zu halten. Neben der empirischen Verhaltensfunktion kann so der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit (poliert, korundgestrahlt), der Polarität (LI+, LI−), des Gasdrucks p und der Höhe \hat{u} der Spannung auf die Fußpunktverteilung auf der Elektrodenoberfläche der stärker gekrümmten Elektrode ermittelt werden. Dieser Versuch findet ebenso bei der Erfassung des Entladungsstroms Anwendung. Im Rahmen des Konstantspannungsversuchs wird eine Elektrode, sofern nicht anders angegeben, mit einer Spannungshöhe und mit $k = 30$ Durchschlägen beansprucht.

6.2.5 Summenhäufigkeits- und Verhaltensfunktion

Bei der schrittweisen Prüfung nach VDE 0432-1 mit einer Spannungssteigerung in Stufen der Stufenhöhe Δu oder gleichmäßigen Steigerung in definierter Zeit (Spannungssteigerungsgeschwindigkeit v_u) ist die Höhe der Durchschlagspannung u_d zufällig. Der Versuch dient zur Ermittlung der Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u = u_d)$. Aus den Messwerten des Konstantspannungsversuchs wird als Verteilungsfunktion die empirische Verhaltensfunktion $V(u = \hat{u})$ bei festgelegter Spannungshöhe \hat{u} abgeleitet [Ebe-71], [Mos-79], [Hau-84]. Unter Annahme einer bestimmten theoretischen Verteilungsfunktion, z. B. der Normalverteilung, wird der Wert der Durchschlagwahrscheinlichkeit aus den relativen Durchschlaghäufigkeiten geschätzt.

Der Wert der Verhaltensfunktion $V(u)$, d. h. die Durchschlagwahrscheinlichkeit bei einer bestimmten Höhe $u = u_0 + (k + 1) \cdot \Delta u$ der Spannung, kann punktweise aus der berechneten Summenhäufigkeitsfunktion ermittelt werden (**Gl. 6.3**) [Ebe-71], [Hau-84].

$$V(u) = \frac{S_{\Delta u}(u) - S_{\Delta u}(u - \Delta u)}{1 - S_{\Delta u}(u - \Delta u)} \quad (6.3)$$

Die Verhaltensfunktion kann ebenso in die Summenhäufigkeitsfunktion umgerechnet werden. Ausgehend von der Ausgangsspannung u_0 wird der Wert der Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u_0 + k\Delta u)$ aus der Summe der Durchschlagwahrscheinlichkeiten in den jeweiligen k Stufen, Stufenhöhe Δu , berechnet (**Gl. 6.4**). Für die Wahrscheinlichkeit eines Durchschlags bei einem Spannungswert, der geringer als die Ausgangsspannung u_0

ist, wird $V(u_0 - \Delta u) = 0$ angenommen [Ebe-71], [Hau-84].

$$S_{\Delta u}(u_0 + k\Delta u) = \sum_{i=1}^k \left\{ V(u_0 + i\Delta u) \prod_{j=0}^{i-1} [1 - V(u_0 + j\Delta u)] \right\} \quad (6.4)$$

6.3 Elektrodenanordnung und Isoliergasdruck

6.3.1 Halbkugel-Elektrode

Mit einer Halbkugel-Platte-Anordnung wird eine schwach inhomogene Feldverteilung nachgebildet, wie sie meist in gasisolierten metallgekapselten Isoliersystemen konstruktionsbedingt vorliegt [Wie-88a], [Mes-02], [Led-09], [Kes-11]. Die Versuche werden in einem abgeschlossenen metallischen Druckkessel durchgeführt. Das Volumen des Kessels beträgt $V_{\text{Kessel}} \approx 800\text{l}$. Der Einfluss einer Oberflächenrauheit auf das Isoliervermögen von trockener Luft bei hohen Drücken sowie auf die Fußpunktverteilung soll erfasst werden. Daher werden die Oberflächen der Halbkugel-Elektroden durch Polieren bzw. Raustrahlen so behandelt, dass zwei unterschiedliche Oberflächenrauheiten entstehen. Die Halbkugel-Elektroden werden aus gezogenen Aluminium-Rundstangen gefertigt, der Radius der Halbkugel beträgt $r = 30\text{ mm}$. Dieses Material wird aufgrund seiner hohen Leitfähigkeit und geringen Dichte für Innenleiter in gasisolierten metallgekapselten Rohrleitungen und Schaltanlagen verwendet [Wie-78], [Led-09]. Eine stets polierte, runde, ebene Aluminiumplatte stellt die Gegenelektrode dar, ihr Durchmesser beträgt etwa 465 mm , ihre Kanten sind abgerundet.

Die Oberflächenbehandlung aller Elektroden erfolgt stets mit Schmirgelpapier unterschiedlicher Korngrößen in der hauseigenen mechanischen Werkstatt. Schmirgel ist eine körnige Form des reinen Aluminiumoxids $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, sog. Korund, das durch Eisenoxid und Quarz verunreinigt ist [Hol-07]. Die Rauheitsordinatenwerte werden mit einem Oberflächenrauheitsprüfgerät ermittelt [Mit-04]. Nach dem ersten Polieren liegen die Rauheitsordinatenwerte der so vorbereiteten Elektroden zwischen $1,5\ \mu\text{m} \leq R_z \leq 3,5\ \mu\text{m}$ und stimmen mit den in der Literatur genannten Werten überein [Fin-03].

Im Rahmen der Untersuchungen sollen polierte Elektroden zum Einsatz kommen, die vorbereiteten Elektroden werden mit Schmirgelpapier auf etwa $R_z \leq 1,5\ \mu\text{m}$ poliert. Es wird zudem eine Oberfläche mit scharfkantigen Profilsitzen generiert, die einem praxisnahen Oberflächenprofil ähneln soll. Hierfür erfolgt ein Raustrahlen der vorbereiteten Elektroden mit weißem Edelkorund (99,73 % Al_2O_3 , hochreines Aluminiumoxid, Körnung 46) unter hohem Druck. Auf diese Weise können in der benachbarten Fakultäts-

werkstatt korundgestrahlte Elektroden mit $R_z \approx 20 \mu\text{m}$ hergestellt werden. Bei der Herstellung der Profilspitzen ist auf eine gleichmäßige, v. a. einmalige Oberflächenbehandlung zu achten [Has-14]. Wie zahlreiche Untersuchungen zeigen, werden die beim erstmaligen Raustrahlen entstandenen scharfkantigen Profilspitzen durch erneutes Raustrahlen abgerundet, das erwünschte Oberflächenprofil kann so nicht erzielt werden.

Die Elektroden werden nach der Beanspruchung und entsprechender Auswertung für den erneuten Einsatz aufbereitet. Hierfür erfolgt eine mechanische Abtragung der Krater der Fußpunkte sowie ggf. der Oberflächenstruktur. Das anschließende Polieren und die erneute gewünschte Oberflächenbehandlung ermöglicht den mehrfachen Wiedereinsatz der Platten- sowie Halbkugel-Elektroden.

Das Wachstum der amorphen Al_2O_3 -Schicht wurde in früheren Arbeiten durch das rasche Auftragen einer dielektrischen Beschichtung oder durch das zeitnahe Einbauen der Elektroden in den Versuchskessel, sofortiges Vakuumziehen und rasches Befüllen mit dem Isoliergas SF_6 oder Isoliergasgemischen ohne Sauerstoff auf ein Minimum reduziert [Hie-91], [Gra-02], [Hin-02], [Led-09], [Kes-11]. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Isoliergas besteht zu einem bedeutenden Anteil aus Sauerstoff (**Tabelle 2.15**, S. 57). Der Ausbildung der passiven Oxidschicht kann daher nicht entgegengewirkt werden. Die zu untersuchenden Elektroden werden unmittelbar nach ihrer Oberflächenbehandlung mit Isopropanol gereinigt und in den Versuchskessel eingebaut. Anschließend werden die Gasarbeiten durchgeführt. Die Spannungsbeanspruchung der Elektrodenanordnung erfolgt in den darauffolgenden Tagen.

Revolver-Elektrodenanordnung

Es steht eine Revolver-Elektrodenanordnung mit acht Plätzen für Halbkugel-Elektroden zur Verfügung (**Bild 6.3a**). Jede Elektrode ist auf Erdpotential und wird einzeln pneumatisch über ein, am Kessel angebrachtes Bedientableau angesteuert. Die zu prüfende Elektrode wird in den Gasraum eingebracht, während die übrigen Elektroden in einer geerdeten Schirmelektrode versenkt sind. Der Durchmesser der geerdeten, stets polierten, ebenen Schirmelektrode beträgt etwa 400 mm, ihre Kanten sind abgerundet. Aufgrund der coaxialen Ausrichtung der Revolveranordnung gegenüber der plattenförmigen, runden Gegenelektrode auf Hochspannungspotential kann, wie Feldberechnungen belegen, von gleichen Feld- und Kapazitätsverhältnissen bei jeder Halbkugel-Platten-Konfiguration ausgegangen werden. Unter den Annahmen, dass bei gleicher Feldstärkeorientierung die nicht gekrümmte Gegenelektrode geerdet sei und die stärker gekrümmte Elektrode auf Potential liege bezieht sich die Angabe der Polarität der anliegenden Spannung

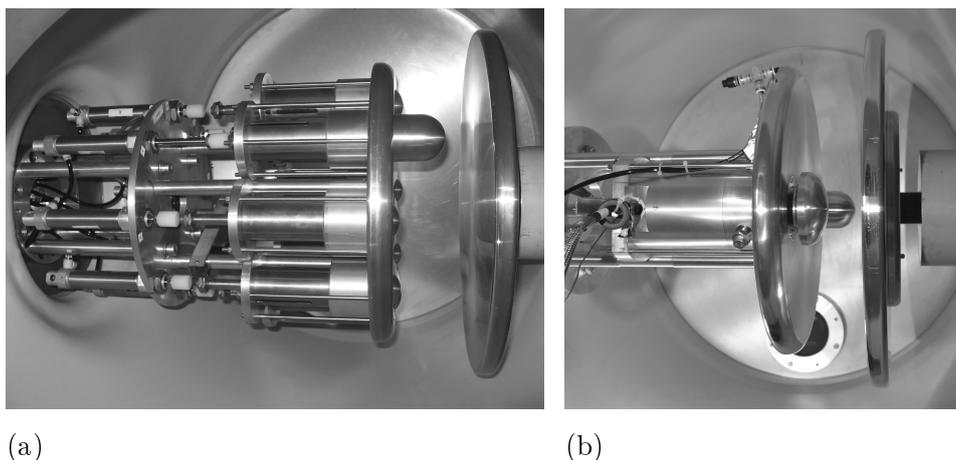


Bild 6.3: Elektrodenanordnung im Versuchskessel; Plattenelektrode auf Hochspannungspotential, Halbkugel-, Ellipsoid- und Schirmelektroden auf Erdpotential

- (a) Revolver-Elektrodenanordnung mit acht polierten Halbkugel-Elektroden; Elektroden in Schirmelektrode versenkt, zu prüfende Elektrode pneumatisch angesteuert
- (b) Elektrodenanordnung mit Halbkugel- und Ellipsoid-Elektrode zur Erfassung des Entladungsstroms mit Komponenten zur Erlangung einer turbulenten Strömung zur Verwirbelung des Gases zwischen den Elektroden durch partiellen Gasaustausch

auf die der stärker gekrümmten Elektrode [Led-09]. Die eingebauten Elektroden werden entsprechend ihrer Position im Revolver nummeriert. Die Anzahl der erforderlichen Gasarbeiten kann durch diese Anordnung auf ein Minimum reduziert werden. Diese Revolveranordnung fand bereits im Rahmen der Untersuchung des Isoliervermögens SF_6 -isolierter Elektrodenanordnungen mit dielektrischer Beschichtung Anwendung [Led-09]. Im Versuchskessel sind die Elektrodenanordnung horizontal, die Plattenelektrode parallel zur Schirmelektrode angeordnet. Die Hauptausrichtung des Entladungskanals ist somit stets horizontal.

Der minimale Abstand zwischen Erdelektrode und Elektrodenoberfläche auf Potential beträgt bei der Halbkugel-Platte-Anordnung, sofern nicht anders angegeben $s = 30$ mm. So wird eine schwach inhomogene Feldverteilung, wie sie auch in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen vorliegt, nachgebildet. Der Abstand zwischen der Schirmelektrode und der plattenförmigen Gegenelektrode auf Hochspannungspotential beträgt bei $s = 30$ mm etwa 120 mm. Die maximale Höhe der Spannung wird durch die für die Messungen zur Verfügung stehenden Prüfanlagen bestimmt. Für die Versuche mit Gleichspannung wird der geringste Abstand zwischen den beiden Elektroden auf unterschied-

lichem Potential auf $s = 10$ mm reduziert, um auch bei hohen Drücken Durchschläge generieren zu können. Bei diesen Versuchen wird zusätzlich eine Referenzmessung bei $s = 30$ mm und $p = 0,5$ MPa durchgeführt.

Die relevanten Quantile der Durchschlagspannung $U_{d,\%}$ werden in die korrespondierenden Quantile der Durchschlagfeldstärke der Elektrodenanordnung $E_{d,\%}$ (**Gl. 2.43**, S. 48), d. h. der im Augenblick des Gasdurchschlags maximal im Feldraum herrschenden Feldstärke umgerechnet. Dies ermöglicht die Vergleichbarkeit der Messergebnisse, die mit unterschiedlichen Schlagweiten mit einhergehendem veränderten Homogenitätsgrad gewonnen werden. Die so ermittelten Ergebnisse sind konsistent.

Halbkugel- und Ellipsoid-Elektrodenanordnung

Bei der Messung des Entladungsstroms erfolgt die Kompensation des kapazitiven Verschiebestroms durch die Realisierung eines Messaufbaus mit zwei parallel angeordneten, unterschiedlich stark gekrümmten Elektroden gleicher Kapazität C_E [Hie-91].

Die Halbkugel- und Ellipsoid-Elektrode sind nicht pneumatisch verstellbar. Diese Elektrodenanordnung ist ebenso horizontal ausgerichtet (**Bild 6.3b**). Die maximal vor der weniger stark gekrümmten Elektrode (Vergleichselektrode, VE) herrschende Feldstärke ist konstruktionsbedingt etwa halb so groß wie an der Halbkugel-Elektrode, an der der Durchschlag auftreten soll (Durchschlagsselektrode, DSE). So wird sicher gestellt, dass sich die Entladung nur zwischen der Durchschlags- und Plattenelektrode entwickelt. Als plattenförmige Gegenelektrode auf Hochspannungspotential dient weiterhin die Plattenelektrode mit einem Durchmesser von etwa 465 mm, der Durchmesser der Schirmelektrode ist mit 400 mm ebenfalls unverändert. Der horizontale Abstand beider Plattenelektroden beträgt etwa 100 mm. Der minimale Abstand zwischen Halbkugel-Elektrode und Elektrodenoberfläche auf Potential wird zu $s = 30$ mm eingestellt.

Der vertikale Abstand zwischen der Halbkugel- und Ellipsoid-Elektrode wird auf Grundlage der Ergebnisse der FEM-Berechnung so gewählt, dass eine gegenseitige Beeinflussung des Feldverlaufs vor den Elektroden weniger als 1 % beträgt. Dieser Abstand stellt ebenso ein konstruktives Optimum dar (**Bild 6.3b**; **Bild 6.4**, S. 125). Durchschlags- und Vergleichselektrode werden von der Schirmelektrode isoliert, um die Gesamtkapazität der Elektrodenanordnung und folglich den kapazitiven Verschiebestrom $i_c(t)$ zu reduzieren [Hie-91].

6.3.2 Isoliergasdruck

Nach dem Einbau der Elektroden in den Versuchskessel sowie der Reinigung mit Isopropanol und fusselfreien Tüchern wird über mehrere Stunden Vakuum gezogen, Enddruck $p < 10^{-3}$ mbar. Bei den verwendeten Komponenten ist es daher erforderlich, dass sie für Über- und Unterdruck ausgelegt sind. Der absolute Druck des zu untersuchenden Isoliergases wird im Versuchskessel in diskreten Druckstufen eingestellt, $p = \{0,1 \text{ MPa}, 0,5 \text{ MPa}, 0,8 \text{ MPa}, 1,0 \text{ MPa}\}$. Lediglich bei Versuchen mit Wechselspannung kann mit der zur Verfügung stehenden Prüfanlage bei $p_4 = 1,0 \text{ MPa}$ kein Durchschlag generiert werden, weshalb der maximale Druck auf $p_{4,AC} = 0,9 \text{ MPa}$ reduziert wird. Der Druck der trockenen Luft im Kessel wird vor jeder Messung über ein, außen am Kessel angebrachtes Feinmessmanometer mit Spiegelskala (Genauigkeitsklasse 0,25) überprüft [SUK-16].

Für einige Versuche steht zudem ein digitales Manometer, Messbereich 0 bar bis 11 bar, Genauigkeit $\pm 0,20\%$ FS, zur Verfügung [GHM-15]. Dieses ist im Steuerstand positioniert und über einen Druckluftschlauch an den Versuchskessel angeschlossen.

6.4 Statistische Auswertung der Messreihen

Die Grundlage der statistischen Auswertung bilden Messprotokolle mit Urlisten, die für jede Elektrode erstellt werden [Hau-84]. Im Messprotokoll erfolgt die Angabe über das Datum der Versuchsdurchführung, die Elektrodenanordnung, die Schlagweite sowie die Oberflächeneigenschaft (poliert, korundgestrahlt) der mit Spannung zu beaufschlagenden Elektrode. Die verwendete Prüfanlage, die Spannungsart und deren Kenngrößen (DC, AC, LI, Polarität, charakteristische Zeiten), der Spannungsausnutzungsgrad η des Prüfkreises und die Art des Versuchs werden erfasst. Ebenfalls wird der Druck der trockenen Luft im Versuchskessel sowie die Pausenzeit Δt_P zwischen Durchschlag und erneuter Spannungsbelastung dokumentiert. Je nach Zielsetzung der Untersuchung variieren die Versuchsparameter und Auswertungsmethoden. Die Messdaten werden in MATLAB sowie EXCEL ausgewertet.

6.4.1 Schrittweise Prüfung

Bei der schrittweisen Prüfung werden der Wert der Ausgangsspannung u_0 und die Spannungssteigerungsgeschwindigkeit v_u ab Ausgangsspannung zusätzlich in das Messprotokoll aufgenommen. Die chronologisch aufgezeichneten Messwerte der Durchschlagspan-

nungen u_d und die korrespondierenden Durchschlagzeiten t_d bilden die Urliste der schrittweisen Prüfung. Ein Punktplot mit der Angabe etwaiger Ausreißer wird erstellt, die Messwerte mit der resultierenden Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u)$ und dem 95%-Konfidenzbereich werden auf dem Wahrscheinlichkeitspapier dargestellt. Das 10%-Quantil der Durchschlagspannung mit dem dazugehörigen 95%-Konfidenzbereich werden nach Auswertung der Messwerte angegeben.

Elektroden mit gleicher Oberflächenbeschaffenheit, die unter den selben Bedingungen mit Spannung beaufschlagt werden, werden zu einer Versuchsreihe zusammengefasst; eine Versuchsreihe besteht aus Messungen an bis zu acht Halbkugel-Elektroden der Revolver-Elektrodenanordnung.

Extremwerte innerhalb einer Messreihe müssen gestrichen werden, wenn sie nicht derselben Grundgesamtheit entstammen wie die Stichprobe und somit nicht für diese repräsentativ sind. Aus dem Mittelwert \bar{x} , der empirischen Standardabweichung s der Messwerte, ohne den vermuteten Ausreißer, sowie dem zu analysierenden Extremwert wird ein Testquotient berechnet. Erreicht oder überschreitet dieser eine vom Stichprobenumfang n und gewünschten Signifikanzniveau α abhängige, tabellierte Referenzgröße, so ist der Extremwert ein Ausreißer [Küh-01], [Har-09], [Sac-09].

Sofern die beiden Extremwerte einer Stichprobe keine Ausreißer sind, sind auch die übrigen Werte der Stichprobe keine. Wird ein Ausreißer ermittelt, so muss dieser aus dem Stichprobenumfang entfernt, der arithmetische Mittelwert sowie die Streuung der Messwerte neu berechnet, die Referenzgröße aus Tabellen neu ermittelt und der Ausreißertest nach Grubbs für den nächst größeren oder kleineren Extremwert der nun reduzierten Stichprobe durchgeführt werden [Hau-84], [Har-09].

Die Realisierungen u_d der Zufallsgröße U_d sollen nicht von der vorangegangenen Beobachtung abhängig sein, sofern dies erfüllt ist, sind die Werte der Stichprobe zufällig. Die Ermittlung der Unabhängigkeit der Messwerte wird mit zweiseitigen, verteilungsunabhängigen Testverfahren, dem Phasenhäufigkeitstest nach Wallis und Moore sowie dem Iterationstest nach Mosch und Hauschild durchgeführt. Hierbei gehen der Stichprobenumfang n und die Anzahl der Iterationen r ein. Zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Werte der Durchschlagspannung werden voneinander subtrahiert, das Vorzeichen des Wertes der Differenz wird vermerkt. Eine Iteration ist die Folge gleicher Vorzeichen. Beim Iterationstest nach Mosch und Hauschild geht zudem die Anzahl positiver Vorzeichen k in die Auswertung ein. Sofern ein Test die Hypothese auf Zufälligkeit der Stichprobe verwirft, ist diese Stichprobe aus der Grundgesamtheit der Versuchsreihe zu entfernen [Sac-72], [Hau-84], [Küh-01], [Pre-05], [Sac-09].

Vorangegangene Untersuchungen mit der selben Elektrodenanordnung in dem Isoliergas SF_6 sowie zahlreiche Voruntersuchungen in trockener Luft zeigen, dass die meisten Werte der Durchschlagspannungen normalverteilt sind [Led-09]. Für jeden Messwert x_i wird aus dem Mittelwert \bar{x} und der empirischen Standardabweichung s ein Wert z berechnet (Gl. 6.5). Die Verteilungsfunktion $F_n(z)$ wird bestimmt.

$$z = \frac{x_i - \bar{x}}{s} \quad (6.5)$$

Die Prüfung der Anpassung der gemessenen stetigen Stichprobe mit unbekannter Verteilungsfunktion $F_n(z)$ an die vermutete Normalverteilung erfolgt mit dem sehr scharfen, verteilungsfreien Kolmogorow-Smirnoff-Test. Die Testgröße ist das Maximum des Betrags der Differenz von empirischer und angenommener theoretischer Verteilungsfunktion. Die Hypothese auf Übereinstimmung der beiden Verteilungsfunktionen wird nicht abgelehnt, wenn die Testgröße kleiner als ein, dem gewählten Signifikanzniveau α entsprechender tabellierter kritischer Wert ist [Sac-72], [Hau-84], [Dav-03], [Pre-05], [Har-09].

Auf Elektroden, die mit den selben Parametern untersucht wurden und somit einer Versuchsreihe angehören, wird in Abhängigkeit der Anzahl der Elektroden innerhalb einer Versuchsreihe ein verteilungsfreier Test auf gleiche Grundgesamtheit, d. h. der U-Test bzw. H-Test, angewendet, sofern die Stichproben die Voraussetzung der Unabhängigkeit erfüllen. Dabei werden die Werte der Durchschlagspannungen der einzelnen Stichproben miteinander verglichen und eine Testgröße berechnet. Von Elektroden, bei denen die Testgröße größer als ein, zu dem gewählten Signifikanzniveau α entsprechender, tabellierter kritischer Wert ist, werden die Durchschlagspannungen als eine Grundgesamtheit betrachtet, zusammengefasst und weiter ausgewertet [Bar-81], [Hau-84], [Sac-09].

Der U-Test darf nur zum Vergleich zweier Stichproben herangezogen werden, eine mehrfache Verwendung der Stichproben und somit multiples Testen ist unzulässig [Har-09], [Sac-09]. Verwirft der H-Test die Hypothese auf gleiche Grundgesamtheit, liefert dieser keine Aussage, welche Stichprobe maßgeblich dieses Testergebnis bedingt [Sac-72]. Erfolgt eine Überprüfung der Stichproben untereinander mit dem U-Test, so kann ermittelt werden, welche Stichprobe am seltensten gemeinsam mit nur einer der anderen Stichproben einer Grundgesamtheit entstammt. Wird diese Stichprobe aus der Versuchsreihe entfernt und der H-Test erneut mit der nun reduzierten Anzahl an Stichproben durchgeführt, so entstammen diese dann meist einer Grundgesamtheit. Durch dieses Vorgehen kann eine Vielzahl an Messwerten zusammengefasst werden, je größer die Anzahl der auswertbaren Stichproben, desto belastbarer sind die Aussagen der Testergebnisse.

Aus den Messwerten wird das 10%-Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,10\%}$ mit dem

dazugehörigen 95%-Konfidenzbereich sowohl mit dem Statistikprogramm Minitab als auch rechnerisch in MATLAB ermittelt. Überlagern sich die 95%-Konfidenzbereiche der Quantile der Durchschlagspannungen nicht, so gibt dies einen Hinweis darauf, dass die Durchschlagspannungen möglicherweise signifikant unterschiedlich sind.

6.4.2 Konstantspannungsversuch

Im Messprotokoll eines Konstantspannungsversuchs werden zusätzlich die Höhe \hat{u} der Spannung sowie die Ereignisse „Durchschlag“ bzw. „Nichtdurchschlag“ in der auftretenden Reihenfolge angegeben, diese bilden die Urliste dieses Versuchs. Der Wert der Durchschlagspannung, d. h. der höchste Wert der aufgezeichneten Prüfspannungskurve mit Spannungszusammenbruch sowie die Durchschlagzeit t_d werden mit dem Transientenrekorder der Prüfanlage ebenso aufgezeichnet.

In Abhängigkeit der Durchschlagzeit erfolgt eine Einteilung der Durchschläge in die drei Kategorien Stirn, Bereich des Scheitelwertes und Rücken des Blitzstoßspannungsvorgangs. Diese differenzierte Einteilung wird in der graphischen Darstellung der Ereignisse in Abhängigkeit der laufenden Nummer der Beanspruchung in ein Diagramm übernommen um daraus Aussagen über mögliche Trends ableiten zu können. Nach Auswertung der beanspruchten Elektrode werden die relative Häufigkeit h sowie die Anzahl der Fußpunkte auf der Halbkugel-Elektrode, besondere Merkmale der Fußpunkte sowie der Radius a_{FP} des Basiskreises des Fußpunkt-Kugelsegmentes angegeben.

Die Ereignisse „Durchschlag“ bzw. „Nichtdurchschlag“ werden in Bezug auf ihre Zufälligkeit mit dem Iterationstest nach Mosch und Hauschild getestet. Die Hypothese der Unabhängigkeit der Realisierungen innerhalb einer Stichprobe wird mit einem zweiseitigen Test zum Signifikanzniveau $\alpha = 0,05$ durchgeführt. Die Testgröße berechnet sich aus dem Stichprobenumfang n , der Anzahl der Durchschläge k und der Anzahl der Iterationen r , d. h. der Folge gleicher Ereignisse [Sac-72], [Hau-84], [Küh-01], [Sac-09].

6.5 Messung der statistischen Streuzeit und der Aufbauzeit

Ist bei einer Elektrodenanordnung die Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} überschritten und existiert nach dem Verstreichen der statistischen Streuzeit t_s ein erstes lawinenwirksames Anfangselektron im kritischen Volumen des Gasraums, bilden sich Ladungsträgerlawinen und schließlich Streamer aus. Die Intensität der Ionisationsvorgänge ist

spannungs- und folglich zeitabhängig. Eine Änderung der Spannung bewirkt einen kapazitiven Verschiebestrom $i_c(t)$, der durch die zeitliche Änderung $du(t)/dt$ sowie die Kapazität der Elektrodenanordnung bestimmt wird. Die Kapazität einer Elektrodenanordnung ist von ihren Geometrieparametern, d. h. Größe und Form der Elektroden, Elektrodenabstand sowie dem Abstand zum geerdeten Kessel abhängig. Diese Kapazität lädt sich beim Anlegen der Spannung $u(t)$ auf, der messbare, kapazitive Stromfluss $i_c(t)$ stellt keine Entladung am Prüfling dar. Hervorgerufen durch die Entladungsentwicklung im Gasraum fließt zudem in den Elektroden der sog. Entladungsstrom $i_q(t)$.

Eine Aufteilung der Zündverzugszeit t_V in die statistische Streuzzeit t_S des Isoliergases und die Aufbauzeit t_A ist unter Berücksichtigung des Stromverlaufs vor dem Durchschlagzeitpunkt möglich. Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} und Streamereinsatzspannung U_i können für eine gegebene Elektrodenanordnung berechnet werden (**Gl. 2.40**, S. 44). Der korrespondierende Zeitpunkt t_i ergibt sich aus dem gemessenen Spannungsverlauf (**Bild 2.7**, S. 52; **Gl. 2.44**, S. 54). Das Ende der statistischen Streuzzeit kann über die zeitliche Erfassung des Entladungsstroms $i_q(t)$, der vor dem Gasdurchschlag, einhergehend mit dem Spannungszusammenbruch, messbar ist, ermittelt werden [Rae-64], [Hie-91], [Buc-95]. Die Aufbauzeit t_A ist jene Zeitspanne, die für die Ausbildung eines leitfähigen Kanals, der zum Zusammenbruch der Spannung führt, erforderlich ist. Sie ist somit die Zeitspanne zwischen dem Auftreten des Entladungsstroms $i_q(t)$ und dem Erfassen des Durchschlagstroms, der zeitgleich mit dem Spannungszusammenbruch auftritt.

Es werden Konstantspannungsprüfungen mit Blitzstoßspannung beider Polaritäten in trockener Luft unter hohem Druck durchgeführt. Hierfür findet der Aufbau mit der Halbkugel- und Ellipsoid-Elektrode Anwendung (**Bild 6.3b**, S. 118; **Bild 6.4**; **Kapitel 6.3.1**, S. 119). Es sollen der Einfluss einer Oberflächenrauheit der Halbkugel-Elektroden einer Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung, der Polarität der Spannung und der des Isoliergasdrucks auf die statistische Streuzzeit ermittelt werden.

Die zeitliche Entwicklung der Entladung im Gasraum kann mit einer Strommessung mittels Stromwandler erfasst werden. Die Messung des zwischen gekrümmter Elektrode und deren Erdanschluss fließenden Stroms stellt dabei das geeignete Messprinzip dar. Bei der Messung dieses Ableitstroms treten durch den erdnahen Anschluss der Messgeräte nur geringe Spannungen auf, der erforderliche Isolationsaufwand wird minimiert. Eine Schirmung der Messschaltung gegen äußere Störsignale auf Erdpotential stellt ebenfalls einen geringeren Isolationsaufwand dar [Hie-91], [Buc-95], [Kes-11].

Dem Entladungsstrom $i_q(t)$ ist der kapazitive Verschiebestrom $i_c(t)$ der Kapazität zwischen Durchschlagelektrode auf Erdpotential und Hochspannungselektrode überlagert.

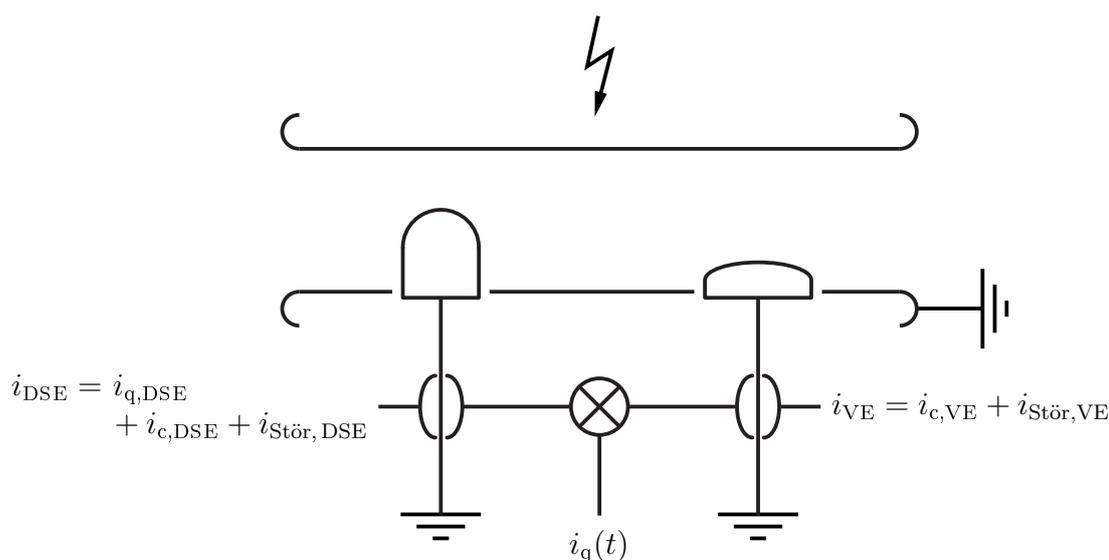


Bild 6.4: Messprinzip zur Erfassung des Entladungsstroms $i_q(t)$ bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung; Plattenelektrode auf Hochspannungspotential, Halbkugel-, Ellipsoid- und Schirmelektrode auf Erdpotential; Durchschlagelektrode: DSE, Vergleichselektrode: VE, kapazitiver Verschiebestrom: $i_c(t)$

Die geometrischen Abmessungen der Halbkugel-Platte-Anordnung sowie Ellipsoid-Platte-Anordnung sind so ausgelegt, dass die jeweiligen Kapazitäten im Rahmen der Konstruktions- und Fertigungsgenauigkeit annähernd gleich groß sind. Zu Beginn der Entladungsentwicklung betragen sie Simulationen zufolge jeweils $C_E = 2,3 \text{ pF}$. Wird Spannung an der Elektrodenanordnung angelegt, so fließt daher über beide Elektroden ein ähnlich hoher kapazitiver Verschiebestrom $i_{c,DSE}(t) = i_{c,VE}(t) = i_c(t)$ (**Bild 6.4**). Dieser Verschiebestrom $i_c(t)$ kann laut Simulationen bei der gewählten Halbkugel-Platte-Anordnung beim Anlegen einer impulsförmigen Spannung bis zu 2 A betragen. Die Anstiegszeit und die erwartete Höhe des Stroms muss bei der Auslegung des Messsystems, insb. bei der Wahl der Stromsonden, beachtet werden.

Das Prinzip des Stromwandlers beruht auf einem magnetischen Ringkern mit hoher Permeabilität. Um diesen ist ein Draht gleichmäßig gewickelt. Befindet sich die Stromsonde im Messzweig zwischen Elektrode und Erde, so erzeugt der hierzu abfließende Strom ein radialsymmetrisches Magnetfeld mit dem Fluss Φ . Dieser durchdringt die n Drahtwindungen und induziert in ihnen eine Spannung [Wat-86], [Ber-11]. Die Ausgangsspannung ist proportional zur Ableitung des Primärstroms. Mit Stromwandlern können aufgrund ihres Sättigungsverhaltens keine Gleichströme gemessen werden.

Die Sekundärwicklung eines Stromwandlers muss mit einem Widerstand, der sog. Bür-

de, belastet werden. Die in dem verwendeten Stromwandler integrierte Bürde beträgt $50\ \Omega$. Der Stromwandler wird über ein Messkabel, das auf der Seite des Oszilloskops mit seinem Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ abgeschlossen ist, mit dem hochohmigen Eingang des Oszilloskops verbunden. Die durch den Strom durch die Primärwicklung induzierte Spannung treibt den Strom durch die Bürde, die dann an der Bürde anliegende Spannung kann mit dem Oszilloskop gemessen werden. In Abhängigkeit des verwendeten Stromwandlers kann die gemessene Spannung mit einem Übertragungsfaktor k_s in den korrespondierenden Stromwert umgerechnet werden [Wat-86].

Innerhalb des Frequenzbandes von 1200 Hz bis 500 MHz wird das Eingangsstromsignal ungedämpft ($i_{\text{Peak,max}} = 400\ \text{A}$) in ein Spannungssignal gewandelt, außerhalb dieses Frequenzbandes kann eine Dämpfung des Eingangssignals auftreten [Ber-11]. Zur Messung der Aufbauzeit ist der Zeitpunkt des Auftretens des Entladungsstroms, nicht jedoch dessen Höhe von Relevanz. Eine geeignete Schirmung der Stromsonde soll Einkopplungen auf die Stromsonde minimieren [Kes-11].

Zur Dämpfung von möglichen Wanderwellenschwingungen wird ein induktivitätsarmer Dämpfungswiderstand, $R_d \approx 260\ \Omega$, in den Messzweig zwischen Elektrode und Stromsonde eingefügt (**Bild 6.5**). Dieser ist, wie Berechnungen und Messungen zeigen, gut an die geometrischen Abmessungen des Versuchsaufbaus, die maßgeblich für Schwingungen verantwortlich sind, angepasst. Der Widerstandswert dieses Dämpfungsgliedes beeinflusst die Anstiegszeit und das Überspringen der Sprungantwort, wenn die Plattenelektrode im Versuchsaufbau mit einem rechteckförmigen Spannungsimpuls beaufschlagt wird. Die Anstiegszeit und das Überspringen verhalten sich indirekt proportional zueinander.

Der gesamte Versuchsaufbau wird in zwei Schutzzonen unterteilt, mit Hilfe derer die Stromwandler sowie das Oszilloskop vor Überspannungen geschützt werden sollen. Je drei identische Gasableiter dienen als Grobschutz für die Stromwandler im Fall eines Durchschlags am Prüfling, ihre Ansprechzeit liegt bei etwa 100 ns. Diese redundante Ausführung gewährleistet das sichere Auslösen eines Gasableiters, deren mechanische Fixierung dient zudem der Zentrierung des Innenleiters. Mit SMD-Gasableitern und ESD-Dioden wird die zweite Schutzzone realisiert. Das Signal der zur Messung verwendeten Stromwandler wird über ein geschirmtes Kabel auf ein Oszilloskop übertragen. Das Messkabel wird mit seinem Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ am Oszilloskop abgeschlossen (**Bild 6.5**).

Die Elektroden sowie die Schirmelektrode der Halbkugel- und Ellipsoid-Elektroden befinden sich auf Erdpotential, die Plattenelektrode auf Hochspannungspotential. Die Polarität der Spannung wird so angegeben, als würde bei gleicher Feldstärkeorientierung

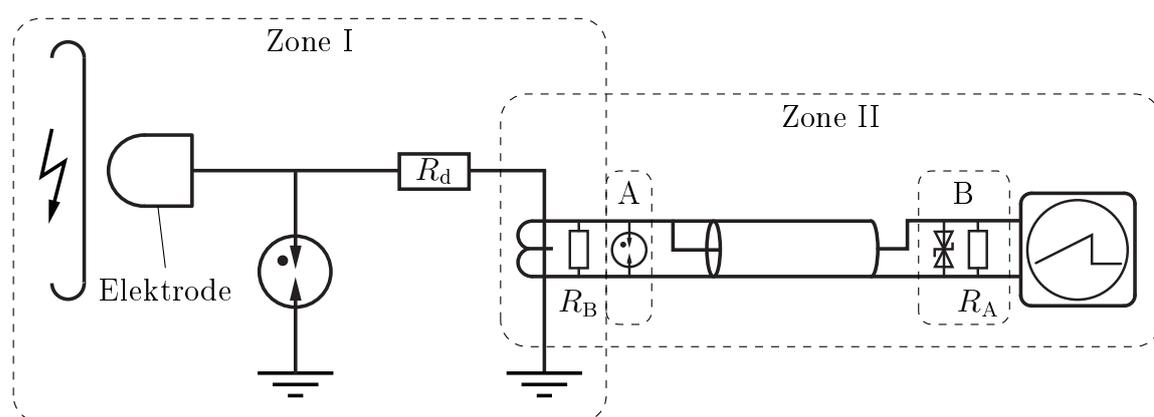


Bild 6.5: Messanordnung zur Erfassung des Entladungsstroms $i_q(t)$ und Schutzelemente gegen Überspannung bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung; gleicher Aufbau bei Durchschlags- und Vergleichselektrode, Plattenelektrode auf Hochspannungspotential, Halbkugel-, Ellipsoid- und Schirmelektrode (hier nicht dargestellt) auf Erdpotential

Zone I Groschutz: schneller Gasableiter zur Entlastung des Dämpfungswiderstandes $R_d \approx 260 \Omega$ sowie der Stromsonde mit Bürde $R_B = 50 \Omega$

Zone II Mittel- und Feinschutz: SMD-Gasableiter (A) sowie EDS-Diode und 50- Ω -Abschlusswiderstand R_A (B)

die Plattenelektrode geerdet sein und die Halbkugel- und Ellipsoid-Elektroden auf Potential liegen [Led-09]. Jeder Gasableiter des Groschutzes ist einzeln mit der Erdung verbunden. Die Schirmschläuche zu den beiden Stromsonden werden direkt an der Koaxialanordnung, in denen die Spannungswandler integriert sind, geerdet.

Die Elektrodenanordnung ist mit zwei identischen Stromsonden im Versuchskessel eingebaut (**Bild 6.3b**, S. 118). Die Messkabel der Stromsonden an der Durchschlags- und Vergleichselektrode werden über druckdichte Kabeldurchführungen aus dem Versuchskessel geleitet und in einem Schirmschlauch zur isoliert aufgestellten Messkabine geführt. Da die Messzweige symmetrisch aufgebaut sind, kann durch eine geeignete Überlagerung der beiden Messsignale, d. h. durch den Einsatz eines sog. Combiners, der Entladungsstrom $i_q(t)$ im Oszilloskop aufgezeichnet werden. Der kapazitive Verschiebestrom $i_c(t)$ wird somit kompensiert. Es werden demnach auf einem Kanal das kompensierte Stromsignal des Entladungsstroms und auf einem zweiten Kanal das Spannungssignal mit der höchstmöglichen Abtastrate aufgezeichnet.

Die Streamereinsatzspannung U_i ist aus den Kenngrößen des Isoliergases sowie der Elektrodenanordnung bekannt (**Gl. 2.40**, S. 44). Durch die zeitgleiche Messung der Strom- und Spannungssignale können daher der Ausgangszeitpunkt t_i berechnet und aus den

Messsignalen die statistische Streuzeit t_S und schließlich die Aufbauzeit t_A bestimmt werden (**Bild 2.7**, S. 52).

Mit diesem Prinzip ist zudem die Kompensation von Gleichtaktstörungen $i_{\text{Stör}}$, wie beispielsweise die der Stoßspannung überlagerter Schwingungen möglich (**Bild 6.4**, S. 125). Die Kompensation des kapazitiven Verschiebestroms $i_c(t)$ ist voraussichtlich nicht über die gesamte Länge der Aufbauzeit möglich [Hie-91]. Die Anteile im Entladungsstrom, die dadurch entstehen, dass sich die Entladung im Gasraum entwickelt, werden bei diesem Messprinzip nicht berücksichtigt. Es ist jedoch der Zeitpunkt, zu dem das Anfangselektron aufgetreten ist, von Interesse, nicht jedoch der weitere Verlauf des Stromsignals.

7 Simulations- und Messergebnisse

Es soll das Isoliervermögen einer Elektrodenanordnung in trockener Luft unter hohem Druck bei der Beanspruchung mit Blitzstoßspannung in Abhängigkeit mehrerer Parameter untersucht werden. Es wird angenommen, dass die Wahrscheinlichkeit eines Gasdurchschlags in einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung durch die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bestimmt ist und die Entladung genau einer elektrischen Feldlinie folgt. Durch das Volumen-Zeit-Gesetz nach Boeck kann dann die örtlich aufgelöste Verteilung der Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen sowie die statistische Streuzeit simuliert werden [Boe-75a].

Anhand der Ergebnisse der durchgeführten Messungen soll zudem das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung bei Beanspruchung mit Gleich-, 50-Hz-Wechsel- und Blitzstoßspannung ermittelt werden. Mehrere Parameterstudien sollen den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit der stärker gekrümmten Elektrode, der Polarität, des Isoliergasdrucks sowie der Höhe der Spannung auf die Durchschlagspannung, statistische Streuzeit und die Fußpunktverteilung auf der Oberfläche der stärker gekrümmten Elektrode quantifizieren. Mit geeigneten Messungen sollen die rechnerisch ermittelten Zusammenhänge verifiziert werden.

7.1 Elektrodenanordnung und Simulationsparameter

Im FEM-Programm COMSOL Multiphysics wird eine ideal glatte Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung in trockener Luft zweidimensional modelliert und eine elektrostatische Feldberechnung durchgeführt (**Bild 4.4**, S.91) [Com-16]. Es wird der Feldraum mit dem Volumen $V = \sum_{i=1}^5 V_i$ und dem Kugelsegment $M = \sum_{i=1}^5 M_i$ betrachtet, der durch die äußerste definierte Feldlinie eingeschlossen wird (**Bild 7.1**). Das Kugelsegment M setzt sich aus den fünf betrachteten Kugelzonen M_i zusammen (**Bild 5.1**, S.99).

Es wird angenommen, dass die Oberflächenrauheit einer Halbkugelelektrode mit mehreren Störstellen gleicher Höhe h und konstantem Abstand b nachgebildet werden kann.

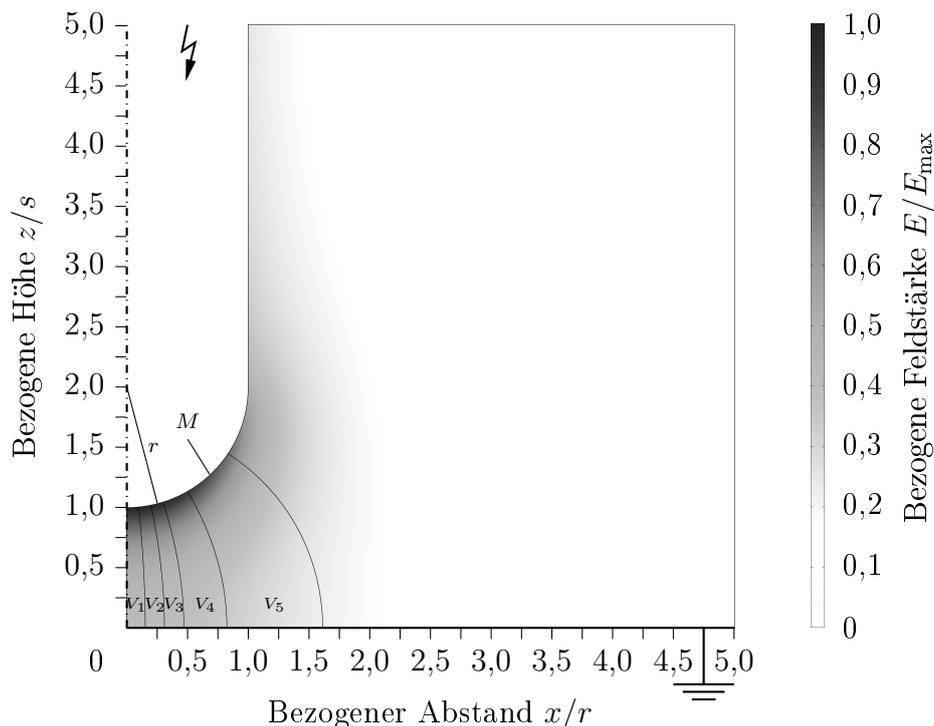


Bild 7.1: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft, rotations-symmetrische Anordnung, 2-D-Feldberechnung

Radius der Halbkugel-Elektrode: r , Schlagweite: s , $r = s$; Halbkugel-Elektrode auf Hochspannungspotential, Plattenelektrode auf Erdpotential; auf die größte Feldstärke einer ungestörten Elektrodenanordnung E_{\max} bezogene Feldverteilung; Start- bzw. Endpunkte der elektrischen Feldlinien nach **Tabelle 7.6** (S. 183); betrachtete Teilvolumina V_i und Kugelsegment M auf ungestörter Halbkugel-Oberfläche durch Feldlinien begrenzt

Zudem wird angenommen, dass aus dem Beitrag zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen einer Störstelle der Beitrag mehrere Störstellen berechnet werden kann (**Gl. 5.10**, S. 104).

Die Berechnungen der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in trockener Luft werden in Abhängigkeit mehrerer Parameter in einem in MATLAB implementierten Programm durchgeführt und ausgewertet (**Gl. 5.1**, S. 95; **Gl. 5.5**, S. 98). Die Ergebnisse der Feldberechnungen mit der ungestörten und gestörten Elektrodenoberfläche stellen dabei die Grundlage dieser Berechnungen dar. Die Polarität der Blitzstoßspannung an der stärker gekrümmten Elektrode (LI+, LI-), die Höhe \hat{u} der Prüfspannung, d. h. der maximale Wert der im Simulationsprogramm hinterlegten Blitzstoßspannungskurve und

der zeitliche Verlauf der Blitzstoßspannung werden in diesem Programm definiert und variiert. Der Isoliergasdruck der trockenen Luft wird in vier Stufen $p = \{0,1 \text{ MPa}, 0,5 \text{ MPa}, 0,8 \text{ MPa}, 1,0 \text{ MPa}\}$ variiert. Für jede Druckstufe p wird eine polaritätsunabhängige Höhe $\hat{u}(p)$ der Spannung gewählt (**Tabelle 7.4**, S. 169). Die druck- und feldstärkeabhängigen Gasparameter sind im MATLAB-Programm hinterlegt, die Berechnungen zur Lösung des Volumen-Zeit-Gesetzes und des erweiterten Volumen-Zeit-Gesetzes erfolgen iterativ mit der zeitlichen Diskretisierung der Berechnung Δt .

Als Elektrodenmaterial wird reines Aluminium angenommen. Die Austrittsarbeit eines Elektrons aus dem Kathodenmaterial geht als Berechnungsparameter mit dem niedrigsten in der Literatur genannten Wert $W_{A,Al} = 1,77 \text{ eV}$ in die Simulationen ein und liefert somit einen größtmöglichen Beitrag zur Feldemission (**Gl. 2.4**, S. 15; **Tabelle 2.5**, S. 15). Der Verlauf der Feldstärke entlang der Feldlinien ist bekannt, somit auch insbesondere die Feldstärke-Werte an den Start- und Endpunkten der Feldlinien. Bei hinreichend genauer Berechnung der Feldlinien, d. h. ausreichend feiner Diskretisierung der finiten Elemente, entspricht die Feldstärke an den Endpunkten in guter Näherung der Feldstärke auf der Kathode. Für die Berechnung werden im Feltraum eine endliche Anzahl von Feldlinien berechnet, ihre Startpunkte werden so bestimmt, dass der Abstand zweier Startpunkte hinreichend klein ist. Die Anzahl der resultierenden Feldlinien und folglich Datensätze stellt ein Optimum zwischen Rechengenauigkeit und Berechnungszeit dar. Es werden die Feldstärken in zwei unmittelbar benachbarten Feldlinien-Endpunkten betrachtet, in denen die Feldstärken groß genug seien, damit die Feldemissionsstromdichte in beiden Oberflächenpunkten Werte größer Null annimmt. Aus dem Abstand der beiden Feldlinien-Endpunkte auf der Halbkugel-Elektrode und der relativen Position der hierdurch aufgespannten Kugelzone zur Rotationsachse kann die emittierende Fläche M berechnet werden. Die Produktionsrate negativer Elektronen auf der dann betrachteten Metalloberfläche wird als konstant angenommen (**Gl. 5.2b**, S. 98).

7.2 Simulation ausgewählter Kenngrößen einer Entladung

Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wird die Oberflächenbeschaffenheit (ungestört bzw. gestört unter Angabe der Störstellenhöhe h), die Polarität (LI+, LI-), der Gasdruck p , die Höhe \hat{u} der Spannung, das Spannungsverhältnis \hat{u}/U_0 , die zeitliche Diskretisierung der Berechnung Δt , sowie die Angaben von U_0 , E_0 , U_i , E_{dh} , U_i/U_0 , die Zeiten t_0 und t_i sowie der Mindestabstand $l_{f+}(t_i)$ (für LI+), bzw. des maximalen Abstan-

des $l_{f-}(t_i)$ (für LI-) zur Elektrodenoberfläche zum Zeitpunkt t_i , sowie zum Ende der Berechnung $l_f(p_{\max})$ und die maximale Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons im gesamten Volumen p_{\max} angegeben. Die Auswertung bestimmter Quantile der Durchschlagspannung $U_{d,\%}$, der Durchschlagzeit $t_{d,\%}$ sowie der statistischen Streuzeit $t_{s,\%}$ erfolgt ebenso. Die Berechnung wird nach einem definierten Zeitpunkt beendet. Die Änderung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons beträgt dann weniger als 0,01 %.

7.2.1 Polaritätsunabhängige Größen

Die zeitliche Diskretisierung Δt des Blitzstoßspannungsverlaufs beeinflusst maßgeblich die Berechnungsergebnisse. Die im Rahmen der Simulation gewählten zeitlichen Diskretisierungen zwischen $0,1 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 1 \text{ ns}$ haben, wie zahlreiche Berechnungen zeigen, jedoch keinen Einfluss auf das Ergebnis der prinzipiellen räumlichen Verteilung des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons (**Bild 7.7**, S. 143).

Kritische Spannung und innere elektrische Festigkeit

Die kritische Spannung U_0 der betrachteten Elektrodenanordnung mit trockener Luft als Isoliermedium, $(E/p)_{0,\text{Luft}} = 25,88 \text{ kV}/(\text{mm MPa})$, mit dem konstanten Homogenitätsgrad nach Schwaiger $\eta = 0,578$ sowie konstanter Schlagweite s ist linear vom Gasdruck p abhängig (**Gl. 2.38**, S. 41) [Bey-92]. Die kritische Spannung $U_{0,\text{st}}$ einer gestörten Elektrodenanordnung ist gegenüber der kritischen Spannung der gleichen makroskopischen Elektrodenanordnung mit ungestörter Oberfläche U_0 um den reziproken Wert des Feldüberhöhungsfaktors β herabgesetzt (**Gl. 2.52**, S. 75). Aufgrund der Wahl der Störstellengeometrie ist die Reduktion der kritischen Spannung näherungsweise unabhängig von der Störstellenhöhe, es gilt $\beta = 10,85$ (**Bild 4.3a**, S. 87).

Die zu U_0 korrespondierende innere elektrische Festigkeit E_0 ist die maximal herrschende Feldstärke im Gasraum, wenn die kritische Spannung U_0 zum Zeitpunkt t_0 an der stärker gekrümmten Elektrode anliegt [Mos-79]. Somit ist E_0 linear abhängig vom Druck und unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit der Elektrode, d. h. insb. unabhängig von der Störstellenhöhe. Der Zeitpunkt t_0 ist umgekehrt proportional zur Höhe \hat{u} der Spannung. Je höher \hat{u} , desto eher wird U_0 erreicht, desto kleiner ist t_0 . Der Betrag der kritischen Spannung U_0 und die kritische Feldstärke E_0 sind polaritätsunabhängige Kenngrößen einer Elektrodenanordnung (**Bild 7.2**).

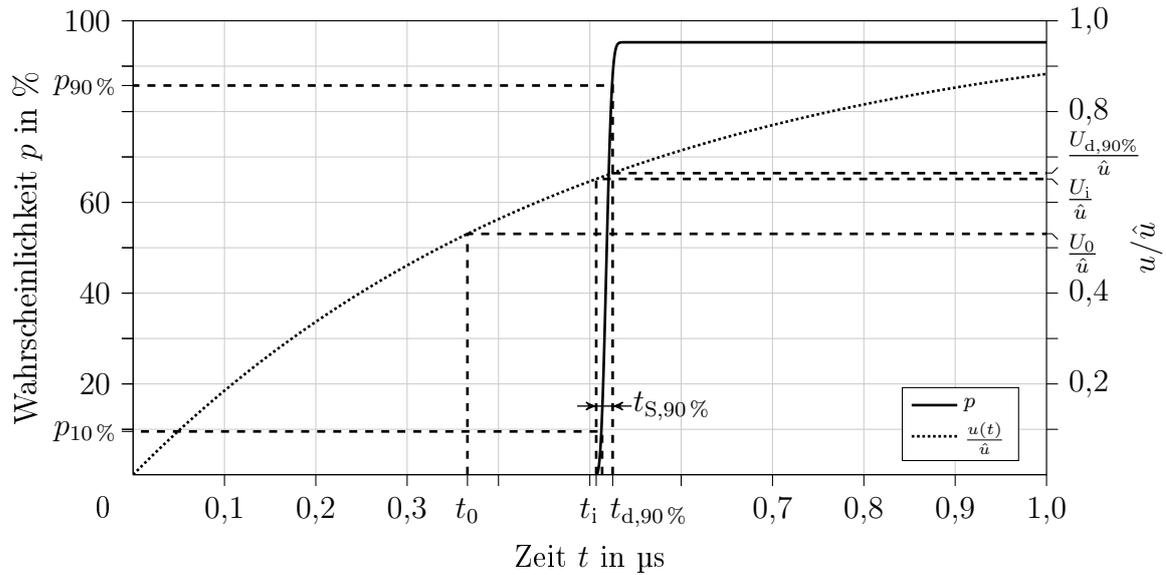


Bild 7.2: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons p im betrachteten Volumen V in Abhängigkeit der Zeit t für ungestörte Anordnung; LI+, $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 420 \text{ kV}$, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, Spannungsverlauf in bezogener Darstellung $\frac{u(t)}{\hat{u}}$ mit eingezeichneten Kenngrößen: t_0 , t_i , $t_{S,90\%}$, $t_{d,90\%}$, $p_{10\%} = 10\% \cdot p_{\max}$, $p_{90\%} = 90\% \cdot p_{\max}$, bezogene kritische Spannung $\frac{U_0}{\hat{u}}$, Einsetzspannung $\frac{U_i}{\hat{u}}$ und 90%-Quantil der Durchschlagspannung $\frac{U_{d,90\%}}{\hat{u}}$

Einsetzspannung und Durchschlaghöchstfeldstärke

Die (Teilentladungs-)Einsetzspannung U_i ist ein minimaler Betrag der Spannung zum Zeitpunkt t_i , der anliegen muss, damit das Streamer-Kriterium (**Gl. 2.40**, S. 44) erstmals erfüllt ist. Die Berechnung der Einsetzspannung kann numerisch erfolgen. Die Einsetzspannung ist in Abhängigkeit der gewählten Elektrodenanordnung größer oder gleich der kritischen Spannung U_0 und abhängig vom Gasdruck (**Bild 7.2**) [Ped-84], [Pet-95].

Bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode erfolgt die Bereitstellung des Anfangselektrons ausschließlich im Gasraum, bei negativer Polarität zudem auch durch Kathodenemission. Liegt die Einsetzspannung U_i an der stärker gekrümmten Elektrode an, so ist das Streamer-Kriterium sowohl für Elektronen, die im Gasraum auftreten, als auch, bei negativer Polarität dieser Elektrode, für emittierte Elektronen erstmals erfüllt, sofern die Feldstärke hinreichend groß ist, sodass Kathodenemission auftreten kann. Es bildet sich erstmals ein gewichtetes kritisches Volumen aus. Zum Zeitpunkt t_i ist nur für Elektronen, die auf der Rotationsachse bzw. bei negativer Polarität am Zenitpunkt

der Elektrode existieren, das Streamer-Kriterium erfüllt. Elektronen folgen in diesem Fall ausschließlich dem Verlauf der Feldlinie entlang der Rotationsachse. Daher sind der berechnete Betrag $|U_i|$ sowie die aus der Integralberechnung ermittelte Streameraufbau-
länge $l_k(t_i) = l_{f+}(t_i)$ polaritätsunabhängig (**Gl. 2.40**, S. 44).

Die Einsetzspannung U_i und die korrespondierende Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} sind aufgrund des feldstärkeabhängigen effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ stark feldstärkeabhängig. Bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung (ungestörte Halbkugel-Platte-Anordnung) nehmen U_i und E_{dh} linear mit dem Druck zu (**Tabelle 7.1**). Bei der gestörten Elektrodenanordnung, d. h. einer stark inhomogenen Feldverteilung unmittelbar vor der Störstelle, ist aufgrund des hohen effektiven Ionisationskoeffizienten die Zunahme von U_i und E_{dh} nichtlinear vom Druck abhängig (**Bild 2.6**, S. 40).

Die Einsetzspannung und die auf die Grundfeldstärke der ungestörten Elektrodenoberfläche bezogene Durchschlaghöchstfeldstärke der gestörten Oberfläche ($E_{dh,St}/\beta$) sind stets geringer als die Werte bei der ungestörten Oberfläche. Bei konstantem Gasdruck nimmt mit zunehmender Störstellenhöhe h die Einsetzspannung sowie die Durchschlaghöchstfeldstärke aufgrund des wachsenden gewichteten kritischen Volumens nichtlinear ab. Je höher der Druck, desto größer ist der Einfluss einer Störstelle auf die Durchschlaghöchstfeldstärke (**Bild 7.3**).

Bei geringer Störstellenhöhe ($h_1 = 5 \mu\text{m}$, $h_2 = 10 \mu\text{m}$) entspricht die auf die Grundfeldstärke der ungestörten Elektrodenanordnung bezogene, druckbezogene Durchschlaghöchstfeldstärke $E_{dh,St}/(\beta \cdot p)$ etwa dem Wert von E_{dh}/p bei dem entsprechenden Isoliergasdruck (**Tabelle 7.1**). Dies liegt v. a. in der vergleichsweise flachen Zunahme des effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ begründet (**Bild 2.6**, S. 40). Die druckbezogene Durchschlaghöchstfeldstärke ist bei höheren Störstellen und geringem Druck deutlich geringer als für kleinere Störstellen. Ab etwa $p \cdot h \approx 40 \text{ MPa } \mu\text{m}$ hat die Störstellenhöhe h keinen Einfluss auf die Abnahme der Durchschlaghöchstfeldstärke (**Bild 7.4**).

Kritische Spannung U_0 , Einsetzspannung U_i , das bezogene Verhältnis U_i/U_0 sowie $l_{f+}(t_i)$ und $l_{f-}(t_i)$ sind bei konstantem Druck polaritätsunabhängig und unabhängig von der Höhe \hat{u} der Spannung. Bei schnell ansteigenden Beanspruchungen sind t_0 und t_i vom Scheitelwert der Blitzstoßspannung abhängig. Je größer der Scheitelwert der Spannung, desto kleiner ist das Zeitintervall $t_i - t_0$ (**Bild 7.2**).

Tabelle 7.1: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft
 Druckbezogene Durchschlaghöchstfeldstärke $\frac{E_{dh}}{p}$ bei der ungestörten Elektrodenanordnung in Abhängigkeit des Isoliergasdrucks p , $\Delta t = 0,5$ ns

p in MPa	$\frac{E_{dh}}{p}$ in $\frac{\text{kV}}{\text{mm MPa}}$
0,1	37,81
0,5	31,64
0,8	30,64
1,0	30,18

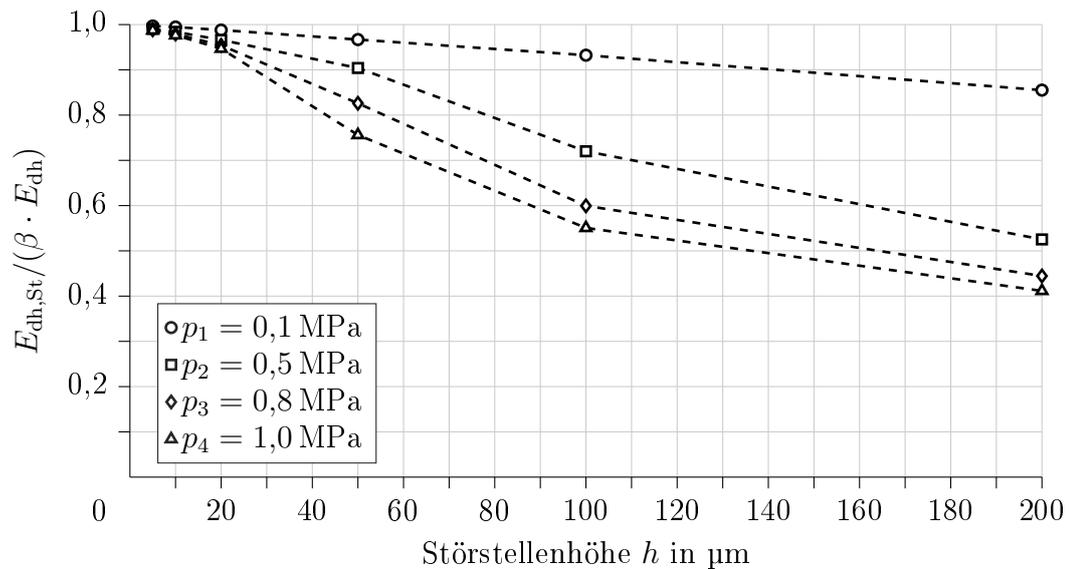


Bild 7.3: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Polaritätsunabhängige Durchschlaghöchstfeldstärke $E_{dh,st}$ bezogen auf den Feldüberhöhungsfaktor $\beta = 10,85$, und die Durchschlaghöchstfeldstärke bei der ungestörten Elektrodenoberfläche E_{dh} in Abhängigkeit des Drucks p und der Störstellenhöhe h ; b nach **Tabelle 4.1** (S. 89), $\Delta t = 0,5$ ns

Werte für $p_1 = 0,1$ MPa, $p_2 = 0,5$ MPa, $p_3 = 0,8$ MPa, $p_4 = 1,0$ MPa und $h_1 = 5 \mu\text{m}$, $h_2 = 10 \mu\text{m}$, $h_3 = 20 \mu\text{m}$, $h_4 = 50 \mu\text{m}$, $h_5 = 100 \mu\text{m}$, $h_6 = 200 \mu\text{m}$ graphisch hervorgehoben; Werte mit gleichem Druck p strichliniert verbunden

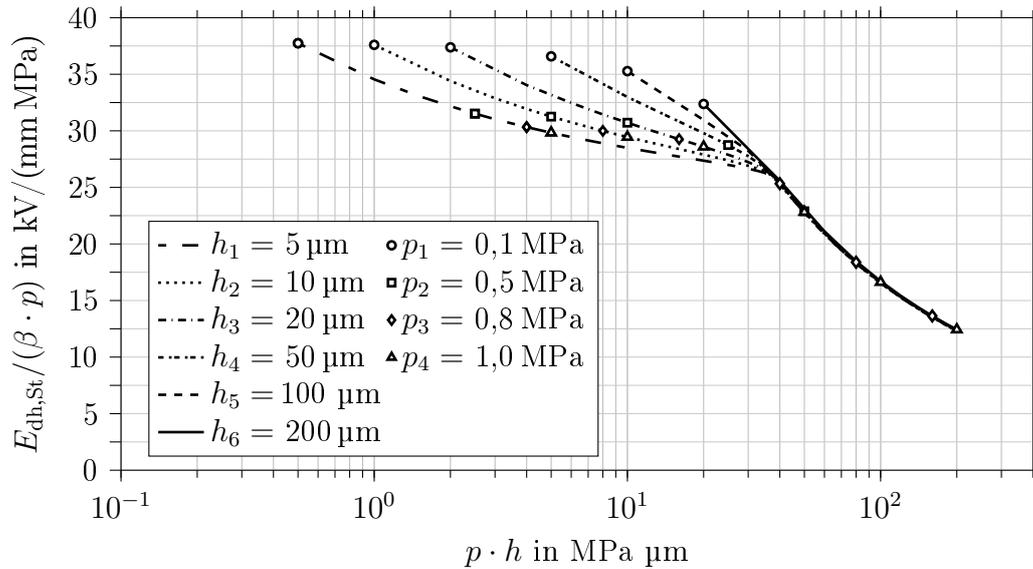


Bild 7.4: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Polaritätsunabhängige druckbezogene Durchschlaghöchstfeldstärke bezogen auf die Grundfeldstärke der ungestörten Elektrodenanordnung $\frac{E_{\text{dh,St}}}{\beta \cdot p}$ in Abhängigkeit des Produkts aus Druck p und Störstellenhöhe h für $\frac{h}{r} = 10$, $\beta = 10,85$, halblogarithmische Darstellung, b nach **Tabelle 4.1** (S. 89), $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$ ($\frac{E_{\text{dh,St}}}{\beta \cdot p}$)-Werte mit $(p_i \cdot h_j)$, $i = \{1, 2, 3, 4\}$, $j = \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$ mit $p_1 = 0,1 \text{ MPa}$, $p_2 = 0,5 \text{ MPa}$, $p_3 = 0,8 \text{ MPa}$, $p_4 = 1,0 \text{ MPa}$ und $h_1 = 5 \mu\text{m}$, $h_2 = 10 \mu\text{m}$, $h_3 = 20 \mu\text{m}$, $h_4 = 50 \mu\text{m}$, $h_5 = 100 \mu\text{m}$, $h_6 = 200 \mu\text{m}$ graphisch hervorgehoben; Werte mit gleicher Störstellenhöhe h strichliniert verbunden

7.2.2 Gewichtetes kritisches Volumen und gewichtete kritische Fläche

Im (lawinen-)kritischen Feldraum ist die druckbezogene kritische Feldstärke $(E/p)_0$ erreicht oder überschritten. Nur in einem Teil des kritischen Volumens, dem gewichteten kritischen Volumen V_{krit} , nimmt die Überschreitungswahrscheinlichkeit g positive Werte an (**Gl. 2.41**, S. 45). Hierin können kritische Lawinen generiert werden. Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode findet durch die (lawinen-)kritische Fläche Feldemission statt, die Feldemissionsstromdichte $j(E)$ ist größer Null (**Gl. 2.3**, S. 14). Die gewichtete kritische Fläche M_{krit} wird durch die druckbezogene Feldstärke $E/p \geq (E/p)_0$ definiert, die unmittelbar vor der feldemittierenden Fläche herrscht. Nur Elektronen, die aus der gewichteten kritischen Fläche in V_{krit} emittieren, können kritische Lawinen generieren. M_{krit} begrenzt das gewichtete kritische Volumen auf der Ober-

fläche der Halbkugel-Elektrode. Die Ausbildung des gewichteten kritischen Volumens sowie der Fläche ist aufgrund der Bewegungsrichtung der Elektronen und folglich der Ausbreitungsrichtung der Lawinen abhängig von der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode (**Bild 7.5**).

Der betrachtete Feldraum wird in Finite-Elemente unterteilt, die durch Rotation an der Rotationsachse der Elektrodenanordnung in sog. Toroide übergehen [Bro-05]. Die hier betrachteten Toroide entstehen durch Drehung der Dreieck-Elemente in der x, z -Ebene um die z -Symmetrieachse (**Bild 4.4**, S. 91). Die zweidimensional nachgebildete, rotationssymmetrische Oberfläche der Halbkugel-Elektrode wird durch die Start- bzw. Endpunkte einer Vielzahl von Feldlinien in infinitesimal kleine Kreisbögen unterteilt, die durch Rotation um die z -Achse in kleine Kugelzonen übergehen. Je weiter entfernt ein Toroid bzw. eine Kugelzone von der Rotationsachse und dem Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode angeordnet ist, desto größer ist sein Volumen bzw. seine Mantelfläche, desto geringer ist jedoch auch die im Volumen bzw. vor der Fläche herrschende Feldstärke.

Bei gleicher Höhe $|u(t)|$ des Betrages der Spannung ist zum gleichen Zeitpunkt t die Größe des kritischen Volumens polaritätsunabhängig. Das gewichtete kritische Volumen V_{krit} ist aufgrund der unterschiedlichen räumlichen Bewegungsrichtung der Entladung bei positiver Polarität größer als bei negativer, $V_{\text{krit,LI+}} > V_{\text{krit,LI-}}$ (**Bild 7.5a**, **Bild 7.5b**). Zum selben Zeitpunkt t ist das gewichtete kritische Volumen $V_{\text{krit,LI+}}$ bei positiver Polarität weiträumiger im Feldraum verteilt. Es existieren gleich viele bzw. mehr Teilvolumina V_i mit $V_{\text{krit,LI+}}$ als mit $V_{\text{krit,LI-}}$. Das gewichtete kritische Volumen ist in den jeweiligen Teilvolumina V_i bei LI+ stets größer als bei LI-. Mit zunehmender Spannungshöhe $u(t)$ nimmt die Streameraufbaulänge l_k ab. Dies bedingt bei positiver Polarität eine Abnahme von $l_k = l_{t+}(t > t_i)$, bei negativer Polarität aufgrund der Definition von $l_{t-}(t > t_i)$ dessen Zunahme (**Gl. 2.41**, S. 45). Bei positiver Polarität geht dies mit dem Wachstum des gewichteten kritischen Volumens in Richtung des feldschwächeren Raumes und insb. in Richtung der Halbkugel-Elektrode, d. h. des zunehmenden Feldes einher. Bei negativer Polarität wachsen gewichtetes kritisches Volumen $V_{\text{krit,LI-}}$ sowie die korrespondierende Fläche M_{krit} hingegen in Richtung des abnehmenden Feldes.

In die Berechnung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons gehen ausschließlich die Volumen- und Flächenelemente des gewichteten kritischen Volumens und der gewichteten kritischen Fläche ein. Die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_e(t)$ ist eine Funktion der Größe des Volumens bzw. der Fläche sowie der Höhe der Feldstärke (**Gl. 5.2**, S. 98). Hierin geht die Überschreitungswahrscheinlichkeit g ein, die wiederum eine Funktion des effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ ist (**Bild 2.6**, S. 40; **Gl. 2.41**, S. 45). Bei einer geringen Zunahme der bezogenen

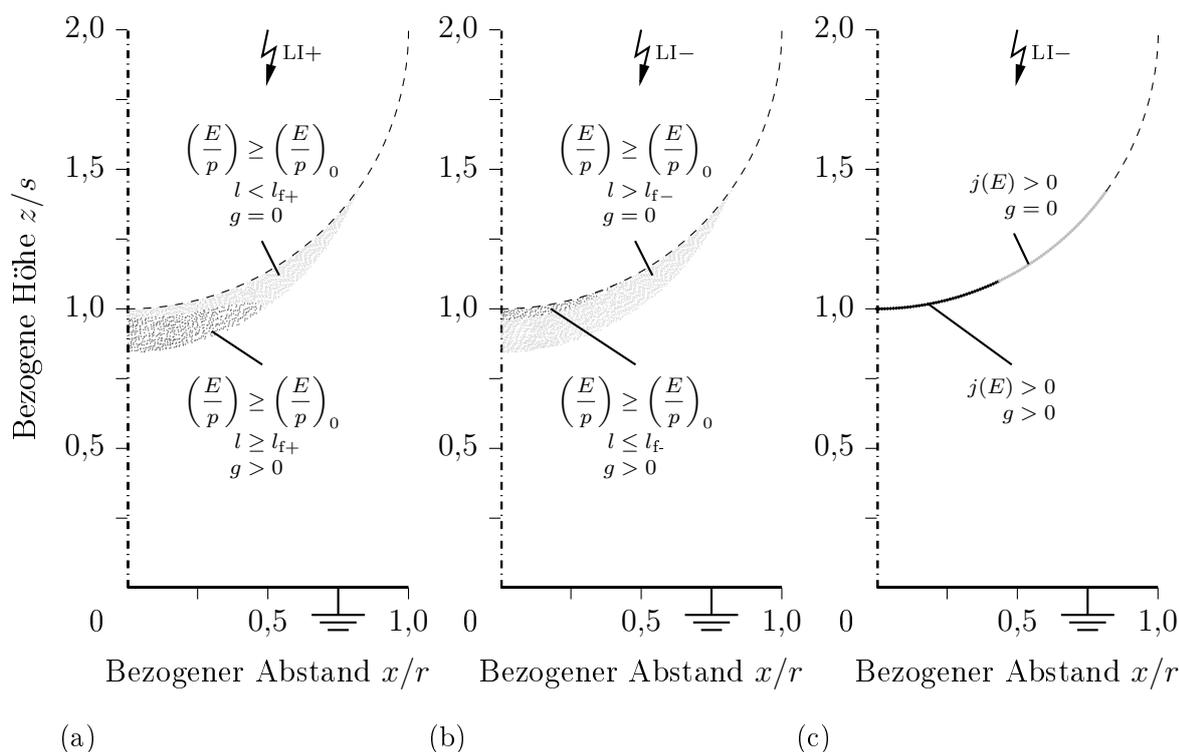


Bild 7.5: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft, rotations-symmetrische Anordnung, 2-D-Feldberechnung

Radius der Halbkugel-Elektrode: r , Schlagweite: s , $r = s$; Halbkugel-Elektrode auf Hochspannungspotential, Plattenelektrode auf Erdpotential; lawinenkritisches Volumen mit $E/p \geq (E/p)_0$, gewichtetes kritisches Volumen mit $g > 0$, lawinenkritische Fläche mit $j(E) > 0$, gewichtete lawinenkritische Fläche mit $g > 0$, Überschreitungswahrscheinlichkeit g , Abstand l der Elektronen von der Halbkugel-Elektrode, ungestörte Elektrodenanordnung, $p = 0,5$ MPa, $\hat{u} = 420$ kV, $\Delta t = 0,5$ ns, $t_i = 0,5070$ μ s

(a) LI+: lawinenkritisches Volumen

(b) LI-: lawinenkritisches Volumen

(c) LI-: lawinenkritische Fläche

zum Zeitpunkt $t = 0,5750$ μ s

Feldstärke nimmt $\bar{\alpha}$ nur mäßig, bei sehr hohem E/p dann rascher zu. Dieser Zusammenhang geht direkt in die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen ein. Aufgrund der polaritätsabhängigen Ausbildung des gewichteten kritischen Volumens V_{krit} und folglich des größeren Volumens ist nach Überschreiten der Einsetzspannung U_i der Beitrag zur Erzeugungsrate aus dem Gasraum bei positiver Polarität zum Zeitpunkt $t \geq t_i$ größer als bei negativer, $N_{e,G,LI+}(t) > N_{e,G,LI-}(t)$. Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten

Elektrode wird die Feldemission berücksichtigt (**Gl. 2.4**, S. 15). Der Anteil zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen aus der Kathodenoberfläche $N_{e,O,LI-}(t)$ wird zu dem Anteil aus dem Gasraum $N_{e,G,LI-}(t)$ addiert (**Gl. 5.5**, S. 98). Die Feldemission trägt bei der ungestörten Elektrodenanordnung in keinem nennenswerten Maße zur Erzeugungsrate bei. Bereits bei geringer Störstellenhöhe h ist die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen bei negativer Polarität deutlich höher als bei positiver, $N_{e,St,LI-}(t) > N_{e,St,LI+}(t)$.

Störstellen bewirken eine Zunahme der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen (**Gl. 5.10**, S. 104). Mit zunehmender Spannungshöhe findet auch störstelleninduzierte Feldemission durch die Kugelzonen statt, die weiter vom Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode entfernt sind (**Bild 4.2**, S. 85). Mit zunehmendem Abstand nimmt die Anzahl der Störstellen pro Störstellen-Ring zu, die Feldstärke vor den weiter außen angeordneten Störstellen-Ringen ist deutlich geringer als in der Nähe des Zenitpunktes. Es stellt sich ein Maximum des Beitrags zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen in Abhängigkeit der Feldstärke und der Anzahl der Störstellen auf der Elektrodenoberfläche ein. Mit zunehmender Störstellenhöhe h nimmt der störstellenbedingte Beitrag zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen polaritätsunabhängig zu.

7.2.3 Auftreten eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons

Die Wahrscheinlichkeit p des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons wird iterativ für jeden Zeitpunkt berechnet. Mit Hilfe des Volumen-Zeit-Gesetzes nach Boeck sowie des erweiterten Volumen-Zeit-Gesetzes kann diese zeitlich, räumlich und polaritätsabhängig angegeben werden. Die zeitliche Entwicklung dieser Wahrscheinlichkeit $p(t)$ wird über den implementierten, auf die Höhe \hat{u} der Blitzstoßspannung normierten Spannungsverlauf dargestellt (**Bild 7.2**, S. 133; **Bild 7.6**, S. 142). Im Rahmen der Auswertung erfolgt eine Unterteilung in fünf Teilvolumina V_1 bis V_5 mit den korrespondierenden Kugelzonen M_i (**Bild 5.1**, S. 99; **Bild 7.1**, S. 130; **Tabelle 7.6**, S. 183). Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wird bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode aufgrund der Berechnungsvorschrift nicht zwischen dem Beitrag der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen des Gasraumes und jenem der Kathodenoberfläche differenziert.

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons $p(t)$ ist erst ab einer Zeit $t > t_i$ größer Null und nimmt mit zunehmender Höhe der Spannung $u(t) \geq U_i$ zu (**Bild 7.2**, S. 133). Ein gewichtetes kritisches Volumen V_{krit}

kann sich ausbilden. Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode kann sich zudem eine gewichtete kritische Fläche M_{krit} ausbilden, $g > 0$ ist erfüllt (**Gl. 2.41**, S. 45). Das Maximum der berechneten Wahrscheinlichkeit $p_{\text{max}} = \max \sum_{i=1}^5 p_i$ wird im Rahmen der Berechnungen stets annähernd 100 %. Als Folge der gewählten Schrittweite bei der Integration über die Zeit wird p_{max} bei hohen Störstellen und Drücken stets $> 70\%$ (**Bild 7.6**; **Bild 7.8**, S. 144; **Bild 7.9**, S. 145; **Bild 7.10**, S. 146). In die zu lösende natürliche Exponentialgleichung zur Basis e geht als negativer Exponent die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_e(t)$ ein (**Gl. 5.6**, S. 100). Diese ist stark feldstärke- und volumenabhängig und nimmt mit zunehmender Spannung innerhalb weniger Zeitschritte große Zahlenwerte ein. Je größer $N_e(t)$, desto kleiner wird der zur Gesamtwahrscheinlichkeit p zu addierende Beitrag; bei sehr großen $N_e(t)$ -Werten ist dieser Null.

Die zeitliche Diskretisierung Δt der Berechnung des Volumen-Zeit-Gesetzes muss hinreichend klein gewählt werden. Ein Optimum zwischen Rechenzeit und einem hohen Maß an Präzision des Rechenergebnisses ist zu finden. Die Simulationsergebnisse liefern eine Aussage über die räumliche Verteilung des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in Abhängigkeit der Zeit. Es wird näherungsweise davon ausgegangen, dass ein erstes lawinenwirksames Anfangselektron den Feldlinien folgend eine Lawine erzeugt und im selben Teilvolumen in einem Entladungskanal resultiert, der die Elektrodenoberflächen mit einem leitenden Durchschlagkanal verbindet. Das Teilvolumen V_i , in dem dieses Elektron entsteht, ist der entsprechenden Kugelzone M_i zugeordnet.

Zahlreiche Berechnungen mit unterschiedlichen zeitlichen Diskretisierungen im Bereich von $0,1 \text{ ns} \leq \Delta t \leq 1 \text{ ns}$ zeigen, dass die Wahl von Δt keinen Einfluss auf die prinzipielle Verteilung der Wahrscheinlichkeiten zwischen den unterschiedlichen Teilvolumina hat. Die zeitliche Entwicklung und die Höhe der Erzeugungsrate bestimmen maßgeblich den Endwert der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons (**Bild 7.7**). Je steiler die Spannung ansteigt, desto kritischer ist Δt bei der Integration im Volumen-Zeit-Gesetz (**Gl. 5.6**, S. 100) und desto größer ist die Abweichung von p vom Maximalwert 1 (**Bild 7.7a**, **Bild 7.7b**). Dem wirkt insb. bei der gestörten Elektrodenanordnung der feldstärkeabhängige Verlauf der Erzeugungsrate entgegen. An einem Ort herrscht zu einem Zeitpunkt t_j eine bestimmte Feldstärke, zu einem späteren Zeitpunkt t_{j+1} eine höhere Feldstärke. Für die Berechnung der Erzeugungsrate im Zeitraum Δt wird der Mittelwert dieser beiden Feldstärkewerte gebildet. Bei kleinem Δt ist dieser größer als bei großem Δt . Je höher die Feldstärke, desto geringer der Beitrag zur Erzeugungsrate. Daher nimmt p bei kleinem Δt und gestörter Elektrodenoberfläche einen geringeren Endwert an als bei größerem Δt (**Bild 7.7c**, **Bild 7.7d**). Ein Ver-

gleich von Simulations- und Messergebnissen erfolgt über die simulierten Verteilungen der Wahrscheinlichkeiten des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons zu einem bestimmten Zeitpunkt t und der gemessenen Verteilung der Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen.

Unmittelbar nach dem Erreichen der Streamereinsatzspannung U_i ist unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit, der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode und unabhängig vom Isoliergasdruck p die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons im ersten Teilvolumen stets maximal. Mit zunehmender Zeit, d. h. mit zunehmender Spannung nehmen die Wahrscheinlichkeiten in den weiter vom Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode entfernten Teilvolumina positive Werte an (**Bild 7.6**). Es werden die Wahrscheinlichkeiten p_i in den einzelnen Teilvolumina V_i sowie die Gesamtwahrscheinlichkeit $p = \sum_{i=1}^5 p_i$ zum Ende der Berechnung aufgetragen (**Bild 7.8**, S. 144; **Bild 7.9**, S. 145).

Bei der ungestörten, ideal glatten Elektrodenoberfläche ist diese Wahrscheinlichkeit bei positiver Polarität und Normaldruck $p_1 = 0,1$ MPa sowie bei negativer Polarität bis $p \leq 0,5$ MPa im zweiten, sonst im ersten Teilvolumen maximal. In den äußeren Teilvolumina und Kugelzonen gilt stets $p_{i=4,5}(t) = 0\%$, bzw. bei höherem Druck $p_{i=3,4,5}(t) = 0\%$. Bei der ungestörten Elektrodenoberfläche und negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode tritt Simulationen zufolge Feldemission in nur sehr geringem Maße auf. Die Erzeugungsrate wird in diesem Fall durch die Elektronenbereitstellung aus dem Gasraum dominiert, $N_{e,O,LI-}(t) \ll N_{e,G,LI-}(t)$. Die ähnliche, polaritätsunabhängige Verteilung der Wahrscheinlichkeit ergibt sich folglich aus den Erzeugungsraten N_e und den Volumenverhältnissen des gewichteten kritischen Volumens V_{krit} . Aufgrund der unterschiedlichen räumlichen Ausbildung der gewichteten kritischen Volumina $V_{\text{krit},LI+}$ und $V_{\text{krit},LI-}$ und der, v. a. in den äußeren Teilvolumina, höheren Feldstärke in $V_{\text{krit},LI-}$ ist die Wahrscheinlichkeit in den äußeren Teilvolumina bei LI- geringfügig höher als bei LI+. Dies führt zu einer minimalen Reduktion der Wahrscheinlichkeiten in den näher am Zenitpunkt angeordneten Teilvolumina (**Bild 7.6**; **Bild 7.8**, S. 144; **Bild 7.9**, S. 145). Die unterschiedliche, druckabhängige räumliche Verteilung der Wahrscheinlichkeiten liegt in den druck- und feldstärkeabhängigen Gasparametern begründet.

Bei der gestörten Elektrodenoberfläche und positiver Polarität der Blitzstoßspannung ist Berechnungen zufolge im Vergleich zur ungestörten Oberfläche ein gegenläufiger Trend zu erkennen. Bei geringer Störstellenhöhe, $h_1 = 5 \mu\text{m}$, $h_2 = 10 \mu\text{m}$, ist die Wahrscheinlichkeit p stets im ersten, bei sehr hohem Druck im zweiten Teilvolumen maximal. Mit zunehmender Störstellenhöhe h und zunehmendem Druck ist auch in den weiter außen liegenden Teilvolumina V_i das Auftreten eines ersten lawinenwirksamen Anfangselek-

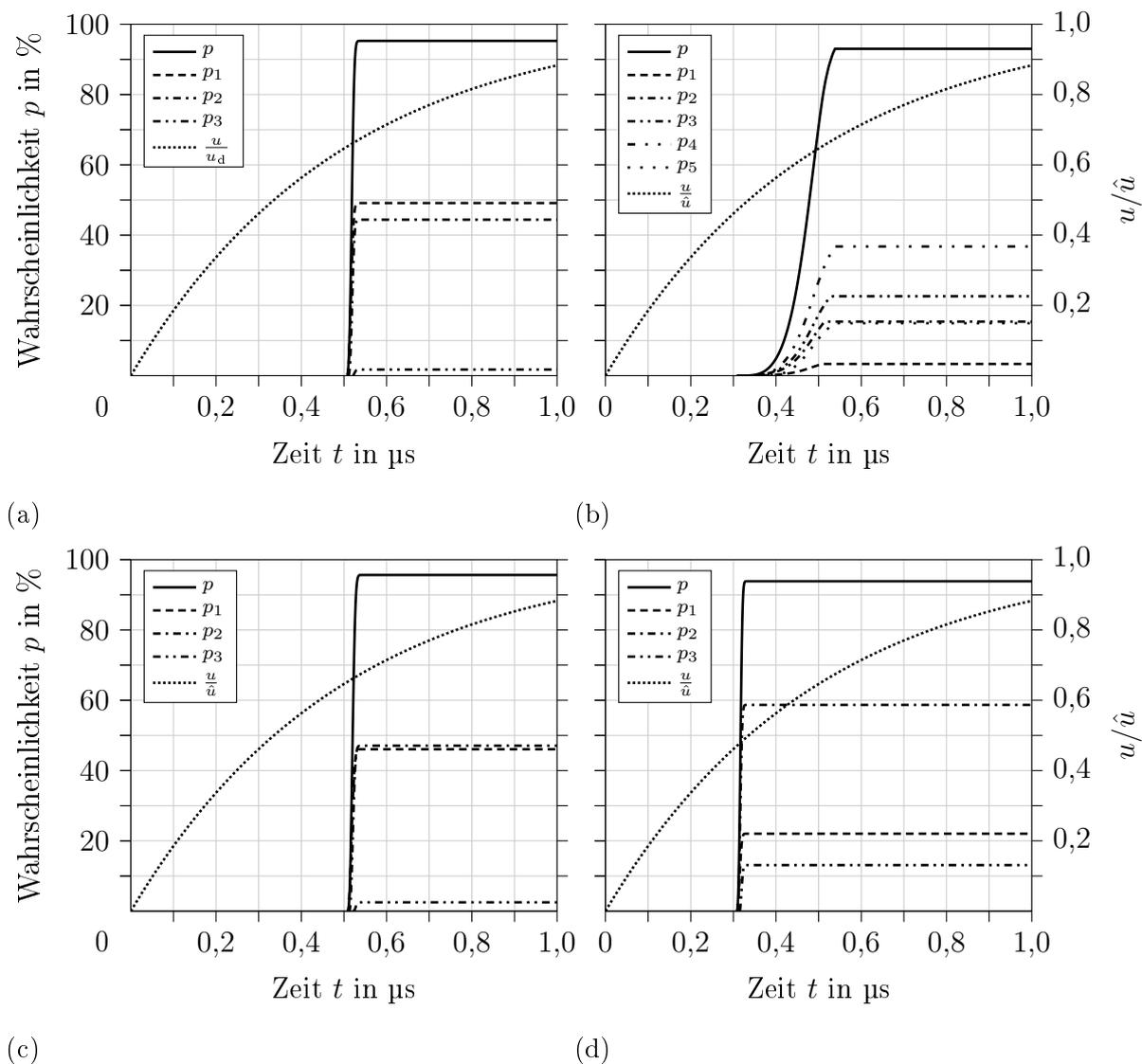


Bild 7.6: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons p_i im Teilvolumen V_i und $p = \sum_{i=1}^5 p_i$ im betrachteten Volumen V in Abhängigkeit der Zeit; $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 420 \text{ kV}$, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, Spannungsverlauf in bezogener Darstellung $\frac{u}{\hat{u}}$; $t_i = 0,5070 \text{ } \mu\text{s}$, $t_{i,\text{st}} = 0,3075 \text{ } \mu\text{s}$

- (a) ungestörte Elektrodenoberfläche, LI+
- (b) gestörte Elektrodenoberfläche, $h = 100 \text{ } \mu\text{m}$, $b = 340 \text{ } \mu\text{m}$, LI+
- (c) ungestörte Elektrodenoberfläche, LI-
- (d) gestörte Elektrodenoberfläche, $h = 100 \text{ } \mu\text{m}$, $b = 340 \text{ } \mu\text{m}$, LI-

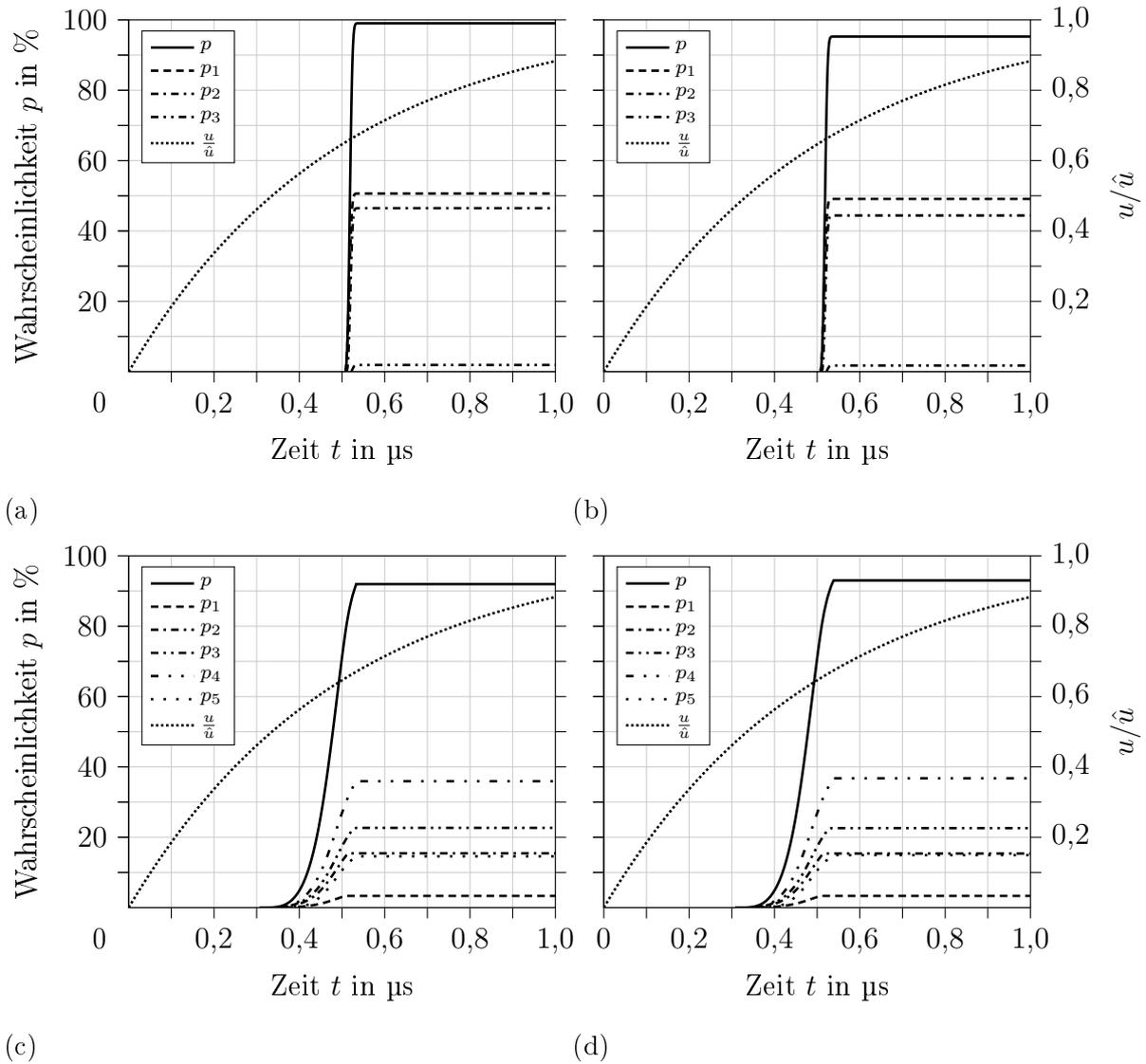


Bild 7.7: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons p_i im Teilvolumen V_i und $p = \sum_{i=1}^5 p_i$ im betrachteten Volumen V in Abhängigkeit der Zeit und der zeitlichen Diskretisierung Δt ; $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 420 \text{ kV}$, Spannungsverlauf in bezogener Darstellung $\frac{u}{\hat{u}}$, LI+

- (a) ungestörte Elektrodenoberfläche, $\Delta t = 0,1 \text{ ns}$, $t_{i,\text{St}} = 0,5067 \text{ µs}$
- (b) ungestörte Elektrodenoberfläche, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, $t_{i,\text{St}} = 0,5070 \text{ µs}$
- (c) gestörte Elektrodenoberfläche, $h = 100 \text{ µm}$, $b = 340 \text{ µm}$, $\Delta t = 0,1 \text{ ns}$, $t_{i,\text{St}} = 0,3071 \text{ µs}$
- (d) gestörte Elektrodenoberfläche, $h = 100 \text{ µm}$, $b = 340 \text{ µm}$, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, $t_{i,\text{St}} = 0,3075 \text{ µs}$

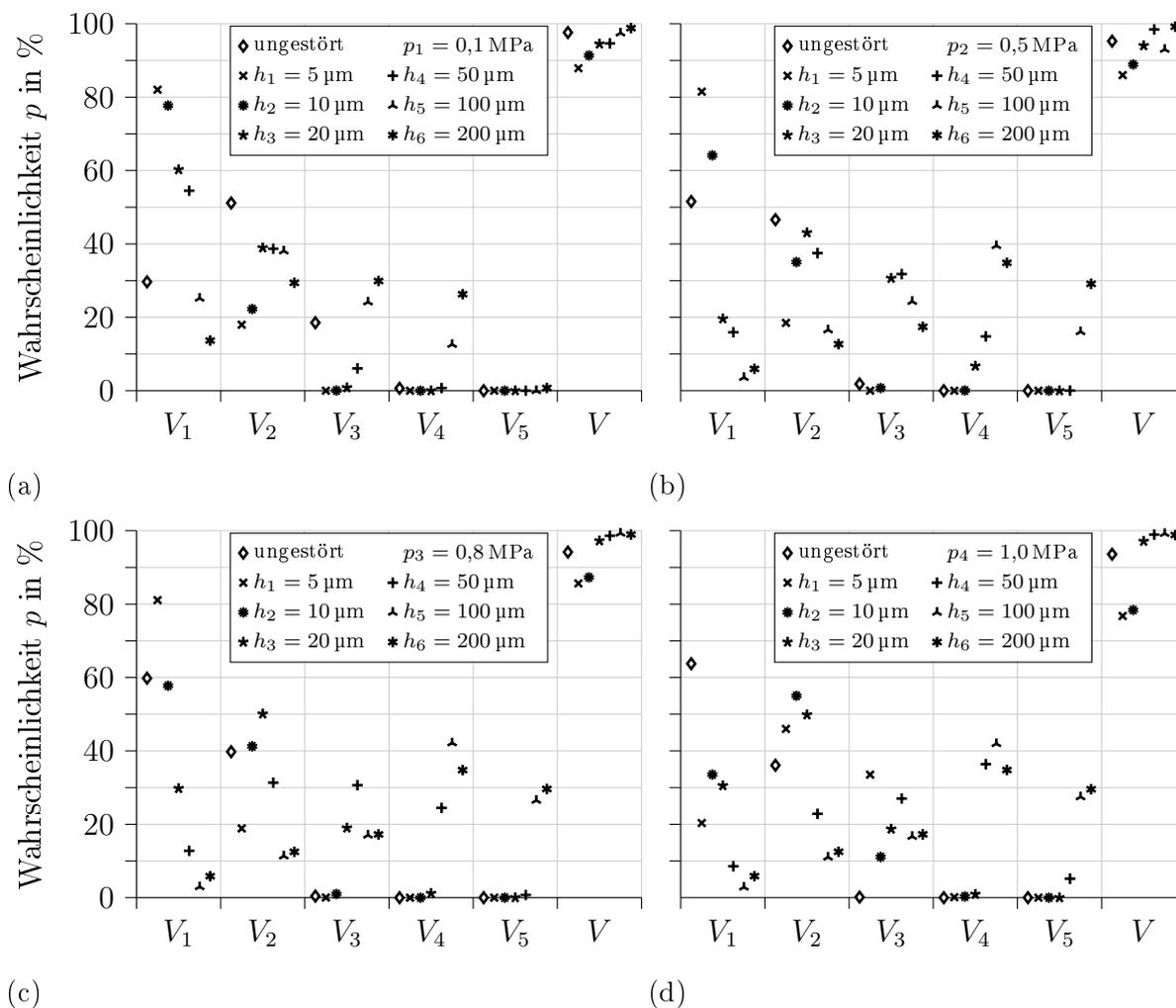


Bild 7.8: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in Abhängigkeit der Teilvolumina V_i nach **Tabelle 7.6** (S. 183) bezogen auf die Wahrscheinlichkeit im gesamten Volumen, und im gesamten Volumen V für ungestörte und gestörte Elektrodenanordnung nach der Beanspruchung mit positiver Blitzstoßspannung (LI+) zum Zeitpunkt $t = 1 \mu\text{s}$ in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h ; \hat{u} nach **Tabelle 7.4** (S. 169), $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$

(a) $p_1 = 0,1 \text{ MPa}$

(b) $p_2 = 0,5 \text{ MPa}$

(c) $p_3 = 0,8 \text{ MPa}$

(d) $p_4 = 1,0 \text{ MPa}$

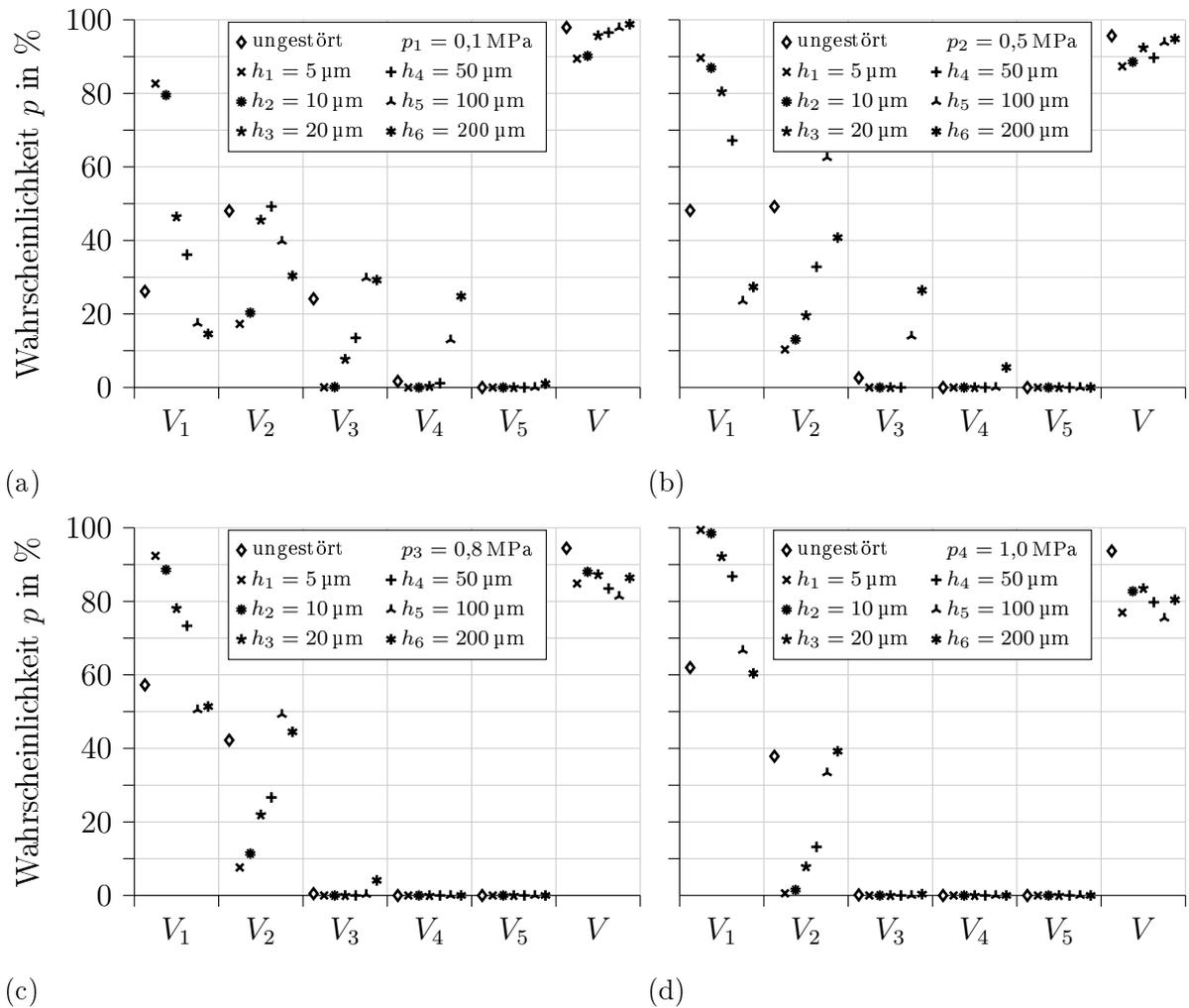


Bild 7.9: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in Abhängigkeit der Teilvolumina V_i nach **Tabelle 7.6** (S. 183) bezogen auf die Wahrscheinlichkeit im gesamten Volumen, und im gesamten Volumen V für ungestörte und gestörte Elektrodenanordnung nach der Beanspruchung mit negativer Blitzstoßspannung (LI-) zum Zeitpunkt $t = 1 \mu\text{s}$ in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h ; \hat{u} nach **Tabelle 7.4** (S. 169), $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$

- (a) $p_1 = 0,1 \text{ MPa}$
- (b) $p_2 = 0,5 \text{ MPa}$
- (c) $p_3 = 0,8 \text{ MPa}$
- (d) $p_4 = 1,0 \text{ MPa}$

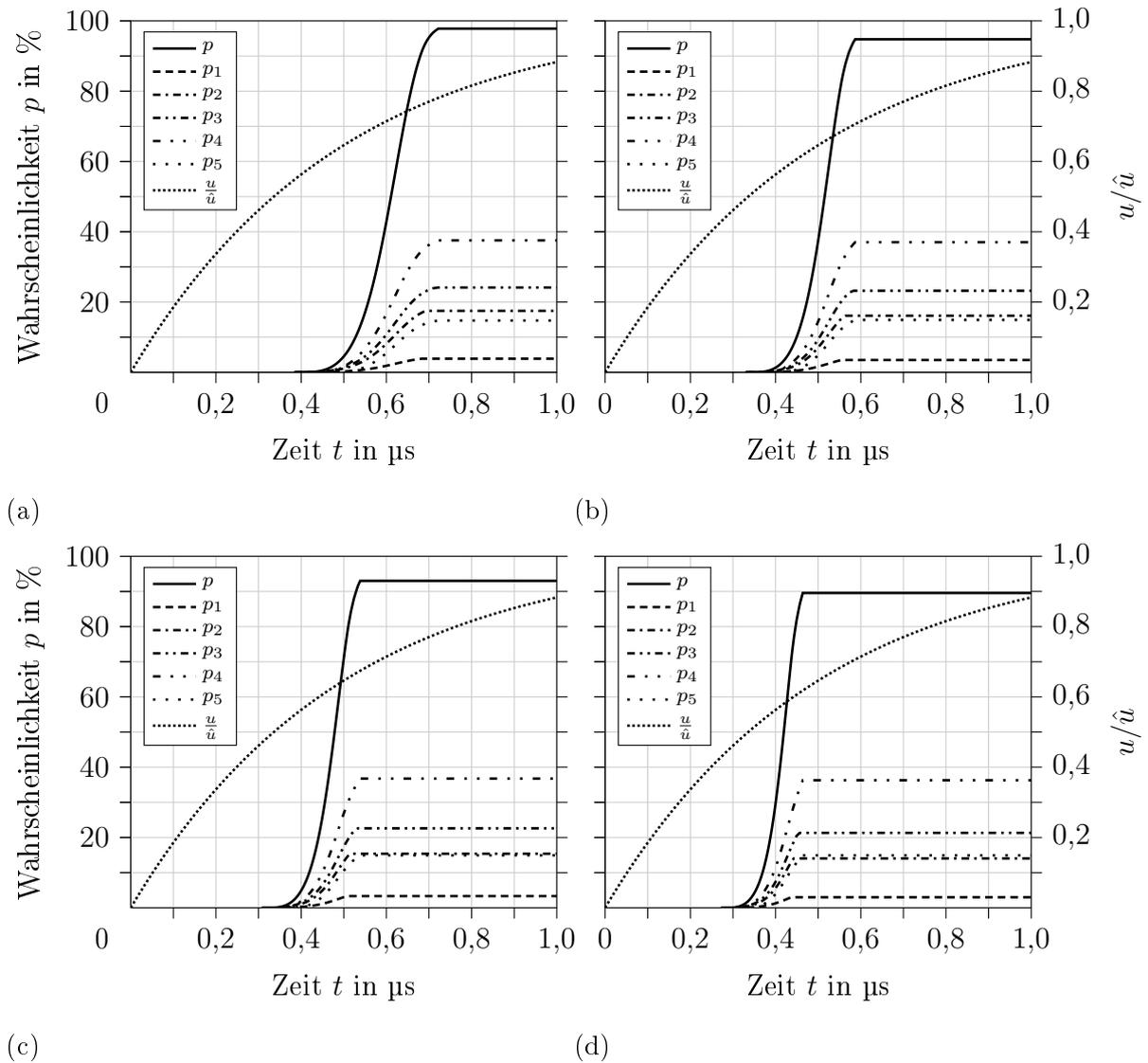


Bild 7.10: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons p_i im Teilvolumen V_i und $p = \sum_{i=1}^5 p_i$ im betrachteten Volumen V in Abhängigkeit der Zeit und der Höhe \hat{u} der Spannung; $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, Spannungsverlauf in bezogener Darstellung $\frac{u}{\hat{u}}$, gestörte Elektrodenoberfläche, $h = 100 \text{ µm}$, $b = 340 \text{ µm}$, LI+

- (a) $\hat{u} = 360 \text{ kV}$, $t_{i,St} = 0,3835 \text{ µs}$
- (b) $\hat{u} = 400 \text{ kV}$, $t_{i,St} = 0,3290 \text{ µs}$
- (c) $\hat{u} = 420 \text{ kV}$, $t_{i,St} = 0,3075 \text{ µs}$
- (d) $\hat{u} = 460 \text{ kV}$, $t_{i,St} = 0,2720 \text{ µs}$

trons möglich, $p_i(t = 1 \mu\text{s}) > 5\%$. Die Zunahme in den äußeren Teilvolumina geht stets mit einer Abnahme in den weiter innen liegenden Teilvolumina einher, der Verlauf ist dann etwa glockenförmig. Das globale Maximum liegt dabei entweder im zweiten oder vierten Teilvolumen (**Bild 7.8**).

Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode ist das Maximum der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons druckunabhängig bei geringer Störstellenhöhe $h \leq 20 \mu\text{m}$ bzw. bei höherem Druck unabhängig von der Störstellenhöhe im ersten Teilvolumen maximal. Diese Wahrscheinlichkeit ist bei sehr hohen Störstellen, d. h. $h_5 = 100 \mu\text{m}$, $h_6 = 200 \mu\text{m}$, auch in den weiter vom Zenitpunkt entfernten Teilvolumina positiv. Mit zunehmendem Druck nimmt die Wahrscheinlichkeit im ersten Teilvolumen signifikant zu, die in den weiter außen angeordneten Teilvolumina ab, bei sehr hohem Druck gilt $p_{i=4,5} = 0\%$ (**Bild 7.9**).

Bei Normaldruck trägt die durch die gestörte Oberfläche hervorgerufene Feldemission bei sehr kleinen Störstellen kaum, bei sehr hohen Störstellen signifikant zur Erzeugungsrate bei. Bei geringer Störstellenhöhe ist die Verteilung daher mit der bei positiver Polarität zu vergleichen. Hohe Störstellen führen zu einem rasch zunehmenden gewichteten kritischen Volumen, auch in weiter außen angeordneten Teilvolumina. Die Feldemissionsstromdichte $j(E)$ ist lediglich eine Funktion der Feldstärke und druckunabhängig (**Gl. 2.3**, S. 14; **Gl. 2.4**, S. 15). Je höher der Druck, desto höher ist die im Programm implementierte, anliegende Spannung und folglich die an der Störstelle herrschende Feldstärke, desto höher $j(E)$ (**Gl. 5.9**, S. 103). Die Feldüberhöhung ist aufgrund des ähnlich gewählten Feldüberhöhungsfaktors β unabhängig von h (**Gl. 2.50**, S. 73). Neben der Zunahme von $N_e(t)$ durch die Feldemission nimmt auch die Erzeugungsrate durch die Feldanhebung im Gasraum zu. Je höher die Störstelle, desto größer das Volumen, in dem die Feldstärke allein durch die Störstelle deutlich angehoben wird. Der Einfluss einer Störstelle auf die Erzeugungsrate im gewichteten kritischen Volumen wirkt aufgrund dessen räumlicher Ausdehnung bei negativer Polarität unmittelbar, bei positiver Polarität nur indirekt. Die Feldstärke nimmt mit zunehmendem Abstand von der Spitze der Störstelle exponentiell ab (**Bild 4.3**, S. 87). Bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode nimmt die Streameraufbaulänge $l_k = l_{f+}$ auf einen positiven Wert größer Null ab, d. h. das gewichtete kritische Volumen nimmt, v. a. in dem Bereich höherer Feldstärke zu. Der Einfluss durch die Spitze der Störstelle auf $N_e(t)$ ist aufgrund des Feldstärkeverlaufs vor der Störstelle demnach geringer als bei negativer Polarität.

Da die Erzeugungsrate stark feldstärkeabhängig ist, nimmt diese mit zunehmender Spannung zu. Je höher die Erzeugungsrate, desto geringer ist, bei konstant gewähltem Δt , daher die zum Ende der Berechnung erreichte maximale Wahrscheinlichkeit p des Auf-

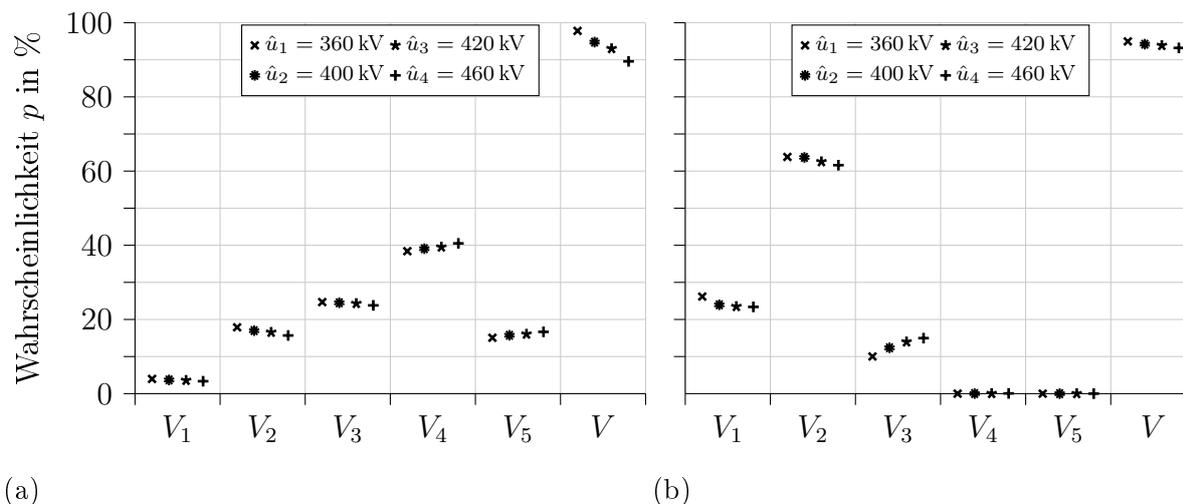


Bild 7.11: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in Abhängigkeit der Teilvolumina V_i nach **Tabelle 7.6** (S.183) bezogen auf die Wahrscheinlichkeit im gesamten Volumen, und im gesamten Volumen V für gestörte Elektrodenanordnung, $h_5 = 100 \mu\text{m}$ nach der Beanspruchung mit positiver bzw. negativer Blitzstoßspannung, $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, zum Zeitpunkt $t = 1 \mu\text{s}$

(a) LI+

(b) LI–

treten eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons (**Bild 7.10**). Die prinzipielle Verteilung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons ist unabhängig von der Höhe \hat{u} der Spannung. Bei konstantem Druck nimmt mit zunehmendem \hat{u} die Wahrscheinlichkeit in den weiter vom Zenitpunkt entfernten Teilvolumina zu, in den anderen entsprechend ab (**Bild 7.11**). Der Einfluss von \hat{u} auf die Feldemission bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode ist höher als auf die Erzeugungsrate im Gasraum, daher nimmt die Wahrscheinlichkeit im jeweils äußersten Teilvolumen mit $p_i > 0 \%$ bei LI– stärker zu als bei LI+ (**Bild 7.11b**).

7.2.4 Durchschlagspannung

Grundlage der Überlegungen zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons ist die Annahme, dass ein solches Auftreten unmittelbar einen Durchschlag zur Folge hat. Die berechneten Quantile der Spannung werden demnach näherungsweise als die Quantile der Durchschlagspannung be-

trachtet. Im Rahmen der Auswertung der Simulationsergebnisse werden exemplarisch drei Quantile gewählt (10 %, 50 %, 90 %). Die dazu jeweils korrespondierende Durchschlagspannung $U_{d,\%}$ ist der Wert der Spannung, bei dem die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons einen festgelegten Prozentsatz beträgt. Der Zeitpunkt, zu dem ein bestimmtes Quantil der Spannung $U_{d,\%}$ erreicht ist, kann demnach als Durchschlagzeitpunkt $t_{d,\%}$ betrachtet werden, zu dem die maximale Feldstärke im Augenblick des Gasdurchschlags, d. h. die Durchschlagfeldstärke der Elektrodenanordnung $E_{d,\%}$ herrscht (**Gl. 2.43**, S. 48).

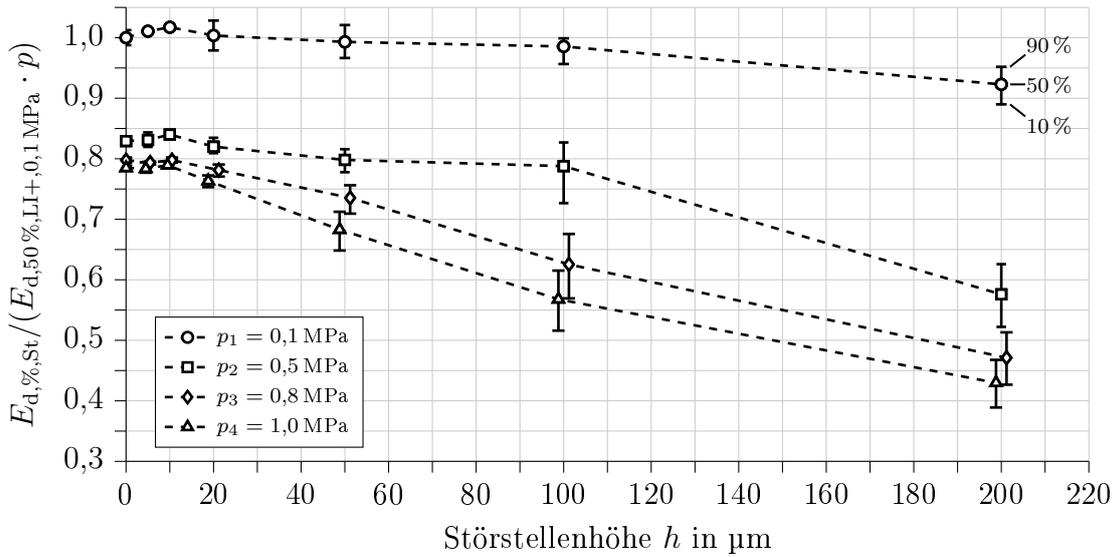
Aufgrund der starken Feldstärkeabhängigkeit der Gasparameter, des Verlaufs der Blitzstoßspannung sowie der gewählten Elektrodenanordnung mit der einhergehenden Feldverteilung nimmt die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_e(t)$ und folglich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons $p(t)$ mit zunehmender Spannung $u(t)$ zu. Unabhängig von der Polarität der Spannung erreicht $p(t)$ innerhalb weniger Nanosekunden das Maximum. Die ausgewählten Quantile der Wahrscheinlichkeit $p_\%$ und die der korrespondierenden Durchschlagspannung $U_{d,\%}$ werden daher innerhalb weniger Zeitschritte erreicht (**Bild 7.2**, S. 133). Die berechneten Quantile der Durchschlagspannung sind demnach bei rasch größer werdenden Werten der Erzeugungsrate $N_e(t)$ geringer als bei weniger stark anwachsenden $N_e(t)$ -Werten.

Für die Auswertung der Ergebnisse beider Polaritäten wird als Bezugsgröße das 50%-Quantil der Durchschlagfeldstärke $E_{d,50\%,LI+,0,1\text{ MPa}}$ der ungestörten Elektrodenanordnung bei Beanspruchung mit positiver Polarität der Blitzstoßspannung und $p = 0,1\text{ MPa}$ gewählt. Die auf $E_{d,50\%,LI+,0,1\text{ MPa}}$ und den Druck p bezogene Durchschlagfeldstärke $E_{d,\%} = E_{d,\%,St}(h = 0\text{ }\mu\text{m})$ der ungestörten und $E_{d,\%,St}$ der gestörten Elektrodenanordnungen ist abhängig von der Störstellenhöhe h , der Polarität der Blitzstoßspannung sowie dem Druck p . Die bezogene Durchschlagfeldstärke $E_{d,\%,St}/(E_{d,50\%,LI+,0,1\text{ MPa}} \cdot p)$ nimmt polaritätsunabhängig für die ungestörte Elektrodenoberfläche und höhere Drücke linear, für die gestörte Elektrodenoberfläche ab $h \geq 20\text{ }\mu\text{m}$ überproportional mit der Störstellenhöhe h ab (**Bild 7.12**).

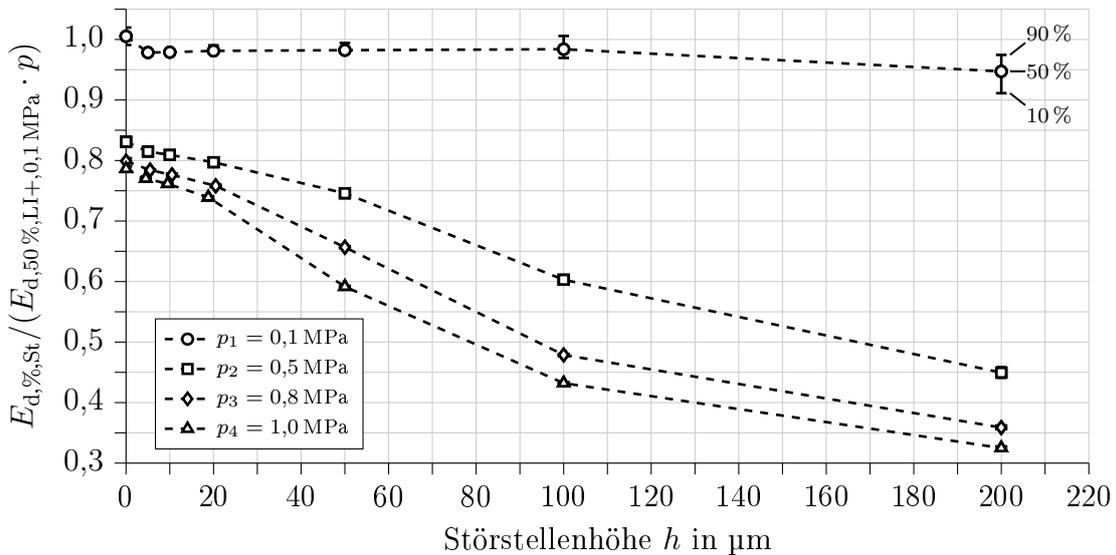
Bei positiver Polarität und gleichem Isoliergasdruck p ist die bezogene Durchschlagfeldstärke bei niedrigeren Störstellenhöhen von $h \leq 10\text{ }\mu\text{m}$ geringfügig größer als die der ungestörten Elektrodenanordnung (**Bild 7.12a**). Der gleiche Effekt konnte bei Messungen der Durchschlagspannung einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in N_2 gemessen werden. Die Durchschlagspannung nimmt bei einer Rauheit der Elektrodenoberfläche zwischen $R_z = 2,3\text{ }\mu\text{m}$ und $R_z = 15,9\text{ }\mu\text{m}$ zu, bei weiterer Zunahme der Rauheit jedoch wieder ab [Hik-08].

Die Durchschlaghöchsfeldstärke der gestörten Elektrodenanordnung ist stets höher als

7 Simulations- und Messergebnisse



(a)



(b)

Bild 7.12: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

10%-, 50%- und 90%-Quantil der druckbezogenen Durchschlagfeldstärke E_d , bezogen auf das 50%-Quantil der Durchschlagfeldstärke $E_{d,50\%,LI+,0,1\text{MPa}}$ der ungestörten Elektrodenanordnung bei Beanspruchung mit LI+ und $p = 0,1\text{ MPa}$, lineare Approximation zwischen simulierten Werten für ungestörte und gestörte Elektrodenoberfläche in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h sowie des Drucks p ; h, b nach **Tabelle 4.1** (S.89), $\hat{u}(p)$ nach **Tabelle 7.4** (S.169), $\Delta t = 0,5\text{ ns}$, für unterschiedliche Polarität der stärker gekrümmten Elektrode

(a) LI+

(b) LI-

die der ungestörten Anordnung (**Bild 7.3**, S. 135; **Bild 7.4**, S. 136; **Tabelle 7.1**, S. 135). Im Feldraum um eine Störstelle wird das Feld unmittelbar vor der Störstellenspitze gegenüber dem makroskopischen Grundfeld der ungestörten Oberflächen erhöht. Die Felderhöhung ist nicht konzentrisch um die Störstellenspitze verteilt. Es wird zunächst das Feld entlang einer vertikalen Ausleselinie, ausgehend von der Störstellenspitze betrachtet. Dieses ist entlang einer Strecke, die etwa dem dreifachen der Störstellenhöhe h entspricht erhöht $E_{\text{St,vert}}/E_{\text{vert}} > 1,01$. Es wird zudem das Feld entlang einer horizontalen Linie, ausgehend vom Zenitpunkt der Störstelle ausgewertet. Das Feld ist dabei auf einer Strecke, die etwa dem 1,2fachen der Störstellenhöhe h entspricht erhöht $E_{\text{St,hor}}/E_{\text{hor}} > 1,01$ (**Bild 4.3**, S. 87). Im Bereich des Übergangs zwischen Kegelstumpf und makroskopischer Halbkugel-Elektrodenoberfläche wird das Feld hingegen reduziert (**Bild 7.13**). Die Feldstärke ist in weiterer Entfernung zur Störstellenspitze gegenüber dem makroskopischen Grundfeld herabgesetzt (**Bild 4.3a**, S. 87; **Gl. 5.9**, S. 103).

Bei geringer Störstellenhöhe h und positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode dominiert der feldschwächende Einfluss. Die Erzeugungsrate $N_e(t)$ nimmt weniger rasch zu als bei der ungestörten bzw. der gestörten Oberfläche mit $h \geq 20 \mu\text{m}$. Die Durchschlagfeldstärke E_d ist daher bei geringer Störstellenhöhe bzw. Oberflächenrauheit marginal erhöht (**Bild 7.12**). Es gibt somit bei dieser Störstellenhöhe einen Wendepunkt, bei größeren Störstellenhöhen $h \geq 20 \mu\text{m}$ dominiert die Zunahme der Feldstärke im gewichteten kritischen Volumen gegenüber der Feldschwächung im Bereich des Kegelstumpfes bzw. im Feldraum vor der Störstelle.

Bei negativer Polarität wird diese Zunahme der Durchschlagspannung nicht beobachtet (**Bild 7.12b**). Bei Normaldruck haben die Störstellen nur geringfügigen Einfluss auf die Durchschlagspannung, diese nimmt bei sehr hohen Störstellen stärker ab. Bei sehr hoher Störstelle ist das 50%-Quantil der Durchschlagspannung folglich höher als bei positiver Polarität. Obwohl Feldemission möglich ist, ist das gewichtete kritische Volumen vor den Störstellen kaum ausgeprägt, dies liegt v. a. im Feldschatten der Störstellen und in den druck- und feldstärkeabhängigen Gasparametern begründet.

Die Störstellen ragen mit zunehmender Höhe h weiter in den Feldraum, das vor ihren Spitzen ausgebildete kritische Volumen ist größer und trägt bereits bei geringer Spannung zum gewichteten kritischen Volumen V_{krit} bei. Auch die Feldemission durch die gewichtete kritische Fläche M_{krit} nimmt in großem Maße zu. Der Beitrag der Störstellen zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_e(t)$ nimmt demnach deutlich zu, dies bedingt die polaritätsunabhängige Abnahme der bezogenen Durchschlagfeldstärke $E_{d,\%,\text{St}}/(E_{d,50\%,\text{LI}+,0,1\text{MPa}} \cdot p)$ mit der Zunahme der Störstellenhöhe h . Je höher der Druck p , desto signifikanter der Einfluss der Störstellenhöhe. Dies liegt auch in den

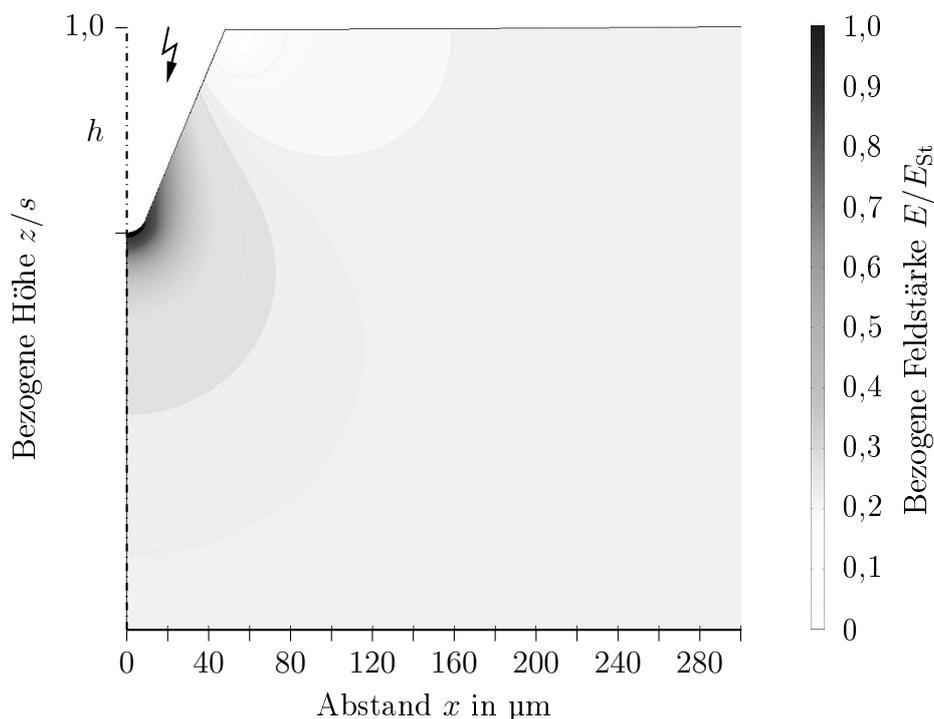


Bild 7.13: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung mit einer Störstelle in trockener Luft, rotationssymmetrische Anordnung, 2-D-Feldberechnung
 Radius der Halbkugel-Elektrode: r , Schlagweite: s , $r = s$, geringster Elektrodenabstand: $s - h$; Halbkugel-Elektrode auf Hochspannungspotential, Platten-elektrode auf Erdpotential; auf die größte Feldstärke einer gestörten Elektrodenanordnung E_{St} bezogene Feldverteilung; Störstelle nach **Bild 4.2a** (S. 85), $h = 100 \mu\text{m}$, auf Halbkugel-Elektrode, Ausschnitt der gestörten Elektrodenanordnung

nichtlinear feldstärke- und druckabhängigen Gasparametern begründet.

Das 50%-Quantil der Durchschlagfeldstärke $E_{d,50\%,St,LI+}$ der gestörten Elektrodenoberfläche bei Beanspruchung mit positiver Polarität der Blitzstoßspannung ist unabhängig vom Druck höher als bei Beanspruchung mit LI-. Bei der ungestörten Halbkugel-Platte-Anordnung ist dieses Quantil bei positiver Polarität stets marginal geringer als bei Beanspruchung mit LI- (**Bild 7.12**). Dies liegt darin begründet, dass Feldemission bei der Beanspruchung mit LI- bei der ungestörten Elektrodenoberfläche zwar auftritt, der Beitrag zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen jedoch äußerst gering ist (**Gl. 2.4**, S. 15). Der Anteil zu N_e aus der Kathodenoberfläche kann vernachlässigt werden, es dominiert der Beitrag aus dem Gasraum. Da die Erzeugungsrate aufgrund des Volumenverhältnisses von $V_{krit,LI+}$ und $V_{krit,LI-}$ im Gasraum bei positiver Polarität

der stärker gekrümmten Elektrode stets größer ist, $N_{e,G,LI+}(t) > N_{e,G,LI-}(t)$, ist die Durchschlagsspannung bei positiver Polarität demnach geringer. Das 50%-Quantil der Durchschlagsspannung ist, wie zahlreiche Simulationen zeigen, bei konstantem Druck und Störstellenhöhe nicht von der Höhe \hat{u} der Spannung abhängig. In der Simulation wird die Ausbildung eines Entladungskanals mit Raumladungen nicht berücksichtigt. Daher ist die Höhe der jeweiligen Durchschlagsspannung ausschließlich auf die Erzeugungsraten $N_e(t)$ und folglich auf die Wahrscheinlichkeit p des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons zurückzuführen.

Das Intervall zwischen dem 10%- und 90%-Quantil der Durchschlagfeldstärke ist bei positiver Polarität und höheren Störstellen groß. Bei ungestörter Oberfläche und bei kleinen Störstellenhöhen ist es kaum darstellbar. Auch bei negativer Polarität und höheren Drücken unterscheiden sich diese Quantile kaum (**Bild 7.12**). Dieses Intervall korreliert mit der statistischen Streuzeit, d. h. mit der Anzahl an Zeitschritten, bis die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons ihren Endwert eingenommen hat (**Bild 7.2**, S. 133).

7.2.5 Statistische Streuzeit

Die Zündverzugszeit t_V setzt sich aus der statistischen Streuzeit t_S und der Aufbauzeit t_A zusammen (**Gl. 2.44**, S. 54). Aus den Ergebnissen der Berechnung der zeitabhängigen Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines lawinenwirksamen Anfangselektrons können t_0 , der Ausgangszeitpunkt t_i sowie die statistische Streuzeit t_S bestimmt werden (**Bild 2.7**, S. 52; **Bild 7.2**, S. 133). Die Aufbauzeit t_A eines Entladungskanals kann mit diesem Simulationsmodell nicht ermittelt werden, sie wird zu 0 s angenommen. Unter dieser Annahme kann die statistische Streuzeit $t_{S,\%}$ aus dem Zeitpunkt t_i , zu dem die Streamereinsatzspannung U_i erreicht ist und dem Zeitpunkt $t_{d,\%}$, zu dem die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons einen bestimmten Prozentwert erreicht hat, berechnet werden (**Gl. 7.1**). Die Bestimmung von t_S erfolgt in Abhängigkeit der Oberflächenbeschaffenheit und der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode, des Drucks p und der Höhe \hat{u} der anliegenden Spannung.

$$t_{S,\%} = t_{d,\%} - t_i \quad (7.1)$$

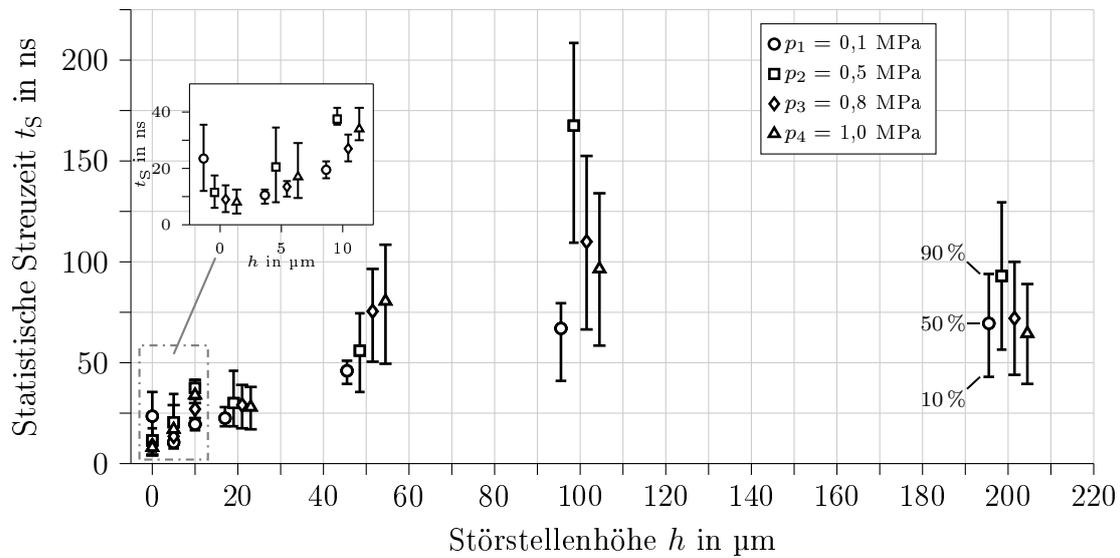
Es besteht ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen dem 50%-Quantil der statistischen Streuzeit $t_{S,50\%}$ und dem 50%-Quantil der Durchschlagsspannung $U_{d,50\%}$. Der Einfluss der Störstellenhöhe h sowie der des Drucks p auf die Durchschlagspannung kann in gleicher Weise auf die statistische Streuzeit übertragen werden, d. h. sind die

Quantile der Durchschlagfeldstärke gering (**Bild 7.12**, S. 150), sind es auch die der statistischen Streuzeit und umgekehrt (**Bild 7.14**, **Bild 7.15**). Geringe Unterschiede der Quantile von $E_{d,\%}$ und $t_{S,\%}$, wie sie v. a. bei geringen Störstellenhöhen auftreten, weisen darauf hin, dass bei der Durchschlagspannung und der statistischen Streuzeit kaum Streuungen vorliegen.

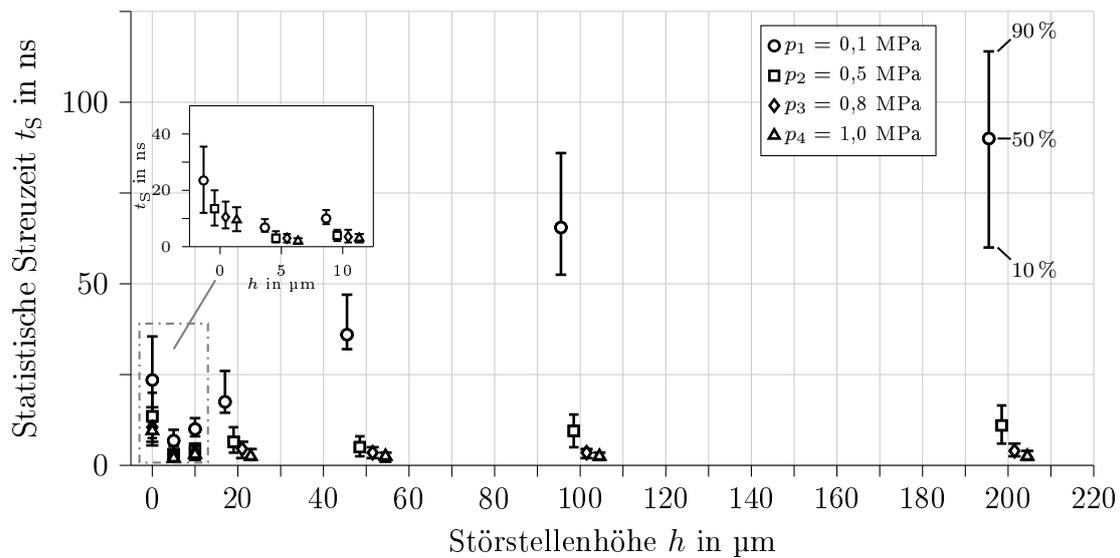
Die polaritätsabhängige Ausbildung des gewichteten kritischen Volumens V_{krit} und die in V_{krit} bzw. A_{krit} herrschende Feldstärke bestimmen bei sonst unveränderten Bedingungen den Beitrag zur Erzeugungsrate und folglich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons (**Bild 7.5**, S. 138). Die Einsetzspannung U_i wird zum Ausgangszeitpunkt t_i erreicht. Dieser Zeitpunkt ist abhängig von der Störstellenhöhe h und wird um so früher erreicht, je höher h ist. Die statistische Streuzeit t_S nimmt daher mit zunehmender Störstellenhöhe h zu.

Bei der ungestörten Elektrodenoberfläche und unabhängig vom Druck sowie bei Normaldruck und unabhängig von der Störstellenhöhe ist die Erzeugungsrate bei negativer Polarität aufgrund der sehr geringen Feldemission aus der Kathodenoberfläche maßgeblich durch den Beitrag im Gasraum $N_{e,G}(t)$ bestimmt, $N_{e,LI-}(t) < N_{e,LI+}(t)$. Hieraus ergibt sich für die ungestörte Elektrodenanordnung bei negativer Polarität ein 50%-Quantil der Durchschlagspannung, das rechnerisch geringfügig höher ist als bei LI+. Dies geht mit einer höheren statistischen Streuzeit einher (**Bild 7.14**). Kathodenemission trägt bei der gestörten Elektrodenoberfläche und negativer Polarität ausschließlich bei höheren Feldstärken, die im Simulationsmodell erst bei höheren Drücken erreicht werden ($p \geq 0,5$ MPa) signifikant zur Erzeugungsrate $N_{e,LI-}(t)$ bei, $N_{e,St,LI-}(t) > N_{e,LI-}(t)$, $N_{e,St,LI-}(t) > N_{e,St,LI+}(t)$. Die statistische Streuzeit ist folglich bei der gestörten Elektrodenoberfläche, negativer Polarität und hohen Drücken geringer als bei der ungestörten und nimmt aufgrund der gewählten Störstellengeometrie mit zunehmender Störstellenhöhe zu (**Bild 7.14b**).

Bei hohen Störstellen bildet sich unmittelbar vor den Störstellen bereits bei einer geringen Spannung $u(t > t_i)$ ein kleines gewichtetes kritisches Volumen im Feldraum aus, die darin herrschende Feldstärke ist gering. Der Beitrag zur Erzeugungsrate und folglich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons ist zunächst gering und nimmt mit zunehmender Spannung $u(t)$ kontinuierlich zu. Erst zu einem späteren Zeitpunkt $t \gg t_i$ bildet sich das durch die makroskopische Elektrodengeometrie bedingte V_{krit} aus und trägt dann ebenso zur Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_e(t)$ im Gasraum bei (**Bild 7.6**, S. 142). Bei gestörter Elektrodenoberfläche und positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode ist daher die Zeit zwischen $t_{S,10\%}$ und $t_{S,90\%}$ deutlich länger als bei der ungestörten Elektrodenoberfläche bzw. bei negativer Polarität (**Bild 7.14**, **Bild 7.15**).



(a)



(b)

Bild 7.14: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

10%-, 50%- und 90%-Quantil der statistischen Streuzeit t_s , lineare Approximation zwischen simulierten Werten für ungestörte und gestörte Elektrodenoberfläche in Abhängigkeit der Störstellenhöhe h sowie des Drucks p ; h, b nach **Tabelle 4.1** (S. 89), $\hat{u}(p)$ nach **Tabelle 7.4** (S. 169), $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$, für unterschiedliche Polarität der stärker gekrümmten Elektrode

(a) LI+

(b) LI-

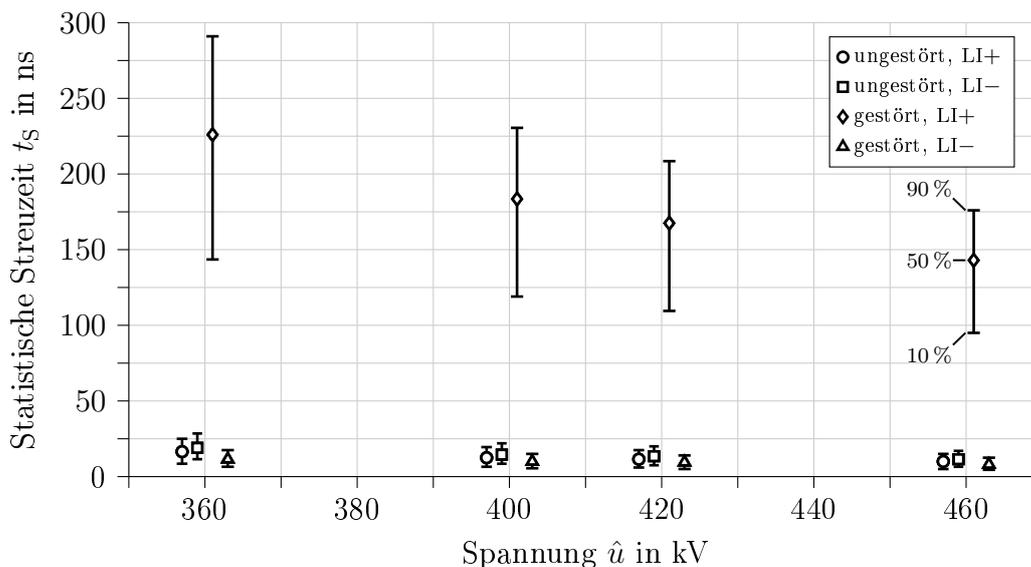


Bild 7.15: Simulationsergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

10%-, 50%- und 90%-Quantil der statistischen Streuzeit t_S bei ungestörter und gestörter ($h = 100 \mu\text{m}$, b nach **Tabelle 4.1**, S. 89) Elektrodenoberfläche in Abhängigkeit der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode und der Höhe \hat{u} der Spannung; $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$

Bei konstanter Störstellenhöhe und Polarität ist die statistische Streuzeit druckabhängig. Der nichtlineare Zusammenhang zwischen der Zunahme der Störstellenhöhe h , des Drucks p und der Zu- bzw. Abnahme der statistischen Streuzeit t_S liegt in der nichtlinearen Abhängigkeit der Gasparameter vom Druck und der Feldstärke begründet.

Bei konstantem Druck und gleicher Oberflächenbeschaffenheit sind die statistische Streuzeit $t_{S,50\%}$ sowie die Durchschlagzeit $t_{d,50\%}$ unabhängig von der Polarität eine etwa lineare Funktion der Höhe des Scheitelwertes der Spannung \hat{u} , da das 50%-Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,50\%}$ unabhängig von \hat{u} ist. Mit zunehmendem \hat{u} wird die Einsatzspannung zu einem früheren Zeitpunkt t_i erreicht. Je höher die Spannung \hat{u} desto höher die im Gasraum herrschende Feldstärke und folglich die Erzeugungsrate $N_e(t)$. Die einzelnen Quantile $t_{S,\%}$ sowie die Intervalle zwischen $t_{S,10\%}$ und $t_{S,50\%}$ und $t_{S,50\%}$ und $t_{S,90\%}$ nehmen mit zunehmender Spannungshöhe \hat{u} daher ab (**Bild 7.15**).

7.3 Experimentelle Bestimmung der Durchschlagspannung, der Fußpunktverteilung, der statistischen Streuzeit und der Aufbauzeit

7.3.1 Durchschlagspannung

Der Versuch mit stufenweiser Spannungssteigerung für Gleich- und Wechselspannungsbeanspruchung sowie die Spannungssteigerungsprüfung bei der Beanspruchung mit Blitzstoßspannung liefert als Einzelversuche die Messwerte der Durchschlagspannungen u_d . Aus den statistisch ausgewerteten Messwerten wird die Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u)$ mit dem 95%-Konfidenzbereich bestimmt (**Bild 7.16**). Es werden das 10%-Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,10\%}$ mit korrespondierendem 95%-Konfidenzbereich jeder Stichprobe und der Grundgesamtheit der Versuchsreihe berechnet. In Abhängigkeit des Isoliergasdrucks p sowie der Schlagweite s , d. h. des Homogenitätsgrades η der Elektrodenanordnung werden aus dem 10%-Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,10\%}$ mit korrespondierendem 95%-Konfidenzbereich die druckbezogene Durchschlagfeldstärke $E_{d,10\%}/p$ mit korrespondierendem 95%-Konfidenzbereich bei Beanspruchung mit Gleich-, Wechsel- und Blitzstoßspannung ermittelt (**Bild 7.17; Tabelle 6.1**, S. 114). Einige Stichproben müssen verworfen werden, da sie nicht unabhängig sind. Weitere Stichproben entsprechen nicht der Grundgesamtheit der Versuchsreihe und müssen ebenso verworfen werden. Die Ergebnisse der statistisch ausgewerteten Messwerte werden somit je nach Spannungsart und Polarität aus zwei bis acht Stichproben gewonnen. Innerhalb einer Stichprobe treten nur vereinzelt Ausreißer auf.

Eine Abnahme der $(E_{d,10\%}/p)$ -Werte mit zunehmendem Druck p ist gleichbedeutend mit einer nichtlinearen, d. h. unterproportionalen Zunahme des 10%-Quantils der Durchschlagspannung. Eine Zunahme der $(E_{d,10\%}/p)$ -Werte entspricht demnach einer überproportionalen Zunahme der $U_{d,10\%}$ -Werte.

Bei Versuchen mit der Beanspruchung der gleichen Spannungsart sind unter Einbeziehung des 95%-Konfidenzbereiches die Durchschlagspannungen bzw. druckbezogenen Durchschlagfeldstärken bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode stets geringer als bei positiver Polarität. Dies liegt in der polaritätsabhängigen Bereitstellung des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons sowie im Polaritätseffekt bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen begründet [Gän-53], [Sir-55], [Cse-61]. Die Streuung der Messwerte bei höheren Drücken ist gering, dies resultiert in einem schmalen 95%-Konfidenzbereich des 10%-Quantils der Durchschlagfeldstärke und ist lediglich bei

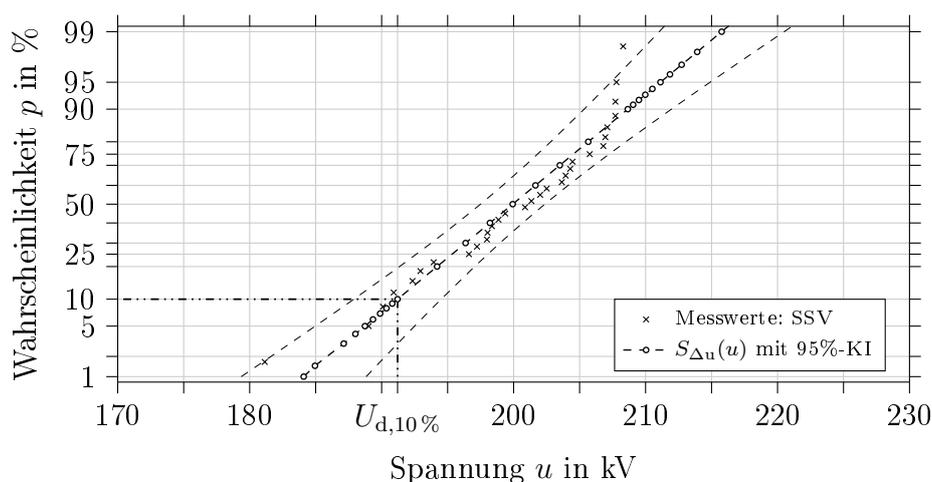


Bild 7.16: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Messwerte der Durchschlagspannungen aus Spannungssteigerungsversuch mit empirischer Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u)$ und 95%-Konfidenzbereich (KI), 10%-Quantil der Durchschlagspannung $U_{d,10\%}$ graphisch hervorgehoben; AC, $p = 0,5$ MPa, $\Delta t_P = 3$ min, Stichprobe mit 30 Einzelmessungen, davon ein Ausreißer, d. h. $n = 29$ Messwerte

positiver Polarität in einem erkennbar aufzutragenden Wertebereich. Bei Normaldruck streuen die Messwerte unabhängig von der Art der Spannung stark, der 95%-Konfidenzbereich des $E_{d,10\%}/p$ ist hier stets am breitesten. Der 95%-Konfidenzbereich des 10%-Quantils der Durchschlagspannung wird bei höheren Drücken unabhängig von der Spannungsart, bei Erhöhung des Isoliergasdrucks geringfügig breiter. Dies liegt in den druck- und feldstärkeabhängigen Parametern des Isoliergases begründet, die sowohl auf die Bereitstellung des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons, als auch in der druckabhängigen Entwicklung des Entladungskanals Einfluss haben.

Gleichspannung

Eine Druckzunahme bedingt bei den Versuchen mit positiver Gleichspannung zunächst eine geringe Abnahme der druckbezogenen Durchschlagfeldstärke, ab einem Isoliergasdruck von $p = 0,5$ MPa bleibt $E_{d,10\%}/p$ näherungsweise konstant (**Bild 7.17**). Die druckbezogene Durchschlagfeldstärke ist bei 1,0 MPa größer als bei den Versuchen mit LI+. Bei negativer Polarität nimmt $E_{d,10\%}/p$ etwa linear mit dem Druck ab und ist bei höheren Drücken mit den Werten der Versuche mit LI– vergleichbar. Die geringe druckbezogene Durchschlagfeldstärke bei Gleichspannung liegt v. a. in der Dauer der Beanspruchung begründet. Während bei Blitzstoßspannung nur eine kurzzeitige Beanspruchung

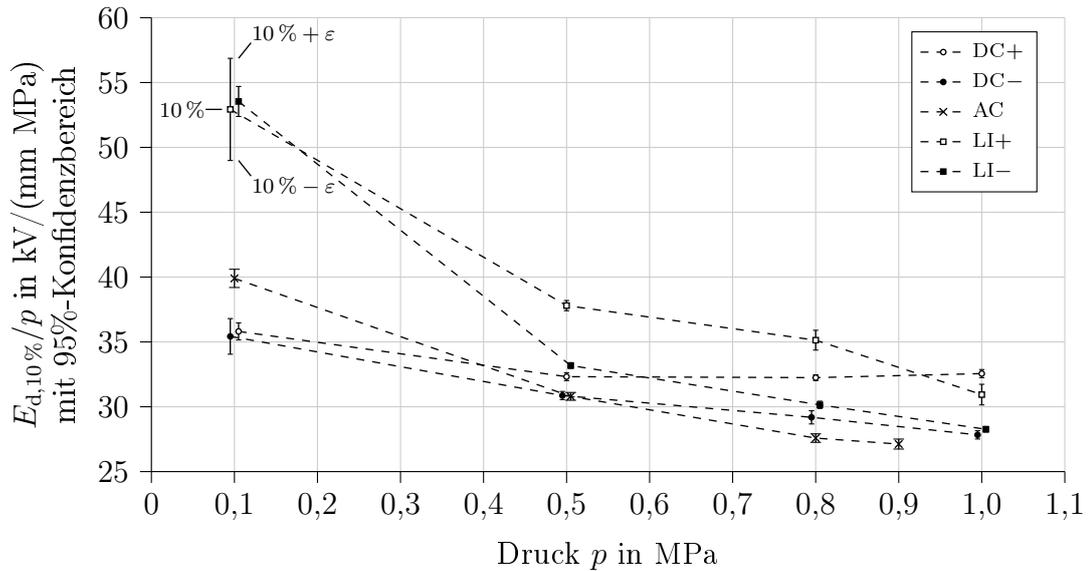


Bild 7.17: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

10%-Quantil der druckbezogenen Durchschlagfeldstärke $\frac{E_{d,10\%}}{p}$ mit 95%-Konfidenzbereich; Radius der Halbkugel-Elektrode $r = 30$ mm, Beanspruchung mit Gleich-, Wechsel- und Blitzstoßspannung nach **Tabelle 6.1** (S. 114); für AC sind Scheitelwerte angegeben

DC: Schlagweite $s = 10$ mm, Homogenitätsgrad $\eta = 0,810$

AC: Schlagweite $s = 30$ mm, Homogenitätsgrad $\eta = 0,578$

LI: Schlagweite $s = 40$ mm, Homogenitätsgrad $\eta = 0,507$

der Isoliergasstrecke vorliegt, wird bei Gleichspannung diese über einen deutlich längeren Zeitraum mit kontinuierlich zunehmender Spannung beansprucht, das elektrische Feld bildet sich aus und nimmt zu. Das Auftreten eines Elektrons im Gasraum unterliegt statistischen Schwankungen. Eine Lawine kann sich im Feldraum zu einem Streamer ausbilden, sofern die Bedingungen im Gasraum geeignet sind. Bei Gleichspannung liegt dieses Feld, v. a. im Vergleich zur Blitzstoßspannungsbeanspruchung sehr lange an. Dies begünstigt die Entladungsentwicklung, die schließlich bereits bei geringerer Spannungshöhe zu einem Durchschlag führt.

Die Durchschlagspannungen innerhalb einer Versuchsreihe sind starken Schwankungen unterworfen, wohingegen die einer Stichprobe, v. a. bei DC+, einen schmalen 95%-Konfidenzbereich des 10%-Quantils der Durchschlagspannung aufweisen. Mehrere Stichproben einer Versuchsreihe sind somit signifikant unterschiedlich und können nicht zu einer Grundgesamtheit zusammengefasst werden. Der resultierende 95%-Konfidenzbereich ist aufgrund der geringen Streuungen innerhalb der Grundgesamtheit sehr schmal.

Die $E_{d,10\%}/p$ -Werte sind ebenso bei der Beanspruchung einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in SF_6 bzw. trockener Luft mit negativer Gleichspannung deutlich geringer als bei positiver Polarität [Mos-79], [Mag-07], [Led-09]. Dies wird ebenfalls auf den Polaritätseffekt bei schwach inhomogenen Elektrodenanordnungen zurückgeführt.

Wechselspannung

Die Werte der Durchschlagspannung der Versuche mit Wechselspannung sind, abweichend von der Norm VDE 0432-1, als Scheitelwert der Spannung angegeben. Die Werte der druckbezogenen Durchschlagfeldstärke $E_{d,10\%}/p$ sind bei Normaldruck größer als bei Gleichspannung und bei höheren Drücken geringer als bei Versuchen v. a. mit negativer Gleich- bzw. Blitzstoßspannung (**Bild 7.17**). Dies lässt vermuten, dass der Durchschlag bei höheren Drücken im Scheitel der negativen Halbwelle auftritt.

$E_{d,10\%}/p$ nimmt etwa linear mit dem Druck ab; die Abnahme erfolgt im gleichen Maße wie bei den Versuchen mit DC- und LI- bei höheren Drücken. Auch bei der Beanspruchung einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung mit Wechselspannung in SF_6 bzw. in einem N_2/SF_6 -Gemisch sind das 50%-Quantil bzw. das 10%-Quantil der Scheitelwerte der Durchschlagspannungen bzw. die korrespondierenden $E_{d,\%}/p$ -Werte geringfügig kleiner als bei LI- [CIG-08], [Led-09], [Kes-11]. Der Durchschlag wurde hier stets in der negativen Halbwelle gemessen [Kes-11]. Die $E_{d,\%}/p$ -Werte der Messung mit Wechselspannung (Scheitelwert der Durchschlagspannung) und negativer Gleichspannung in SF_6 liegen wie bei der Messung in trockener Luft sehr eng beieinander, die Werte bei DC- sind meist, ab $p \geq 0,1$ MPa immer geringfügig kleiner als bei AC [Mos-79], [Led-09]. Dies liegt v. a. in der zeitlichen Änderung der Spannung im Vergleich zum konstanten Feld bei Gleichspannung begründet.

Blitzstoßspannung

Die druckbezogene Durchschlagfeldstärke $E_{d,10\%}/p$ nimmt bei positiver und negativer Polarität der Blitzstoßspannung überproportional mit dem Druck ab. $E_{d,10\%}/p$ ist, verglichen mit den Werten bei anderen Spannungsarten, bei den Versuchen mit LI+ meist am höchsten. Der Konfidenzbereich bei positiver Polarität ist stets breiter als bei negativer Polarität (**Bild 7.17**). Die Beanspruchung wirkt bei dieser Spannungsform um ein Vielfaches kürzer auf die Elektrodenanordnung ein. Die Statistik des Auftretens des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons fällt somit stärker ins Gewicht.

Insbesondere bei LI+, $p = 0,5$ MPa können überdurchschnittlich viele Stichproben einer Grundgesamtheit zugeordnet werden. Die 95%-Konfidenzbereiche der 10%-Quantile der

Tabelle 7.2: Literaturangaben von Simulations- und Messerparametern der Durchschlagspannung U_d bzw. bestimmter Quantile der Durchschlagspannung mit $U_{d,\%,LI+} > U_{d,\%,LI-}$ bei einer koaxialen Zylinder-Anordnung bzw. bei Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnungen:

Radius des Innenzylinders bzw. Radius der Halbkugel-Elektrode r , Schlagweite s , Homogenitätsgrad η , polierte Oberfläche, Belastung mit Blitzstoßspannung beider Polaritäten (LI+, LI-), Isoliergas: Luft bzw. SF₆, Isoliergasdruck p

Anordnung	r in mm	s in mm	η	Gas	p in MPa	Quantil	Bestimmung	Quelle
koaxiale Zylinder	6	14	0,50	SF ₆	0,4	1 % bis 90 %	Messung	[Mos-79]
	19 bis 100	50 bis 220	0,3 bis 0,68	SF ₆ und N ₂ /SF ₆	0,1 bis 0,41	50 %	Messung	[CIG-08]
Halbkugel-Platte	5	10 bis 50	0,38 bis 0,1	Luft	0,1	U_d	Simulation	[Mag-07]
	30	40	0,5	SF ₆	0,50	10 %	Messung	[Led-09]
	15	25	0,46	SF ₆	0,4	50 %	Messung	[Kes-11]
	5	5	0,57	SF ₆	0,1 bis 0,5	50 %	Messung	[Sad-12]
	5	5	0,57	Luft	0,1 bis 0,7	50 %	Messung	[Sad-12]

Durchschlagspannungen u_d der einzelnen Stichproben sind mit etwa 10 kV schmaler als die einzelnen Konfidenzbereiche der Stichproben bei anderen Druckstufen. Aufgrund des erhöhten Stichprobenumfangs n ist der entsprechende Bereich der Grundgesamtheit bei LI+ und dieser Druckstufe folglich am geringsten.

Das 10%-Quantil bzw. 50%-Quantil der Durchschlagspannungen bzw. die korrespondierenden $E_{d,\%}/p$ -Werte bei dem Spannungssteigerungsversuch mit positiver Blitzstoßspannung sind auch bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung im Isoliergas SF₆, einem N₂/SF₆-Gemisch bzw. trockener Luft größer als bei negativer Spannung (**Tabelle 7.2**) [Mos-79], [Mag-07], [CIG-08], [Led-09], [Kes-11], [Sim-11], [Sad-12]. Das 10%-Quantil der Durchschlagfeldstärke trockener Luft bei 0,8 MPa beträgt bei der untersuchten Elektrodenanordnung etwa 24 kV/(mm MPa). Aus dem Vergleich der elek-

trischen Festigkeit trockener Luft mit den in der Literatur genannten Messergebnissen geht hervor, dass diese mit der von N_2/SF_6 -Gasgemischen bei einem Druck von 0,4 MPa vergleichbar ist.

7.3.2 Einfluss der Durchschläge auf die elektrische Festigkeit des Gases

Für die Ermittlung des Einflusses bestimmter Parameter auf die Verteilung der Fußpunkte auf Elektrodenoberflächen finden Konstantspannungsversuche (KSV) mit 1,2/50-Blitzstoßspannung Anwendung [VDE 0432-1]. Dabei werden der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit der stärker gekrümmten Elektrode, der Polarität der Spannung an der stärker gekrümmten Elektrode, der Isoliergasdruck p sowie der Einfluss der Höhe \hat{u} der angelegten Blitzstoßspannung untersucht. Die Schlagweite, d. h. der minimale Abstand der beiden Elektroden auf unterschiedlichem Potential, beträgt bei Konstantspannungsversuchen stets $s = 30$ mm.

Es soll zunächst ein Spannungswert ermittelt werden, bei dem im Mittel jede zweite Beanspruchung zu einem Durchschlag führt, d. h. $U_{d,50\%}$. Aus den Messwerten dreier Spannungssteigerungsversuche (SSV) mit polierten Halbkugel-Elektroden mit je 30 Durchschlägen, LI+, $p = 0,5$ MPa, $\Delta t_{P,SSV} = 3$ min, wird die Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u)$ bestimmt und daraus das 50%-Quantil der Verhaltensfunktion $V(u)$ zu 350 kV berechnet (**Gl. 6.3**, S. 115; **Bild 7.19a**, S. 168). Die in zahlreichen Versuchen mit unterschiedlichen Parametern, insb. mit Variationen der Spannungshöhe $u = u_0 + (k+1) \cdot \Delta u$; $0 \leq k \leq n$ und Pausenzeit $\Delta t_{P,KSV}$ ermittelte empirische Verhaltensfunktion, weicht sehr stark von der rechnerisch ermittelten Verhaltensfunktion ab (**Bild 7.19a**, S. 168; **Tabelle 7.3**).

Bei einem festen Spannungswert ist die empirisch ermittelte Wahrscheinlichkeit eines Durchschlags meist wesentlich geringer als rechnerisch bestimmt. Nach einer gewissen Anzahl an nahezu unmittelbar aufeinanderfolgenden Durchschlägen kann trotz der Einhaltung der druckabhängigen Pausenzeit $\Delta t_{P,KSV}$ kein weiterer Durchschlag generiert werden (**Bild 2.5a**, S. 32; **Bild 7.18**). Es scheint, als hätte sich die Isoliergasstrecke konditioniert und mit zunehmender Anzahl an Durchschlägen die elektrische Festigkeit erhöht. Die relative Häufigkeit h der Durchschläge nimmt mit zunehmender Anzahl an Beanspruchungen ab. Unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden, der Polarität der Spannung, der Höhe des Isoliergasdrucks p sowie der Höhe $|\hat{u}|$ der Blitzstoßspannung sind weniger als 20 % der Stichproben unabhängig.

7.3 Experimentelle Bestimmung des Isoliervermögens

Tabelle 7.3: Parameter: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Konstantspannungsversuche (KSV) ohne Verwirbelung des Gases und ohne Gasaustausch (S. 166); LI+, $p = 0,5$ MPa mit Höhe \hat{u} der Spannung, Pausenzeit $\Delta t_{P,KSV}$, relative Häufigkeit h ; keine Stichprobe unabhängig; berechnete Werte: $U_0 = 224$ kV, $U_i = 274$ kV, aus empirischer Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u = \hat{u})$ berechnete Verhaltensfunktion $V(u = \hat{u})$, $V(u = \hat{u})$ für $\hat{u} > 405$ kV extrapoliert (**Bild 7.19a**, S. 168)

\hat{u} in kV	$\Delta t_{P,KSV}$ in min	$V(\hat{u})$ in %	h	\hat{u} in kV	$\Delta t_{P,KSV}$ in min	$V(\hat{u})$ in %	h
355	8	54,5	$\frac{5}{104}$	450	5	~ 95	$\frac{19}{100}$
390	5	78,5	$\frac{7}{23}$	460	7	~ 96	$\frac{8}{64}$
400	7	84,8	$\frac{6}{32}$	465		$\sim 96,5$	$\frac{30}{33}$
420	8	~ 90	$\frac{30}{58}$	475		~ 97	$\frac{30}{30}$
	7		$\frac{15}{100}$	485		$\sim 97,5$	$\frac{5}{5}$
	5		$\frac{12}{100}$	487		~ 98	$\frac{30}{30}$
430		~ 92	$\frac{10}{100}$				

Während die ersten etwa fünf Durchschläge stets in der Stirn und im Scheitel des Blitzstoßspannungsverlaufs auftreten nimmt die Durchschlagzeit t_d mit zunehmender Anzahl an Beanspruchungen zu. Sofern ein Durchschlag auftritt, tritt dieser dann sehr häufig im Rücken, seltener in Stirn bzw. Scheitel auf.

Treten am ersten Versuchstag bei der Beanspruchung mit geringer Spannungshöhe \hat{u} eine Vielzahl an Nichtdurchschlägen auf und wird der Versuch am darauffolgenden Tag fortgesetzt, treten auch bei weiterer Beanspruchung mit denselben Versuchsparametern keine weiteren Durchschläge auf. Bei einer Pausenzeit von mehr als 60 Stunden führen hingegen die erste bzw. die ersten beiden Beanspruchungen zu einem Durchschlag, bis zum Ende des Versuchs treten dann jedoch keine weiteren Durchschläge mehr auf. Bei der Beanspruchung mit höheren Spannungswerten \hat{u} treten unabhängig von der Pausenzeit und der Polarität nur vereinzelt Nichtdurchschläge auf. Die Messwerte könnten auf eine Ansammlung von Raum- oder Oberflächenladungen, die auch während langer Pausenzeiten nicht abgebaut werden können, hindeuten. Eine Pausenzeit von wenigen Stunden bzw. über Nacht, d. h. etwa 15 Stunden ist, wie aus den Messwerten hervorgeht, für den Abbau dieser Ladungen nicht ausreichend. Für die Beobachtungen bei Beanspru-

7 Simulations- und Messergebnisse

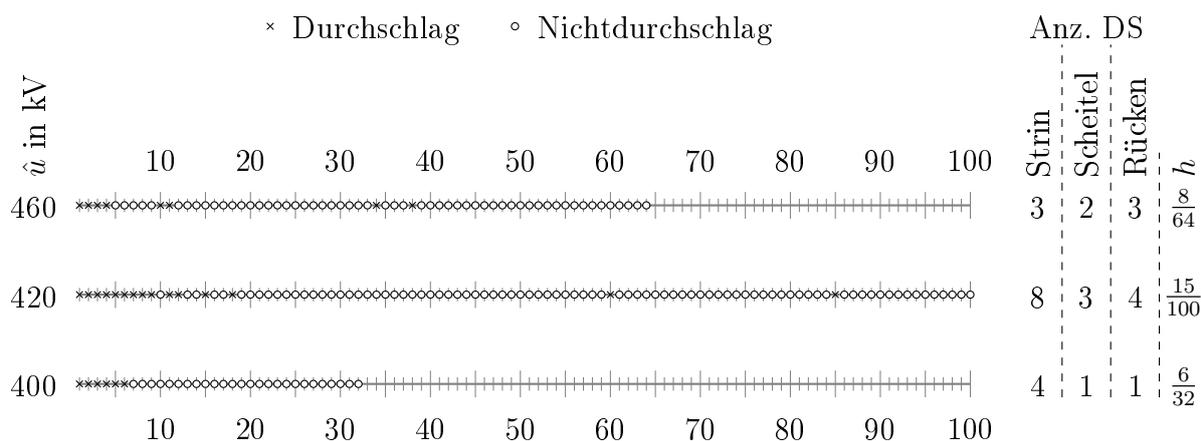


Bild 7.18: Messwerte: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Urlisten ausgewählter Konstantspannungsversuche (KSV) ohne Verwirbelung des Gases und ohne Gasaustausch (S.166), LI+, $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\Delta t_{P,KSV} = 7 \text{ min}$, mit Angaben zur Höhe \hat{u} der Spannung, Anzahl der Durchschläge in der Stirn, im Scheitel und im Rücken sowie der relativen Häufigkeit h ; Abbruchkriterium bei Versuchen mit $\hat{u} = 400 \text{ kV}$ und $\hat{u} = 460 \text{ kV}$: 26 Mal Ereignis: „Nichtdurchschlag“, keine Stichprobe unabhängig

chung mit Blitzstoßspannungen geringer Höhe $\hat{u} \leq 460 \text{ kV}$ werden jedoch als Hauptursache Zersetzungsprodukte, die sich im Durchschlagkanal bilden und dort verweilen, angesehen. Diese führen zu räumlich begrenzten Veränderungen des Isoliervermögens der trockenen Luft [Sch-68a]. Eine Verdünnung der Konzentration dieser Fremdgase in der Isoliergasstrecke ist ohne vertretbare Pausenzeit und ohne eine durch äußere Maßnahmen hervorgerufene turbulente Strömung, die eine Verwirbelung dieser Fremdgase mit dem reinen Isoliergas bewirkt, nicht möglich. Die im Vergleich zu der von trockener Luft höhere elektrische Festigkeit der Zersetzungsprodukte, die im Bereich des Entladungskanals verweilen, erhöht die elektrische Festigkeit des Gasgemisches. Erst beim Anlegen von höheren Blitzstoßspannungen verliert dann das Isoliergasgemisch vorübergehend seine Isolierfähigkeit, Durchschläge können auftreten.

Bei Untersuchungen in SF_6 kann durch die Verlängerung der Pausenzeit $\Delta t_{P,SSV}$ von 3 Minuten auf bis zu 18 Minuten die Unabhängigkeit der Stichproben erzielt werden [Koc-12]. Die berechnete Ionendichte nimmt bei einem Isoliergasdruck von $p_{\text{SF}_6} = 0,5 \text{ MPa}$ von etwa $n(\Delta t_P) = n_\infty \pm 70\%$ auf $n(\Delta t_P) \leq n_\infty \pm 4\%$ ab (**Bild 2.5b**, S. 32). Durch das kurzzeitige Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes, das den Raum von Ionen reinigt, können die Pausenzeit deutlich reduziert und zugleich unabhängige Messwerte generiert werden [Sim-11]. Beide Maßnahmen weisen darauf hin, dass nach einem Gasdurchschlag

in SF_6 und hinreichend langer Pausenzeit $\Delta t_{\text{P,SF}_6}$, die Zersetzungsprodukte sowie Ionen und Elektronen wieder in das neutrale, monomolekulare Ausgangsgas SF_6 übergehen.

Die Messwerte der Konstantspannungsversuche in einem geschlossenen, mit trockener Luft gefüllten Druckbehälter sind demgegenüber nicht zufällig, die Messwerte folgen ebenso wenig der theoretischen Verhaltensfunktion [Sch-68a], [Hau-84]. Im Rahmen der Spannungssteigerungs- und Konstantspannungsversuche mit der Zielsetzung der Analyse der Fußpunktverteilung wird die Verwirbelung des Isoliergases zwischen den Elektrodenoberflächen nicht erzwungen. Bei einem Spannungssteigerungsversuch ist die Zeitspanne zwischen zwei Durchschlägen, in denen Zersetzungsprodukte generiert werden, deutlich größer als bei einem Konstantspannungsversuch. Es wird davon ausgegangen, dass die Zersetzungsprodukte im Versuchskessel keinen nennenswerten Einfluss auf die Verteilung der Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen haben.

Mehrere FT-IR-Spektroskopien mit einem Fourier-Transformations-Infrarotspektrometer (Lehrstuhl I für Technische Chemie, TUM) und Messungen mit einem Quadrupol-Massenspektrometer mit Sekundärelektronenvervielfacher (Lehrstuhl II für Technische Chemie, TUM) werden mit dem beanspruchten Isoliergas durchgeführt [Per-11], [Pfe-15]. Das mit mehr als 1000 Spannungsbeanspruchungen und $30 \cdot 8 = 240$ Durchschlägen beaufschlagte Isoliergas wird auf Gase untersucht, die bei einem Durchschlag auftreten können, d. h. NO , N_2O , NO_2 , N_2O_4 und O_3 , sowie die, die in der Umgebungsluft vorhanden sind, d. h. Ar , CO_2 und H_2O . Da NO und N_2O metastabile Moleküle darstellen, können diese messtechnisch nicht nachgewiesen werden. O_3 zerfällt bei Bestrahlung mit Tageslicht, es ist bereits ab einer Konzentration von 0,02 ppmv mit dem menschlichen Geruchssinn wahrnehmbar [Hol-07], [Müc-10]. Die zur Verfügung stehenden Messgeräte benötigen jedoch deutlich höhere Konzentrationen, um Ozon nachzuweisen. Auch die Konzentration der anderen Moleküle liegt unterhalb des Messbereichs der verwendeten Geräte; dies liegt v. a. in dem 1 l Volumen umfassenden Transportgefäß und somit in der geringen zu analysierenden Gasmenge begründet. Das Volumen des Versuchskessels beträgt 800 l. Das mit 240 Durchschlägen beanspruchte Gas wird in Glaskolben abgefüllt. Durch den Teilchenstrom, der beim Ablassen entsteht, erfährt das Gas im Inneren des Kessels eine Verwirbelung, die lokal erhöhte Konzentration der Zersetzungsprodukte nimmt daher ab. Eine signifikante Verfärbung des Gases, das auf die Existenz von NO_2 und O_3 hinweist, kann nicht festgestellt werden. Bei Großzahlmessungen konnte aufgrund der NO_2 -Entstehung eine gelbliche Verfärbung beobachtet werden [Sch-68a]. Beim Ablassen des Gases und Öffnen des Versuchskessels kann der Geruch des beanspruchten Isoliergases als unangenehm, leicht stechend riechend beschrieben werden. Die Intensität des Geruchs ist abhängig von der Anzahl der Gasdurchschläge. Der Geruch ist auch nach

einer längeren Zeit, die zwischen der letzten Spannungsbeanspruchung und dem Öffnen des Kessels vergeht, d. h. nach mehreren Tagen deutlich wahrnehmbar. Dies weist auf die möglichen Zersetzungsprodukte O_3 und das dimere Gemisch NO_2/N_2O_4 hin.

Um die tatsächlich bei einem Gasdurchschlag entstehenden Zersetzungsprodukte geeignet analysieren zu können, müsste der Versuchsaufbau um einen Gaschromatographen erweitert werden. Einige Gase weisen den gleichen Dampfdruck auf, sodass eine Kopplung mit Infrarot- und Raman-Spektrometern erforderlich ist, hiermit können diese Überlagerungen aufgetrennt werden [Dre-16]. Messungen mit einem Gaschromatographen konnten nicht durchgeführt werden.

Im Rahmen der Untersuchungen soll eine Aussage über die Verteilung der Fußpunkte auf der Halbkugel-Elektrodenoberfläche bei der Beanspruchung der Elektrodenanordnung mit Blitzstoßspannung bestimmter Spannungshöhe \hat{u} getroffen werden. Als Referenzgröße wird das aus den Spannungssteigerungsversuchen mit positiver und negativer Blitzstoßspannung gewonnene, nahezu polaritätsunabhängige 50%-Quantil der Durchschlagspannung bei $p = 0,1$ MPa gewählt. Dieser Spannungswert wird mit dem aus der im Simulationsprogramm ermittelten Einsetzspannung U_i ins Verhältnis gesetzt. Der so erhaltene Faktor von 1,53 wird für beide Polaritäten und jede untersuchte Druckstufe konstant gehalten. Die Pausenzeiten und Spannungen $\hat{u} = U_i \cdot 1,53$ werden sowohl für die polierte als auch korundgestrahlte Elektrodenanordnung eingestellt. Aufgrund der Druck- und Feldstärkeabhängigkeit des effektiven Ionisationskoeffizienten $\bar{\alpha}$ ergeben sich bei den so gewählten Höhen $\hat{u} = f(p)$ der Spannung bei Konstantspannungsversuchen in Abhängigkeit der Polarität und des Isoliergasdrucks relative Häufigkeiten der Durchschläge von 52 % bis 100 %, $V(\hat{u}) > 50$ %.

Reduktion der Konzentration von Fremdgasen in der Isoliergasstrecke

Mögliche Raumladungen und Zersetzungsprodukte vorangegangener Durchschläge, die sich im Elektrodenzwischenraum befinden, beeinflussen die elektrische Festigkeit des Isoliergases. Um deren Einfluss hierauf zu reduzieren muss die Konzentration dieser vermindert werden.

Der Versuchsaufbau wird so erweitert, sodass kurzzeitig eine turbulente Strömung erzeugt werden kann, die eine Verwirbelung des Gases im Kesselinneren bewirkt und zudem ein Gaswechsel in nennenswertem Maße stattfindet. Dabei wird trockene Luft aus der bereitgestellten Gasflasche unter hohem Druck ($p_{\text{Kessel}} \cdot 5$) $\leq p_{\text{Flasche}} \leq 20$ MPa gezielt zwischen Halbkugel- und Plattenelektrode geströmt und somit das Gas verwir-

belt (**Bild 6.3b**, S. 118). Der Kesseldruck wird dabei nach jeder Beanspruchung, d. h. insb. auch nach einem Nichtdurchschlag, zunächst um 4 % erhöht.

Unmittelbar nach der Druckerhöhung wird das Gas aus dem Elektrodenzwischenraum in die Umgebung kontrolliert abgelassen. Dies bewirkt ebenfalls eine Verwirbelung des Gases im Kesselinneren und folglich eine Abnahme der Konzentration der Zersetzungsprodukte aus dem unmittelbaren Bereich der untersuchten Elektrodenanordnung. Der Isoliergasdruck im Versuchskessel wird erneut auf den zuvor gewählten Prüfdruck $p_{\text{Kessel}} = p$ eingestellt und mit einem digitalen Manometer im Steuerstand überprüft. Die Druckveränderung erfolgt über Drucktaster im Steuerstand.

Diese Maßnahme nimmt etwa eine Minute der Pausenzeit ein und wird erstmals bei der Messung des Entladungsstroms eingesetzt. Es wird angenommen, dass die turbulente Strömung des Gases innerhalb der Pausenzeit abnimmt und sich das Gas vor erneuter Spannungsbeanspruchung nicht mehr bewegt.

Konstantspannungsversuch mit Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch

Nach Abschluss der Entladungsstrommessung wird zur Verifikation der scheinbar erzielten Verbesserung der Unabhängigkeit der Stichproben erneut die Revolver-Elektrodenanordnung mit sechs Elektroden in den Versuchskessel eingebaut. Nach jeder Beanspruchung erfolgt die Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch. Zunächst wird eine Elektrode mit der Spannungssteigerungsmethode mit je 30 Durchschlägen beaufschlagt, hieraus die Summenhäufigkeitsfunktion bestimmt und daraus die Verhaltensfunktion berechnet (**Gl. 6.3**, S. 115). Als Versuchsparameter werden LI+, $p = 0,5$ MPa und $\Delta t_{\text{P,SSV}} = 8$ min eingestellt. Für die Konstantspannungsversuche werden fünf Spannungswerte \hat{u} gewählt, die aussagekräftigen Quantilen (30 %, 50 %, 90 %) der berechneten Verhaltensfunktion entsprechen bzw. bei denen auch Messwerte der Konstantspannungsversuche ohne Verwirbelung des Gases und ohne Gasaustausch vorliegen, um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen (**Bild 7.19b**, **Tabelle 7.5**). Die Pausenzeit $\Delta t_{\text{P,KSV}}$ wird eingehalten (**Tabelle 7.4**). Obwohl sich die 95%-Konfidenzbereiche der Summenhäufigkeitsfunktionen der Spannungssteigerungsversuche ohne und mit Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch teilweise überlappen, entstammen sie nicht einer Grundgesamtheit (**Bild 7.19**). Das 50%-Quantil der Durchschlagspannung, die mit dem Spannungssteigerungsversuch und partiellem Gasaustausch ermittelt wurde ist um mehr als 10 kV und somit etwa 3 % größer als das 50%-Quantil bei den Versuchen ohne partiellen Gasaustausch. Dieser Wert entspricht etwa der halben Standardabweichung der Summenhäufigkeitsfunktion. Es wird vermutet, dass v. a. aufgrund der unterschiedlich

7 Simulations- und Messergebnisse

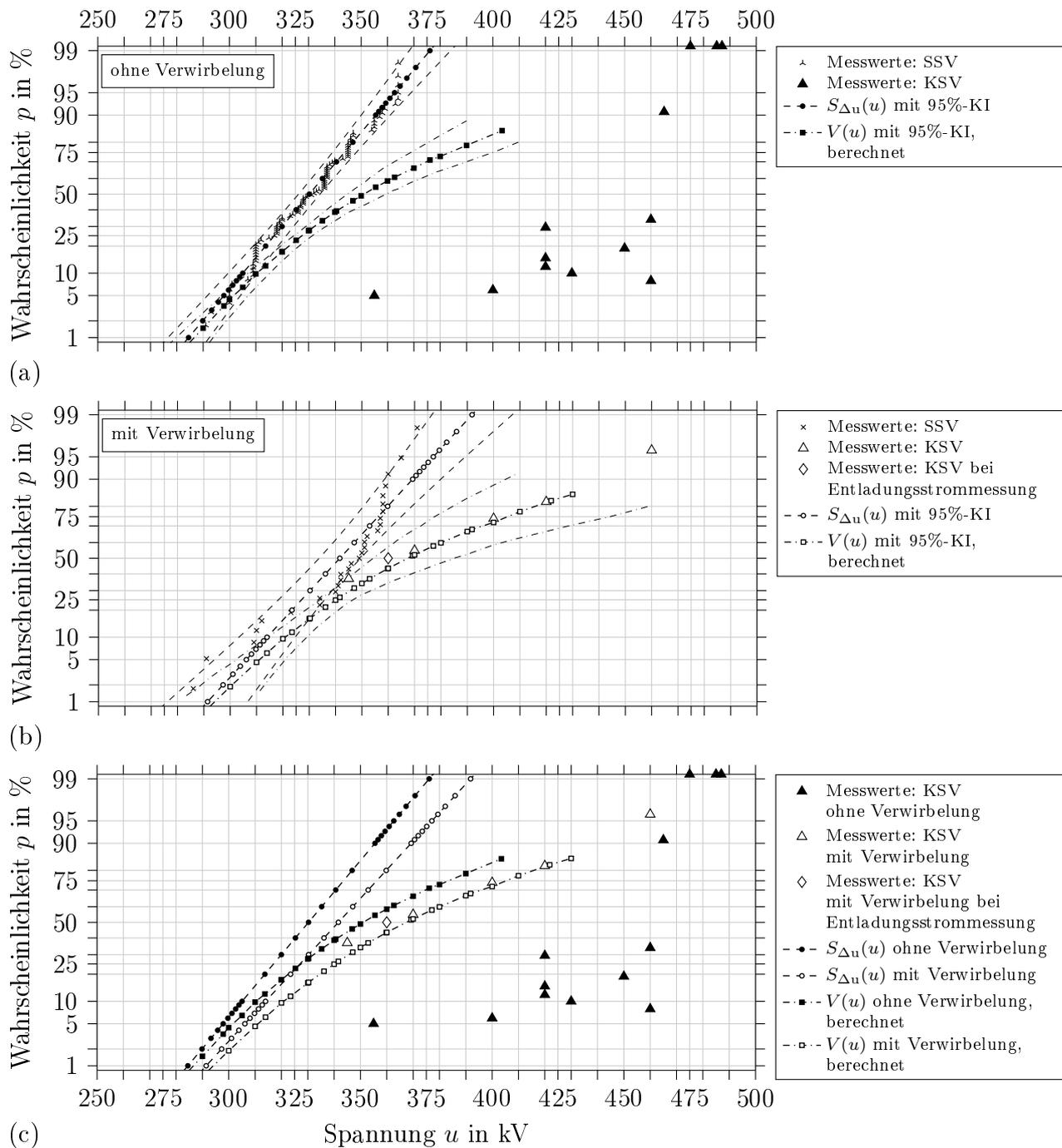


Bild 7.19: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Messwerte der Durchschlagspannungen aus Spannungssteigerungsversuchen (SSV) und Ergebnisse der Konstantspannungsversuche (KSV) mit empirischen Summenhäufigkeits- $S_{\Delta u}(u)$ und daraus berechneten Verhaltensfunktionen $V(u)$ mit jeweiligen 95%-Konfidenzbereichen (KI); LI+, $p = 0,5$ MPa

(a) ohne Verwirbelung, $\Delta t_{P,SSV} = 3$ min, $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Tabelle 7.3** (S.163)

(b) mit Verwirbelung, $\Delta t_{P,SSV} = 8$ min, $\Delta t_{P,KSV} = 8$ min

(c) vergleichende Überlagerung der Ergebnisse ohne Konfidenzbereiche

Tabelle 7.4: Simulationsergebnis und Parameter: polierte und korundgestrahlte Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung in trockener Luft

Berechneter Wert der Einsetzspannung U_i der polierten Elektrodenanordnung, festgelegte Werte der polaritätsunabhängigen Höhe $\hat{u} = U_i \cdot 1,53$ der Spannung sowie polaritätsabhängigen Pausenzeit $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Bild 2.5a** (S. 32) der Konstantspannungsversuche (KSV) mit Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch (S. 166)

p in MPa	U_i in kV	\hat{u} in kV	$\Delta t_{P,LI+}$ in min	$\Delta t_{P,LI-}$ in min
0,1	65	100	12	3
0,5	274	420	8	
0,8	425	650	8	
1,0	523	800	8	

Tabelle 7.5: Parameter und Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Höhe \hat{u} der Spannung, aus der empirisch ermittelten Summenhäufigkeitsfunktion $S_{\Delta u}(u = \hat{u})$ berechneter Wert der Verhaltensfunktion $V(\hat{u})$ nach **Bild 7.19b** (S. 168), gemessene relative Häufigkeit h und Ergebnis des Tests auf Zufälligkeit einer Stichprobe bei den Konstantspannungsversuchen mit Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch; LI+, $p = 0,5$ MPa, $\Delta t_{P,KSV} = 8$ min

\hat{u} in kV	$V(\hat{u})$ in %	h	unabhängig
345	30	$\frac{37}{100}$	ja
370	50	$\frac{55}{100}$	nein
400	72	$\frac{74}{100}$	ja
420	81	$\frac{82}{100}$	ja
460	90	$\frac{96}{100}$	nein

gewählten Pausenzeit maßgeblich die Ionen im Raum die niedrigere Durchschlagspannung bei Versuchen ohne partiellen Gasaustausch bewirken.

Bei einem Stichprobenumfang von $n = 100$ und einer relativen Häufigkeit von $h = 0,96$ können maximal sechs Iterationen r auftreten. Da die Testgröße des Iterationstests nach Mosch und Hauschild in diesem Fall stets größer als der kritische Wert ist, kann die Stichprobe mit $\hat{u} = 460$ kV nicht unabhängig sein [Hau-84]. Unter Einbeziehung der

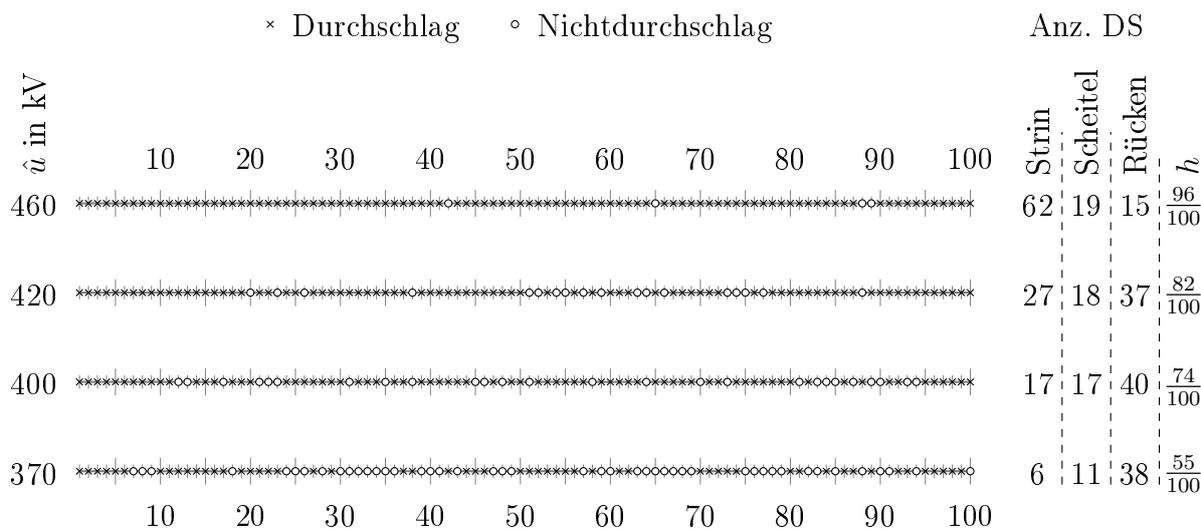


Bild 7.20: Messwerte: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Urlisten ausgewählter Konstantspannungsversuche (KSV) mit Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch, LI+, $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$, mit Angaben zur Höhe \hat{u} der Spannung, Anzahl der Durchschläge in der Stirn, im Scheitel und im Rücken sowie der relativen Häufigkeit h , Stichproben mit $\hat{u} = 400 \text{ kV}$ und $\hat{u} = 420 \text{ kV}$ unabhängig, mit $\hat{u} = 370 \text{ kV}$ und $\hat{u} = 460 \text{ kV}$ nicht unabhängig

Stichprobe mit $\hat{u} = 360 \text{ kV}$ der Entladungsstrommessung sind vier der verbleibenden fünf Stichproben bei LI+, $p = 0,5 \text{ MPa}$ unabhängig. Bei der Urliste der Stichprobe mit $\hat{u} = 370 \text{ kV}$ ist kein Trend, d. h. sich schematisch wiederholende Ereignishäufungen zu erkennen (**Bild 7.20**). Mit $r = 33$ abgeschlossenen Iterationen weist diese Stichprobe jedoch zu viele Klumpungen auf und ist somit einer Abhängigkeit unterworfen. Erst ab $r \geq 40$ wäre sie mit den gewählten Parametern unabhängig; die erste und letzte Iteration wird dabei nicht gezählt [Küh-01]. Als mögliche Ursache könnte die Anordnung der Elektrode im Versuchskessel und der Luftdüsen der Zu- und Abluft sein. Sofern der Teilchenstrom zwischen der Halbkugel- und Plattenelektrode nicht ausreichend hoch ist, können die Konzentrationen von Raumladungen und Zersetzungsprodukten im Elektrodenzwischenraum nicht signifikant reduziert werden.

Die Stichproben der Entladungsstrommessung mit unterschiedlichen Isoliergasdrücken und Polaritäten sowie die Stichproben der Konstantspannungsversuche zeigen eine signifikante Verbesserung der Unabhängigkeit der Stichproben durch die Verwirbelung des Gases zwischen den Elektroden. Bei den gewählten Spannungswerten entsprechen die gemessenen relativen Häufigkeiten unter Einbeziehung des 95%-Konfidenzbereichs den

aus der empirischen Summenhäufigkeitsfunktion berechneten Werten der Verteilungsfunktion (**Bild 7.19b**). Dem zuvor auftretenden Trend vermehrter Rückendurchschläge mit zunehmender Anzahl an Beanspruchungen kann mit ausreichender Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch entgegengewirkt werden. Die Durchschläge treten zufällig in den drei definierten Bereichen der Blitzstoßspannung auf.

Obwohl zahlreiche Versuche mit der stufenweisen Steigerung ohne Verwirbelung des Gases und ohne Gasaustausch laut statistischer Auswertung zufällig sind, kann bei einigen Versuchsreihen ein Trend in der Urliste erkannt werden. Demnach sind die Durchschlagspannungen zu Beginn eines Versuchs meist geringer als die der Einzelversuche am Ende der Messung. Bei einem Spannungswert, der etwa dem 50%-Quantil der Durchschlagspannung entspricht weicht die relative Häufigkeit der Durchschläge bei Versuchen mit und ohne partiellen Gasaustausch um etwa 45 % ab. Die Konstantspannungsversuche zeigen somit, dass die Zersetzungsprodukte trockener Luft das Isoliervermögen der Elektrodenanordnung, die mit der Größenordnung realer Isoliersysteme vergleichbar ist, signifikant verbessern. Diesem Einfluss kann durch den partiellen Gasaustausch und der dadurch hervorgerufenen Verwirbelung des Gases entgegengewirkt werden.

7.3.3 Fußpunkte und deren Verteilung

Die Auswertung der Verteilung der Fußpunkte erfolgt ausschließlich auf der Oberfläche der Halbkugel-Elektrode. Als Parameter werden ihre Oberflächeneigenschaft (poliert, korundgestrahlt), die Polarität der Blitzstoßspannung an der stärker gekrümmten Elektrode, der Absolutdruck p im Versuchskessel sowie der Höhe \hat{u} der Spannung gewählt. Jede Versuchsreihe der hier dargestellten Ergebnisse besteht aus den Messungen an einer Elektrode der Revolver-Elektrodenanordnung. Die Ergebnisse werden mit denen verglichen, die unter den gleichen Bedingungen bei der Messung des Entladungsstroms sowie mit Verwirbelung durch partiellen Gasaustausch gewonnen werden. Zahlreiche Messungen mit unterschiedlichen Parametern, insb. bzgl. der Höhe \hat{u} der Spannung werden durchgeführt, die ermittelten Ergebnisse sind mit den hier dargestellten Ergebnissen konsistent.

Form und Größe der Fußpunkte

Je nach Polarität und Höhe \hat{u} der Blitzstoßspannungsbeanspruchung, d. h. je nach Höhe der Ladung im Entladungskanal, variiert die Größe und Tiefe der Fußpunkte [Fin-03].

Der Zeitpunkt des Spannungszusammenbruchs t_d hat Einfluss auf die Höhe der Spannung $u(t)$ und folglich die Ladung im Entladungskanal, d. h. die im Fußpunkt umgesetzte Energie [Hin-02]. Die Durchführung der Konstantspannungsversuche ermöglicht einen annähernd konstanten Energieeintrag in die Elektroden innerhalb einer Versuchsreihe. Im Rahmen dieser Untersuchungen werden ausschließlich die Fußpunkte auf der stärker gekrümmten Elektrodenoberfläche ausgewertet. Vergleichende Analysen der Platten-Gegenelektrode zeigen die gleiche polaritätsabhängige Struktur und Formgebung der Fußpunkte.

Die Fußpunkte werden mit einem Digital-Mikroskop (Keyence VHX-500FD, Zoom-Objektiv 100x-1000x, 100-fache Vergrößerung) ausgewertet. Wesentliche Merkmale eines Fußpunktes sind sein runder Kraterrand und seine Vertiefung. Der Kraterrand ist nicht scharfkantig und ragt kaum aus der makroskopischen Elektrodenoberfläche hervor; die Höhe ist mit der Rauheit der Elektrode vergleichbar [Ber-76], [Vla-84a]. Der aufgeschmolzene runde Brennfleck weist eine veränderte Oberflächenstruktur gegenüber der makroskopischen, ungestörten Elektrodenoberfläche auf. Wohl aufgrund geringer Beimengungen, wie Eisen, Kupfer und Magnesium im Elektrodenmaterial erscheint die Farbe des Fußpunktes meist dunkler, am Kraterrand teilweise glänzender als die unbeschädigten Elektrodenoberfläche (poliert und korundgestrahlt) [Hol-07], [Sal-07]. Die dünne, amorphe, die gesamte Elektrodenoberfläche überziehende passive Aluminiumoxidschicht wird durch den Entladungskanal kurzzeitig aufgebrochen. Das durch den Temperatureintrag der Entladung bei dem Durchschlag verflüssigte bzw. gasförmige Aluminium oxidiert mit dem im Isoliergas enthaltenen Sauerstoff bereits ab ca. 1500 K zu α -Aluminiumoxid (C 2.24, S. 68; C 2.25, S. 68) [Hol-07], [Mor-15]. Die Dicke der dadurch entstehenden keramischen α -Al₂O₃-Schicht im Bereich des Fußpunktes ist vom Volumen des aufgeschmolzenen Elektrodenmaterials abhängig. Aufgrund der hohen Temperaturen kann von einer Schichtdicke von mehreren zehn Mikrometern ausgegangen werden [Bir-09]. α -Al₂O₃ erstarrt binnen kurzer Zeit, eine feste Oxidschicht bildet sich somit innerhalb der Pausenzeit Δt_P wieder vollständig zusammenhängend aus. Der Abbrand wird als Materialverlust der Aluminiumelektrode verstanden. Teile des aufgeschmolzenen Elektrodenmaterials verdampft. Flüssiges und gasförmiges Material gelangt dann aufgrund des hohen Energieeintrags in den Gasraum wo es rasch erstarrt und auf den Boden des Kessels fällt [Hac-74]. Je kleiner der Radius der gekrümmten Elektroden, desto größer ist der Einfluss des Fußpunktes auf die makroskopische Elektrodenoberfläche [Has-08].

Die Größe, d. h. Tiefe und Durchmesser der Krater sind scheinbar zufällig. Bei gleichen Bedingungen, d. h. Polarität, Druck und Höhe der Spannung \hat{u} kann kein Zusammenhang zwischen dem Auftreten eines Fußpunktes in einer Kugelzone M_i und einer bestimmten

Größe des Kraters hergestellt werden. Es wird vermutet, dass mit zunehmender Höhe der anliegenden Spannung \hat{u} und somit der Ladung im Entladungskanal die Größe des Durchmessers und die Vertiefungen der Fußpunkte ebenso zunehmen. Die Tiefe des Fußpunktes kann mit einem Laserprofilometer (NanoFocus μ Scan AF; berührungslose 3-D-Vermessung) erfasst werden, wobei die Krümmung der Oberfläche der Elektrode und die starke Reflexion des Elektrodenmaterials zu berücksichtigen sind; deshalb sind nur die Tiefen weniger Fußpunkte messbar. Eine Aussage über die Tiefe erfolgt daher zudem qualitativ auf Grundlage der visuellen Beobachtungen mit einer Lupe und dem Digital-Mikroskop. Die messbaren Fußpunkte haben bei polierten Elektroden bei einem Isoliergasdruck von 0,5 MPa eine Tiefe von etwa 100 μm , bei Normaldruck etwa 50 μm gegenüber der makroskopischen Elektrodenoberfläche.

Das Elektrodenmaterial wird aufgeschmolzen, gegenüber der makroskopischen Elektrodenoberfläche kann eine nahezu kreisrunde Anhebung geringer Höhe am Rand der Fußpunkte und im Zentrum eine Absenkung beobachtet werden (**Bild 7.22**, S. 176). Die Fußpunkte treten in Verbindung mit optisch klar erkennbaren, etwa 30 μm bis 60 μm , bei hohen Drücken z. T. bis zu 90 μm , Durchmesser umfassenden runden Aufschmelzungen auf, die in einer Art breitem Gürtel um den Fußpunkt verteilt sind. Die Form und Tiefe dieser Vertiefungen sind polaritätsabhängig. Diese zusätzlichen Aufschmelzungen werden ebenfalls bei der Beanspruchung einer SF_6 -isolierten Aluminium-Elektrodenanordnung mit Blitzstoßspannung beschrieben [Vla-84b].

Form und Größe der Fußpunkte - positive Polarität

Der Unterschied zwischen der höchsten Anhebung und der tiefsten Absenkung des Höhenprofils der Fußpunkte sind v. a. bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode sehr ausgeprägt. Bei dieser Polarität wird v. a. bei Versuchsreihen, die bei höheren Drücken beansprucht werden, der Innendurchmesser eines Fußpunktes am Ort der höchsten Erhebung, dem Kraterrand bestimmt. Der Kraterrand ist optisch klar erkennbar, die Höhe des Kraterrandes ist mit dem zur Verfügung stehenden Laserprofilometer aufgrund der Oberflächenreflexion nicht messbar. Bei Normaldruck entsteht keine signifikante Anhebung gegenüber der Oberfläche, bei höheren Drücken ist diese ausgeprägt und kann ertastet werden. Laut Literatur befindet sich diese im Bereich weniger Mikrometer und ist somit etwa mit der Rauheit der Elektrode vergleichbar [Vla-84b].

Die nahezu kreisförmige Abgrenzung der unbeschädigten Elektrodenoberfläche zum aufgeschmolzenen, dunklen Fußpunkt ist stets konzentrisch. Das maximale Ausmaß eines Fußpunktes wird hier als Außendurchmesser definiert. Bei polierter Oberfläche entspricht

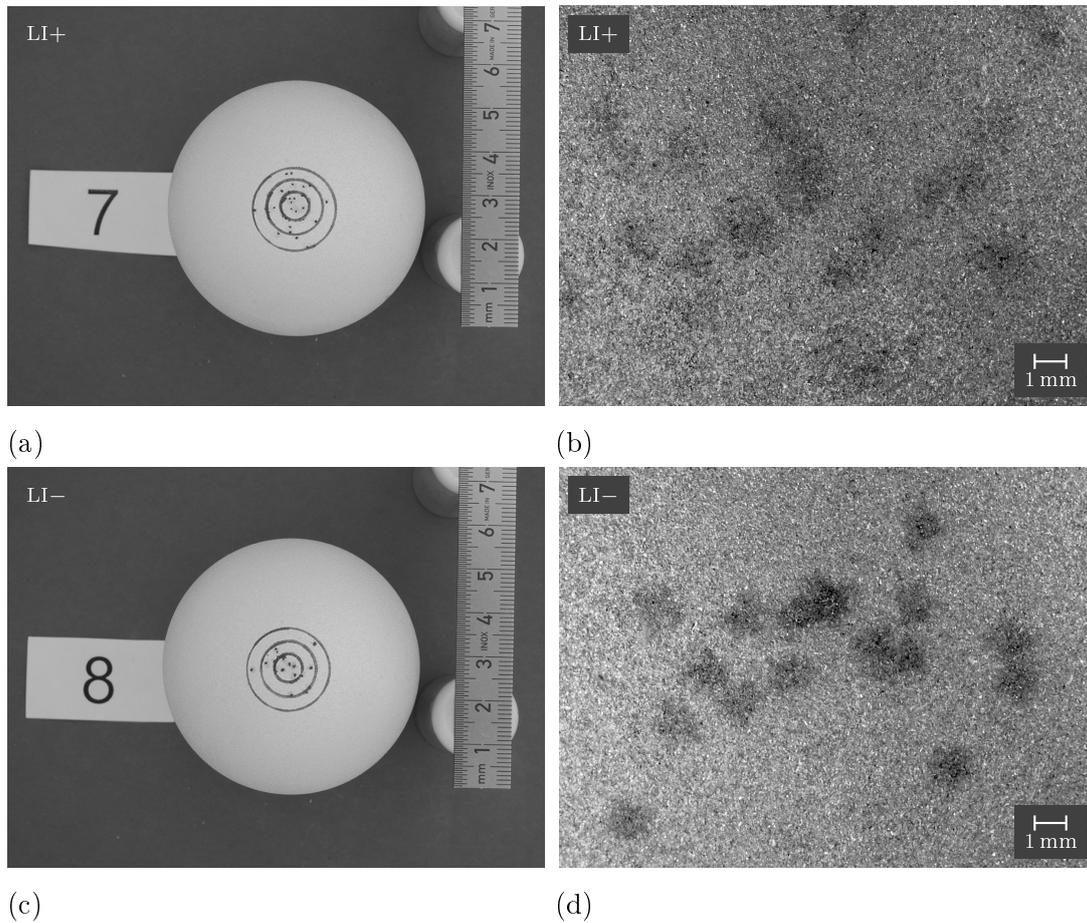


Bild 7.21: Optische Auswertung: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft
 Korundgestrahlte Halbkugel-Elektrode nach Beanspruchung mit 30 Durchschlägen, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 100 \text{ kV}$; Einteilung der Fußpunkte in Kugelzonen nach **Tabelle 7.6** (S. 183); Draufsicht: Markierung der Kugelzonen und Fußpunkte mit schwarzem permanenten Folienschreiber mit sehr feiner Schreibspitze

- (a) LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 12 \text{ min}$: Draufsicht, Kugelzonen M_1 bis M_3 , 27 Fußpunkte
- (b) LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 12 \text{ min}$: Zoom auf ausgewählte Fußpunkte, nur schwach erkennbare, diffuse, konzentrische Aufschmelzungen ohne sichtbaren Fußpunkt; Kontrast der Fotografie nachbearbeitet
- (c) LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$: Draufsicht, Kugelzonen M_1 bis M_3 , 18 Fußpunkte
- (d) LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$: Zoom auf ausgewählte Fußpunkte, nur schwach erkennbare, diffuse, konzentrische Aufschmelzungen ohne sichtbaren Fußpunkt; Kontrast der Fotografie nachbearbeitet

lediglich bei Normaldruck der Innen- gleich dem Außendurchmesser. Der Innendurchmesser ist proportional zum Druck und zur Höhe \hat{u} der Spannung und beträgt etwa 200 μm bis 1200 μm (**Bild 7.22a**, **Bild 7.22c**). Bei korundgestrahlter Oberfläche und Normaldruck ist unter dem Mikroskop kein Krater zu erkennen. Lediglich eine schwach ausgeprägte kreisrunde Fläche von etwa 1,2 mm Durchmesser des aufgeschmolzenen und wieder erstarrten Elektrodenmaterials sowie Aluminiumoxids, das sich in der Struktur und mit seiner dunkleren Farbe von der makroskopischen Elektrodenoberfläche unterscheidet, weist auf den Einschlagsort auf der Elektrode hin (**Bild 7.21b**). Bei höheren Drücken sind die Krater der Fußpunkte ausgeprägt und können somit vermessen werden; der Innendurchmesser beträgt bis zu 600 μm (**Bild 7.23b**).

Die sehr hohe Temperatur im Anodenfallgebiet vor der stärker gekrümmten Elektrode äußert sich in einem tiefen, stark aufgeschmolzenen Brennfleck. Das aufgeschmolzene Elektrodenmaterial oxidiert, erfüllt das Anodenfallgebiet und wird konzentrisch um den Fußpunkt versprüht (**Bild 7.22c**; **Bild 7.24b**, S. 180). Trifft das heiße Material in der näheren Umgebung des Fußpunktes auf die Elektrodenoberfläche, so schmilzt es das Elektrodenmaterial lokal punktförmig auf. Es wird zudem vermutet, dass negativ geladener Metaldampf sowie Elektronen, die im Feld beschleunigt werden, radial zum Entladungskanal auf die Elektrodenoberfläche versprüht werden [Hac-74].

Der Gesamtdurchmesser des Fußpunktes mit diesem Gürtel aus sog. Nebenfußpunkten ist proportional zum Druck p bzw. Höhe \hat{u} der Spannung. Er kann bei polierter Oberfläche bis zu 3 mm, bei korundgestrahlter Oberfläche bis zu 2 mm betragen. Heißes Elektrodenmaterial, das im Gasraum abkühlt, fällt als Abbrand auf den Boden des Versuchskessels und wird nach dem Abschluss der Untersuchungen und der einhergehenden Kesselöffnung stets entfernt.

Je nach Oberflächenbeschaffenheit der Elektrode bewirkt ein Fußpunkt nicht zwingend eine Felderhöhung. Untersuchungen in einer SF_6 -isolierten Elektrodenanordnung weisen nicht auf eine Reduktion der elektrischen Festigkeit durch Fußpunkte hin [Fin-03]. Im Bereich des Fußpunktes verbleiben wohl auch nach einer längeren Pausenzeit stabile Flächenladungen [Vla-84a], [Fin-03]. Diese könnten eine abschirmende Wirkung haben und das Feld vor dem Fußpunkt homogenisieren [Vla-84a]. Die durch einen Durchschlag hervorgerufene Oberflächenvergrößerung und Materialveränderung, v. a. durch $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Bildung im Bereich des Fußpunktes bewirken aufgrund der höheren Elektronenaffinität und Reaktivität eine vermehrte Anlagerung freier Elektronen aus dem Gasraum in diesem Bereich. Dieser Einfluss resultiert in einem Konditionierungseffekt, d. h. einer Zunahme der Durchschlagspannung mit zunehmender Anzahl an Durchschlägen, insb. bei Beanspruchung mit positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode. Dieser konnte in

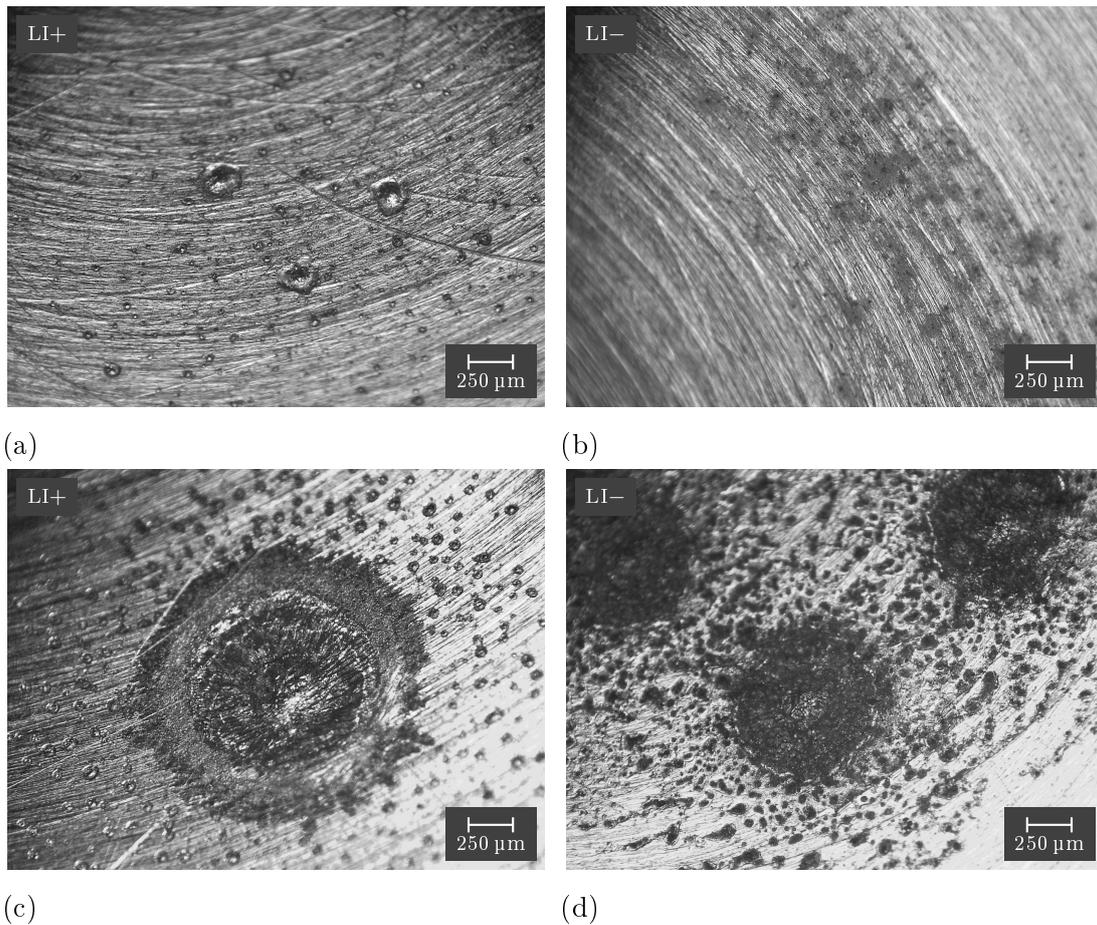


Bild 7.22: Optische Auswertung: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft
 Ausgewählte Fußpunkte auf polierter Halbkugel-Elektrode nach Beanspruchung mit 30 Durchschlägen; Kugelzonen M_i nach **Tabelle 7.6** (S. 183)

- (a) LI+, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 100 \text{ kV}$, $\Delta t_{P,KSV} = 12 \text{ min}$:
 drei Fußpunkte mit benachbarten, punktförmigen Aufschmelzungen in M_2 , Durchmesser $\approx 200 \mu\text{m}$
- (b) LI-, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 100 \text{ kV}$, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$:
 Fußpunkt mit benachbarten, punktförmigen Aufschmelzungen in M_3 ,
 Durchmesser $\approx 200 \mu\text{m}$
- (c) LI+, $p = 1,0 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 800 \text{ kV}$, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$:
 Fußpunkt mit benachbarten, punktförmigen Aufschmelzungen in M_2 ,
 Innendurchmesser $\approx 1000 \mu\text{m}$, Außendurchmesser $\approx 1550 \mu\text{m}$
- (d) LI-, $p = 1,0 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 800 \text{ kV}$, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$:
 drei Fußpunkte mit benachbarten, punktförmigen Aufschmelzungen in M_2 ,
 Durchmesser $\approx 700 \mu\text{m}$

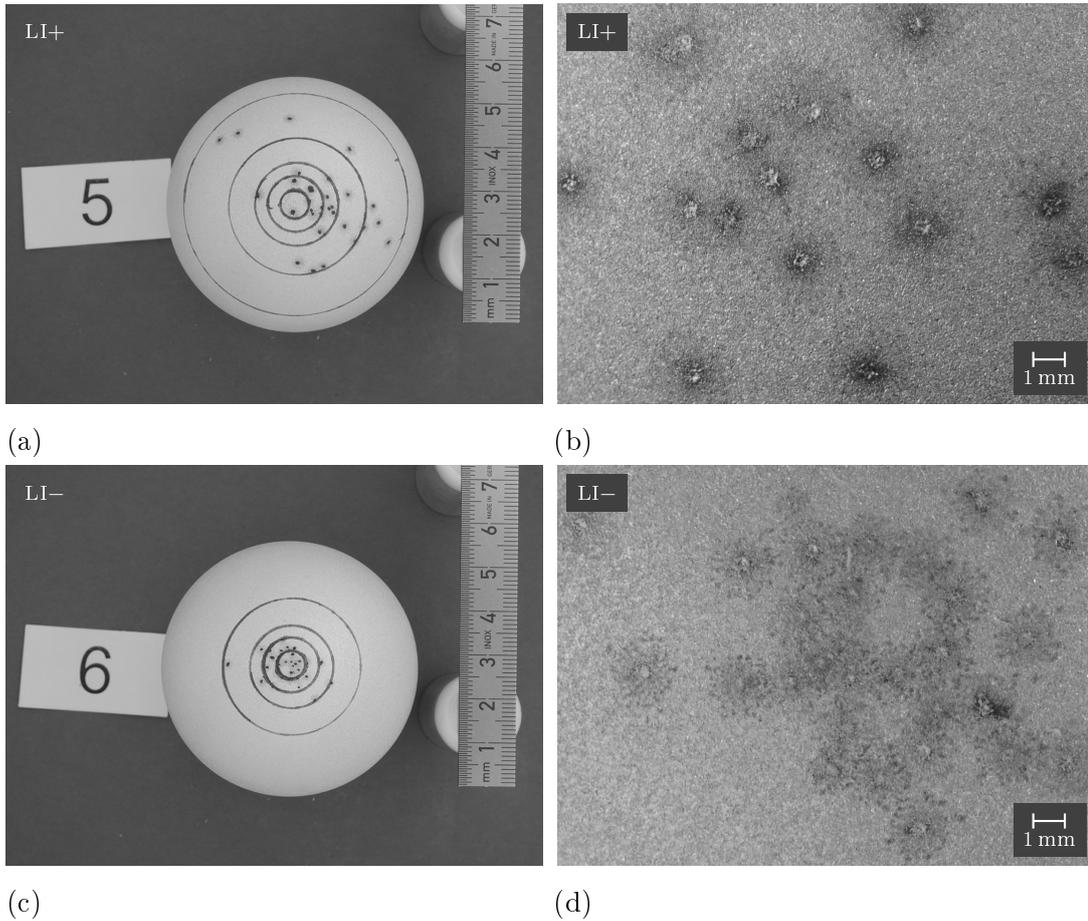


Bild 7.23: Optische Auswertung: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Korundgestrahlte Halbkugel-Elektrode nach Beanspruchung mit 30 Durchschlägen, $p = 1,0 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 800 \text{ kV}$; Einteilung der 30 Fußpunkte in Kugelzonen nach **Tabelle 7.6** (S. 183); Draufsicht: Markierung der Kugelzonen und Fußpunkte mit schwarzem permanenten Folienschreiber mit sehr feiner Schreibspitze

- (a) LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$: Draufsicht, Kugelzonen M_1 bis M_5
- (b) LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$: Zoom auf ausgewählte Fußpunkte mit benachbarten, schwach erkennbaren, konzentrischen Aufschmelzungen; Innendurchmesser $\approx 600 \mu\text{m}$, Außendurchmesser $\approx 1100 \mu\text{m}$
- (c) LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$: Draufsicht, Kugelzonen M_1 bis M_4
- (d) LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$: Zoom auf ausgewählte Fußpunkte mit benachbarten, schwach erkennbaren, konzentrischen Aufschmelzungen; Durchmesser $\approx 500 \mu\text{m}$

zahlreichen Untersuchungen gemessen [Sch-68a], [Fin-03], [Led-09], indirekt mit edleren, nicht oxidierenden Goldelektroden nachgewiesen werden [Vla-84b].

Form und Größe der Fußpunkte - negative Polarität

Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode ist das Höhenprofil des Fußpunktes kaum ausgeprägt. Dies lässt vermuten, dass die im Fußpunkt umgesetzte Leistung im Vergleich zu der im Anoden-Fußpunkt geringer ist und folglich die Temperatur im Bereich vor der Kathode im Vergleich zu der Temperatur vor der Anode, ähnlich wie in einem Schaltlichtbogen geringer sind [Rüd-74]. Der Fußpunkt-Durchmesser wird durch den Kraterrand der Aufschmelzung definiert, eine Unterteilung in Innen- und Außendurchmesser ist dabei nicht möglich (**Bild 7.22b**, **Bild 7.22d**). Bei korundgestrahlter Oberfläche und Normaldruck kann der Fußpunkt auch unter Vergrößerungsgläsern nicht eindeutig von dem konzentrisch, v. a. farblich veränderten Fußpunktgebiet abgegrenzt werden (**Bild 7.21d**, S. 174). Bei höherem Druck ist der Fußpunkt innerhalb des runden Fußpunktgebietes ausgeprägt. Ein Polaritätsunterschied der Gestalt dieses Gebietes ist auf korundgestrahlten Elektroden nicht zu erkennen (**Bild 7.23b**, **Bild 7.23d**).

Bei polierter Oberfläche und negativer Polarität ist die Anzahl der benachbarten Aufschmelzungen größer als bei positiver Polarität. Aufgeschmolzenes Elektrodenmaterial, das aus dem Bereich des Entladungskanals vor der Kathode neben den Kathodenfußpunkt auf die Oberfläche gesprüht wird, beeinflusst die nähere Umgebung der Fußpunkte. Makroskopisch betrachtet scheinen die Fußpunkte ausgefranst (**Bild 7.22d**, **Bild 7.24d**). Der Fußpunktbereich ist bei polierter Oberfläche meist elliptisch, die Ausrichtung dieses Gürtels entspricht der Polierrichtung der Elektroden, d. h. konzentrisch um den Zenitpunkt der Elektrode (**Bild 7.22b**). Die Länge der Hauptachse des Gürtels ist unabhängig vom Druck, z. T. abhängig von der Größe des Fußpunktes und beträgt bis zu 4 mm. Bei korundgestrahlter Oberfläche ist der Gürtel meist konzentrisch, der Durchmesser beträgt bei Normaldruck etwa 1,1 mm, bei höheren Drücken bis zu 1,5 mm (**Bild 7.21d**, S. 174; **Bild 7.23d**). Die Topografie der Elektrodenoberfläche in der unmittelbaren Umgebung eines Fußpunktes scheint somit Einfluss auf das Auftreten von Nebenfußpunkten zu haben.

Der Krümmungsradius des Kraterrandes eines Fußpunktes ist, wie aus optischen Untersuchungen hervorgeht, größer als die Radien der, den Fußpunkt in einem Gürtel umgebenden scharfkantigeren Nebenfußpunkte [Hac-74], [Vla-84b]. Die höchste Erhebung der Fußpunkte liegt meist in der Größenordnung der Rauheit der polierten Elektrode. Daher wird der größere Krümmungsradius als Hauptursache dafür angesehen, weshalb der

Kraterrand eine Entladungsentwicklung nicht maßgeblich beeinflusst und kaum weitere Fußpunkte auf dem Rand eines bereits existierenden Fußpunktes auftreten [Vla-84b].

Nicht jeder Durchschlag fußt jedoch in einem neuen Fußpunkt, dies ist v. a. bei negativer Polarität zu beobachten (**Bild 7.24d**). Ein Fußpunkt, der Start- oder Endpunkt von mehr als einem Durchschlagkanal war, ist gegenüber den anderen Fußpunkten klar unterscheidbar [Vla-84b]. Die Mittelpunkte der nacheinander generierten Fußpunkte sind z. T. nicht konzentrisch, d. h. die Fußpunkte überlappen sich. Der Durchmesser des resultierenden Fußpunktes, v. a. aber die Kratertiefe sind im Vergleich zu den anderen Fußpunkten größer, der Fußpunkt ist deutlich dunkler. Dies lässt auf die Ausbildung einer tieferen α -Al₂O₃-Schicht mit zunehmender Anzahl an Durchschlägen in einem Fußpunkt schließen. Im Bereich des Fußpunktes kann davon ausgegangen werden, dass nicht ausschließlich α -Al₂O₃ gebildet wird, es entsteht wohl eine Al/ α -Al₂O₃-Schicht. Die Austrittsarbeit W_A des reinen α -Al₂O₃ ist deutlich höher als die einer amorphen Al₂O₃-Schicht auf Aluminium. Es kann angenommen werden, dass die Austrittsarbeit von Al/ α -Al₂O₃ von der Schichtdicke des α -Al₂O₃ abhängig ist. W_A ist abhängig von der Schichtdicke des amorphen Al₂O₃ auf Al. Analog wird sich wohl auch die Austrittsarbeit des Al/ α -Al₂O₃ verhalten. Daher wird vermutet, dass die Austrittsarbeit des neu gebildeten Fußpunkt-Materials zunächst geringer als die des reinen Aluminiums ist. Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode bedingt die im Bereich des Fußpunktes lokal reduzierte Austrittsarbeit W_A eine erhöhte Elektronenemission. Entladungskanäle von zeitlich nacheinander auftretenden Durchschlägen könnten dann bevorzugt aus einem bereits existierenden Fußpunkt bzw. von dessen unmittelbarer Nähe starten. Die statistische Streuzeit t_S sowie die Durchschlagspannung u_d werden demnach durch die Ausbildung von α -Al₂O₃ reduziert. Mit zunehmender Schichtdicke und somit zunehmendem keramischem Anteil im Fußpunkt wird die Austrittsarbeit des Fußpunktmaterials zunehmen und die Feldemission aus diesem Bereich abnehmen. Die Wahrscheinlichkeit, dass dann weitere Durchschläge in diesem Bereich fußen nimmt somit ab. Dann startet bei negativer Polarität nicht jeder Durchschlag aus der unmittelbaren Nähe bzw. aus dem bereits existierenden Fußpunkt. Dies wird als wesentliche Ursache dafür angesehen, warum auch bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode eine Vielzahl einzeln auftretender Fußpunkte, insb. im weiter vom Zenitpunkt entfernten Bereich auf der Halbkugel-Elektrode existieren.

$$h_{\text{FP}} = \frac{k_{\text{FP}}}{n} \quad (7.2)$$

Die relative Häufigkeit h_{FP} des Auftretens eines Fußpunktes im Kugelsegment M ergibt sich bei dieser multiplen Fußpunktnutzung aus der Anzahl der separat erkennbaren

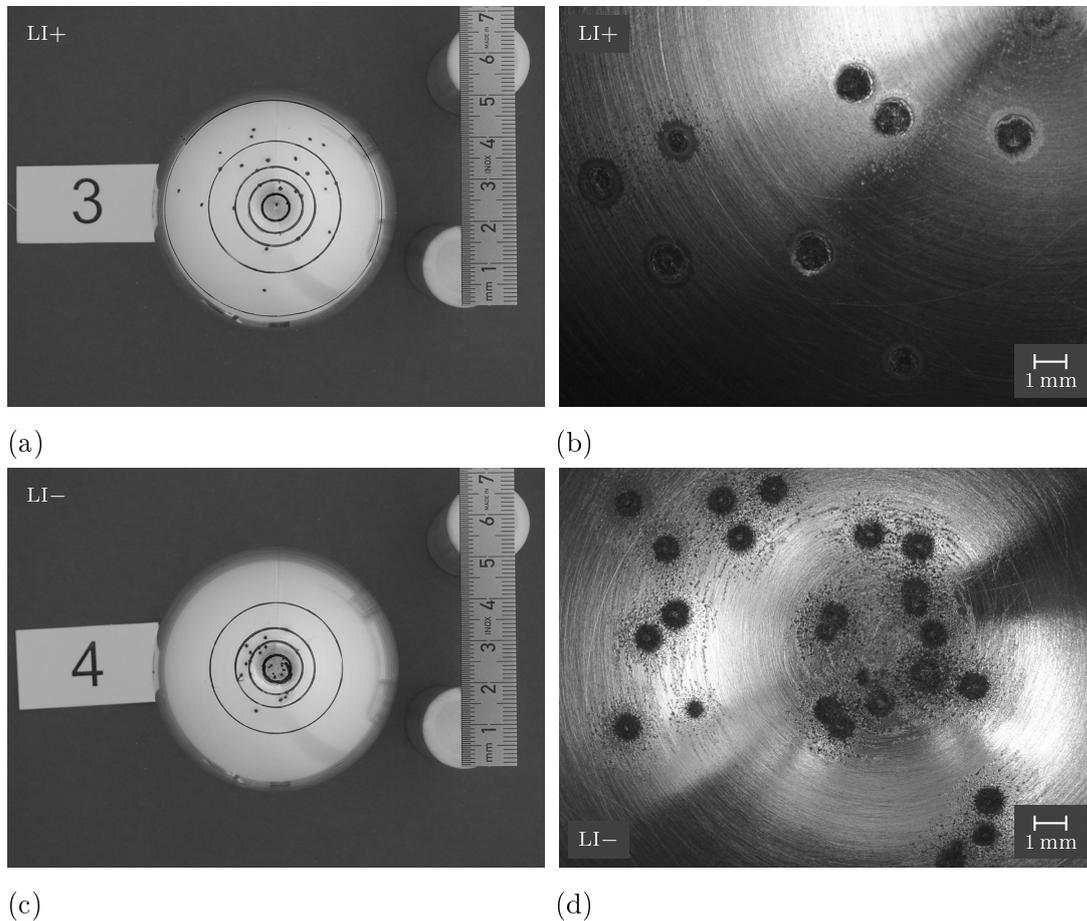


Bild 7.24: Optische Auswertung: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Polierte Halbkugel-Elektrode nach Beanspruchung mit 30 Durchschlägen, $p = 1,0 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 800 \text{ kV}$; Einteilung der Fußpunkte in Kugelzonen nach **Tabelle 7.6** (S.183); Draufsicht: Markierung der Kugelzonen und Fußpunkte mit schwarzem permanenten Folienschreiber mit sehr feiner Schreibspitze

- (a) LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$: Draufsicht, Kugelzonen M_1 bis M_5 , 29 Fußpunkte
- (b) LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$: Zoom auf ausgewählte Fußpunkte mit schwach erkennbaren, benachbarten, punktförmigen Aufschmelzungen
- (c) LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$: Draufsicht, Kugelzonen M_1 bis M_4 , 28 Fußpunkte
- (d) LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$: Zoom auf ausgewählte Fußpunkte mit benachbarten, punkt- und kratzerförmigen Aufschmelzungen

Fußpunkte k_{FP} und der Anzahl der Durchschläge n , $h_{\text{FP}} \leq 1$ (**Bild 7.26**, S. 184; **Gl. 7.2**).

Definition des Fußpunkt-Kugelsegmentes, der Kugelzonen und Teilvolumina

Im Rahmen von Voruntersuchungen werden Isoliergasdruck, Oberflächenbeschaffenheit der Halbkugel-Elektrode und die Höhe \hat{u} der Blitzstoßspannung beider Polaritäten variiert. Die Fußpunkte sind zufällig auf der Elektrodenoberfläche verteilt, eine Polaritätsabhängigkeit ist zu erkennen (**Bild 7.24**, **Bild 7.25**).

Der im Rahmen der Voruntersuchungen am weitesten vom Zenitpunkt aufgetretene Fußpunkt legt den Radius des Deckkreises der Kugelzone M_5 und somit das gesamte zu untersuchende Kugelsegment $M = \sum_{i=1}^5 M_i$ fest. Die Definition der Radien der Basis- und Deckkreise der Kugelzonen M_i erfolgt anhand der Auswertung der gemessenen Fußpunktverteilung der Voruntersuchungen. Die Radien der Kugelzonen sind nichtlinear verteilt, um eine möglichst detaillierte Analyse der Fußpunktverteilung zu ermöglichen. Das Aufzeichnen der Deckkreise auf die Elektrodenoberfläche erfolgt mit handelsüblichen Kreisschablonen und schwarzem permanenten Folienschreiber mit sehr feiner Schreibspitze. Die geometrischen Abmessungen der Kugelzonen werden im Simulationsmodell als Start- bzw. Endpunkte von bestimmten Feldlinien hinterlegt; der Verlauf dieser Feldlinien definiert die fünf Kugelzonen M_i sowie Teilvolumina V_i (**Bild 5.1**, S. 99; **Bild 7.1**, S. 130; **Bild 7.25**, **Tabelle 7.6**).

Im Rahmen der Auswertung der Messungen wird die Anzahl der Fußpunkte in jeder Kugelzone gezählt und dokumentiert, jede Elektrode wird fotografiert (**Bild 7.25**). Fußpunkte, die direkt auf der Linie des Deckkreises liegen, werden zu der, diesem Deckkreis zugeordneten Kugelzone M_i gezählt. Sofern nicht jeder Durchschlagkanal in einem neuen Fußpunkt gestartet oder geendet ist, wird vermerkt, in welcher Kugelzone Fußpunkte mit mehrfacher Nutzung aufgetreten sind. Diese Fußpunkte befinden sich, wie aus den Auswertungen hervorgeht, ausschließlich in der inneren Kugelzone M_1 . Anhand der separat abzählbaren Fußpunkte und der Kenntnis über die Anzahl der Durchschläge kann schlussgefolgert werden, wie viele Durchschlagkanäle einem mehrfach genutzten Fußpunkt zuzuordnen sind. Die Anzahl der Fußpunkte $k_{\text{FP},i}$ ist die Summe aus der Anzahl der separat erkennbaren Fußpunkte und ggf. der Anzahl der einem Fußpunkt zugeordneten Durchschläge. Die relative Häufigkeit $h_{\text{FP},i}$ des Auftretens eines Fußpunktes in einer Kugelzone M_i ergibt sich aus der Anzahl der Fußpunkte $k_{\text{FP},i}$ und der Gesamtanzahl n der Durchschläge, $\sum_{i=1}^5 h_{\text{FP},i} = 1$ (**Bild 7.26**, S. 184, **Gl. 7.3**).

$$h_{\text{FP},i} = \frac{k_{\text{FP},i}}{n} \quad (7.3)$$

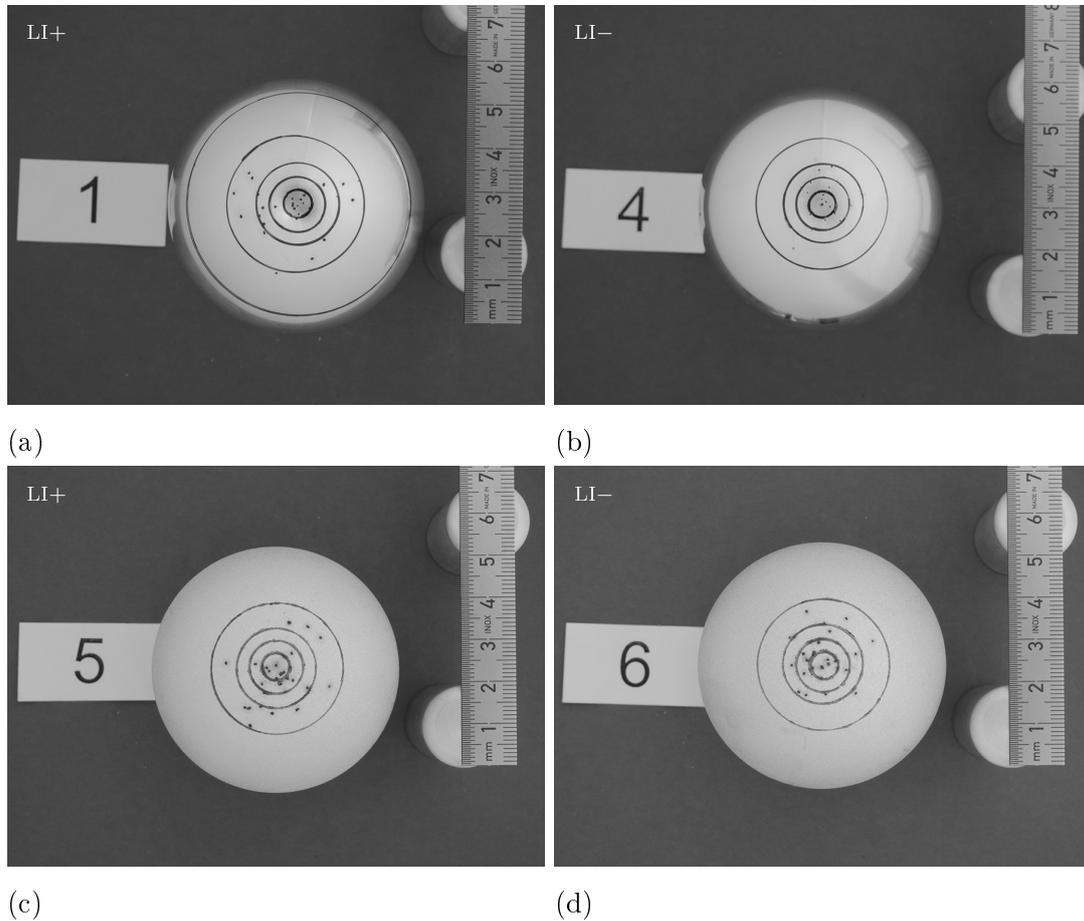


Bild 7.25: Optische Auswertung: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft
 Halbkugel-Elektrode (Draufsicht) nach Beanspruchung mit 30 Durchschlägen
 $p = 0,5 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 420 \text{ kV}$, Einteilung der Fußpunkte in Kugelzonen nach **Tabelle 7.6** (S. 183); Markierung der Kugelzonen und Fußpunkte mit schwarzem, permanenten Folienschreiber mit sehr feiner Schreibspitze

- (a) polierte Halbkugel-Elektrode, LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$, 30 Fußpunkte
- (b) polierte Halbkugel-Elektrode, LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$, 23 Fußpunkte
- (c) korundgestrahlte Halbkugel-Elektrode, LI+, $\Delta t_{P,KSV} = 8 \text{ min}$, 30 Fußpunkte
- (d) korundgestrahlte Halbkugel-Elektrode, LI-, $\Delta t_{P,KSV} = 3 \text{ min}$, 27 Fußpunkte

Tabelle 7.6: Parameter: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Einteilung der betrachteten Halbkugel-Elektrodenoberfläche in fünf Kugelzonen M_i anhand definierter Feldlinien mit korrespondierenden Teilvolumina V_i (**Bild 5.1**, S.99); Basis- (BK) und Deckkreise (DK) begrenzen Kugelzonen

Kugelzone	Teilvolumen	r_{BK} in mm	r_{DK} in mm
M_1	V_1	0	3
M_2	V_2	3	6
M_3	V_3	6	9
M_4	V_4	9	15
M_5	V_5	15	25

Fußpunktverteilung in Abhängigkeit des Drucks

Bei Normaldruck treten die Fußpunkte unabhängig von den Versuchsparametern innerhalb der ersten drei Kugelzonen auf; bei polierter Oberfläche vereinzelt auch in der vierten Kugelzone (**Bild 7.26**). Eine Druckzunahme führt bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode sowohl bei polierter als auch korundgestrahlter Oberfläche zur Erhöhung der relativen Häufigkeit des Auftretens von Fußpunkten in den weiter vom Zenitpunkt entfernt angeordneten Kugelzonen. Die Fußpunkte treten einzeln auf (**Bild 7.24b**) und sind weiträumig auf der Halbkugel-Elektrodenoberfläche verteilt (**Bild 7.25a**, **Bild 7.25c**; **Bild 7.26a**, **Bild 7.26c**). Dies liegt maßgeblich in der Bereitstellung des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons aus dem Gasraum sowie der Ausbildung des gewichteten kritischen Volumens begründet.

Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode treten die Fußpunkte vermehrt in Gruppen, meist konzentriert um den Zenitpunkt auf, z. T. überlappen sich die Fußpunktkrater (**Bild 7.24d**). Alle Fußpunkte werden in den ersten vier Kugelzonen beobachtet (**Bild 7.25b**, **Bild 7.25d**, **Bild 7.26b**, **Bild 7.26d**). Aufgrund des lokal begrenzten wiederholten Aufschmelzens des Elektrodenmaterials wird die entstehende $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Schicht dicker. Die Austrittsarbeit W_A des $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ist Berechnungen zufolge größer als die der amorphen Al_2O_3 -Schicht (**Tabelle 2.16**, S. 70). Daher nimmt die Elektronenemission im Bereich des Fußpunktes, d. h. mit zunehmender Dicke der $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Schicht, wohl nach mehrmaligem Fuß eines Durchschlagkanals in einem Fußpunkt ab. Das Auftreten weiterer Entladungskanäle wird nicht begünstigt. Es können dann bevorzugt auch Durchschläge im weiter vom Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode

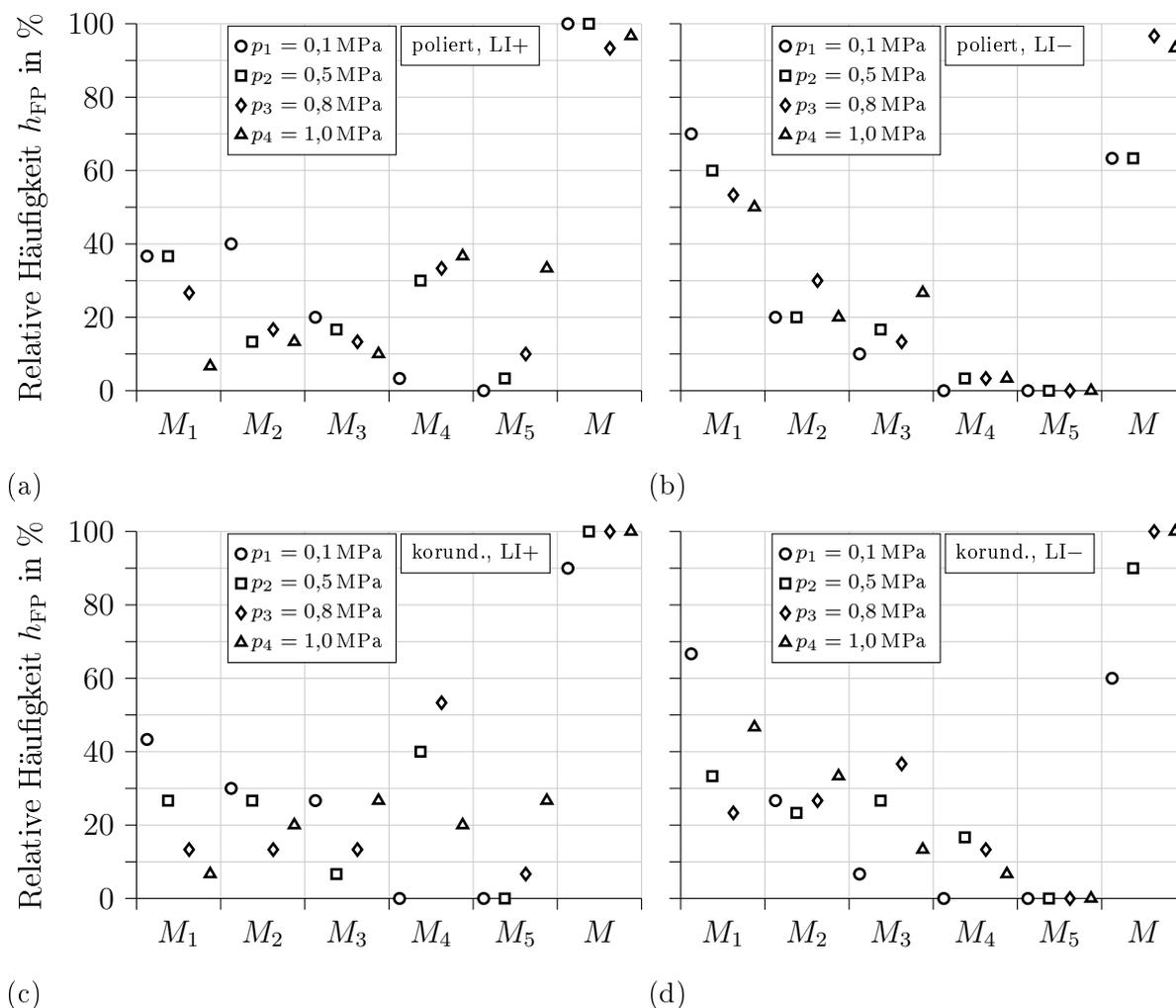


Bild 7.26: Messergebnis: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Relative Häufigkeit des Auftretens eines Fußpunktes in Abhängigkeit der Kugelzonen M_i , $h_{FH,i}$, nach **Tabelle 7.6** (S.183) und der gesamten Oberfläche M , h_{FH} , bezogen auf die Anzahl der Durchschläge nach Beanspruchung der Elektrodenanordnung mit Blitzstoßspannung beider Polaritäten in Abhängigkeit des Isoliergasdrucks p , Konstantspannungsversuche; \hat{u} , $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Tabelle 7.4** (S. 169)

- (a) polierte Halbkugel-Elektrode, LI+
- (b) polierte Halbkugel-Elektrode, LI-
- (c) korundgestrahlte Halbkugel-Elektrode, LI+
- (d) korundgestrahlte Halbkugel-Elektrode, LI-

entfernten Bereich der Elektrode auftreten. Eine Variation des Drucks im Versuchskessel hat keinen Einfluss auf die Tendenz der Fußpunktverteilung, die relative Häufigkeit des Auftretens der Fußpunkte ist im ersten Teilvolumen maximal. Bei korundgestrahlter Oberfläche treten die Fußpunkte scheinbar gleichmäßig verteilt in den ersten drei Teilvolumina auf. Dies deutet darauf hin, dass bei dieser Polarität die Bereitstellung eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons maßgeblich durch die Feldemission aus der Kathodenoberfläche erfolgt. Je rauer die Oberfläche, desto eher können auch Elektronen, die weiter vom Zenitpunkt aus der Kathode emittieren, einen Durchschlag generieren.

Es wird der kleinst mögliche Radius a_{FP} des Basiskreises des Kugelsegmentes, auf dem alle Fußpunkte auftreten für jede Elektrode gemessen und dokumentiert (**Bild 7.27**); a_{FP} ist somit der größte horizontale Abstand eines Fußpunktes zum Zenitpunkt. Die Größe des Kugelsegmentes ist polaritätsabhängig, bei negativer Polarität weisen die Fußpunkte einen geringeren Abstand zum Zenitpunkt auf als bei positiver Polarität; $a_{\text{FP,LI+}}(p) \geq a_{\text{FP,LI-}}(p)$.

Bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode nimmt die Größe des Fußpunkte-Kugelsegmentes mit zunehmendem Druck p , unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit, zu. Bei den Messungen treten sogar Fußpunkte außerhalb des Deckkreises der äußersten Kugelzone auf, diese werden im Rahmen der Auswertung zur Kugelzone M_5 gezählt. Die Fläche des Kugelsegmentes M ist bei der polierten Elektrode größer als bei der korundgestrahlten; $a_{\text{FP,LI+,poliert}}(p) \geq a_{\text{FP,LI+,korundgestrahlt}}(p)$.

Bei negativer Polarität und höheren Drücken ist bei polierter Oberfläche eine indirekt proportionale Druckabhängigkeit zu erkennen, die auch bei korundgestrahlter Elektrode zu vermuten ist. Der Einfluss des Drucks auf die Größe des Fußpunkt-Kugelsegmentes ist wesentlich schwächer ausgeprägt als bei positiver Polarität.

Bei polierten Elektroden ist der Unterschied der Größe der Fußpunkt-Kugelsegmente $\Delta a_{\text{FP}}(p) = a_{\text{FP,LI+}}(p) - a_{\text{FP,LI-}}(p)$ größer als bei korundgestrahlten Elektroden. Der Polaritätseinfluss scheint bei korundgestrahlten Elektroden somit weniger stark ausgeprägt als bei polierten Oberflächen; $\Delta a_{\text{FP,poliert}}(p) > \Delta a_{\text{FP,korundgestrahlt}}(p)$.

Die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen ist proportional zur Feldstärke. Die Vielzahl an Störstellen auf der korundgestrahlten Elektrode bedingen Feldüberhöhungen unmittelbar vor der Elektrode im Gasraum. Das gewichtete kritische Volumen nimmt polaritätsunabhängig zu. Bei negativer Polarität wird zudem die Feldemission aus der gewichteten kritischen Fläche gegenüber der bei der polierten Oberfläche erhöht. Dadurch wird die Bereitstellung des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons auch in weiter vom Zenitpunkt entfernten Bereichen der Elektrode begünstigt. Folglich ist das

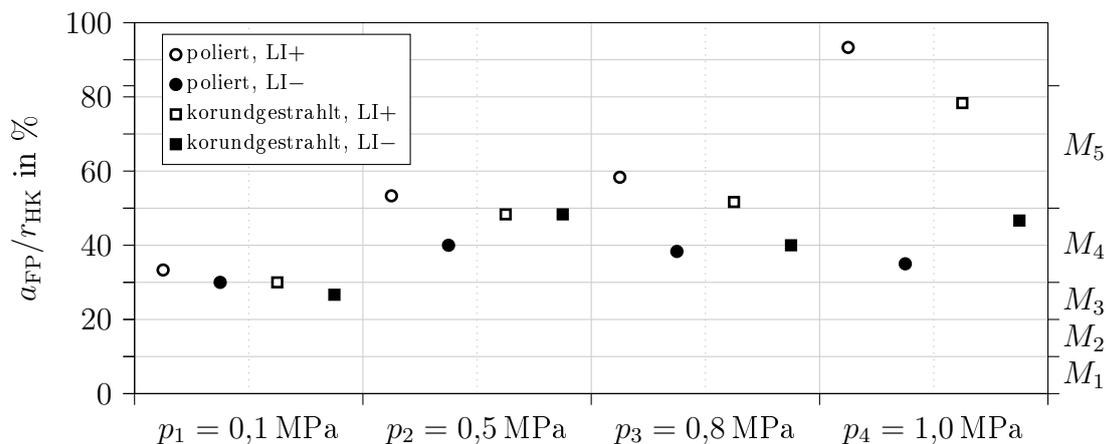


Bild 7.27: Messwerte: Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Radius des Basiskreises a_{FP} des Fußpunkt-Kugelsegmentes, bezogen auf den Radius der Halbkugel $r_{HK} = 30$ mm und Einteilung in Kugelzonen M_i , nach Beanspruchung der Elektrodenanordnung mit Blitzstoßspannung beider Polaritäten, in Abhängigkeit der Oberflächenbeschaffenheit der Halbkugel-Elektrode und des Isoliergasdrucks p , Konstantspannungsversuche; \hat{u} , $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Tabelle 7.4** (S. 169)

Fußpunkt-Kugelsegment, d. h. insb. a_{FP} polaritätsunabhängig bei der korundgestrahlten Elektrode kleiner als bei der polierten, zudem gilt unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit $a_{FP,LI-}(p) < a_{FP,LI+}(p)$.

Die Fußpunkte sind unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit sowie Polarität weiträumiger auf der Elektrode verteilt als sie Simulationen zufolge auftreten müssten. Folglich wird eine höhere Erzeugungsrate berechnet als wohl tatsächlich im Gasraum vorliegt. Die gasphysikalischen Parameter und insb. die Koeffizienten der modifizierten Fowler-Nordheim-Gleichung werden in weiten Intervallen angegeben. Es werden aus zahlreicher Parameterstudien plausible Zahlenwerte für die vorliegende Simulation gewählt. Es soll hier der Fokus der Auswertung auf die prinzipiellen Einflüsse der Parameter auf die Fußpunktverteilung gerichtet werden, die erlangten Aussagen sind somit konsistent.

Fußpunktverteilung in Abhängigkeit der Spannungshöhe

Zahlreiche Versuche werden mit polierten Elektroden, positiver Blitzstoßspannung, konstantem Druck $p = 0,5$ MPa, unterschiedlicher Höhe \hat{u} der Spannung und Variation der Pausenzeit $\Delta t_{P,KSV}$ sowohl ohne, als auch mit Verwirbelung durch partiellen Gasaustausch durchgeführt.

Bei sehr hoher Spannung \hat{u} treten die Durchschläge stets in der Stirn bzw. im Scheitel der Blitzstoßspannung, die korrespondierenden Fußpunkte ausschließlich in der ersten und dritten Kugelzone auf. Demgegenüber treten die Durchschläge bei vergleichsweise geringer Spannung mit zunehmender Anzahl der Beanspruchungen überwiegend im Rücken der Blitzstoßspannung auf. Die Fußpunkte werden dem ersten, zweiten und vierten Teilvolumen zugeordnet. Es wird ein Zusammenhang zwischen der Anzahl an Durchschlägen im Rücken und der Anzahl an Fußpunkten in der vierten bzw. fünften Kugelzone erkannt. Dies lässt die Vermutung zu, dass bei polierter Elektrode unabhängig von der Polarität und davon, ob eine Verwirbelung hervorgerufen wird, Durchschläge in Stirn und Scheitel zugleich bevorzugt in einem geringen Abstand zum Zenitpunkt der Halbkugel-Elektrode auf dieser Elektrode fußen. Durchschläge im Rücken, d. h. mit einer längeren Durchschlagzeit t_d fußen hingegen überwiegend in einer weiter entfernten Kugelzone. Diese Tendenz kann ebenfalls im Rahmen der durchgeführten Simulationen zur Berechnung des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bei einer gestörten Elektrodenoberfläche vermutet werden (**Bild 7.6b**, S. 142; **Bild 7.8**, S. 144). Die Durchschläge bei den Versuchen mit korundgestrahlten Elektroden sind nahezu ausschließlich in der Stirn aufgetreten. Es wurden zudem keine Versuche mit konstantem Druck und veränderter Spannungshöhe \hat{u} durchgeführt. Daher kann keine Aussage über eine etwaige Tendenz bei korundgestrahlter Elektrodenoberfläche getroffen werden.

Je mehr Fußpunkte auf der Elektrodenoberfläche, desto mehr treten auch in den äußeren Kugelzonen auf. Bei positiver Polarität der stärker gekrümmten Elektrode ist die Fußpunktverteilung stark von der anliegenden Höhe \hat{u} abhängig. Die meisten Fußpunkte treten im ersten und vierten, nur vereinzelte im fünften Teilvolumen auf. Das Auftreten eines Fußpunktes in der zweiten und dritten Kugelzone scheint keine Spannungsabhängigkeit aufzuweisen, hier treten meist am wenigsten Fußpunkte auf. Dieses lokale Minimum ist bei Versuchen ohne Verwirbelung des Gases und ohne Gasaustausch sehr deutlich ausgeprägt (**Bild 7.28a**). Bei Versuchen mit Verwirbelung durch partiellen Gasaustausch sind die Fußpunkte über das gesamte Kugelsegment gleichmäßiger verteilt, die lokalen Maxima sind nicht so deutlich ausgeprägt (**Bild 7.28b**). Bei Versuchen mit geringer Spannungshöhe liegt das Maximum der relativen Häufigkeit der Fußpunkte tendenziell in der vierten Kugelzone, während kaum Fußpunkte in der ersten Kugelzone auftreten. Mit zunehmender Spannungshöhe treten immer mehr Fußpunkte in der ersten Kugelzone auf.

Die Ergebnisse der Versuche mit Verwirbelung durch partiellen Gasaustausch lassen einen spannungsabhängigen Trend erkennen. Je höher die Spannung, desto größer die relative Häufigkeit des Auftretens eines Fußpunktes in den weiter vom Zenitpunkt ent-

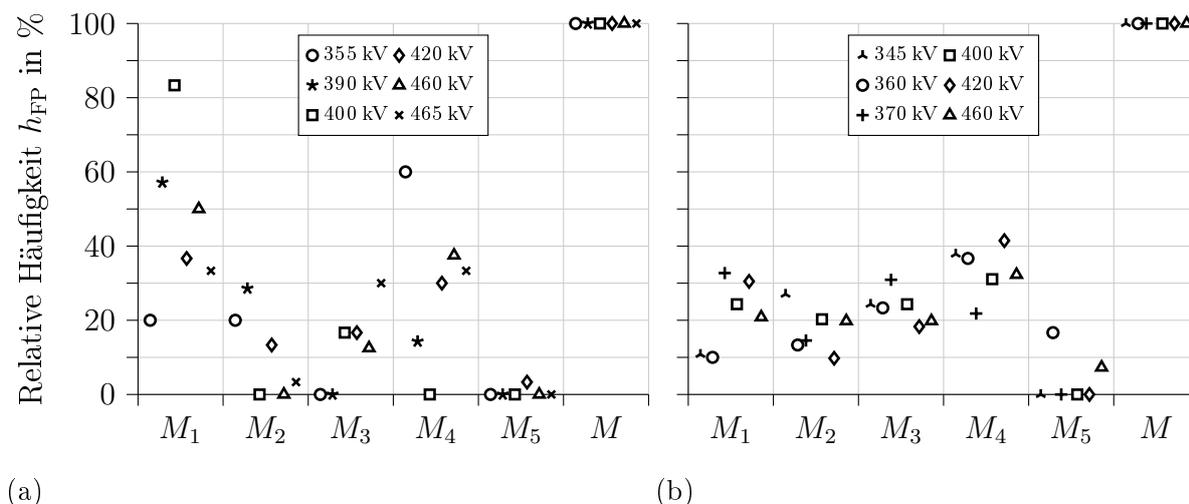


Bild 7.28: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Relative Häufigkeit des Auftretens eines Fußpunktes in Abhängigkeit der Kugelzone M_i , $h_{\text{FH},i}$, nach **Tabelle 7.6** (S. 183) und der gesamten Oberfläche M , h_{FH} , bezogen auf die Anzahl der Durchschläge nach Beanspruchung der Elektrodenanordnung mit positiver Blitzstoßspannung, $p = 0,5 \text{ MPa}$, in Abhängigkeit der Höhe \hat{u} der Spannung, Konstantspannungsversuche

- (a) ohne Verwirbelung und ohne Gasaustausch, $\Delta t_{\text{P,KSV}}$ und n nach **Tabelle 7.3** (S. 163), bei $\hat{u} = 420 \text{ kV}$: $\Delta t_{\text{P,KSV}} = 8 \text{ min}$
- (b) mit Verwirbelung durch partiellen Gasaustausch, $\Delta t_{\text{P,KSV}} = 8 \text{ min}$, $n = 100$, Ausnahme: Versuch mit Entladungsstrommessung, $\hat{u} = 360 \text{ kV}$: $n = 30$

fernten Teilvolumina. Dies lässt vermuten, dass die Verwirbelung des Gases die Zersetzungsprodukte und Ionen im Gasraum verteilt und der partielle Gasaustausch deren Konzentration mindert. Vor jeder Spannungsbeanspruchung herrschen demnach ähnliche Gaszusammensetzungen in der Isoliergasstrecke. Dies führt zu einer gleichmäßigen Verteilung der Fußpunkte über die gesamte Elektrodenoberfläche.

Die Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch hat, unabhängig vom Isoliergasdruck hingegen keinen Einfluss auf die prinzipielle Fußpunktverteilung auf Elektroden, die mit negativer Polarität der Blitzstoßspannung beansprucht werden.

7.3.4 Statistische Streuzeit und Aufbauzeit

Wird eine zeitabhängige Spannung $u(t)$ an eine Elektrodenanordnung angelegt, so fließt ein kapazitiver Verschiebestrom $i_c(t)$. Sofern sich eine Entladungsentwicklung im Gas-

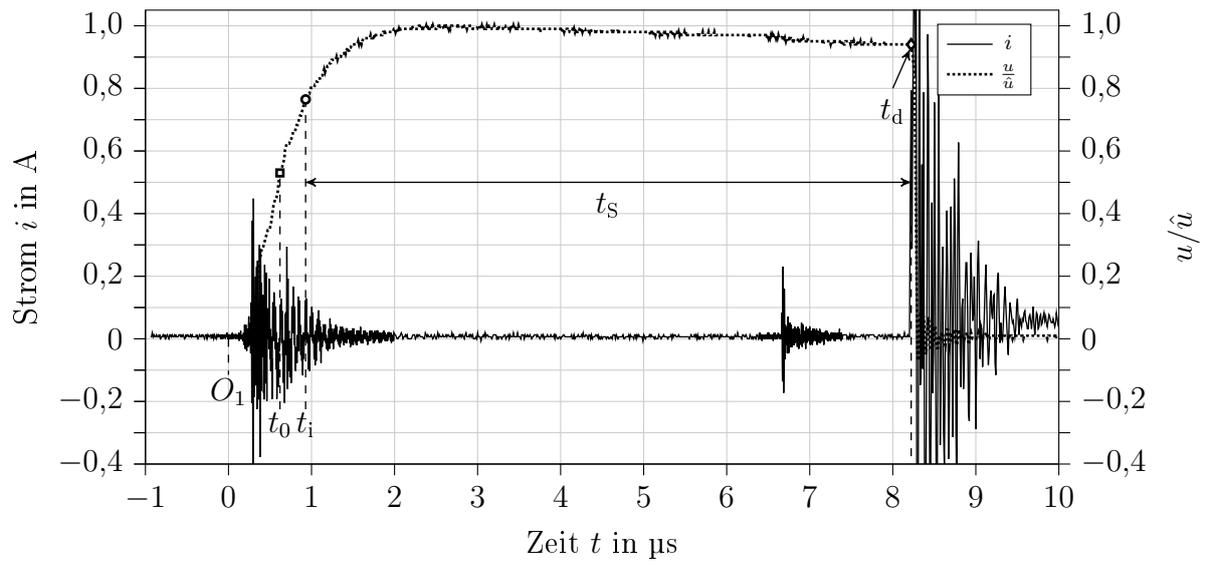
raum entwickelt, fließt der hierdurch hervorgerufene sog. Entladungsstrom $i_q(t)$ in den Elektroden. Die Strommessung erfasst den Entladungsstrom $i_q(t)$, welcher zeitlich vor dem Durchschlag zum Zeitpunkt t_d und dem korrespondierenden Durchschlagstrom auftritt. Durch die Kompensation des kapazitiven Verschiebestroms $i_c(t)$ ist im Messsignal nur der Entladungsstrom $i_q(t)$ enthalten (**Bild 7.29; Kapitel 6.5**, S. 123).

Bei den Auswertungen wird der virtuelle Ursprung O_1 des Spannungsverlaufs für eine definierte Angabe der zeitlichen Kenngrößen auf $O_1 = 0 \mu\text{s}$ verschoben. Die kritische Spannung U_0 ist bei gegebener Elektrodenanordnung druckabhängig und wird zum Zeitpunkt t_0 erreicht (**Gl. 2.38**, S. 41). Die anhand numerischer Simulationen berechnete druckabhängige Streamereinsatzspannung U_i wird zum Ausgangszeitpunkt t_i erreicht (**Gl. 2.40**, S. 44). Die Zeitpunkte t_0 und t_i sind abhängig vom Verlauf sowie der Höhe \hat{u} der anliegenden Blitzstoßspannung. Die Zündverzugszeit t_V zwischen t_i und t_d wird durch den Entladungsstrom $i_q(t)$ in die statistische Streuzzeit t_S und die Aufbauzeit t_A aufgeteilt. Die Durchschlagzeit t_d ergibt sich aus der Summe von t_i , t_S und t_A und ist somit die Zeitspanne zwischen dem Beginn der Spannungsbeanspruchung und dem vollkommenen Gasdurchschlag (**Bild 2.7**, S. 52; **Bild 7.29**, **Bild 7.30**; **Gl. 2.44**, S. 54).

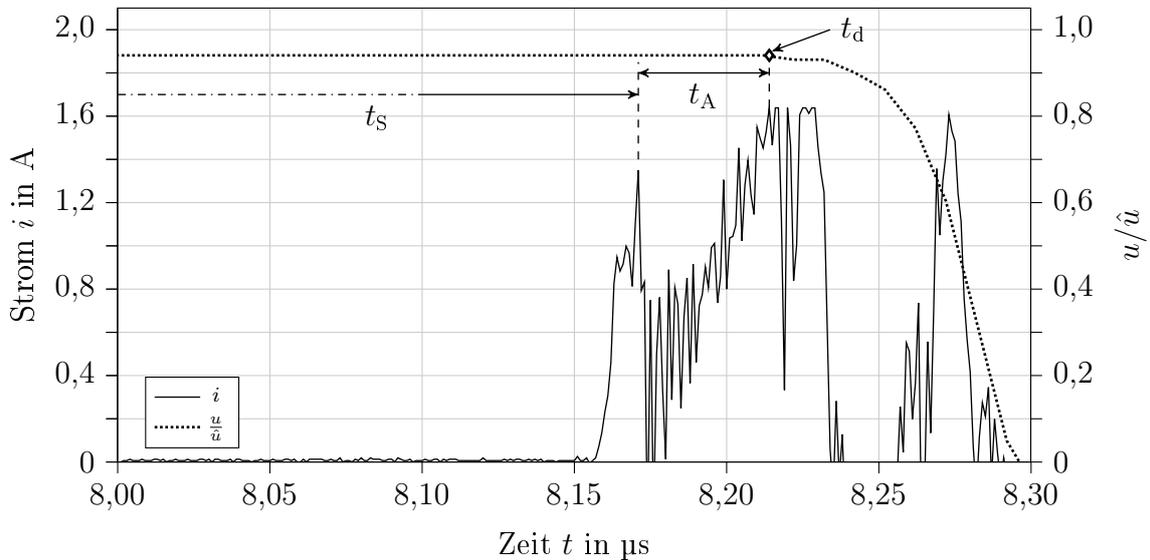
Die Konstantspannungsversuche werden mit einer Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch in Abhängigkeit der Polarität der stärker gekrümmten Elektrode sowie des Isoliergasdrucks so oft durchgeführt bis 30 Durchschläge aufgetreten sind. Um dies zu erzielen, muss je nach Parametersatz die Elektrodenanordnung zwischen 40- und 190-mal mit Blitzstoßspannung beansprucht werden. Strom- und Spannungssignale werden mit dem Oszilloskop jeweils über eine Zeitspanne von $25 \mu\text{s}$ aufgezeichnet. Zusätzlich wird der Verlauf der Spannung über den Transientenrekorder mit automatischer Durchschlagerkennung im Steuerstand $140 \mu\text{s}$ lang aufgezeichnet.

Der Entladungsstrom $i_q(t)$ ist in trockener Luft meist als einzelner kurzer Stromimpuls mit geringer Anstiegszeit messbar. Die Höhe des Impulses ist spannungsabhängig und liegt zwischen $0,1 \text{ A}$ und 2 A (**Bild 7.29b**). Der Durchschlag ist durch den Spannungszusammenbruch zum Zeitpunkt t_d gekennzeichnet. Der dann gemessene Strom schwingt stark und ist so hoch, dass die Stromsonden in Sättigung gehen.

Die kapazitiven, geometriebedingten Verschiebestrome an der Durchschlagelektrode (DSE) $i_{c,\text{DSE}}(t)$ und an der Vergleichselektrode (VE) $i_{c,\text{VE}}(t)$ sollten sich gegenseitig vollständig aufheben, ohne dass Störsignale auftreten (**Bild 6.4**, S. 125). Der Entladungsstrom $i_q(t)$ kann dann eindeutig vom kapazitiven Verschiebestrom $i_c(t)$ unterschieden werden. Dies kann bei Voruntersuchungen experimentell bestätigt werden. Bei der Verwendung des fünfstufigen Stoßspannungsgenerators im Hochspannungslabor sind den Messsignalen v. a. unmittelbar zu Beginn der Spannungsbeanspruchung, d. h. zeitlich



(a)



(b)

Bild 7.29: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Strom- und Spannungsverlauf bei der Entladungsstrommessung mit Vorentladung; Strom i ohne kapazitiven Verschiebestrom $i_c(t)$, Spannungsverlauf in bezogener Darstellung $\frac{u}{\hat{u}}$

LI+, $p = 0,1 \text{ MPa}$, $\hat{u} = 85 \text{ kV}$, $\Delta t_{P,KSV} = 12 \text{ min}$

$O_1 = 0 \mu\text{s}$, $\frac{U_0}{\hat{u}} = 0,53$, $\frac{U_i}{\hat{u}} = 0,78$

(a) Strom- und Spannungsverlauf mit zeitlichen Kenngrößen: $t_0 = 0,62 \mu\text{s}$,
 $t_i = 0,93 \mu\text{s}$, $t_S = 7,247 \mu\text{s}$, $t_A = 0,043 \mu\text{s}$, $t_V = 7,29 \mu\text{s}$, $t_d = 8,22 \mu\text{s}$

(b) Zoom auf Entladungsstrom i_q , der den Beginn der Aufbauzeit t_A kennzeichnet

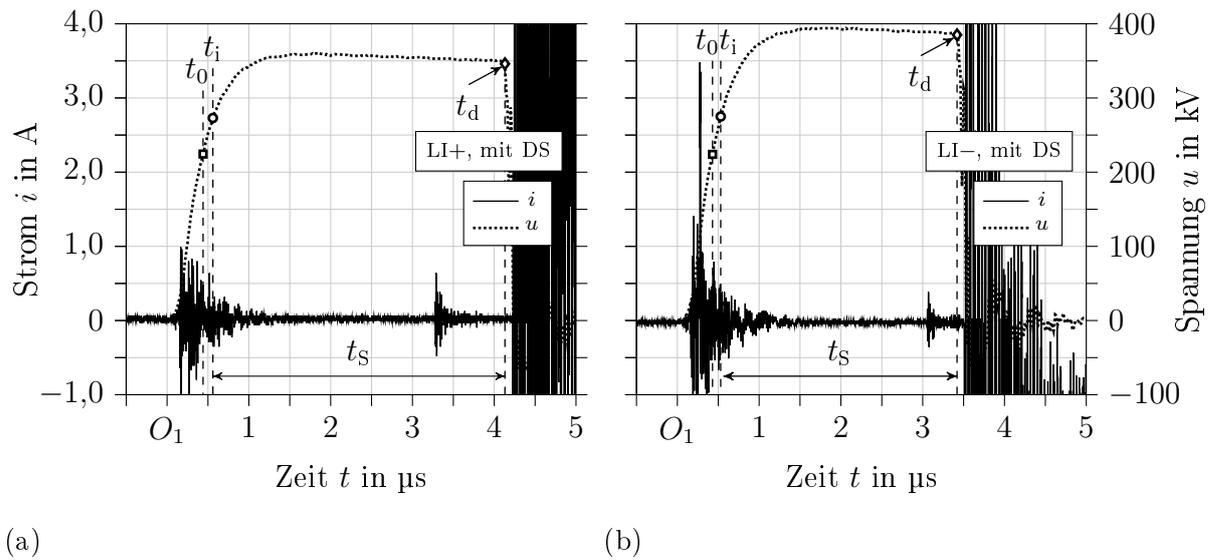


Bild 7.30: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Strom- und Spannungsverlauf bei der Entladungsstrommessung mit Vorentladung; Strom i ohne kapazitiven Verschiebestrom $i_c(t)$, $p = 0,5 \text{ MPa}$, Δt_P nach **Tabelle 7.7** (S. 193), $O_1 = 0 \text{ } \mu\text{s}$, $U_0 = 224 \text{ kV}$, $U_i = 274 \text{ kV}$

(a) LI+, mit Durchschlag: $\hat{u} = 354 \text{ kV}$, $\frac{U_0}{\hat{u}} = 0,63$, $\frac{U_i}{\hat{u}} = 0,77$

$t_0 = 0,49 \text{ } \mu\text{s}$, $t_i = 0,73 \text{ } \mu\text{s}$, $t_S \approx 3,40 \text{ } \mu\text{s}$, $t_A \approx 0,004 \text{ } \mu\text{s}$

(b) LI-, mit Durchschlag: $\hat{u} = 393 \text{ kV}$, $\frac{U_0}{\hat{u}} = 0,60$, $\frac{U_i}{\hat{u}} = 0,70$

$t_0 = 0,52 \text{ } \mu\text{s}$, $t_i = 0,53 \text{ } \mu\text{s}$, $t_S \approx 2,88 \text{ } \mu\text{s}$, $t_A \approx 0,006 \text{ } \mu\text{s}$

korrelierend zum Bereich der Stirn der Blitzstoßspannung, hochfrequente Schwingungen überlagert (**Bild 7.29**, **Bild 7.30**). Die Störsignale sind, wie Messungen ohne Combiner zeigen, dem kapazitiven Verschiebestrom $i_c(t)$ und folglich dem Entladungsstrom $i_q(t)$ überlagert, ihre Frequenz kann mit ca. 12 MHz angegeben werden. Zahlreiche Maßnahmen, die Schwingungen in den Strommesszweigen zu dämpfen, bleiben ohne Erfolg.

Da die Maximalwerte des Störmusters in der gleichen Größenordnung wie die des Nutzsignals liegt, kann folglich nicht eindeutig zwischen diesen beiden Signalen differenziert werden. Daher ist eine Auswertung der Messwerte nur für die Einzelversuche möglich, bei denen der Entladungsstrom $i_q(t)$ im Scheitel bzw. im Rücken auftritt und daher eindeutig aus dem Signalverlauf abzulesen ist. Hieraus ergibt sich auch die Wahl der Höhe \hat{u} der Blitzstoßspannung.

Die Entladung im Gasraum unterliegt starken statistischen Schwankungen. Die statistische Streuzeit $t_{S,\text{Luft}}$ von Luft liegt bei Elektrodenanordnungen mit realen Störstellenhöhen, wie aus Simulationen hervorgeht, im Bereich von wenigen 10 ns. Sie ist somit

deutlich geringer als t_S von elektronenaffineren Gasen wie bspw. SF_6 . Mit der verwendeten Messtechnik kann dies jedoch nicht verifiziert werden. Die Aufbauzeit in Luft beträgt unabhängig vom Druck weniger als $1\ \mu\text{s}$ und nimmt mit zunehmender Spannungshöhe ab [Kin-82]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Streamers ist vom Homogenitätsgrad der Anordnung, der Polarität, der angelegten Überspannung und vom Gasdruck abhängig und kann für die gegebene Elektrodenanordnung bei Normaldruck bei 10 % Überspannung mit etwa $10^9\ (\text{mm/s})$ abgeschätzt werden (**Kapitel 2.2.8**, S. 48). Daraus ergibt sich eine Aufbauzeit von etwa $0,03\ \mu\text{s}$. Der Entladungsstrom i_q und somit die Aufbauzeit befinden sich wenige Nanosekunden vor dem Durchschlag (**Bild 7.29b**).

Um diesen Entladungsstrom, mit der gegebenen Messtechnik zu erfassen, muss die Höhe der Spannung so gewählt werden, dass die Durchschläge im Rücken des Spannungsverlaufs auftreten. Die Höhe \hat{u} der Spannung, insb. bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode wird so gering gewählt, dass ein Entladungsstrom im Messsignal identifiziert werden kann (**Tabelle 7.7**). Da hierfür bei den Einzelversuchen mit negativer Polarität der Blitzstoßspannung bei polierter Elektrodenoberfläche und einem Druck von $p_4 = 1,0\ \text{MPa}$ sowie korundgestrahlten Elektroden und $p_2 = 0,5\ \text{MPa}$ Spannungen etwa in Höhe der Einsetzspannung U_i angelegt werden mussten, sind die statistische Streuzeit sowie die Durchschlagzeit deutlich höher als diese bei höheren Spannungen \hat{u} anzunehmen wären. Daher wird im Folgenden den Messwerten dieser Parametersätze weniger Bedeutung beigemessen.

Eine Abnahme der Höhe der Spannungsbeanspruchung führt auch im schwach inhomogenen Feld zu Vorentladungen, d. h. Entladungen, die nicht in einem Durchschlag enden. Diese Vorentladungen sind deutlich als Peaks im Stromverlauf zu erkennen (**Bild 7.30**). Die statistische Streuzeit t_S ist die Zeit, die zwischen dem Erreichen der Einsetzspannung U_i und dem Auftreten des Entladungsstroms i_q verstreicht. t_S ist somit die Zeit, die vergeht bis ein lawinenwirksames Anfangselektron auftritt, das eine Lawine generiert, die schließlich zum Durchschlag führt.

Die Messwerte der statistischen Streuzeit t_S werden mit der Weibull-Verteilungsfunktion mit dem 95%-Konfidenzbereich approximiert (**Bild 7.31**, **Bild 7.32**). Der Gasdurchschlag tritt bei den durchgeführten Messungen überwiegend im Rücken, meist bis $t_d \leq 10\ \mu\text{s}$ auf. Einzige Ausnahme mit $t_d > 10\ \mu\text{s}$ stellen zwei Durchschläge bei polierter Elektrodenoberfläche, LI+, $p_3 = 0,8\ \text{MPa}$ dar (**Bild 7.31b**). Es werden Messungen mit korundgestrahlter Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung bei der Druckstufe $p_2 = 0,5\ \text{MPa}$ und beiden Polaritäten durchgeführt (**Bild 7.32**).

Die statistische Streuzeit t_S ist unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit bei gleichem Druck und positiver Polarität stets länger als bei negativer Polarität (**Bild 7.31**).

Tabelle 7.7: Simulationsergebnis und Parameter: polierte Halbkugel-Platte-Elektrodenanordnung in trockener Luft

Berechneter Wert der Einsetzspannung U_i der polierten Elektrodenanordnung, festgelegte, polaritätsabhängige Werte der Höhe \hat{u} der Spannung sowie der Pausenzeit $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Bild 2.5a** (S. 32) der Konstantspannungsversuche mit Verwirbelung durch partiellen Gasaustausch bei der Entladungsstrommessung

p in MPa	U_0 in kV	U_i in kV	\hat{u}_{LI+} in kV	\hat{u}_{LI-} in kV	$\Delta t_{P,LI+}$ in min	$\Delta t_{P,LI-}$ in min
0,1	45	65	85	100	12	5
0,5	224	274	360	400	8	
0,8	359	425	580	460	8	
1,0	449	523	680	560	8	

Für t_s kann dieser Zusammenhang für Elektroden mit geringer Störstellenhöhe ebenso berechnet werden (**Bild 7.14**, S. 155).

Mit zunehmendem Druck p , der mit einer Zunahme der maximalen Spannungshöhe \hat{u} einhergeht, kann bei polierten Elektroden eine geringe Zunahme der statistischen Streuzeit vermutet werden, jedoch überlappen sich die 95%-Konfidenzbereiche der Verteilungsfunktionen, ein klarer Trend wird daher nicht erkannt (**Bild 7.31**). Anhand der Simulationsergebnisse wird eine Abnahme der statistischen Streuzeit vermutet, die im nichtlinear druck- und feldstärkeabhängigen effektiven Ionisationskoeffizienten begründet liegt (**Bild 7.14**, S. 155). Da die Simulationen jedoch mit anderen Spannungswerten durchgeführt wurden, kann über keine eindeutige Aussage über die Messwerte erfolgen.

Aus den Untersuchungen bei konstantem Druck und unterschiedlicher Oberflächenbeschaffenheit kann unabhängig von der Polarität eine Abnahme der statistischen Streuzeit t_s bei korundgestrahlten Elektroden gegenüber polierten Elektroden beobachtet werden (**Bild 7.31a**, **Bild 7.32**). Bei korundgestrahlter Elektrodenoberfläche und gleicher Polarität ist t_s stets kleiner als bei polierter Oberfläche. Dies liegt in der Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen begründet, die stark von der Feldstärkeverteilung im gewichteten kritischen Volumen abhängt; dieser Zusammenhang kann ebenfalls berechnet werden (**Bild 7.14**, S. 155).

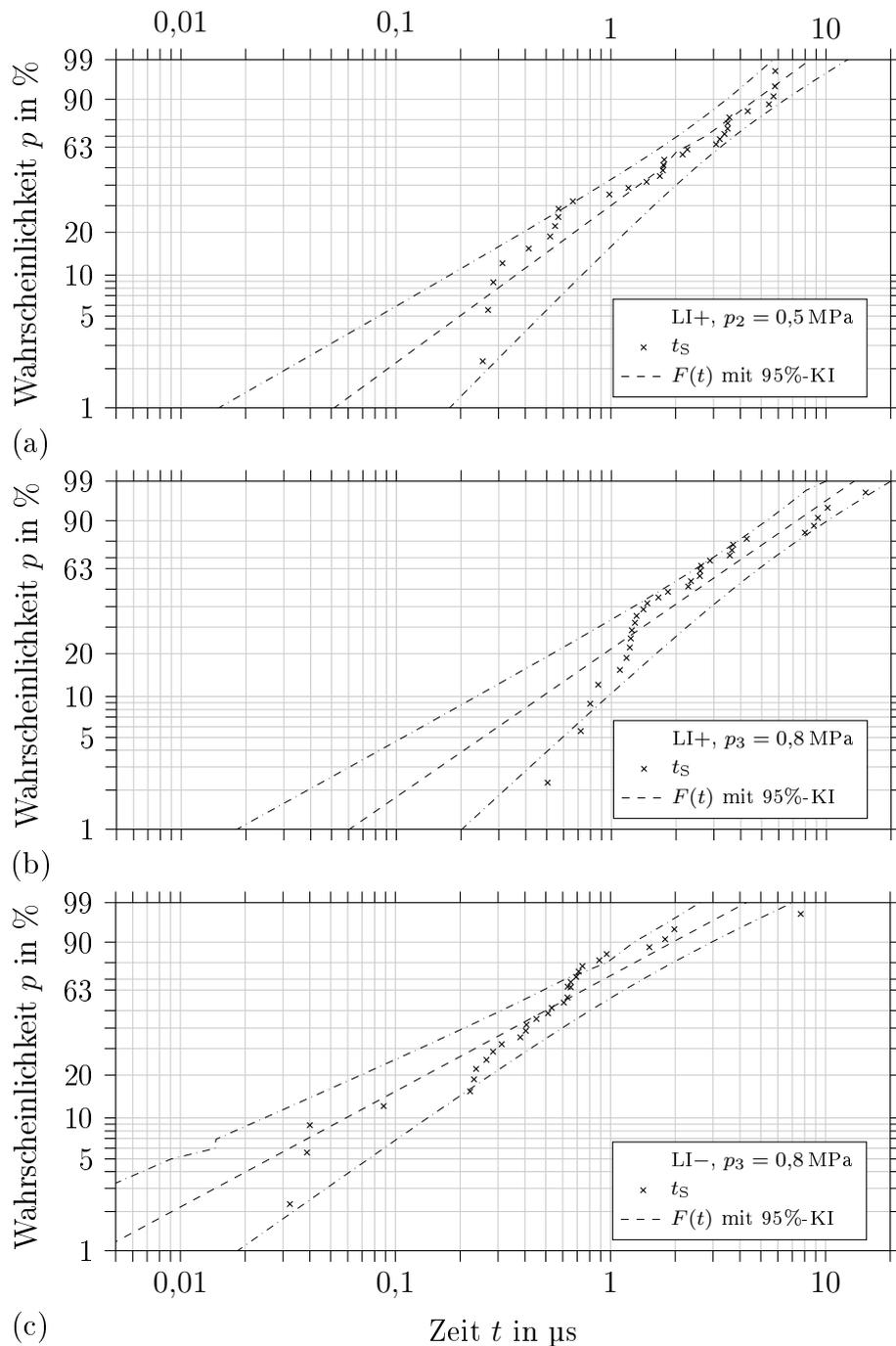


Bild 7.31: Messergebnis: polierte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Messwerte der statistischen Streuzzeit t_s bei der Entladungsstrommessung mit empirischer Verteilungsfunktion $F(t)$ und 95%-Konfidenzbereich (KI), 2-parametrische Weibull-Verteilung, \hat{u} und $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Tabelle 7.7** (S. 193), mit Angabe der Anzahl an Durchschlägen mit Vorentladung

- (a) LI+, $p_2 = 0,5 \text{ MPa}$, 14 Durchschläge mit Vorentladung
- (b) LI+, $p_3 = 0,8 \text{ MPa}$, 19 Durchschläge mit Vorentladung
- (c) LI-, $p_3 = 0,8 \text{ MPa}$, 19 Durchschläge mit Vorentladung

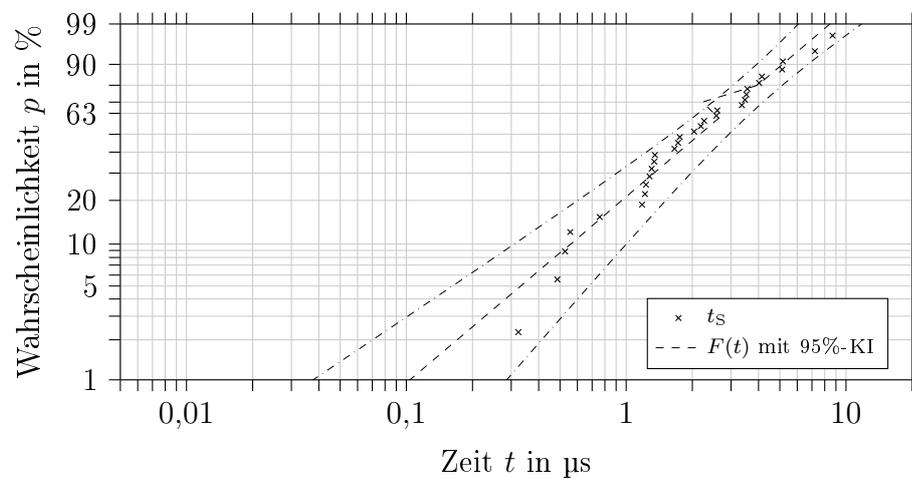


Bild 7.32: Messergebnis: korundgestrahlte Halbkugel-Platte-Anordnung in trockener Luft

Messwerte der statistischen Streuzeit t_s bei der Entladungsstrommessung mit empirischer Verteilungsfunktion $F(t)$ und 95%-Konfidenzbereich (KI), 2-parametrische Weibull-Verteilung, LI+, $p_2 = 0,5 \text{ MPa}$, \hat{u} und $\Delta t_{P,KSV}$ nach **Tabelle 7.7** (S. 193), 23 Durchschläge mit Vorentladung

8 Zusammenfassung

Vor dem Hintergrund des hohen Treibhauspotenzials von SF_6 gibt es Überlegungen, gasisolierte metallgekapselte Schaltanlagen und Übertragungsstrecken mit umweltverträglichen Gasen zu betreiben. Unter der Berücksichtigung der Wirtschaftlichkeit und der Umweltverträglichkeit einer möglichen Alternative tritt trockene Luft, d. h. ein Gasgemisch aus 20,5 Mol-% \pm 0,5 Mol-% Sauerstoff und etwa 79,5 Mol-% Stickstoff in den Fokus der Betrachtung. Die bisher in der Literatur dargestellten Forschungsergebnisse wurden überwiegend bei Normal- und Unterdruck bzw. sehr geringen Schlagweiten, d. h. kleinen Elektrodenanordnungen und Gasvolumina erzielt. Eine Skalierbarkeit der Ergebnisse ist aufgrund der feld- und druckabhängigen Gasparameter nur bedingt zulässig. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit das Isoliervermögen bei hohen Drücken insb. bei Drücken, die in einem technisch relevanten Druckbereich liegen, experimentell untersucht und ein Simulationsmodell zur Berechnung ausgewählter Kenngrößen einer Entladung erstellt. Die Orte, an denen ein Entladungskanal Anode und Kathode berührt, sind als sog. Fußpunkte auf den Elektrodenoberflächen zu erkennen. Zeitlich aufeinanderfolgende Entladungskanäle enden meist in neuen Fußpunkten. Die Feldverteilung in gasisolierten metallgekapselten Isoliersystemen ist meist schwach inhomogen. Es wird angenommen, dass bei einer so dimensionierten Elektrodenanordnung in trockener Luft der Streamermechanismus wirksam ist und die Entladung stets einer Feldlinie folgt.

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in einem Isoliergas kann für eine Elektrodenanordnung mit dem Volumen-Zeit-Gesetz nach Boeck für positive Polarität, sowie mit dem erweiterten Volumen-Zeit-Gesetz für negative Polarität der stärker gekrümmten Elektrode zeitlich und räumlich angegeben werden. Im FEM-Programm COMSOL wird ein Simulationsmodell einer Halbkugel-Platte-Anordnung erstellt; Radius der Halbkugel $r = 30$ mm, Schlagweite $s = 30$ mm, Homogenitätsgrad nach Schwaiger $\eta_{s=30\text{ mm}} = 0,578$. Auf Grundlage durchgeführter Oberflächenanalysen erfolgt eine Modellbildung einer Störstellengeometrie. Mit Störstellen konstanter Höhe und bestimmtem, äquidistanten Abstand wird ein Modell einer technisch relevanten Oberflächenrauheit der Elektroden generiert. Mit Hilfe eines in MATLAB implementierten Simulationsprogramms wird das Volumen-Zeit-Gesetz für

mehrere Teilvolumina für eine ideal glatte Elektrodenoberfläche und eine gestörte Elektrodenoberfläche mit mehreren Störstellen ausgewertet. Die für die Simulation erforderlichen gasphysikalischen Parameter für trockene Luft sowie die Austrittsarbeit von Aluminium als Elektrodenmaterial werden der Literatur entnommen.

Es werden die Störstellenhöhe, die Polarität der stärker gekrümmten Elektrode, der Gasdruck und die Spannungshöhe der Blitzstoßspannung variiert. Aufgrund der Berechnungen kann der Einfluss dieser Parameter auf die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons, die kritische Spannung, die Einsetzspannung, die statistische Streuzeit und die örtliche Verteilung der Fußpunkte für die, für gasisolierte metallgekapselte Isoliersysteme typischen, Zwei- und Mehrelektrodenanordnungen quantifiziert werden. Unter der Annahme, dass das Auftreten eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons unmittelbar einen Durchschlag zur Folge hat, kann zudem eine Abschätzung für die Höhe der Durchschlagspannung angegeben werden.

Das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung bei hohen Drücken in trockener Luft unter Beanspruchung mit Gleich-, Wechsel-, und Blitzstoßspannung wird an einer polierten Halbkugel-Platte-Anordnung aus Aluminium, die in einem metallischen Versuchskessel mit einem Volumen von ca. 800 l eingebaut ist, experimentell bestimmt; Radius der Halbkugel $r = 30$ mm, Schlagweite $s = 30$ mm, Homogenitätsgrad nach Schwaiger $\eta_{s=30\text{ mm}} = 0,578$. Hierfür findet die schrittweise Prüfung für Versuche mit Gleich- und Wechselspannung und die Spannungssteigerungsprüfung für Versuche mit Blitzstoßspannung Anwendung. Bei der Beanspruchung mit Wechselspannung wird das 10%-Quantil mit 95%-Konfidenzbereich der Durchschlagspannung bis $p = 0,9$ MPa, bei Gleich- und Blitzstoßspannung beider Polaritäten bis $p = 1,0$ MPa ermittelt. Die Untersuchung mit Gleichspannung erfolgt bei einer Schlagweite von $s = 10$ mm, $\eta_{s=10\text{ mm}} = 0,810$. Zusätzlich werden Referenzmessungen bei $s = 30$ mm und $p = 0,5$ MPa durchgeführt, die so gewonnen Ergebnisse sind konsistent. Der Vergleich der Messergebnisse erfolgt, aufgrund der unterschiedlichen Schlagweiten und daraus resultierenden Homogenitätsgraden, anhand des 10%-Quantils der Durchschlagfeldstärke $E_{d,10\%}$.

Das 10%-Quantil der Durchschlagfeldstärke ist bei den experimentell untersuchten Druckstufen $p = \{0,1 \text{ MPa}, 0,5 \text{ MPa}, 0,8 \text{ MPa}, 1,0 \text{ MPa}\}$ bei der Beanspruchung mit Wechselspannung stets am niedrigsten. Die Durchschlagfeldstärke E_d ist bei positiver Polarität und Beanspruchung mit Gleich- bzw. Blitzstoßspannung stets größer als bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode. Das 10%-Quantil der Durchschlagspannung nimmt mit zunehmendem Druck unterproportional zu. Dieser Zusammenhang konnte für die Beanspruchung mit Blitzstoßspannung ebenfalls aufgrund der nichtlinearen druck-

und feldstärkeabhängigen gasphysikalischen Parameter trockener Luft simuliert werden. Die Versuchsergebnisse zeigen, dass trockene Luft unter hohem Druck bis 0,8 MPa eine hohe elektrische Festigkeit erreicht, die mit der von N_2/SF_6 -Gasgemischen bei einem Druck von weniger als 0,4 MPa vergleichbar ist.

Die Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung ist Simulationen zufolge polaritätsunabhängig. Die tatsächliche Durchschlagspannung ist druck- und polaritätsabhängig. Dieser Zusammenhang kann durch die durchgeführten Simulationen verifiziert werden. Bei geringen Störstellenhöhen wird die Durchschlagspannung demnach nicht signifikant von der Oberflächenrauheit beeinflusst. Mit zunehmender Höhe der Störstellen nimmt die Durchschlagspannung überproportional ab. Unabhängig vom Isoliergasdruck ist die druckbezogene Durchschlaghöchstfeldstärke E_{dh} bei Störstellen bis 20 μm Höhe ähnlich hoch. Dies resultiert ebenso in einer vergleichbaren druckbezogenen Durchschlagfeldstärke E_d bei beiden Polaritäten. Geringe Oberflächenrauheiten der Elektrodenoberflächen bis 20 μm haben demnach bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung keinen Einfluss auf die elektrische Festigkeit trockener Luft. Die Durchschlagfeldstärke E_d ist unabhängig vom Druck bei ideal glatten Elektrodenoberflächen sowie bei Normaldruck und einer Störstellenhöhe von $h < 100 \mu m$ bei positiver Polarität größer als bei negativer Polarität. Feldemission aus der Kathodenoberfläche kann Simulationen zufolge bei dieser Oberflächeneigenschaft vernachlässigt werden. Durch die Implementierung einer Oberflächenrauheit unterschiedlicher Höhe im Bereich einiger Mikrometer nimmt die rechnerische Durchschlagspannung durch die unterschiedliche Ausbildung des gewichteten kritischen Volumens sowie der nun nennenswerten Elektronenbereitstellung aus der Kathodenoberfläche ab und ist bei negativer Polarität und gleichem Druck kleiner als bei positiver Polarität. Im Rahmen der durchgeführten Messungen mit polierten Halbkugel-Elektroden mit Blitzstoßspannung können diese Zusammenhänge bei Normaldruck sowie höheren Drücken ebenfalls gemessen werden. Die Durchschlagspannung nimmt Berechnungen und Messungen zufolge unterproportional mit zunehmendem Druck zu. Dies entspricht einer nichtlinearen Druckabhängigkeit der elektrischen Festigkeit des untersuchten Isoliergases und ist bei einer möglichen Realisierung gasisolierter Systeme mit trockener Luft unter hohem Druck zu berücksichtigen.

Bei den durchgeführten Simulationen wird ausschließlich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons, d. h. das gewichtete kritische Volumen und die Erzeugungsrate lawinenwirksamer Elektronen $N_e(t)$ berücksichtigt. Der prozentuale Unterschied zwischen $U_{d,50\%,LI+}$ und $U_{d,50\%,LI-}$ ist demnach geringer als bei den Messungen ermittelt. Im Rahmen der durchgeführten Versuche wirkt zudem

der in der Literatur beschriebene Polaritätseffekt für schwach inhomogene Elektrodenanordnungen. Die für die Bemessung einer Isolierung erforderliche sog. dimensionierende Polarität der Blitzstoßprüfspannung für gasisolierte Systeme mit trockener Luft unter hohem Druck ist demnach die negative Polarität der stärker gekrümmten Elektrode.

Simulations- und Messergebnisse weisen eine geringe Breite des 95%-Konfidenzbereich des 10%-Quantils der Durchschlagspannung bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode auf. Bei positiver Polarität treten Durchschlagspannungen in deutlich unterschiedlicher Höhe auf, dies resultiert in einem breiteren Konfidenzbereich. Dies liegt, wie aus den Simulationsergebnissen hervorgeht, in der Bereitstellung des ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons begründet. Der 95%-Konfidenzbereich des 10%-Quantils nimmt Messungen zufolge mit zunehmendem Druck zu. Dieser Zusammenhang liegt in der Elektronenbereitstellung sowie in den nichtlinear druck- und feldstärkeabhängigen Parametern begründet.

Mit dem entwickelten Messsystem können die Zündverzugszeit sowie die Aufbauzeit in Abgrenzung zur statistische Streuzeit unter Berücksichtigung des Stromverlaufs vor dem Durchschlagzeitpunkt bestimmt werden. Die statistische Streuzeit steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Oberflächenbeschaffenheit, der Polarität und der Höhe der anliegenden Spannung. Die gewonnen Messergebnisse weisen hochfrequente Schwingungen auf, deren Amplitude in der selben Höhe wie die des Nutzsymbols liegen. Eine Auswertung ist daher nur dann möglich, wenn das Anfangselektron im Scheitel bzw. Rücken der Blitzstoßspannung auftritt, ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen ist folglich nur eingeschränkt möglich.

Bei der Durchführung der Konstantspannungsversuche zeigt sich, dass die bei einem Gasdurchschlag gebildeten Zersetzungsprodukte in trockener Luft signifikanten Einfluss auf das Isoliervermögen der Elektrodenanordnung haben. Diese Zersetzungsprodukte gehen auch nach langer Pausenzeit nicht wieder in ihre Ausgangsstoffe über. Die gasphysikalischen Eigenschaften der Zersetzungsprodukte erhöhen Messungen zufolge die elektrische Festigkeit des Isoliergases. Die Untersuchungen des Isoliervermögens einer Elektrodenanordnung mit umweltfreundlichem Gas als Alternative zu SF_6 muss folglich auch im Hinblick auf mögliche Zersetzungsprodukte, deren chemische Eigenschaften und ihren Einfluss auf das Isoliervermögen erfolgen. Mit der Umsetzung des entwickelten Konzepts zur Erlangung einer turbulenten Strömung zur Verwirbelung des Gases zwischen den Elektroden durch partiellen Gasaustausch kann in einem geschlossenen Kessel die Konzentration der Zersetzungsprodukte verringert und folglich reproduzierbar die annähernd unbeeinflusste Gasstrecke untersucht werden.

Im Rahmen der durchgeführten Simulationen wird die Wahrscheinlichkeit des Auftretens

eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons örtlich und zeitlich aufgelöst berechnet. Unter der Annahme, dass die Entladung sich entlang nur einer Feldlinie entwickelt, kann die simulierte örtliche Verteilung mit der experimentell gewonnenen Fußpunktverteilung auf der Halbkugel-Elektrode mit zweierlei Rauheitsgraden (poliert, korundgestrahlt) verglichen werden. Bei positiver Polarität nimmt die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bzw. Auftretens eines Fußpunktes in den weiter vom Zenitpunkt entfernten Teilvolumina mit zunehmendem Druck und zunehmender Störstellenhöhe bzw. Oberflächenrauheit zu. Bei negativer Polarität ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons bzw. des Auftretens eines Fußpunktes meist im Bereich höchster Feldstärke, d. h. in der Nähe des Zenitpunktes maximal. Mit zunehmender Oberflächenrauheit und v. a. Druck treten bei den durchgeführten Simulationen sowie Konstanzspannungsversuchen Fußpunkte auch auf den äußeren Kugelzonen auf.

Simulationen zufolge nimmt bei gleichem Druck mit zunehmender Höhe \hat{u} der Spannung die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in den weiter vom Zenitpunkt entfernten Teilvolumina zu. Dieser Zusammenhang kann insb. bei Konstanzspannungsversuchen mit Verwirbelung des Gases durch partiellen Gasaustausch experimentell bestätigt werden.

Bei negativer Polarität der stärker gekrümmten Elektrode erfolgt die Elektronenbereitstellung überwiegend durch Kathodenemission. Die Änderung der Austrittsarbeit durch die Ausbildung einer $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Schicht im Bereich des Fußpunktes scheint die Fußpunktverteilung im Vergleich zur simulierten Verteilung der Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons im geringen Maße zu beeinflussen. Wie aus den Simulationsergebnissen hervorgeht, bedingt die Zunahme der Oberflächenrauheit eine weiträumiger Verteilung der Fußpunkte auf der Elektrodenoberfläche. Die simulierte Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines ersten lawinenwirksamen Anfangselektrons in den Teilvolumina in Abhängigkeit der Oberflächenrauheit sowie der Polarität stimmt mit den gemessenen relativen Häufigkeiten der Fußpunkte auf den korrespondierenden Kugelzonen überein.

Die durchgeführten Messungen zeigen im Hinblick auf das Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung, dass trockene Luft unter hohem Druck eine mögliche Alternative zu dem bisher verwendeten Isoliergas SF_6 bzw. zu N_2/SF_6 -Gemischen in gasisolierten Systemen, v. a. in Systemen ohne Schaltheilungen, darstellt.

9 Literatur

- [Agl-61] Aglinzew, K. K.
Dosimetrie ionisierender Strahlung
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1961.
- [AIR-10] AIR LIQUIDE Deutschland GmbH, Düsseldorf
Produktdatenblatt ALPHAGAZTM 1 Luft, 2010
Online: <http://www.airliquide.de/loesungen/produkte/gase/gasekatalog/markengase/alphagaz1luft.html#.Vz7KtJGLRaQ>, aufgerufen am 20.05.2016.
- [All-87] Allen, N. L.; Berger, G. und Dring, D.
Positive Corona and Atmospheric Negative Ion Density under Repetitive Impulse Conditions
In *IEEE Transactions on Industry Applications*, Band IA-23, Nr. 6, Seiten 990 – 994. 1987.
- [Asc-85] Aschwanden, T.
Die Ermittlung physikalischer Entladungsparameter in Isolierten Gasen und Isoliertgasgemischen mit einer verbesserten Swarm-Methode
Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz, 1985.
- [Bad-72] Badaloni, S. und Gallimberti, I.
Basic Data of Air Discharges
Università di Padova, Istituto di elettrotecnica e di elettronica, UPee-72/05, Padua, Italien, 1972.
- [Bar-81] Barth, F.; Bergold, H. und Haller, R.
Stochastik Tabellen
Franz Ehrenwirth Verlag, München, 1981.
- [Ber-76] Berger, S.
Onset or Breakdown Voltage Reduction by Electrode Surface Roughness in Air and SF₆
In *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band PAS-95, Nr. 4, Seiten 1073 – 1079. 1976.
- [Ber-05] Bergmann, L. und Schaefer, C.
Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 6 - Festkörper
Herausgeber: Kassing, R., Walter de Gruyter, Berlin, 2. Auflage, 2005.

- [Ber-11] Bergoz Instrumentation, Saint-Genis-Pouilly, Frankreich
Fast Current Transformer, User's Manual, Rev. 3.1, 2011
Online: <http://www.bergoz.com/sites/www.bergoz.com/files/manualv3>, aufgerufen am 08.04.2011.
- [Bey-92] Beyer, M.; Boeck, W.; Möller, K. und Zaengl, W.
Hochspannungstechnik - Theoretische und praktische Grundlagen für die Anwendung
Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- [Bir-09] Birks, N.; Meier, G. H. und Pettit, F. S.
Introduction to the High Temperature Oxidation of Metals
Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2. Auflage, 2009.
- [Bla-94] Blaszczyk, A. und Steinbigler, H.
Region-Oriented Charge Simulation
In *IEEE Transactions on Magnetics*, Band 30, Nr. 5, Seiten 2924 – 2927. 1994.
- [Bla-96] Blaszczyk, A.
Computation of Quasi-Static Electric Fields with Region-Oriented Charge Simulation
In *IEEE Transactions on Magnetics*, Band 32, Nr. 3, Seiten 828 – 831. 1996.
- [Blu-06] Blumenthal, G.; Linke, D. und Vieth, S.
Chemie: Grundwissen für Ingenieure
B. G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2006.
- [Boe-75a] Boeck, W.
Die statistische Streuzeit bei Stoßspannungsbeanspruchung von SF₆-isolierten Gasstrecken
In *Internationales Symposium Hochspannungstechnik, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweizerischer Elektrotechnischer Verein*, Seiten 332 – 336. Zürich, Schweiz, 1975.
- [Boe-75b] Boeck, W.
Volumen-Zeit-Gesetz beim Stoßspannungsdurchschlag von SF₆
In *Elektrotechnische Zeitschrift, ETZ-A*, Band 96, Seiten 300 – 305. VDE, 1975.
- [Boe-83] Boeck, W. und Kindersberger, J. S.
Destination of the Statistical Time Lag in SF₆
In *Proceedings of the 4th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH)*, Beitrag Nr. 31.06. Athen, Griechenland, 1983.
- [Bra-31] Bradbury, N. E.
The Mobility of Aged Ions in Air in Relation to the Nature of Gaseous Ions
In *The Physical Review*, Band 37, Nr. 10, Seiten 1311 – 1319. 1931.
- [Bra-32] Bradbury, N. E.
The Absolute Values of the Mobility of Gaseous Ions in Pure Gases
In *The Physical Review*, Band 40, Nr. 4, Seiten 508 – 523. 1932.

- [Bro-05] Bronštejn, I. N.; Semendjajew, K. A.; Musiol, G. und Mühlig, H.
Taschenbuch der Mathematik
Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 6. Auflage, 2005.
- [Buc-95] Buchner, D.
Der Energie-Durchschlagmechanismus in SF₆ bei steilen transienten Überspannungen
Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 198, VDI Verlag, Düsseldorf, 1995.
- [Cha-57] Chalmers, J. A.
Atmospheric Electricity
Pergamon Press, London, UK, 1957.
- [Cha-66] Chatterton, P. A.
A theoretical study of field emission initiated vacuum breakdown
In *Proceedings of the Physical Society*, Band 88, Nr. 1, Seiten 231 – 245. 1966.
- [Cha-01] Chatterjee, A.; Rakshit, A. und Mukherjee, P. K.
A Self-Organizing Fuzzy Inference System for Electric Field Optimization of HV Electrode Systems
In *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 8, Nr. 6, Seiten 995 – 1002. 2001.
- [Che-04] Chen, E. C. M. und Chen, E. S. D.
The Electron Capture Detector and the Study of Reactions with Thermal Electrons
John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA, 2004.
- [CIG-08] CIGRE WG C4.302,
Insulation Co-ordination Related to Internal Insulation of Gas Insulated System SF₆ and N₂/SF₆ gas mixtures under AC condition
Technischer Bericht 360, cigré, 2008.
- [Cla-37] Clay, J.
Ionization by Gamma-Rays and Cosmic Rays in Gases at High Pressure and High Collecting Fields
In *The Physical Review*, Band 52, Nr. 3, Seiten 143 – 148. 1937.
- [Com-16] Comsol Multiphysics GmbH, Göttingen
Introduction to COMSOL Multiphysics, 2016
Online: <https://www.comsol.de/product-download>, aufgerufen am 20.05.2016.
- [Cse-61] Cserátóny-Hoffer, A.
Über den Mechanismus des Polaritätseffektes in der Durchschlagspannung von Gasen
In *Periodica Polytechnica Electrical Engineering*, Band 5, Nr. 4, Seiten 357 – 372. 1961.

- [Dak-74] Dakin, T. W.; Luxa, G.; Oppermann, G.; Vigreux, J.; Wind, G. und Winkelkemper, H.
Breakdown of Gases in Uniform Fields - Paschen Curves for Nitrogen, Air and Sulfur Hexafluoride
In *Electra*, Band 32, Seiten 61 – 82. Komitee Nr. 15 (Insulating Material), 1974.
- [Dav-03] David, H. A. und Nagaraja, H. N.
Order Statistics
John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA, 3. Auflage, 2003.
- [Dem-15] Demtröder, W.
Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme
Springer-Verlag, Berlin, 7. Auflage, 2015.
- [Dem-16] Demtröder, W.
Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper
Springer-Verlag, Berlin, 5. Auflage, 2016.
- [Des-97] Desai, S. R.; Wu, H.; Rohlfing, C. M. und Wang, L.-S.
A study of the structure and bonding of small aluminum oxide clusters by photoelectron spectroscopy: $Al_xO_y^-$ ($x = 1 - 2$, $y = 1 - 5$)
In *The Journal of Chemical Physics*, Band 106, Nr. 4, Seiten 1309 – 1317. 1997.
- [Die-85] Diederich, K. J.
Untersuchungen zur Durchschlagsentwicklung in einer schwach inhomogenen Anordnung in SF_6 bei Beanspruchung mit Blitzstoßspannung
Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1985.
- [Dre-16] Drees, M.
Internetauftritt des Lehrstuhls für Anorganische und Metallorganische Chemie, Fakultät für Chemie, Technische Universität München, 2016
Online: <http://aci.anorg.chemie.tu-muenchen.de/drees>, aufgerufen am 10.12.2016.
- [Ebe-71] Ebersberger, H.; Hauschild, W. und Förster, K.-H.
Statistische Verfahren zur Bestimmung der Durchschlagwahrscheinlichkeit von Isolierstrecken
In *Wissenschaftliche Zeitschrift der Elektrotechnik*, Band 17, Seiten 117 – 132. Leipzig, 1971.
- [Eic-14] Eichler, J.
Physik für das Ingenieurstudium
Springer Vieweg, Wiesbaden, 5. Auflage, 2014.
- [Eng-32] v. Engel, A. und Steenbeck, M.
Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik, Band 1
Julius Springer, Berlin, 1932.

- [Eng-34] v. Engel, A. und Steenbeck, M.
Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik, Band 2
Julius Springer, Berlin, 1934.
- [Eng-65] v. Engel, A.
Ionized Gases
Oxford University Press, London, UK, 2. Auflage, 1965.
- [Eri-24] Erikson, H. A.
On the Nature of the Ions in Air and in Carbone Dioxide
In *The Physical Review*, Band 24, Nr. 5, Seiten 502 – 509. 1924.
- [Fas-05] Fasching, G.
Werkstoffe für die Elektrotechnik - Mikrophysik, Struktur, Eigenschaften
Springer-Verlag, Wien, Österreich, 4. Auflage, 2005.
- [Fer-05] Fernández-Rueda, A.; Pontiga, F.; Soria, C. und Castellanos, A.
Numerical Simulation of Wire-to-Cylinder Negative Corona Discharge in Dry Air
In *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Seiten 95 – 98. IEEE, 2005.
- [Fer-06] Fernández-Rueda, A.; Pontiga, F. und Castellanos, A.
Numerical modeling of negative corona discharge in dry air: the role of carbon dioxide
In *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Seiten 245 – 248. IEEE, 2006.
- [Fes-70] Feser, K.
Inhomogene Luftfunkenstrecke bei verschiedener Spannungsbeanspruchung
Dissertation, Technische Hochschule München, 1970.
- [Fin-00] Finkel, M.; Boeck, W.; Jänicke, L.-R. und Kynast, E.
Experimental Studies on the Statistical Breakdown Characteristic of SF₆
In *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Band 1, Seiten 405 – 408. Victoria, Kanada, 2000.
- [Fin-03] Finkel, M.
Statistisches Isolationsverhalten gasisolierter Anlagen
Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 347, VDI Verlag, Düsseldorf, 2003.
- [Fis-07] Fischer, H.; Hofmann, H. und Spindler, J.
Werkstoffe in der Elektrotechnik
Carl Hanser Verlag, München, 6. Auflage, 2007.
- [For-02] Forbes, R. G.; Edgcombe, C. J. und Valdrè, U.
Some comments on models for field enhancement
In *Ultramicroscopy*, Band 95, Seiten 57 – 65. Elsevier Science B. V., 2002.

- [For-12] Forbes, R. G.
Extraction of emission parameters for large-area field emitters, using a technically complete Fowler-Nordheim-type equation
In *Nanotechnology*, Band 23, Seiten 1 – 12. 2012.
- [Fow-28] Fowler, R. H. und Nordheim, L.
Electron Emission in Intense Electric Fields
In *Proceedings of the Royal Society A*, Band 119, Seiten 173 – 181. London, UK, 1928.
- [Fre-96] Frey, W.
Lasergetriggerte Multikanalfunkenstrecken mit Magnesium-Aerosol-Schaltgas
Dissertation, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1996.
- [Fri-92] Friedrich, G. H.
Die physikalischen Entladungsparameter der synthetischen Luft unter dem Einfluss der Feuchte und der Temperatur
Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz, 1992.
- [Fri-14] Friedmann, H.
Einführung in die Kernphysik
WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2014.
- [Gän-53] Gänger, B.
Der elektrische Durchschlag von Gasen
Springer-Verlag, Berlin, 1953.
- [Gax-99] Gaxiola, E. H. R.
Dielectric Breakdown in Insulating Gases - Space Charge Effects and Non-Uniform Fields
Dissertation, Technische Universität Eindhoven, Niederlande, 1999.
- [GHM-15] GHM Messtechnik GmbH, Standort Greisinger, Regenstauf
Bedienungsanleitung Vakuum-/Baro-/Manometer GDH 200-14, 2015
Online: <https://www.greisinger.de/index.php?task=2>, aufgerufen am 04.08.2015.
- [Gie-04] Giere, S.
Vakuumschalttechnik im Hochspannungseinsatz
Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Cuvillier Verlag, Göttingen, 2004.
- [Gol-14] Goll, F.
Übertragungseigenschaften und Schutz vor äußeren Überspannungen von gasisolierten Rohrleitern
Dissertation, Technische Universität München, 2014.
- [Goo-56] Good, R. H. und Müller, E. W.
Encyclopedia of Physics - Electron-Emission, Gas Discharges I, Band 11, Kapitel 2 Field Emission, Seiten 176 – 231
Herausgeber: Flügge, S., Springer-Verlag, Berlin, 1956.

- [Gra-02] Graf, R. G.
Isolationsverhalten von N_2 - SF_6 -Gemischen für gasisolierte Anlagen
Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 335, VDI Verlag, Düsseldorf, 2002.
- [Gre-99] Gremmel, H.
Schaltanlagen
ABB Calor Emag Taschenbuch. Cornelsen Girardet, 10. Auflage, 1999.
- [Hab-99] Habermann, T.
Rastermikroskopische Untersuchung der Feldemission von Metall- und Diamantkathoden
Dissertation, Bergische Universität Wuppertal, 1999.
- [Hac-74] Hackam, R.
Determination of the electric field enhancement factor and crater dimensions in aluminium from scanning electron micrographs
In *Journal of Applied Physics*, Band 45, Nr. 1, Seiten 114 – 118. 1974.
- [Ham-30] Hamshere, J. L.
The Mobility of Ions in Air
In *Proceedings of the Royal Society of London*, Band 127, Nr. 805, Seiten 298 – 314. 1930.
- [Har-63] Harris, T. E.
The Theory of Branching Processes
Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen, Band 119. Herausgeber: Eckmann, B. und van der Waerden, B. L., Springer-Verlag, Berlin, 1963.
- [Har-66] Hartig, A.
Unvollkommener und vollkommener Durchschlag in Schwefelhexafluorid
Dissertation, Technische Hochschule Braunschweig, VDE Verlag, Berlin, Beihefte der ETZ, Elektrotechnische Zeitschrift, Heft 3, 1966.
- [Har-09] Hartung, J.; Elpelt, B. und Klösener, K.-H.
Statistik: Lehr- und Handbuch der angewandten Statistik
Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 15. Auflage, 2009.
- [Has-08] Hasse, S.
Gießerei Lexikon
Fachverlag Schiele & Schön, Berlin, 19. Auflage, 2008.
- [Has-14] Hasenfratz Sandstrahltechnik GmbH, Aßling
Produktdatenblatt Edelkorund weiß, 2014
Online: <http://www.hafra-sandstrahltechnik.de/strahlmittel/korund/edelkorund/edelkorund-weiss/>, aufgerufen am 11.12.2014.
- [Hau-82a] Hauschild, W.; Speck, J.; Schwarz, J. und Digmayer, M.
Zum Einfluß stochastischer Prozesse auf das zeitliche Durchschlagverhalten

- schwach inhomogener Felder im SF₆ (Teil 1)*
In *Zeitschrift für elektrische Informations- und Energietechnik*, Band 12, Seiten 289 – 318. Leipzig, 1982.
- [Hau-82b] Hauschild, W.; Speck, J.; Schwarz, J. und Digmayer, M.
Zum Einfluß stochastischer Prozesse auf das zeitliche Durchschlagverhalten schwach inhomogener Felder im SF₆ (Teil 2)
In *Zeitschrift für elektrische Informations- und Energietechnik*, Band 12, Seiten 385 – 403. Leipzig, 1982.
- [Hau-84] Hauschild, W. und Mosch, W.
Statistik für Elektrotechniker
VEB Verlag Technik, Berlin, 1984.
- [Hay-13] Haynes, M.; Lide, D. R. und Bruno, T. J.
CRC Handbook of Chemistry and Physics - A Ready-Reference Book of Chemical and Physical Data
CRC Press Taylor & Francis Group, London, UK, 93. Auflage, 2013.
- [Hes-11] Hesse, M.; Meier, H. und Zeeh, B.
Spektroskopische Methoden in der organischen Chemie
Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 8. Auflage, 2011.
- [Hie-91] Hiesinger, H.
Der Hochfrequenz-Durchschlagsmechanismus in SF₆ bei schwingenden transienten Überspannungen
Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 99, VDI Verlag, Düsseldorf, 1991.
- [Hik-08] Hikita, M.; Ohtsuka, S.; Yokoyama, N.; Okabe, S. und Kaneko, S.
Effect of Electrode Surface Roughness and Dielectric Coating on Breakdown Characteristics of High Pressure CO₂ and N₂ in a Quasi-Uniform Electric Field
In *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 15, Nr. 1, Seiten 243 – 250. 2008.
- [Hin-02] Hinterholzer, T.
Der Durchschlag in SF₆ unter Einfluss der Raumladungsstabilisierung
Dissertation, Technische Universität München, 2002.
- [Hog-15] Hogg, M. G.; Timoshkin, I. V.; McGregor, S. J.; Wilson, M. P. und Given, M. J.
Polarity Effects on Breakdown of Short Gaps in a Point-plane Topology in Air
In *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 22, Nr. 4, Seiten 1815 – 1822. 2015.
- [Hol-07] Holleman, A. F.; Wiberg, E. und Wiberg, N.
Lehrbuch der Anorganischen Chemie
Bearbeitet von Wiberg, N., Walter de Gruyter, Berlin, 102. Auflage, 2007.

- [Huh-03] Huheey, J.; Keiter, E. und Keiter, R.
Anorganische Chemie - Prinzipien von Struktur und Reaktivität
Walter de Gruyter, Berlin, 3. Auflage, 2003.
- [Ima-10] Imamovic, D. und Muhr, M.
Dielektrische Eigenschaften von Isoliertgasen für HGÜ-Anwendungen
In *Isoliersysteme bei Gleich- und Mischfeldbeanspruchung - ETG-Fachtagung*,
Band 125, Nr. 3.2. VDE Verlag, Berlin, 2010.
- [Isr-57] Israë, H.
Atmosphärische Elektrizität - Teil 1 - Grundlagen, Leitfähigkeit, Ionen
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig, 1957.
- [Isr-61] Israë, H. und Dolezalek, H.
Atmosphärische Elektrizität - Teil 2 - Felder, Ladungen, Ströme
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig, 1961.
- [Jac-74] Jacottet, P.
Das elektrische Feld der Spitze-Platte-Funkenstrecke
In *Elektrotechnische Zeitschrift, ETZ-A*, Band 95, Seiten 402 – 404. VDE
Verlag, 1974.
- [Ján-50] Jánossy, L.
Cosmic Rays
The International Series of Monographs on Physics. Herausgeber: Fowler, R.
H.; Kapitza, P.; Mott N. F. und Bullard, E. C., Clarendon Press, Oxford, UK,
2. Auflage, 1950.
- [Jan-87] Jander, G. und Spandau, H.
Kurzes Lehrbuch der anorganischen und allgemeinen Chemie
Bearbeitet von Fenner, J.; Minkwitz, R. und Siegers, H., Springer-Verlag, Ber-
lin, 10. Auflage, 1987.
- [Jun-81] Jungblut, H.
*Experimentelle Untersuchung der Ionenbeweglichkeit und -Rekombination so-
wie der Ladungsträgermultiplikation in elektronegativen Gasen*
Dissertation, Freie Universität Berlin, 1981.
- [Jun-89] Jungblut, H.; Hansen, D. und Schmidt, W. F.
Ion-ion Recombination in Electronegative Gases
In *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Band 24, Nr. 2, Seiten
343 – 348. 1989.
- [Jun-13] Jung, M. und Langer, U.
Methode der finiten Elemente für Ingenieure
Springer Verlag, Wiesbaden, 2. Auflage, 2013.
- [Jüt-69] Jüttner, B.
*Über die Gültigkeit der Fowler-Nordheim-Gleichung bei der Feldemission von
Mikrospitzen auf ausgedehnten Metalloberflächen*

- In *Contributions to Plasma Physics*, Band 9, Nr. 2, Seite 179 – 188. WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 1969.
- [Kat-62] Katakis, D. und Taube, H.
Some Photochemical Reactions of O₃ in the Gas Phase
In *The Journal of Chemical Physics*, Band 36, Nr. 2, Seiten 416 – 422. 1962.
- [Ken-95] Kennedy, J. T.
Study of the Avalanche to Streamer Transition in Insulating Gases
Dissertation, Technische Universität Eindhoven, Niederlande, 1995.
- [Kes-11] Kessler, J.
Isoliervermögen hybrider Isoliersysteme in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen (GIS)
Dissertation, Technische Universität München, 2011.
- [Kic-08] Kickelbick, G.
Chemie für Ingenieure
Pearson Studium, München, 2008.
- [Kim-13] Kim, E.-G. und Brédas, J.-L.
The nature of the aluminum-aluminum oxide interface: A nanoscale picture of the interfacial structure and energy-level alignment
In *Organic Electronics*, Band 14, Nr. 2, Seiten 569 – 574. Elsevier B. V., 2013.
- [Kin-57] Kind, D.
Die Aufbaufläche bei Stoßbeanspruchung technischer Elektrodenanordnungen in Luft
Dissertation, Technische Hochschule München, 1957.
- [Kin-82] Kind, D. und Kärner, H.
Hochspannungs-Isoliertechnik für Elektrotechniker
Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1982.
- [Kin-86] Kindersberger, J. S.
The statistical time-lag to discharge inception in SF₆
Dissertation, Technische Universität München, 1986.
- [Kin-95] Kind, D. und Feser, K.
Hochspannungs-Versuchstechnik
Vieweg + Teubner Verlag, 5. Auflage, 1995.
- [Kno-79] Knorr, W.
Der Zündverzögerung schwach inhomogener Elektrodenanordnungen in SF₆
Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1979.
- [Koc-12] Koch, M.; Straumann, U. und Franck, C. M.
Determination of Waiting Time between Successive Breakdown Experiments
In *IEEE Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Seiten 349 – 352. 2012.

- [Koj-13] Kojima, H.; Hotta, K.; Hayakawa, N.; Yanagita, N.; Kato, T.; Rokunohe, T. und Okubo, H.
Leader onset and breakdown mechanisms under non-uniform electric field in air
In *Proceedings of the 13th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH)*. Seoul, Korea, 2013.
- [Kor-07] Korotcenkov, G.
Metal oxides for solid-state gas sensors: What determines our choice?
In *Materials Science and Engineering: B*, Band 139, Nr. 1, Seiten 1 – 23. Elsevier B. V., 2007.
- [Kra-14] Kramida, A.; Ralchenko, Y.; Reader, J. und NIST ASD Team (2014),
NIST Atomic Spectra Database (Version 5.2)
National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA, 2014
Online: <http://physics.nist.gov/asd>, aufgerufen am 27.04.2015.
- [Kri-13] Krieger, H.
Strahlungsmessung und Dosimetrie
Springer Spektrum, Wiesbaden, 2. Auflage, 2013.
- [Küc-05] Küchler, A.
Hochspannungstechnik
Springer-Verlag, Berlin, 2. Auflage, 2005.
- [Kuf-59] Kuffel, E.
Electron Attachment Coefficients in Oxygen, Dry Air, Humid Air and Water Vapour
In *Proceedings of the Physical Society*, Band 74, Nr. 3, Seiten 297 – 308. 1959.
- [Kuf-08] Kuffel, E.; Zaengl, W. S. und Kuffel, J.
High Voltage Engineering: Fundamentals
Elsevier Butterworth Heinemann, Oxford, UK, 2. Auflage, 2008.
- [Küh-01] Kühlmeyer, M.
Statistische Auswertungsmethoden für Ingenieure
Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [Kur-09] Kurzweil, P.; Frenzel, B. und Gebhard, F.
Physik Formelsammlung
Vieweg + Teubner Verlag, Wiesbaden, 2. Auflage, 2009.
- [Lan-90] Landau, L. D. und Lifschitz, E. M.
Lehrbuch der theoretischen Physik - Elektrodynamik der Kontinua, Band 8
Akademie-Verlag, Berlin, 5. Auflage, 1990.
- [Led-09] Lederle, C.
Isoliervermögen SF₆-isolierter Elektrodenanordnungen mit dielektrischer Beschichtung

- Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 383, VDI Verlag, Düsseldorf, 2009.
- [Lee-91] Lee, G. H.; Arnold, S. T.; Eaton, J. G.; Sarkas, H. W.; Bowen, K. H.; Ludwig, C. und Haberland, H.
Negative ion photoelectron spectroscopy of solvated electron cluster anions, $(H_2O)_n^-$ and $(NH_3)_n^-$
In *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, Band 20, Nr. 1, Seiten 9 – 12. Springer Verlag, 1991.
- [Leg-61] Legler, W.
Die Statistik der Elektronenlawinen in elektronegativen Gasen, bei hohen Feldstärken und bei großer Gasverstärkung
In *Zeitschrift für Naturforschung*, Heft 16 a, Seiten 253 – 261. 1961.
- [Les-59] Lesch, G.
Lehrbuch der Hochspannungstechnik
Herausgeber: Baumann, E., Springer-Verlag, Berlin, 1959.
- [Loe-65] Loeb, L. B.
Electrical Coronas - Their Basic Physical Mechanisms
University of California Press, Berkeley, Kalifornien, USA, 1965
Library of Congress Catalog Card Number: 64-18642.
- [Mäc-37] Mächler, W.
Über Druck- und Temperaturabhängigkeit des Wiedervereinigungskoeffizienten und der Ionisation durch Gammastrahlen in Luft und Kohlensäure
In *Zeitschrift für Physik*, Band 104, Nr. 1, Seiten 1 – 33. 1937.
- [Mag-07] Maglaras, A. und Maglaras, L.
The influence of the Corona Current to the Ground and the Polarity Effect of small air gaps
In *Proceedings of the 6th Conference on Applications of Electrical Engineering*, Seiten 89 – 95. World Scientific and Engineering Academy and Society (WSEAS), Stevens Point, Wisconsin, USA, 2007.
- [Man-88] Manjunath, B. S.; Dwarakanath, K.; Arunachala Sastry, K. S. und Maruti, R.
Uniform and Non-Uniform Breakdown in Compressed Air under Lightning and Switching Impulse Voltages
In *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Seiten 324 – 328. IEEE, 1988.
- [Mar-28] Marx, E.
Untersuchungen über den elektrischen Durchschlag und Überschlag im unhomogenen Felde
In *Archiv für Elektrotechnik*, Band 20, Nr. 5, Seiten 589 – 606. Springer-Verlag, 1928.
- [Mar-30] Marx, E.
Der elektrische Durchschlag von Luft im unhomogenen Felde

- In *Archiv für Elektrotechnik*, Band 24, Nr. 1, Seiten 66 – 70. Springer-Verlag, 1930.
- [McA-81] McAllister, I. W. und Pedersen, A.
Corona-Onset Field-Strength Calculations and the Equivalent Radius Concept
In *Archiv für Elektrotechnik*, Band 64, Seiten 43 – 48. Springer-Verlag, 1981.
- [McG-65] McGowan, S.
Ion-Ion Recombination in Laboratory Air
In *Physics in Medicine and Biology*, Band 10, Nr. 1, Seiten 25 – 40. 1965.
- [Mes-02] Messerer, F.
Gas-Insulated Substation (GIS) for HVDC
Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 319, VDI Verlag, Düsseldorf, 2002.
- [Mil-67] Miller, H. C.
Change in Field Intensification Factor β of an Electrode Projection (Whisker) at Short Gap Lengths
In *Journal of Applied Physics*, Band 38, Nr. 11, Seiten 4501 – 4504.
- [Mil-08] Miller, T. M.; Viggiano, A. A. und Troe, J.
Electron attachment to SF₆ under well defined conditions: Comparison of statistical modeling results to experiments
In *Journal of Physics*, Band 115, Nr. 1. 2008.
- [Mit-04] Mitutoyo Deutschland GmbH, Neuss
Oberflächen-Rauheitsprüfgerät SurfTest SJ-301, Serie Nr. 178, Bedienungsanleitung, 2004.
- [Miz-02] Mizuno, T.; Morita, K.; Kurata, Y. und Miyagawa, H.
The Electrical Performance of Air or Nitrogen Gas with Solid Insulation and the Application for Switchgears
In *Transmission and Distribution Conference and Exhibition 2002: Asia Pacific. IEEE/PES*, Band 3, Seiten 1797 – 1801. 2002.
- [Mor-15] Mortimer, C. E. und Müller, U.
Chemie: das Basiswissen der Chemie
Thieme, Stuttgart, 12. Auflage, 2015.
- [Mos-79] Mosch, W. und Hauschild, W.
Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid
Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1979.
- [Mos-82] Mosch, W.; Böhme, H.; Eberhardt, M.; Hauschild, W.; Lemke, E. und Pilling, J.
Taschenbuch Elektrotechnik - Systeme der Elektroenergie-technik, Band 6, Kapitel 2 Hochspannungsisoliertechnik, Seiten 235 – 425
Herausgeber: Philippow, E., VEB Verlag Technik, Berlin, 1982.

- [Mos-91] Mosch, W. und Lemke, E.
Einführung in die Hochspannungstechnik: Modell zum Durchschlagprozeß (Gasentladungen), Band 3
Verlag Technik, Dresden, 1991.
- [Müc-10] Mücke, W. und Lemmen, C.
Duft und Geruch - Wirkungen und gesundheitliche Bedeutung von Geruchsstoffen
ecomед MEDIZIN, Heidelberg, 2010.
- [Muk-96] Mukherjee, P. K.; Trinitis, C. und Steinbigler, H.
Optimization of HV Electrode Systems by Neural Networks using a New Learning Method
In *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 3, Nr. 6, Seiten 737 – 742. 1996.
- [Mül-39] Müller-Strobel, J.
Elektronenaustrittsarbeit und mittlere Streuzeit
In *Archiv für Elektrotechnik*, Band 33, Nr. 11, Seiten 717 – 721. Springer-Verlag, 1939.
- [Mur-56] Murphy, E. L. und Good, R. H.
Thermoionic Emission, Field Emission, and the Transition Region
In *Physical Review*, Band 102, Nr. 6, Seiten 1464 – 1473. 1956.
- [Noe-82] Noer, R. J.
Electron Field Emission from Broad-Area Electrodes
In *Applied Physics*, Band A, Nr. 28, Seiten 1 – 24. Springer-Verlag, 1982.
- [Pal-72] Palva, V.
Research on long air gap discharges at Les Renardières
In *Electra*, Band 23, Seiten 53 – 157. Komitee Nr. 33, „Les Renardières“-Gruppe, 1972.
- [Ped-84] Pedersen, A.; McAllister, I. W.; Crichton, G. C. und Vibholm, S.
Formulation of the streamer breakdown criterion and its application to strongly electronegative gases and gas mixtures
In *Archiv für Elektrotechnik*, Band 67, Nr. 6, Seiten 395 – 402. Springer-Verlag, 1984.
- [Ped-09] Pedersen, A.; Christen, T.; Blaszczyk, A. und Boehme, H.
Streamer inception and propagation models for designing air insulated power devices
In *IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Seiten 604 – 607. Virginia Beach, Virginia, USA, 2009.
- [Per-11] PerkinElmer, Rodgau
Technical Note FT-IR Spectrometry (Spectrum Two), 2011
Online: <http://www.perkinelmer.de/product/spectrum-two-ft-ir-sp10-s-w-l160000a>, aufgerufen am 21.06.2016.

- [Pet-95] Petcharaks, K.
Applicability of the Streamer Breakdown Criterion to Inhomogeneous Gas Gaps
 Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz, 1995.
- [Pey-82] Peyrous, R.; Coxon, P. und Moruzzi, J.
Mass Spectra of Ionic Species Created by D.C. Corona Discharges in Air
 In *7th International Conference on Gas Discharges and their Applications*,
 Band 20 von *PPL conference publication*, Seiten 169 – 172. Peter Peregrinus,
 Central Electricity Generating Board and Institution of Electrical Engineers,
 London, UK, 1982.
- [Pfe-15] Pfeiffer Vacuum GmbH, Asslar
*Betriebsanleitung OmniStarTM ThermoStarTM GSD 320 Gasanalyse-System
 (OmniStarTM GSD 320 O2 mit Wolframkathode)*, 2015
 Online: <https://www.pfeiffer-vacuum.com/de/produkte/analysegeraete/gasanalyse/gasanalyse-im-druckbereich-bis-1-000-hpa/omnistar-gsd-320-o/?detailPdoId=5575>, aufgerufen am 08.06.2016.
- [Pod-06] Podenok, S.; Sveningsson, M.; Hansen, K. und Campbell, E. E. B.
Electric Field Enhancement Factors Around a Metallic, End-Capped Cylinder
 In *NANO: Brief Reports and Reviews*, Band 1, Nr. 1, Seiten 87 – 93. World
 Scientific Publishing, 2006.
- [Pon-08] Pontiga, F.; Moreno, H. P.; Fernández-Rueda, A. und Castellanos, A.
Corona discharge in flowing synthetic air
 In *Annual Report Conference on Electrical Insulation Dielectric Phenomena*,
 Seiten 618 – 621. IEEE, 2008.
- [Prä-87] Prätsch, R.; Zückler, K.; Schramm, H.-H.; Luxa, G.; Edlmayr, F.; Rauter,
 G. J. und Strop, P. F. K.
Schaltgeräte - Grundlagen, Aufbau, Wirkungsweise
 Herausgeber: Lindmayer, M., Springer-Verlag, Berlin, 1987.
- [Pre-05] Precht, M.; Kraft, R. und Bachmaier, M.
Angewandte Statistik, Band 1
 Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 7. Auflage, 2005.
- [Pri-65] Prinz, H.
Feuer, Blitz und Funke
 F. Bruckmann Verlag, München, 1965.
- [Pri-67] Prinz, H. und Singer, H.
*Der Schwaigersche Ausnutzungsfaktor grundlegender translatorischer und ro-
 tatorischer Elektrodensysteme*
 In *Bulletin*, Seiten 161 – 167. Schweizerischer Elektrotechnischer Verein (SEV),
 Zürich, Schweiz, 1967.

- [Rae-64] Raether, H.
Electron Avalanches and Breakdown in Gases
Butterworths, London, 1964.
- [Reb-05] Rebholz, H.; Köhler, W. und Tenbohlen, S.
Dielektrische Festigkeit verschiedener Gase in GIS
Universität Stuttgart, 2005
Online: https://www.researchgate.net/publication/265229118_Dielektrische_Festigkeit_verschiedener_Gase_in_GIS, aufgerufen am 20.05.2010.
- [Rie-59] Riezler, W.
Einführung in die Kernphysik
R. Oldenbourg, München, 1959.
- [Rie-67] Rieder, W.
Plasma und Lichtbogen
Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1967.
- [Rie-02] Rienstra-Kiracofe, J. C.; Tschumper, G. S.; Schaefer, H. F.; Nandi, S. und Ellison, G. B.
Atomic and Molecular Electron Affinities: Photoelectron Experiments and Theoretical Computations
In *Chemical Reviews*, Band 102, Nr. 1, Seiten 231 – 282. 2002.
- [Rie-07] Riedel, E. und Janiak, C.
Anorganische Chemie
Walter de Gruyter, Berlin, 7. Auflage, 2007.
- [Rok-07] Rokunohe, T.; Yagihashi, Y.; Aoyagi, K.; Oomori, T. und Endo, F.
Development of SF₆-Free 72,5 kV GIS
In *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 22, Nr. 3, Seiten 1869 – 1876. 2007.
- [Ros-48] Rossi, B.
Interpretation of Cosmic-Ray Phenomena
In *Reviews of Modern Physics*, Band 20, Nr. 3, Seiten 537 – 583. 1948.
- [Rot-59] Roth, A.
Hochspannungstechnik
Herausgeber: de Senarclens, G. und Amsler, J., Springer-Verlag, Wien, Österreich, 4. Auflage, 1959.
- [Rüd-74] Rüdtenberg, R.
Elektrische Schaltvorgänge
Herausgeber: Dorsch, H. und Jacottet, P., Springer-Verlag, Berlin, 5. Auflage, 1974.
- [Sac-72] Sachs, L.
Statistische Auswertungsmethoden
Springer-Verlag, Berlin, 3. Auflage, 1972.

- [Sac-09] Sachs, L. und Hedderich, J.
Angewandte Statistik - Methodensammlung mit R
Springer-Verlag, Berlin, 13. Auflage, 2009.
- [Sad-12] Sadaoui, F. und Beroual, A.
Influence of polarity on breakdown voltage of gases in divergent electric field under lightning impulse voltages
In *International Conference on High Voltage Engineering and Application*,
Seiten 496 – 499. Shanghai, Volksrepublik China, 2012.
- [Sal-07] Salmang, H. und Scholze, H.
Keramik
Herausgeber: Telle, R., Springer-Verlag, Berlin, 7. Auflage, 2007.
- [Sam-00] Samaranyake, W. J. M.; Miyahara, Y.; Namihira, T.; Katsuki, S.; Sakugawa, T.; Hackam, R. und Akiyama, H.
Pulsed Streamer Discharge Characteristics of Ozone Production in Dry Air
In *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 7, Nr. 2,
Seiten 254 – 260. 2000.
- [Say-38] Sayers, J.
Ionic recombination in air
In *Proceedings of the royal society A - mathematical, physical and engineering science*, Band 169, Nr. 936, Seiten 83 – 101. The Royal Society, 1938.
- [Sch-68a] Scholz, H.
Durchschlag und Überschlag innerhalb gasgefüllter Isolierrohre mit inhomogenem Feld
Dissertation, Technische Universität Dresden, 1968.
- [Sch-68b] Schulz, P.
Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern
G. Braun, Karlsruhe, 1968.
- [Sch-80] Schmidt, W. F.; Jungblut, H.; Hansen, D. und Tagashira, H.
Ionic and Electronic Processes in Sulfur Hexafluoride
In *Gaseous Dielectrics II: Proceedings of the Second International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, Tennessee, USA*, Seiten 1 – 11. Herausgeber: Christophorou, L. G., Pergamon Press, New York, USA, 1980.
- [Sch-15] Schwab, A.
Elektroenergiesysteme - Erzeugung, Transport, Übertragung und Verteilung elektrischer Energie
Springer Vieweg, Berlin, 4. Auflage, 2015.
- [Sek-98] Sekretariat der Klimarahmenkonvention mit Unterstützung des deutschen Bundesumweltministeriums
Protokoll von Kyoto zum Rahmenübereinkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen, 1998

- Online: <http://unfccc.int/resource/docs/convkp/kpger.pdf>, aufgerufen am 14.05.2010.
- [Sem-69] Semov, Y. I.
Work Function of Oxidized Metal Surfaces and Estimation of Al_2O_3 Film Band Structure Parameters
In *Physica Status Solidi*, Band 32, Nr. 1, Seiten K41 – K44. WILEY-VCH Verlag, 1969.
- [Sie-11] Siemens AG, Energy Sector, Erlangen
Gasisolierte Schaltanlagen, Baureihe 8DN8 bis 170 kV, 63 kA, 4000 A, 2011
Online: <https://www.siemens.com/content/dam/internet/siemens-com/global/products-services/energy/high-voltage/high-voltage-switchgear-and-devices/gas-insulated-switchgear/de-e50001-g620-a122-v1.pdf>, aufgerufen am 18.02.2018.
- [Sie-16] Siemens AG, Energy Sector, Erlangen
Gasisolierte Übertragungsleitungen (GIL), Übertragungstechnologie für hohe Leistungen, 2016
Online: https://www.energy.siemens.com/hq/pool/hq/power-transmission/gas-insulated-transmission-lines/GIL_d.pdf, aufgerufen am 03.03.2018.
- [Sik-64] Siksna, R.
Coefficients of Volume Recombination and Some Derived Characteristics of Air Ions
In *Pure and Applied Geophysics*, Band 59, Nr. 1, Seiten 243 – 255. 1964.
- [Sim-11] Simka, P.
Dielectric Coordination of High Voltage Gas Circuit Breakers
Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz, 2011.
- [Sim-12] Simka, P.; Straumann, U. und Franck, C. M.
SF₆ High Voltage Circuit Breaker Contact Systems under Lightning Impulse and Very Fast Transient Voltage Stress
In *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Band 19, Nr. 3, Seiten 855 – 864. 2012.
- [Sin-74] Singer, H.; Steinbigler, H. und Weiss, P.
A Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields
In *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Band PAS-93, Nr. 5, Seiten 1660 – 1668. 1974.
- [Sir-55] Sirotinski, L. I.
Hochspannungstechnik - Teil 1: Gasentladungen, Band 1
VEB Verlag Technik, Berlin, 1955.
- [Smi-73] Smirnow, N. W. und Dunin-Barkowski, I. W.
Mathematische Statistik in der Technik, Band 9
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1973.

- [Sol-01] Sol, C. und Tilley, R. J. D.
Ultraviolet laser irradiation induced chemical reactions of some metal oxides
In *Journal of Materials Chemistry*, Band 11, Nr. 3, Seiten 815 – 820. 2001.
- [Sta-16] Statistisches Bundesamt, Wiesbaden
Erhebung bestimmter klimawirksamer Stoffe Schwefelhexafluorid (SF_6) und Stickstofftrifluorid (NF_3), 2016
Online: https://www.destatis.de/DE/Publikationen/Qualitaetsberichte/Umwelt/Schwefelhexafluorid15.pdf?__blob=publicationFile, aufgerufen am 5.12.2016.
- [Ste-69] Steinbigler, H.
Anfangsfeldstärken und Ausnutzungsfaktoren rotationssymmetrischer Elektrodenanordnungen in Luft
Dissertation, Technische Hochschule München, 1969.
- [Ste-89] Stepken, A. H.
Untersuchungen zur Durchschlagentwicklung in SF_6 bei Beanspruchung mit schwingenden Blitzstoßspannungen
Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1989.
- [Str-11] Stroth, U.
Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen
Vieweg + Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011.
- [SUK-16] SUKU Druck- und Temperaturmeßtechnik GmbH, Lichtenau
Datenblatt Feinmessmanometer mit Spiegelskala nach Grade 3A ASME (Nenngröße NG 160, Genauigkeitsklasse 0,25, Baureihe 8811), 2016
Online: <http://www.suku.de/produkte/typ-8811-feinmessmanometer-ng160-chemieausfuehrung-mit-spiegelskala>, aufgerufen am 23.06.2016.
- [Tri-98] Trinitis, C.
Feldoptimierung von dreidimensionalen Isoliersystemen in der Hochspannungstechnik
Dissertation, Technische Universität München, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 21: Elektrotechnik, Nr. 242, VDI Verlag, Düsseldorf, 1998.
- [Vib-64] Vibrans, G. E.
Field Emission in Vacuum Voltage Breakdown
Technischer Bericht 353, Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory, Lexington, Massachusetts, USA, 1964.
- [Vla-84a] Vlastós, A. E.
Oxide Layer Damage of Anodized Aluminium Electrodes from Electric Breakdown in Pressurized SF_6
In *Gaseous Dielectrics IV: Proceedings of the Fourth International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, Tennessee, USA*, Seiten 311 – 316. Herausgeber: Christophorou, L. G. und Pace, M. O., Pergamon Press, New York, USA, 1984.

- [Vla-84b] Vlastós, A. E.
Postbreakdown State of Aluminium Electrodes in SF₆
In *Gaseous Dielectrics IV: Proceedings of the Fourth International Symposium on Gaseous Dielectrics, Knoxville, Tennessee, USA*, Seiten 317 – 322. Herausgeber: Christophorou, L. G. und Pace, M. O., Pergamon Press, New York, USA, 1984.
- [Vol-98] Volkmann, P.
Größen und Einheiten in Technik und fachbezogenen Naturwissenschaften: Festlegungen, Formelzeichen, Indizes
VDE Verlag, Berlin, 1998.
- [Wat-86] Waters, C.
Current Transformers Provide Accurate, Isolated Measurements
In *Powerconversion & Intelligent Motion*. Dezember 1986
Online: <http://pearsonelectronics.com/pdf/PCIM%20Article%2086.pdf>, aufgerufen am 24.04.2013.
- [Wen-89] Wen, C.
Time-Resolved Swarm Studies in Gases with Emphasis on Electron Detachment and Ion Conversion
Dissertation, Technische Universität Eindhoven, Niederlande, 1989.
- [Wen-98] Wenguo, G.; Zhang, Q. und Yuchang, Q.
Leader Step Time and Low Probability Impulse Breakdown Voltage Measured in SF₆ Gas Mixtures
In *Gaseous Dielectrics VIII: Proceedings of the Eighth International Symposium on Gaseous Dielectrics, Virginia Beach, Virginia, USA*, Seiten 181 – 187. Herausgeber: Christophorou, L. G. und Olthoff, J. K., Springer Science+Business Media, New York, USA, 1998.
- [Wie-78] Wieland, A.
Durchschlagverhalten von SF₆ und SF₆-Gas-Gemischen bis zu hohen Gasdrücken
Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1978.
- [Wie-85] Wiegart, N.
A Model for the Production of Initial Electrons by Detachment of SF₆⁻-Ions
In *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Band EI-20, Nr. 3, Seiten 587 – 594. 1985.
- [Wie-88a] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J. S.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I. und Boggs, S. A.
Inhomogeneous field breakdown in GIS - the prediction of breakdown probabilities and voltages - Part I: Overview of a theory for inhomogeneous field breakdown in SF₆
In *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 3, Nr. 3, Seiten 923 – 930. 1988.

- [Wie-88b] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J. S.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I. und Boggs, S. A.
Inhomogeneous field breakdown in GIS - the prediction of breakdown probabilities and voltages - Part II: Ion density and statistical time lag
In *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 3, Nr. 3, Seiten 931 – 938. 1988.
- [Wie-88c] Wiegart, N.; Niemeyer, L.; Pinnekamp, F.; Boeck, W.; Kindersberger, J. S.; Morrow, R.; Zaengl, W.; Zwicky, M.; Gallimberti, I. und Boggs, S. A.
Inhomogeneous field breakdown in GIS - the prediction of breakdown probabilities and voltages - Part III: Discharge development in SF₆ and computer model of breakdown
In *IEEE Transactions on Power Delivery*, Band 3, Nr. 3, Seiten 939 – 946. 1988.
- [Win-15] Winter, A. R.
Elektrische Felder in Gas-Feststoff-Isoliersystemen unter Gleichspannungsbelastung
Dissertation, Technische Universität München, Shaker Verlag, Aachen, 2015.
- [Xia-16] Xiao, D.
Gas Discharge and Gas Insulation
Springer-Verlag, 2016.
- [Yan-07] Yanallah, K.; Pontiga, F.; Fernández-Rueda, A.; Castellanos, A. und Belasri, A.
Experimental characterization and numerical modeling of a wire-to-cylinder corona discharge ozonizer
In *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, Seiten 667 – 670. IEEE, 2007.
- [Yeo-02] Yeo, Y.-C.; King, T.-J. und Hu, C.
Metal-dielectric band alignment and its implications for metal gate complementary metal-oxide-semiconductor technology
In *Journal of Applied Physics*, Band 92, Nr. 12, Seiten 7266 – 7271. 2002.
- [Zae-91] Zaengl, W. S.; Yimvuthikul, S. und Friedrich, G.
The Temperature Dependence of Homogeneous Field Breakdown in Synthetic Air
In *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Band 26, Nr. 3, Seiten 380 – 390. 1991.
- [Zie-00] Zienkiewicz, O. C. und Taylor, R. L.
The Finite Element Method - Volume 1: The Basis
Butterworth Heinemann, Oxford, UK, 5. Auflage, 2000.
- [Zla-81] Zlatkis, A. und Poole, C. F.
Electron Capture - Theory and Practice in Chromatography
Journal of Chromatography Library, Band 20. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, Niederlande, 1981.

Normen

- DIN 1304-1 Formelzeichen - Teil 1: Allgemeine Formelzeichen, März 1994.
- DIN 1338 Formelschreibweise und Formelsatz, März 2011.
- DIN EN ISO 4287 Geometrische Produktspezifikationen (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren - Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit (ISO 4287:1997); Deutsche Fassung EN ISO 4287:1998, Oktober 1998.
- DIN EN ISO 4288 Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren Regeln und Verfahren für die Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit (ISO 4288:1996); Deutsche Fassung EN ISO 4288:1997, April 1998.
- VDE 0432-1 Hochspannungs-Prüftechnik - Teil 1: Allgemeine Begriffe und Prüfbedingungen (IEC 60060-1:2010); Deutsche Fassung EN 60060-1:2010, Oktober 2011.
- VDE 0434 Hochspannungs-Prüftechnik - Teilentladungsmessungen (IEC 60270:2000); Deutsche Fassung EN 60270:2001, August 2001.
- VDE 0671-203 Hochspannungs-Schaltgeräte und -Schaltanlagen - Teil 203: Gasisolierte metallgekapselte Schaltanlagen für Bemessungsspannungen über 52kV (IEC 62271-203:2003); Deutsche Fassung EN 62271-203:2004, November 2004.

Studentische Arbeiten

Im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik der Technischen Universität München wurden untenstehende studentische Arbeiten von mir betreut. Deren umfangreiche Ergebnisse aus Messungen und Simulationen flossen in die vorliegende Arbeit ein. Bei den schriftlichen Ausführungen der Studierenden handelt es sich um interne Prüfungsdokumente, die nicht veröffentlicht wurden.

Brunner, A.

Mechanische Spannungsverteilung in Kunststoff-Verbundisolatoren mit Aufpressarmaturen

Studienarbeit, Technische Universität München, 2012.

Gene, M.

Der Einfluss von Mikrospitzen auf das Isoliervermögen einer Elektrodenanordnung in Schwefelhexafluorid

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2014.

Groß, F.

Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in umweltverträglichem Gas bei Gleichspannungsbeanspruchung

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2014.

Hartmann, S.

Erfassung des Entladungseinsatzes bei einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in umweltverträglichem Gas

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2016.

Kolbeck, C.

Isoliervermögen umweltverträglicher Gase in gasisolierten Schaltanlagen

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2010.

Kuhn, M.

Der Einfluss von Mikrospitzen auf das Isoliervermögen umweltverträglicher Gase in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen (GIS)

Diplomarbeit, Technische Universität München, 2011.

Kutz, B.

Entwicklung eines Messsystems zur Bestimmung der statistischen Streuzeit beim Stoßspannungsdurchschlag in Gasen

Masterarbeit, Technische Universität München, 2012.

Lubjahn, M.

Isoliervermögen einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in umweltverträglichem Gas bei Wechselspannungsbeanspruchung

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2014.

Olf, T.

Statistische Auswertungsmethoden für Prüfergebnisse am Beispiel von Gasdurchschlägen

Studienarbeit, Technische Universität München, 2011.

Summerer, S.

Fußpunktverteilung auf einer schwach inhomogenen Elektrodenanordnung in umweltverträglichem Gas bei Blitzstoßspannungsbeanspruchung

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2015.

STUDENTISCHE ARBEITEN

Zösmayr, J.

Der Gasdurchschlag bei schwach inhomogenem Feldverlauf und großflächiger Elektrodenanordnung

Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2011.